

ĐÀO KHẮC AN

VẬT LIỆU VÀ LINH KIỆN BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ TRONG THÔNG TIN QUANG



NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

ĐÀO KHẮC AN

**VẬT LIỆU VÀ LINH KIỆN
BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ
TRONG THÔNG TIN QUANG**

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

Dao Khac An

OPTOELECTRONICS SEMICONDUCTOR
MATERIALS AND DEVICES
IN OPTICAL COMMUNICATION SYSTEMS

VIETNAM NATIONAL UNIVERSITY PUBLISHING HOUSE, HANOI

Chịu trách nhiệm xuất bản :

Giám đốc: PHÙNG QUỐC BẢO
Tổng biên tập: NGUYỄN THIÊN GIÁP

Người nhận xét: PGS.TSKH. VŨ VĂN LỰC
TSKH. NGUYỄN VĂN VƯỢNG

Biên tập: NGỌC QUYÊN
NGUYỄN HƯNG
BÍCH NGA

Trình bày bìa : NGỌC ANH

VẬT LIỆU VÀ LINH KIỆN BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ TRONG THÔNG TIN QUANG

Mã số: 01.72.ĐH 2003

In 500 cuốn, tại Nhà in Đại học Quốc gia Hà Nội

Số xuất bản: 75/27/CXB. Số trích ngang 131 KH/XB

In xong và nộp lưu chiểu quý II năm 2003

MỤC LỤC

Mục lục	I-X
Lời nói đầu	1

Chương 1. CÔNG NGHỆ THÔNG TIN QUANG VÀ MỘT SỐ ĐẶC ĐIỂM

1.1. Thời đại thông tin và vai trò của vật liệu linh kiện bán dẫn quang điện tử	3
1.2. Các quá trình cơ bản trong một hệ thống thông tin	4
1.3. Các chủng loại linh kiện bán dẫn và vi mạch	6
1.4. Các khái niệm liên quan tới điện tử học và quang tử học	7
1.5. Cấu trúc của một mạng thông tin quang	8
1.6. Các linh kiện quang điện tử tích cực chính sử dụng trong thông tin quang	10
1.7. Các ưu- nhược điểm của hệ thống thông tin cáp quang	14

Chương 2. MỘT VÀI ĐẶC ĐIỂM CỦA ÁNH SÁNG - KHÁI QUÁT VỀ HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL TRONG MÔI TRƯỜNG VẬT CHẤT

2.1. Phương pháp mô tả ánh sáng và dải bước sóng trong thông tin quang	17
2.2. Một số đặc điểm cơ bản của ánh sáng	20
2.2.1. Hai phương pháp thông dụng biểu diễn ánh sáng	20
2.2.2. Tính chất lưỡng tính: hạt và sóng của ánh sáng	21
2.3. Một vài đặc trưng của ánh sáng: truyền thẳng, khúc xạ, phản xạ, phân cực và giao thoa	22
2.3.1. Tính chất truyền thẳng của ánh sáng	22
2.3.2. Sự khúc xạ và phản xạ ánh sáng	23
2.3.3. Sự phân cực ánh sáng	24
2.3.4. Nguyên lý chồng chập của ánh sáng	24
2.3.5. Tính chất giao thoa của ánh sáng	25
2.4. Hệ phương trình Maxwell trong môi trường vật chất	27
2.4.1. Môi trường vật chất truyền sóng ánh sáng	27
2.4.2. Khái quát hệ phương trình Maxwell trong môi trường vật chất	31
2.4.3. Sự phân cực của ánh sáng	36

2.4.4. Sóng ánh sáng trong ống dẫn sóng	39
2.4.5. Tốc độ pha và tốc độ nhóm	42
2.5. Ánh sáng truyền trong môi trường tinh thể	43
2.6. Biến điệu ánh sáng qua điều khiển phân cực	47
2.7. Tính chất phân cực và biến điệu của tinh thể Nematic xoắn	49
2.8. Hiệu ứng quang điện trong các tinh thể	50

Chương 3. VẬT LIỆU CHO LINH KIỆN QUANG ĐIỆN TỬ - MỘT SỐ ĐẶC ĐIỂM CẤU TRÚC VÀ CÔNG NGHỆ CHẾ TẠO

3.1. Các trạng thái của vật chất, trật tự	52
3.2. Vật liệu có cấu trúc tinh thể	53
3.2.1. Sự tuần hoàn của tinh thể	54
3.2.2. Các loại mạng cơ sở	55
3.2.3. Cấu trúc kim cương và giả kim	57
3.2.4. Tinh thể điện tử	59
3.2.5. Chỉ số Miller	60
3.3. Cấu trúc nhân tạo: siêu mạng và giếng lượng tử	62
3.4. Bề mặt lý tưởng và bề mặt thực	64
3.5. Các biên pha cách	65
3.6. Các loại sai hỏng trong vật liệu	66
3.6.1. Các sai hỏng điểm	67
3.6.2. Sai hỏng đường	69
3.6.3. Sai hỏng mặt và sai hỏng khối	70
3.6.4. Sai hỏng sinh ra trong quá trình khuếch tán và mô hình Prussin	71
3.7. Một số công nghệ chế tạo vật liệu bán dẫn	71
3.7.1. Các công nghệ nuôi đơn tinh thể bán dẫn khối	71
3.7.2. Các công nghệ nuôi màng tinh thể bán dẫn	76
3.8. Một số vật liệu bán dẫn quan trọng sử dụng trong quang điện tử	85
3.8.1. Các vật liệu bán dẫn đơn chất quan trọng	85
3.8.2. Các vật liệu bán dẫn hợp chất	85
3.8.3. Một số vật liệu bán dẫn quan trọng sử dụng trong chế tạo laser bán dẫn và photodetector	89

Chương 4. MỘT SỐ TÍNH CHẤT ĐIỆN - QUANG CỦA VẬT LIỆU BÁN DẪN

4.1. Vật liệu bán dẫn và độ dẫn điện.....	90
4.2. Mức năng lượng rời rạc và vùng năng lượng trong chất rắn	92
4.3. Khái quát về cấu trúc vùng năng lượng.....	94
4.3.1. Mạng tinh thể tuần hoàn.....	94
4.3.2. Vectơ ô cơ sở và vectơ ô mạng đảo.....	95
4.3.3. Khái niệm cấu trúc vùng năng lượng trong chất bán dẫn	96
4.3.4. Vùng cấm trực tiếp và vùng cấm không trực tiếp.....	99
4.3.5. Thế năng và động năng của hạt tải trong vùng năng lượng.....	99
4.3.6. Sự phụ thuộc của độ rộng vùng cấm vào nhiệt độ	101
4.4. Khối lượng hiệu dụng.....	101
4.5. Hàm Fermi Dirac.....	102
4.6. Bán dẫn thuần, bán dẫn loại n, loại p, bán dẫn bù trừ và bán dẫn suy biến	104
4.6.1. Bán dẫn thuần.....	104
4.6.2. Bán dẫn loại n và nguyên tử (ion) Donor	104
4.6.3. Bán dẫn loại p và nguyên tử (ion) Acceptor.	105
4.6.4. Bán dẫn bù trừ.....	105
4.6.5. Bán dẫn suy biến	105
4.7. Các công thức quan trọng của bán dẫn tại cân bằng.....	106
4.7.1. Nồng độ điện tử, lỗ trống và mật độ các trạng thái trong vùng dẫn và vùng hoá trị.....	106
4.7.2. Trường hợp trong bán dẫn thuần.....	108
4.7.3. Trường hợp trong bán dẫn không thuần	109
4.8. Sự dịch chuyển của các điện tử và lỗ trống	114
4.8.1. Sự cuốn bởi điện trường.....	114
4.8.2. Độ linh động của điện tử và lỗ trống.....	116
4.9. Sự dẫn điện trong bán dẫn đồng nhất	118
4.9.1. Điện trở suất	118
4.9.2. Đo điện trở suất và xác định nồng độ hạt tải trong mẫu bán dẫn.....	120
4.10. Sự khuếch tán của hạt tải điện.....	122
4.11. Ảnh hưởng của từ trường lên hạt tải điện	123
4.11.1. Hiệu ứng Hall	130
4.11.2. Hiệu ứng từ trở.....	126
4.12. Cấu hình giếng lượng tử và đặc điểm.....	126

4.12.1. Giếng lượng tử.....	127
4.12.2. Đa giếng lượng tử và siêu mạng	129
4.12.3. Dây lượng tử và chấm lượng tử	131
4.13. Một số khái niệm về quá trình kích thích, quá trình phát sinh và tái hợp trong bán dẫn.....	132
4.13.1. Sự tiêm thích và mức tiêm thích hạt tải vào bán dẫn	132
4.13.2. Các quá trình phát xạ và bắt hạt tải qua tâm trong vùng cấm	133
4.13.3. Một số quá trình phát sinh và tái hợp	132
4.14. Các điện tử trong trường sóng điện từ	136
4.15. Chuyển rời trực tiếp vùng - vùng	143
4.15.1. Chuyển rời vùng - vùng trong bán dẫn khối.....	143
4.15.2. Các chuyển rời trong giếng lượng tử.....	144
4.16. Chuyển rời gián tiếp vùng - vùng.....	148
4.17. Các chuyển rời trong vùng	151
4.17.1. Các chuyển rời trong vùng ở bán dẫn khối.....	151
4.17.2. Các chuyển rời trong vùng ở giếng lượng tử	151
4.18. Các quá trình tái hợp	154
4.18.1. Quá trình tái hợp trực tiếp.....	155
4.18.2. Quá trình tái hợp gián tiếp.....	158
4.18.3. Tái hợp hệ mặt	162
4.19. Phổ phonon, tính chất truyền qua và phản xạ ánh sáng trong bán dẫn	163
4.19.1. Phổ phonon	163
4.19.2. Tính chất truyền qua và phản xạ	165
4.20. Các phương trình cơ bản ứng dụng trong linh kiện bán dẫn và bán dẫn quang điện tử	165
4.20.1. Hệ phương trình Maxwell đối với môi trường đồng nhất và đẳng hướng.	166
4.20.2. Phương trình mật độ dòng điện.....	166
4.20.3. Phương trình liên tục.....	167

Chương 5. MỘT SỐ CẤU HÌNH TIẾP GIÁP QUAN TRỌNG TRONG CÁC LINH KIỆN BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ

5.1. Tiếp giáp kim loại bán dẫn rào Schottky và tiếp xúc ohmic	169
5.1.1. Cấu hình của tiếp giáp kim loại bán dẫn (MS).....	167
5.1.2. Tiếp giáp MS thực và ảnh hưởng của sai hỏng bề mặt đến đặc tính	

tiếp giáp MS.....	169
5.1.3. Sự uốn cong vùng năng lượng của bán dẫn trong điện trường.....	170
5.1.4. Sự tương quan công thoát của kim loại và bán dẫn trong MS.....	171
5.1.5. Sự hình thành chiều cao rào thế năng trong tiếp giáp MS.....	173
5.1.6. Tiếp xúc kim loại với bán dẫn loại p.....	176
5.1.7. Hiệu ứng Schottky- sự giảm chiều cao rào thế năng.....	176
5.1.8. Đặc trưng I-V của điốt Schottky.....	177
5.1.9. Sơ đồ tương đương của điốt Schottky.....	182
5.1.10. Tiếp xúc Ohmic.....	182
5.2. Một số đặc điểm của chuyển tiếp PN.....	185
5.2.1. Chuyển tiếp PN và công nghệ chế tạo.....	185
5.2.2. Thế năng nội của chuyển tiếp PN tại cân bằng nhiệt.....	186
5.2.3. Vùng nghèo và điện trường nội trong chuyển tiếp PN.....	189
5.2.4. Đặc trưng I-V với tính chỉnh lưu của chuyển tiếp PN.....	193
5.2.5. Các hiện tượng gây sai lệch khỏi đặc tuyến I-V lý tưởng.....	197
5.3. Chuyển tiếp dị chất.....	201
5.3.1. Khái niệm về chuyển tiếp dị chất.....	201
5.3.2. Mô hình cơ sở của tiếp giáp dị chất.....	202
5.3.3. Dạng đặc tuyến I-V của chuyển tiếp dị chất.....	204
5.3.4. Các cấu hình linh kiện trên tiếp giáp dị chất.....	206
5.4. Quá trình khuếch đại dòng trong transistor và một số thông số.....	207
5.4.1. Transistor.....	207
5.4.2. Transistor hoạt động trong mode tích cực.....	208
5.4.3. Quá trình khuếch đại dòng.....	210
5.4.4. Các thành phần dòng điện và các mode hoạt động của transistor.....	213
5.4.5. Đặc tuyến tĩnh của transistor khi cực E chung nối đất.....	219
5.4.6. Dòng điện bão hoà và thế hiệu đánh thủng.....	221
5.4.7. Khuếch đại dòng điện xoay chiều và tần số cắt.....	222
5.4.8. Transistor tiếp giáp dị chất.....	225
5.5. Cấu hình tiếp giáp kim loại - ôxit (điện môi) - bán dẫn.....	227
5.5.1. Vai trò của lớp ôxit điện môi trên bề mặt bán dẫn.....	227
5.5.2. Cấu trúc của tiếp giáp kim loại - ôxit - bán dẫn (MOS).....	227
5.5.3. Giảm độ năng lượng của MOS, lớp giàu, lớp nghèo và lớp đảo.....	228
5.5.4. Phân bố thế tĩnh điện tại bề mặt bán dẫn.....	230
5.5.5. Điều kiện để hình thành lớp đảo.....	231

5.5.6. Một số tính chất của cấu trúc MOS lý tưởng.....	233
5.5.7. Độ dẫn điện của kênh hình thành bởi lớp đảo	235
5.5.8. Ảnh hưởng của sự chênh lệch công thoát, các điện tích và các trạng thái lên đặc trưng MOS	237
5.6. Tiếp giáp MOS trong các linh kiện bán dẫn quang điện tử	240
5.6.1. Các ứng dụng của cấu trúc MOS.....	240
5.6.2. Cấu trúc MOS với transistor điều khiển bằng hiệu ứng bề mặt	240

Chương 6. HỘ LINH KIỆN BÁN DẪN PHÁT QUANG

6.1. Một số khái niệm chung	252
6.1.1. Quá trình hấp thụ photon, phát xạ tự phát và phát xạ kích thích.....	252
6.1.2. Một số phương pháp kích thích.....	254
6.1.3. Đảo mật độ trạng thái và điều kiện để có nghịch đảo mật độ trạng thái... ..	254
6.1.4. Điốt phát quang, khuếch đại laser và điốt laser phun	255
6.2. Điốt phát quang (Light Emitting Diode - LED).....	256
6.2.1. Hiện tượng điện huỳnh quang phun.....	256
6.2.2. Cấu tạo của LED.....	260
6.2.3. Các đặc trưng của điốt phát quang (LED)	260
6.3. Khuếch đại laser bán dẫn	268
6.3.1. Sự khuếch đại	268
6.3.2. Quá trình bơm.....	273
6.3.3. Cấu trúc dị chất	275
6.3.4. Ứng dụng của khuếch đại laser.....	278
6.4. Laser bán dẫn phun (injection semiconductor laser)	278
6.4.1. Cấu tạo của laser bán dẫn.....	278
6.4.2. Khuếch đại, phản hồi và dao động.....	279
6.4.3. Ngưỡng của laser bán dẫn	284
6.4.4. Công suất laser	287
6.4.5. So sánh hoạt động của điốt laser bán dẫn và LED.....	289
6.4.6. Phân bố phổ.....	289
6.4.7. Phân bố không gian	291
6.4.8. Lựa chọn mode và một số cấu trúc laser bán dẫn đặc trưng	292

Chương 7. HỘ LINH KIỆN BÁN DẪN THU TÍN HIỆU QUANG

7.1. Khái quát về hộ linh kiện thu tín hiệu quang.....	296
7.2. Sự phát xạ quang điện, tế bào quang điện và bộ nhân quang điện.....	300
7.3. Một số thông số đặc trưng của hộ linh kiện bán dẫn thu tín hiệu quang.....	301
7.3.1. Sự hấp thụ quang trong chất bán dẫn.....	301
7.3.2. Hiệu suất lượng tử và độ nhạy phổ.....	305
7.3.3. Tỷ số tín hiệu trên nhiễu và độ phân giải.....	308
7.3.4. Thời gian đáp ứng.....	309
7.3.5. Độ nhạy phổ tại một bước sóng và phổ độ nhạy của photodetector.....	311
7.3.6. Các vật liệu dùng trong chế tạo các linh kiện thu tín hiệu quang.....	311
7.4. Quang trở.....	314
7.5. Phôtôdiốt (photodiode).....	317
7.5.1. Phôtôdiốt chuyển tiếp PN.....	318
7.5.2. Dòng quang điện trong phôtôdiốt PN.....	319
7.5.3. Đặc trưng I-V tối và sáng.....	322
7.5.4. Phôtôdiốt PN hoạt động ở chế độ pin mặt trời.....	322
7.5.5. Ứng dụng của phôtôdiốt PN.....	325
7.6. Phôtôdiốt PN có lớp bán dẫn thuần (PIN).....	325
7.6.1. Cấu tạo của phôtôdiốt PIN.....	325
7.6.2. Dòng quang điện phôtôdiốt PIN.....	326
7.6.3. Thời gian đáp và tần số cắt.....	327
7.6.4. Một số nguồn nhiễu trong phôtôdiốt PIN.....	328
7.7. Phôtôdiốt thác lũ (Avalanche Photo Diode - APD).....	328
7.7.1. Cấu tạo và nguyên lý hoạt động.....	328
7.7.2. Quá trình nhân hạt tải và hệ số ion hoá của APD.....	330
7.7.3. Độ rộng băng tần của APD.....	333
7.7.4. Những khó khăn trong thiết kế APD và so sánh một vài loại APD.....	335
7.8. Phôtô transistor.....	337
7.9. Các photodetector hiện đại.....	339
7.9.1. Các detector giếng lượng tử.....	339
7.9.2. Các photodetector tiên tiến- các đòi hỏi hiện nay.....	342
7.9.3. Các phôtôdiốt thác (APD) trên cấu trúc giếng lượng tử.....	343
7.9.4. Detector tách nhiễu bước sóng quang thông qua điều khiển điện áp	

trên cấu trúc đa giếng lượng tử (MQW)	345
7.9.5. Các cấu hình photodetector hiện đại khác	346
7.9.6. Linh kiện lưu giữ điện tích (Charge Couple Devices-CCD)	346
7.10. Khối mạch điện thu tín hiệu quang	350

Chương 8. SỢI QUANG - MÔI TRƯỜNG TRUYỀN SÓNG QUANG

8.1. Sợi quang và một vài đặc điểm về vật liệu sợi quang	353
8.1.1. Sợi quang	353
8.1.2. Vật liệu chế tạo sợi quang	354
8.1.3. Sợi thủy tinh	354
8.1.4. Sợi thủy tinh Halogen	355
8.1.5. Sợi thủy tinh tích cực	355
8.1.6. Các loại sợi quang vô chất dẻo	355
8.2. Phân loại và một số thông số của sợi quang	356
8.2.1. Phân loại theo vật liệu điện môi	356
8.2.2. Phân loại theo mode lan truyền	357
8.2.3. Phân loại theo phân bố chiết suất khúc xạ	357
8.2.4. Một số thông số cấu trúc sợi quang	358
8.3. Phương pháp đưa ánh sáng vào trong sợi quang	360
8.4. Các mode truyền ánh sáng trong sợi quang	362
8.4.1. Sự giao thoa của ánh sáng trong sợi quang	363
8.4.2. Điều kiện lan truyền ánh sáng tại mặt biên	364
8.4.3. Sóng dừng ngang	364
8.4.4. Các mode (kiểu) lan truyền	365
8.4.5. Số lượng mode, sợi quang đơn mode, đa mode và bước sóng cắt	366
8.5. Một số đặc tính của sợi quang	367
8.5.1. Suy hao của sợi quang	367
8.5.2. Tán sắc ánh sáng và độ rộng băng truyền dẫn của sợi quang	371
8.6. Gia cường cơ học, hàn nối, ghép sợi quang	374
8.6.1. Gia cường cho sợi quang	374
8.6.2. Hàn nối sợi quang	374
8.6.3. Hàn nhiệt nóng chảy	375
8.6.4. Ghép nối sợi quang bằng bộ nối (connector)	376
8.7. Đo một vài thông số của sợi quang	377

8.7.1. Các phương pháp đo suy hao.....	377
8.7.2. Đo suy hao sợi đa mode theo phương pháp đo hai điểm	378
8.8. Cáp sợi quang.....	379
8.8.1 Các biện pháp bảo vệ sợi quang.....	380
8.8.2 Các thành phần của cáp sợi quang	381
8.8.3 Các loại cáp và ứng dụng	383
8.9. Một số ưu điểm của sợi quang sử dụng trong thông tin quang.....	385
 Chương 9. BỘ KHUẾCH ĐẠI QUANG, BỘ GHÉP / GIẢI KÊNH THEO BƯỚC SÓNG (WDM), BỘ BIẾN ĐIỀU QUANG VÀ MỘT SỐ LINH KIỆN KHÁC SỬ DỤNG TRONG THÔNG TIN QUANG	
9.1. Khuếch đại quang sợi pha đất hiếm Erbium (EDFA).....	388
9.1.1. Cấu trúc của khuếch đại sợi quang pha tạp Erbium	388
9.1.2. Nguyên lý hoạt động của EDFA	390
9.1.3. Một số tính chất và tham số đặc trưng của EDFA.....	392
9.2. Các phương pháp ghép kênh và ghép/giải kênh theo bước sóng.....	398
9.2.1. Các phương pháp ghép kênh.....	398
9.2.2. Vai trò của ghép kênh theo bước sóng (WDM)	399
9.2.3. Kỹ thuật ghép kênh phân chia theo bước sóng (WDM).....	399
9.2.4. Các thành phần cơ bản trong bộ WDM	401
9.2.5. Khoảng cách kênh và các điểm đo kiểm tra trên hệ thống WDM.....	402
9.2.6. Các bộ ghép và giải ghép kênh theo bước sóng	404
9.2.7. Bộ ghép kênh /giải kênh theo bước sóng quang hiện đại.....	408
9.3. Bộ biến điệu tín hiệu quang.....	412
9.3.1. Hai phương pháp biến điệu	412
9.3.2. Một số thông số của bộ biến điệu	412
9.3.3. Một số loại biến điệu dựa trên một số hiệu ứng khác nhau	415
9.3.4. Về một số phương pháp biến điệu trực tiếp và gián tiếp	415
9.4. Bộ phân cực và bộ ngăn cách tín hiệu	417
9.4.1. Hiện tượng phân cực và tính chất.....	417
9.4.2. Đặc điểm, nguyên lý hoạt động và ứng dụng của bộ phân cực	418
9.4.3. Điều khiển phân cực	418
9.4.4. Bộ ngăn cách tín hiệu	418
9.5. Linh kiện chuyển mạch và kết nối đôi định hướng	419

<i>Phụ lục A, B, C, D, E, F, G, H, I, K.....</i>	<i>425</i>
<i>Tài liệu tham khảo.</i>	<i>437</i>

LỜI NÓI ĐẦU

Họ linh kiện quang điện tử cho đến nay có khoảng hơn 11 chủng loại khác nhau. Một số linh kiện đã được phát minh chế tạo từ rất lâu như tế bào quang điện. Tiếp đó nhiều chủng loại khác cũng được nghiên cứu chế tạo ra, nhất là từ những năm 1960 trở lại đây. Ứng dụng của linh kiện quang điện tử cũng khá đa dạng song có thể tóm tắt vào một số ứng dụng chính như sau: pin mặt trời dùng để chuyển hoá năng lượng ánh sáng mặt trời thành năng lượng điện, tinh thể lỏng chủ yếu dùng để hiển thị trong các thiết bị điện tử và quảng cáo, tế bào quang điện chân không, bộ nhân quang điện dùng để thu và khuếch đại tín hiệu quang... Phần lớn các linh kiện quang điện tử khác còn lại được chế tạo trên vật liệu bán dẫn có ứng dụng rất quan trọng trong thông tin quang và hy vọng trong tương lai trong máy tính quang lượng tử và nhiều ứng dụng quan trọng khác. Tất nhiên khi nói đến thông tin quang thì cuốn sách lại cần phải đề cập khái quát tới hệ thống thông tin quang và đặc điểm sợi quang (là môi trường truyền sóng). Cuốn sách hầu như không đề cập tới hai chủng loại cũng thuộc họ linh kiện quang điện tử đó là pin mặt trời và linh kiện hiển thị, các linh kiện này được dùng chủ yếu trong kỹ thuật chuyển hoá năng lượng và hiển thị.

Đến nay ai cũng biết rõ các linh kiện điện tử nói chung và các linh kiện quang điện tử nói riêng là nền tảng tạo nên các mạch điện tử hiện đại. Nó là các tế bào tạo nên các thiết bị điện tử. Còn các mạch vi điện tử tích hợp cao với tốc độ lớn, các mạch vi điện tử thông minh trên cơ sở các sensor, các mạch vi điện tử quang (OEIC) đã và đang trở thành “các tế bào não” hoặc “bộ não” của các thể hệ máy tính, thiết bị điện tử hiện đại và người máy. Sự phát triển của công nghiệp điện tử truyền thống hiện nay và trong tương lai tới khoảng giữa thế kỷ 21 có lẽ vẫn dựa trên các vật liệu bán dẫn đơn chất silic là chủ yếu. Lí do là việc đầu tư cho công nghệ này khá nhiều, công nghệ bán dẫn Si lại rất hoàn thiện đang tiến tới kích thước giới hạn nhỏ nhất. Trong khi đó các linh kiện bán dẫn quang điện tử thì dựa trên hợp chất bán dẫn là chủ yếu, công nghệ lại mới đang ở giai đoạn phát triển ban đầu. Trong tương lai, ngoài các chất bán dẫn đơn tinh thể và bán dẫn hợp chất có thể bao gồm các loại vật liệu khác nữa, thế nhưng các kiến thức cơ sở về vật liệu linh kiện bán dẫn điện tử, quang điện tử vẫn là nền tảng.

Nội dung cuốn sách cung cấp một số kiến thức cơ sở để từ đó có thể hiểu nguyên lí làm việc của một số loại linh kiện quang điện tử bán dẫn, ứng dụng của chúng trong thực tế và trên cơ sở đó có thể thâm nhập vào một số lĩnh vực khác có liên quan. Cuốn sách không nhằm viết sâu về kiến thức vật lý bán dẫn, vật lý quang bán dẫn, mà chỉ trình bày một số điểm tóm tắt các kiến thức vật lý có liên quan đến linh kiện bán dẫn quang điện tử. Từng phần của cuốn sách được viết tương đối độc lập nhau nhưng

giữa các phần lại có mối liên kết với nhau. Ví dụ, phần vật liệu bán dẫn quang điện tử, phần tính chất điện, tính chất quang của vật liệu bán dẫn quang điện tử sẽ làm cơ sở để hiểu các quá trình vật lý xảy ra trong các linh kiện phát quang thu quang. Các phần về linh kiện biến điệu, linh kiện ống dẫn sóng và khuếch đại quang, hệ thống thông tin quang... chỉ được viết có tính bổ trợ kiến thức. Bản thảo cuốn sách ban đầu khá dài, một số nhà chuyên môn trong ngành đã đọc bản thảo và đã có các ý kiến đóng góp rất chân thành. Sau đó người biên soạn giả cũng đã hiệu chỉnh và rút ngắn lại khá nhiều, tuy nhiên tác giả vẫn giữ một số nội dung cơ bản ban đầu để đáp ứng mục đích của cuốn sách đã đề ra.

Cuốn sách viết ra trước hết có thể làm tài liệu học tập cho sinh viên, và có thể làm tài liệu tham khảo cho các nhà chuyên môn mới bước vào làm việc trong lĩnh vực liên quan. Cuốn sách có một số số liệu và phụ lục có thể dùng để tra cứu.

Bản thảo của cuốn sách này trước khi được in ấn, một số phần đã được dùng để giảng dạy các học phần “Cấu kiện quang điện tử trong thông tin quang”, “Vật lý công nghệ linh kiện bán dẫn”... cho các sinh viên, học viên cao học tại một số nơi như: khoa Vật lý Trường Đại học Sư phạm Hà Nội, cao học K1 Học viện Bưu chính viễn thông, khoa Vật lý Trường Đại học Khoa học Đại học Huế và giảng dạy cho một số khoá sinh viên chuyên ngành Điện tử hệ chính quy, Khoa Công nghệ Đại học Quốc gia Hà Nội.

Tác giả xin bày tỏ lòng cảm ơn tới Giáo sư Viện sỹ Nguyễn Văn Hiệu đã xem và có lời đề nghị tác giả sửa chữa, bổ sung rút ngắn một số nội dung trong bản thảo. Tác giả xin chân thành cảm ơn PGS.TSKH. Vũ Văn Lực và TSKH. Nguyễn Văn Vượng đã đọc, hiệu chỉnh và góp các ý kiến quý báu. Xin chân thành cảm ơn tới Cử nhân Nguyễn Hoàng Giang, Cử nhân Nguyễn Thị Kim Loan, Bác sỹ Trần Long, Cử nhân Đào Thị Hồng Diệp, Đào Hoàng Lan đã tham gia đánh máy, vẽ rất công phu các hình vẽ trong cuốn sách này. Tác giả xin chân thành cảm ơn Nhà xuất bản Đại học Quốc gia Hà Nội và đặc biệt PGS.TS. Nguyễn Thị Ngọc Quyên đang công tác tại Nhà xuất bản Đại học Quốc gia Hà Nội, Ông Phùng Quốc Bảo, Giám đốc Nhà xuất bản Đại học Quốc gia Hà Nội, Ông Phạm Nguyên Hưng, cán bộ Trung tâm thông tin, Trung tâm KHTN&CNQG đã có nhiều đóng góp giúp đỡ ủng hộ để cuốn sách này được xuất bản.

Tác giả xin cảm ơn Giáo sư Viện sỹ Nguyễn Văn Đạo, Chủ tịch Hội đồng Khoa học Tự nhiên, Chủ nhiệm chương trình Nghiên cứu Cơ bản và Ban Khoa học Công nghệ Đại học Quốc gia Hà Nội cùng các bộ phận có liên quan đã quan tâm giúp đỡ để xuất bản quyển sách này.

Tuy tác giả đã rất cố gắng với mong muốn biên soạn một cuốn sách có nội dung tốt, song chắc không thể tránh khỏi các sai sót và khiếm khuyết cả về nội dung và hình thức. Người biên soạn cuốn sách rất mong các nhà chuyên môn, các bạn đồng nghiệp và bạn đọc gần xa đóng góp ý kiến xây dựng để quyển sách này sẽ được bổ sung hoàn thiện hơn trong thời gian tới.

Hà Nội, ngày 10 tháng 4 năm 2002

Người biên soạn

Chương 1

CÔNG NGHỆ THÔNG TIN QUANG VÀ MỘT SỐ ĐẶC ĐIỂM

1.1. THỜI ĐẠI THÔNG TIN VÀ VAI TRÒ CỦA VẬT LIỆU LINH KIỆN BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ

Loài người bước vào một thiên niên kỷ mới, thế kỷ 21, một thiên niên kỷ mà ở đó thông tin và tri thức đã và đang được phát huy mạnh mẽ, nó trở thành nền tảng, động lực và là cơ sở của nền kinh tế tri thức. Trong nền kinh tế tri thức con người luôn luôn tìm kiếm thông tin và phải tìm kiếm cái mới. Một đặc điểm của kinh tế tri thức là cái mà hôm nay đã biết thì đã lạc hậu, phải hướng tới cái mới cho ngày mai. Hiện nay và sau này xu thế toàn cầu hoá là một xu thế tất yếu của sự phát triển, trong đó nền kinh tế tri thức là chủ đạo. Như vậy nhu cầu truyền thông tin có tốc độ cao, có dung lượng lớn và nắm bắt thông tin kịp thời phải là hệ thống thông tin quang dự đoán sẽ bao gồm cả các hệ thống máy tính lượng tử quang, nó sẽ giữ vai trò vô cùng quan trọng. Cơ sở của mạng điện tử thông tin quang bao gồm các linh kiện quang điện tử, các mạch vi điện tử quang (OEIC), các máy tính, TV, điện thoại, điện thoại di động, điện báo, các dữ liệu, các đường cáp xuyên biển, các hệ thống định vị, các thiết bị phục vụ cho lưu trữ truyền số liệu, in ấn đến các mạng thông tin địa phương, mạng toàn cầu. Như vậy muốn hay không muốn thì con người sống trong thời đại thông tin cần nắm bắt và biết sử dụng các thiết bị thông tin để phục vụ cho chính cuộc sống của mình.

Sở dĩ có được thành quả về công nghệ thông tin như hiện nay, con người đã phải trải qua hàng trăm năm tích lũy kinh nghiệm, tìm tòi, nghiên cứu, bước đầu đã chế tạo được các vật liệu linh kiện bán dẫn hiện đại, tiếp đó là các linh kiện quang điện tử với chất lượng ngày càng tốt. Ví như nếu không có phát minh ra transistor vào năm 1948, phát minh được giải thưởng Nobel của ba nhà khoa học William Shockley, J. Bardeen và W.H. Brattain và sau đó là công nghệ mặt (công nghệ planar) vào các năm 1960 thì làm sao có các kết quả tiếp theo về vi điện tử để tạo ra các bộ nhớ, bộ xử lý trung tâm (CPU) là “khối óc” của các máy tính cá nhân.

Cho đến đầu những năm 1980 có rất nhiều chủng loại linh kiện bán dẫn quang điện tử ra đời như các điốt phát quang (LED), các loại laser bán dẫn (LD)... tuy nhiên mãi đến năm 1988 đường cáp mang tên TAT-8 xuyên qua Đại Tây Dương được lắp đặt, nối liền thông tin giữa Bắc Mỹ và châu Âu. Hệ thống này đã sử dụng hầu hết các linh kiện quang điện tử bán dẫn trong môi trường xuyên biển với đòi hỏi rất cao và khắc nghiệt. Bắt đầu từ đây linh kiện quang điện tử đã xác định được chỗ đứng chắc

chấn của mình. Ví dụ, xét vai trò của một loại linh kiện laser diốt trên cơ sở vật liệu GaAs khi sản xuất hàng loạt với giá chỉ cỡ vài US đôla phục vụ cho các thiết bị chơi Video CD và CD nhạc, nó có thị trường hàng tỷ US đôla, ngoài ra laser diốt còn có thị trường rất lớn trong công nghệ thông tin quang sử dụng trong bộ phát tín hiệu quang. Các linh kiện khác như LED, chỉ thị bằng tinh thể lỏng, linh kiện CCD, các photodetector và các cáp sợi quang suy hao thấp cũng giữ vai trò lớn và có thị trường không thua kém laser và đang làm nên các bước nhảy hay cuộc cách mạng trong thông tin quang. Như vậy các linh kiện bán dẫn quang điện tử có vai trò quyết định trong lĩnh vực phát triển các hệ thống thông tin quang mới tiếp theo trong tương lai.

1.2. CÁC QUÁ TRÌNH CƠ BẢN TRONG MỘT HỆ THỐNG THÔNG TIN

Có 7 quá trình cơ bản trong một hệ thống thông tin:

- *Thu nhận và tách thông tin:* Đây là một trong những quá trình quan trọng nhất. Thí dụ con người muốn tồn tại thì bắt buộc phải hiểu và biết nắm bắt được các thông tin xung quanh. Việc thu thập các thông tin từ thời cổ xưa đến nay là thông qua các giác quan như tai, mắt, mũi, da, lưỡi... được gọi là các cơ quan cảm nhận thông tin. Các thông tin thu nhận được lưu giữ vào trong bộ não, rồi sau đó được sử dụng trong giao tiếp, trong lao động hàng ngày. Tương tự như vậy, trong hệ thống thông tin thì bộ phận thu nhận / cảm nhận và tách các thông tin chính là các linh kiện thu tách tín hiệu (còn được gọi là các detector), các linh kiện cảm biến nó giữ vai trò cảm nhận rồi biến đổi tín hiệu (còn được gọi là các sensor/ actuator) đóng vai trò quan trọng, hoặc các camera cũng như các ống hình bao gồm các ma trận CCD... Các loại linh kiện này ngày càng được nâng cấp bổ sung thêm các chức năng và độ nhạy cao để đáp ứng nhanh với tác động bên ngoài. Như vậy các bộ phận thu nhận và tách thông tin là bộ phận đầu vào, có nhiệm vụ trao đổi giao tiếp với môi trường xung quanh để thu nhận, biến đổi thông tin cho các quá trình xử lý tiếp theo.

- *Quá trình khuếch đại thông tin:* Đây là một quá trình rất quan trọng vì thông tin thu nhận được nhiều khi rất cần phải làm tăng hay khuếch đại đến một mức nào đầy đủ để cho các quá trình xử lý tiếp theo. Thông số quan trọng nhất trong quá trình này là độ khuếch đại. Yêu cầu là chỉ khuếch đại các thông tin cần thiết và hạn chế hoặc loại bỏ các thông tin không cần thiết đi kèm theo (như hạn chế hoặc loại bỏ các nhiễu loạn, tạp âm đi kèm theo thông tin).

- *Quá trình xử lý thông tin:* Sau khi thông tin đã được khuếch đại đến một độ lớn cần thiết thì có thể đi đến bộ phận xử lý thông tin. Đây là một quá trình quan trọng nhất và cần có các giải pháp thông minh hữu hiệu để xử lý các thông tin. Phần nhiều thông tin khi thu nhận được chưa ở dạng có thể dùng ngay được mà cần phải xử lý. Ví dụ như cần phải so sánh với thông tin ban đầu, rồi điều chỉnh lại cho phù hợp hoặc có thể cần khuếch đại, làm suy giảm, bù trừ, nhân lên, chia ra, hồi phục để có dạng nguyên bản thông tin ban đầu, tiếp đó có thể đánh dấu các thông tin.. sau đó đưa đến các giai đoạn tiếp theo.

- *Ghi lại và lưu trữ trong bộ nhớ:* Bộ nhớ là một phần quan trọng trong hệ thống thông tin hiện đại. Nó có nhiệm vụ ghi nhớ lưu trữ thông tin rồi khi cần thiết thì có thể truy cập vào, đọc thông tin ra. Yêu cầu của bộ nhớ là càng có thể ghi nhận được nhiều thông tin càng tốt, không những thể tốc độ truy cập vào và tốc độ đọc thông tin ra càng nhanh càng tốt. Để tạo ra các bộ nhớ khác nhau, nhiều vật liệu và công nghệ tiên tiến đã được sử dụng như các bộ nhớ quang trên cơ sở các đĩa compact, các băng từ cũng là dạng bộ nhớ từ, các bộ nhớ bóng từ (bubble), các bộ nhớ trên cơ sở linh kiện bán dẫn, các ma trận CCD ...

- *Truyền thông tin đến nơi dự định:* Một chức năng quan trọng của hệ thống thông tin là truyền thông tin đến chỗ cần xử lý. Thí dụ có một số hình ảnh khi mắt người nhìn thấy thì các thông tin về các ảnh được truyền về não bộ ngay tức khắc qua hệ thống dây thần kinh theo một thứ tự nghiêm ngặt. Nếu không con người không thể nhìn thấy hình ảnh theo thứ tự được. Trong hệ thống thông tin các thông tin cần được phát và truyền đi từ bộ phận này đến bộ phận kia hoặc truyền qua không gian hay qua các sợi quang...đến nơi cần thiết để xử lý tiếp.

- *Quá trình tạo ra và phát tín hiệu thông tin:* Một quá trình quan trọng trong truyền thông tin là làm phát sinh ra tín hiệu thông tin. Từ thời xa xưa cho đến nay con người đã có nhiều cách tạo ra thông tin như ra hiệu bằng tay, bằng ngọn lửa, bằng nét mặt, khoé mắt hay bằng chữ viết, hình ảnh, bằng tiếng nói... tất nhiên trong mọi trường hợp các thông tin đều được phát sinh từ bộ não của con người. Trong một hệ thống thông tin thực tế thì khi có thông tin, ta không thể dừng ngay được mà cần sử dụng chúng để tạo ra một dạng thông tin khác chứa đựng đầy đủ các thông tin ban đầu. Người ta có thể dùng các kĩ thuật khác nhau để tạo ra thông tin thích hợp như kĩ thuật tương tự hoặc kĩ thuật số hoặc sử dụng các phương pháp biến điệu, mã hoá... để cho phù hợp với quá trình phát đi, sau đó xử lý tiếp để truyền thông tin đi.

- *Biểu thị thông tin / hiển thị thông tin:* Việc hiển thị thông tin là một quá trình rất quan trọng. Trong tự nhiên con người và động vật (và cả thực vật nữa) đều thể hiện rất rõ các biểu hiện cụ thể để biểu thị một tín hiệu thông tin nào đấy (ví như các màu sắc sắc sỡ thường hay được thể hiện ở các giống đực để thu hút lời cuốn giống cái...). Trong cuộc sống loài người trước đây và cả ngày nay cũng thế, các thông tin thường được thể hiện dưới dạng các biểu tượng, hình vẽ hay hình ảnh. Có câu nói "hình ảnh bằng một nghìn lời nói" là vậy. Các hệ thống thông tin bao giờ cũng có các bộ hiển thị để biểu thị thông tin. Đây là một khâu rất quan trọng. Thí dụ, trong các hệ thống thông tin có các đồng hồ chỉ thị mức tín hiệu điện, ví dụ kim chỉ các giá trị thể hiệu hay dòng điện hoặc các con số trong bộ hiển thị số chỉ thị các giá trị tín hiệu, hoặc như hình ảnh được biểu thị trên màn hình TV, chữ, hình ảnh được biểu thị trên màn hình vi tính... Ngày nay công nghệ hiển thị chiếm một thị trường khá lớn lên đến hàng nhiều tỉ US đôla. Linh kiện bán dẫn được dùng rộng rãi trong kĩ thuật hiển thị số hiện nay là điốt phát quang (LED) và linh kiện hiển thị tinh thể lỏng.

1.3. CÁC CHỦNG LOẠI LINH KIỆN BÁN DẪN VÀ VI MẠCH

1.3.1. Các chủng loại linh kiện bán dẫn

Các chủng loại linh kiện bán dẫn và vi mạch rất đa dạng. Có thể tạm chia linh kiện bán dẫn nói chung ra làm 4 chủng loại chính:

- Chủng loại linh kiện hoạt động trên nguyên lý điện tử và hiệu ứng mặt bao gồm các linh kiện không có tiếp giáp như: họ điện trở bán dẫn, họ linh kiện tiếp giáp MS, họ linh kiện có 1 tiếp giáp, họ linh kiện có 2 tiếp giáp, họ linh kiện có 3 tiếp giáp, họ linh kiện hiệu ứng bề mặt (JFET, MOSFET, họ linh kiện bán dẫn thụ động như điện dung MOS... và các chủng loại IC từ mật độ thấp đến mật độ siêu cỡ lớn (UVLSI).

- Chủng loại linh kiện hoạt động trên nguyên lý quang điện như: quang trở, photodiốt PN, PIN, APD, photodetector trên cấu hình Quantum well, CCD, detector IR, họ linh kiện phát quang (LED, LASER), Modulators, đóng ngắt, họ linh kiện chuyển hoá năng lượng quang điện (pin mặt trời), họ linh kiện hiển thị ... và các chủng loại IC quang điện tử (OEIC)

- Chủng loại linh kiện hoạt động trên nguyên lý cảm biến như: Họ sensor nhiệt, họ sensor điện, họ sensor từ, họ sensor hoá, họ sensor cơ, họ sensor áp suất, họ sensor quang và bức xạ, họ sensor sinh học và các chủng loại IC thông minh trên cơ sở tổ hợp giữa công nghệ IC truyền thống và công nghệ chế tạo sensor.

- Chủng loại linh kiện hoạt động trên hiệu ứng lượng tử và các hiệu ứng mới: các linh kiện được chế tạo bằng công nghệ nano có cấu trúc siêu nhỏ như: Bộ nhớ một điện tử, transistor một điện tử, giếng và dây lượng tử, linh kiện xuyên hầm một điện tử (SET), linh kiện trên hiệu ứng Ballistic, diốt xuyên hầm cộng hưởng (RTD)... và các khối chức năng hoặc IC có liên quan.

Cuốn sách này nói chung chỉ đề cập đến chủng loại linh kiện bán dẫn quang điện tử, tuy nhiên để hiểu rõ chủng loại linh kiện này thì cần phải xét khái quát chủng loại linh kiện bán dẫn truyền thống vì cấu trúc của các linh kiện quang điện tử chủ yếu dựa trên cấu trúc các linh kiện bán dẫn truyền thống.

1.3.2. Các hạn chế chính của các linh kiện bán dẫn điện tử trong hệ thống thông tin

Họ linh kiện bán dẫn hoạt động trên nguyên lý điện tử và hiệu ứng mặt đã, đang và sẽ còn giữ vai trò quan trọng trong các hệ thống thông tin hiện đại. Về cơ bản tất cả các yêu cầu của quá trình xử lý thông tin thì các linh kiện bán dẫn đều đáp ứng tốt. Các linh kiện MOSFET và transistor lưỡng cực cho khuếch đại lớn và có tốc độ siêu nhanh. Các linh kiện này được dùng rộng rãi trong các bộ tạo dao động và khuếch đại, các bộ đóng mở số và bộ nhớ. Các diốt Gun, diốt xuyên hầm, diốt impact ... được sử dụng để tạo các dao động với tần số hàng trăm GHz. Tuy nhiên điện tử học có một số điểm yếu khó tránh khỏi như: mạch điện tử được kết nối giữa các linh kiện với nhau bằng hàn thiếc hay tiếp giáp kim loại - kim loại, điều này hạn chế sự kết nối giữa các

linh kiện và không thể cải thiện được sự kết nối theo kiểu khác. Hệ thống dựa trên cơ sở quang học có thể loại bỏ sự hạn chế này.

Một hạn chế nữa trong hệ thống linh kiện điện tử thông thường là sự truyền thông tin trong khoảng cách lớn, trong hệ thống này cần cáp đồng (hay còn gọi là dây đồng) rất dài và giá thành rất đắt, không thể tạo ra được các hệ thống thông tin nhiều kênh, lại đòi hỏi có các trạm lắp công kênh đắt tiền, thời gian truyền chậm... Các nhược điểm này có thể được loại trừ bằng sử dụng hệ thống thông tin quang với các linh kiện ưu điểm hơn hẳn như laser, cáp quang, và các linh kiện thu quang. Mặt khác hệ thống thông tin điện truyền thống còn bị ảnh hưởng khá lớn bởi trường điện từ bên ngoài, việc hiển thị lại rất khó khăn. Trong hệ thống thông tin quang thì sóng điện từ không ảnh hưởng tới thông tin truyền trong cáp sợi quang và với sự trợ giúp của các linh kiện hiển thị như LED và chỉ thị tinh thể lỏng thông tin có thể được hiện ra và đọc rất rõ ràng.

1.4. CÁC KHÁI NIỆM LIÊN QUAN TỚI ĐIỆN TỬ HỌC VÀ QUANG TỬ HỌC

Trong gần 40 năm qua ba hướng khoa học công nghệ mới đã ra đời và phát triển làm hồi sinh ngành *quang học cổ điển* (ngành này quan tâm nghiên cứu về sự phát sinh, lan truyền và thu nhận ánh sáng) và khẳng định vai trò ngày càng tăng và vô vùng quan trọng trong công nghệ hiện đại: đó là *sự phát minh ra Laser (1958)*, *sự chế tạo ra các sợi quang suy hao thấp ở bước sóng 1,3 và 1,55 μm* và *sự chế tạo ra họ linh kiện bán dẫn quang điện tử*. Như là kết quả của các quá trình phát triển đan xen của các hướng phát triển trên, một số hướng khoa học công nghệ mới đã hình thành và ngày càng trở nên hữu ích. Đó là *Quang học điện (Electro-Optics)*, *Điện tử học quang hay thường gọi là quang điện tử (Optoelectronics)*, *Điện tử lượng tử (Quantum Electronics)*, *Quang học lượng tử (Quantum Optics)* và *Công nghệ sóng ánh sáng (lightwave technology)*.

Trong những năm gần đây một cụm từ chuyên môn mới cũng đã được sử dụng khá rộng rãi đó là "*Quang tử học - photonics*". Khái niệm quang tử học cũng giống như khái niệm điện tử học (Electronics), nó phản ánh mối liên hệ ngày càng tăng giữa điện tử học và quang học mà đặc trưng quan trọng ở đó là các vật liệu và linh kiện bán dẫn quang điện tử đang đóng vai trò quan trọng trong các hệ thống thông tin quang. *Điện tử học chứa đựng các quá trình điều khiển dòng điện tích trong chân không và trong vật chất, còn quang tử học chứa đựng các quá trình điều khiển photon trong không gian tự do và trong vật chất*. Đây chính là sự khác nhau cơ bản của Điện tử học và Quang tử học. Hai khuynh hướng chuyên môn này có sự giao nhau rõ ràng vì các điện tử thường điều khiển dòng chảy của photon và ngược lại, photon điều khiển dòng chảy của điện tử. Khái niệm quang tử học (photonics) đồng thời cũng phản ánh sự quan trọng về bản chất photon - bản chất hạt - của ánh sáng trong việc mô tả sự hoạt động của nhiều linh kiện quang. Các linh kiện bán dẫn quang điện tử trong hệ thống thông tin quang hầu hết hoạt động trên nguyên lý tương tác qua lại giữa điện tử và

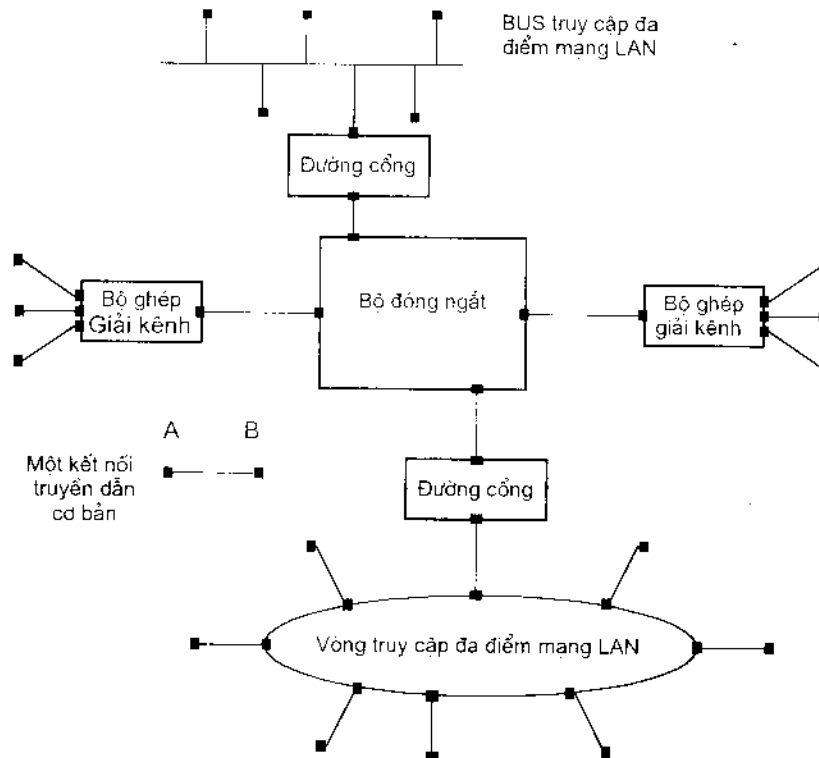
photon trong môi trường vật chất bán dẫn, môi trường trong suốt hoặc môi trường không gian tự do.

1.5. CẤU TRÚC CỦA MỘT MẠNG THÔNG TIN QUANG

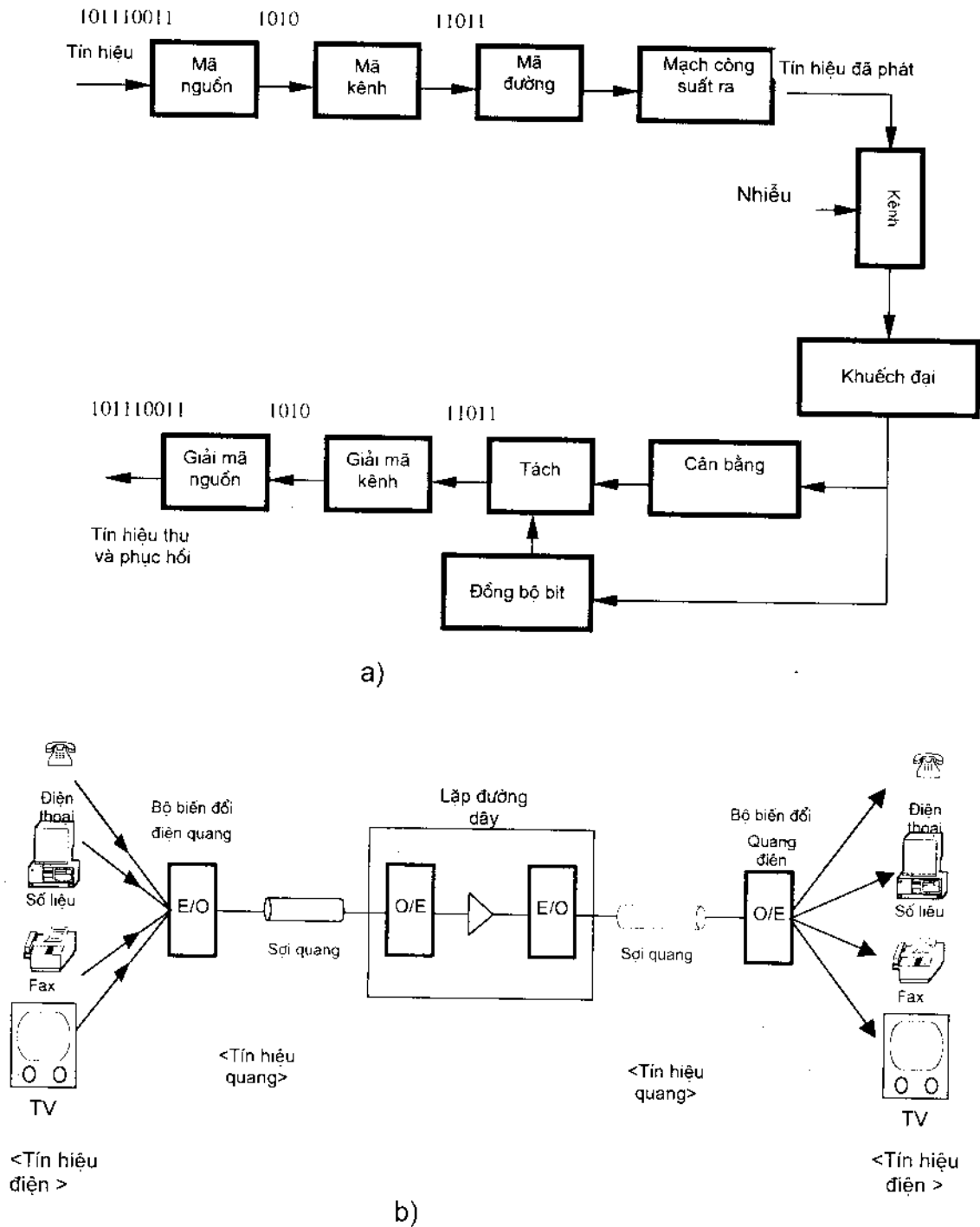
1.5.1. Mạng thông tin quang

Mạng thông tin quang gồm có: Bộ kết nối hay còn gọi là bộ đóng ngắt chính (switching) , bộ đóng ngắt này có thể hoạt động trên nguyên lý điện, một phần trên nguyên lý quang hay trên nguyên lý hoàn toàn quang. Về đại thể bộ đóng ngắt bao gồm khối đầu vào, khối đóng ngắt trung tâm, mạch điều khiển đóng ngắt và khối đầu ra. Bộ ghép đa kênh (multiplex- MUX), nối với các bộ này có thể có nhiều nhánh kết nối thông tin quang cơ bản (tiếng anh gọi là transmissio link). Từ bộ kết nối trung tâm còn có một số cổng đi đến các BUS truy cập đa điểm hay đến các mạch vòng rồi từ các điểm trên mạch vòng lại có các kết nối thông tin quang cơ bản hoặc đến các mạch LAN tùy theo độ phức tạp của mạch truyền dẫn quang mà có các bộ kết nối nhiều hay ít .

Qua các mạng thông tin quang cơ bản kết nối với nhau chúng sẽ tạo ra cự ly truyền dẫn xa gần khác nhau tùy thuộc vào độ tích hợp của mạng. Về mặt đại thể, mô hình mạng thông tin quang bao gồm các thành phần chính như trên Hình 1.1. Một mạng thông tin kết nối cơ bản phát từ một điểm A đến một điểm B cũng được miêu tả trên hình 1.1, ở đó tín hiệu từ điểm A qua bộ phát đi vào kênh truyền dẫn đi đến bộ thu tại điểm B.



Hình 1.1. Sơ đồ tổng thể của hệ thống thông tin quang và một mạng kết nối truyền dẫn cơ bản



Hình 1.2. Sơ đồ tổng thể của một tuyến thông tin quang cơ bản ở dạng khối chi tiết a) và ở dạng kí hiệu các dạng tín hiệu quang điện với các dịch vụ thực tế b)

1.5.2. Hệ thống thông tin quang cơ bản

Như trên đã thấy, trong một tuyến thông tin quang có thể bao gồm rất nhiều các kết nối truyền dẫn cơ bản (basic transmission link) hay còn gọi là tuyến thông tin quang cơ bản mắc vào với nhau. Một tuyến thông tin quang cơ bản là một mạng thông tin có 3 bộ phận chính: Bộ phát tín hiệu quang, kênh truyền dẫn tín hiệu quang tức sợi quang và bộ thu tín hiệu quang. Tuy nhiên đi sâu vào khảo sát thì trong từng phần lại có rất nhiều các khối chức năng khác nhau. Sơ đồ tổng thể của một tuyến thông tin quang cơ bản hay còn gọi một đoạn kết nối truyền dẫn cơ bản có thể nhìn thấy trên Hình 1.2. Trong Hình 1.2.a) khi có tín hiệu vào, nó cần được mã hoá, sau đó đến mạch mã kênh, mã đường truyền, tiếp đó tín hiệu được khuếch đại lên rồi đưa vào bộ phát tín hiệu. Tín hiệu truyền dẫn trong cáp sợi quang đến bộ thu. Tín hiệu thu thường rất nhỏ, lại bị sai lệch nên cần qua bộ cân bằng, đến bộ tách tín hiệu quang, tiếp đó là bộ giải mã kênh và giải mã nguồn để trở về tín hiệu ban đầu.

Trên Hình 1.2.b) ta nhìn thấy lược đồ của một hệ thống thông tin quang cơ bản bao gồm cả bộ lặp và khuếch đại. Các tín hiệu của điện thoại, điện báo, các tín hiệu điện như radio, TV, Fax, các số liệu... được đưa vào đầu vào của hệ thống thông tin. Trước hết các tín hiệu này được đưa vào bộ biến đổi quang điện (Bộ E/O) biến đổi tín hiệu điện thành tín hiệu quang. Ở đây các tín hiệu điện được biến đổi thành tín hiệu quang, các tín hiệu điện dưới dạng số hoá (digital) ở trạng thái "1" và "0" được biến đổi thành tín hiệu ánh sáng "1- có" hay "0- không" và sau đó tín hiệu được dẫn vào cáp quang. Môi trường truyền dẫn tín hiệu thông tin ở đây là sợi cáp quang. Khi quãng đường truyền dẫn dài thì tín hiệu quang truyền trong cáp quang thường bị suy hao và bị biến dạng do vậy các tín hiệu này cần được khuếch đại lên, biến đổi để có dạng ban đầu. Quá trình này thường được lặp lại nhiều lần tùy theo yêu cầu. Như vậy dọc theo hệ truyền dẫn quang có thể có một hay nhiều bộ khuếch đại quang, các bộ biến đổi quang điện (O/E) và điện quang (E/O). Ở phía đầu cuối tín hiệu quang qua bộ (O/E) biến đổi tín hiệu quang về dạng tín hiệu ban đầu đã gửi đi. Các tín hiệu thông tin sau khi đã hồi phục được đưa tới các thiết bị đầu cuối của hệ thống thông tin.

1.6. CÁC LOẠI LINH KIỆN QUANG ĐIỆN TỬ TÍCH CỰC CHÍNH SỬ DỤNG TRONG HỆ THỐNG THÔNG TIN QUANG

Có khoảng 10 họ linh kiện quang điện tử bán dẫn tích cực chính được sử dụng trong tuyến thông tin quang cơ bản.

1.6.1. Họ linh kiện phát quang (nguồn sáng)

Điốt phát quang (LED): LED là một linh kiện bán dẫn có chuyển tiếp PN được chế tạo trên cơ sở cấu trúc chuyển tiếp đơn chất hay dị chất. Khi LED được phân cực thuận với giá trị thích hợp sẽ phát ra ánh sáng (không kết hợp). Trong hệ thống thông tin quang LED được sử dụng như một nguồn phát tín hiệu quang. LED được dùng trong mạch biến điệu, biến đổi tín hiệu điện thành tín hiệu quang để sau đó có thể đưa

vào sợi quang. LED thường được dùng trong hệ thống thông tin quang có tốc độ bit nhỏ hơn 200 Mbit/s, sử dụng chủ yếu cho sợi dẫn quang đa mode. Ưu điểm chính của loại này là giá thành rẻ, do vậy thích ứng cho hệ mạng nội hạt với hệ thống thông tin quang có cự ly khoảng vài km, có tốc độ bit trung bình và thấp. Điốt phát quang có hai loại: LED phát mặt và LED phát cạnh. LED phát cạnh định hướng tốt hơn LED phát mặt. Chi tiết về các thông số cấu trúc, thông số điện quang có thể xem trong chương 6.

Điốt laser (LD): điốt laser cũng là một linh kiện bán dẫn dựa trên cơ sở chuyển tiếp PN với cấu trúc dị chất đơn (một phía) hay cấu trúc dị chất kép cùng với buồng cộng hưởng. Khi laser được phân cực thuận với dòng bơm trên giá trị dòng ngưỡng cỡ 1,5 lần thì phát ra ánh sáng kết hợp (có tính kết hợp về không gian và thời gian). Ưu điểm của LD là có thể điều biến trực tiếp nhờ thay đổi dòng điện cấp cho LD, có thời gian đáp ứng nhanh do vậy nó có thể điều biến ở tần số cao. Đặc điểm này rất thích ứng cho điều biến biên độ trong hệ thống tin truyền dẫn tín hiệu tương tự (Analog). LD được áp dụng hầu hết cho các hệ thống thông tin quang đường dài, trong mạng thông tin mạng trung bình và rộng với tốc độ bit trung bình và cao. Chi tiết có thể xem thêm trong chương 6.

1.6.2. Sợi quang và cáp quang - kênh truyền dẫn tín hiệu quang

Sợi quang hay gọi là kênh truyền dẫn tín hiệu quang hoạt động ở dải tần số quang, nó có dạng hình trụ, với kích thước tổng cộng cả lõi và vỏ cỡ 125 μm , nó có chức năng dẫn ánh sáng lan truyền theo hướng song song với trục của nó. Sợi quang có thể phân ra làm hai loại: sợi quang đa mode thường có kích thước lõi lớn cỡ vài chục μm , trong đó có thể tồn tại một số hay rất nhiều mode ánh sáng truyền dẫn; còn sợi quang đơn mode có kích thước lõi rất bé cỡ khoảng 10 μm , trong đó tồn tại một mode ánh sáng khi sử dụng trong truyền dẫn tín hiệu quang. Để đảm bảo được chức năng này sợi dẫn quang có cấu trúc hình trụ làm bằng vật liệu thủy tinh có chiết suất n_1 lớn và bao quanh lõi là một vỏ phản xạ hình ống đồng tâm với lõi có chiết suất $n_2 < n_1$. Vật liệu chế tạo sợi quang cũng khá đa dạng, tuy nhiên để đáp ứng hệ thống tin quang có suy hao thấp thì chỉ có một số vật liệu nhất định là phù hợp. Đến nay có một vài vật liệu làm sợi quang có suy hao thấp tại các bước sóng 1,3 μm và 1,5 μm và một vài loại sợi quang khi pha tạp đất hiếm (erbium...) có đặc tính khuếch đại quang là có ứng dụng rộng rãi và có vai trò đặc biệt trong hệ thống thông tin quang. Sự ra đời của các loại sợi quang này đã thúc đẩy mạnh mẽ công nghệ truyền tin cáp quang, công nghệ thông tin quang, mạng máy tính quang, sensor quang và một số ứng dụng khác như trong y tế với kỹ thuật nội soi phát triển lên các tầm cao mới. Để truyền ánh sáng theo mong muốn người ta chế tạo một số loại sợi quang như sau: Sợi đa mode có chiết suất phân bậc, sợi đa mode có chiết suất gradien, sợi đơn mode.

Kênh truyền dẫn tín hiệu quang có thể chỉ gồm sợi quang nếu cự ly truyền ngắn, còn khi truyền dẫn với cự ly xa thì trong kênh truyền dẫn còn bao gồm các bộ khuếch

đại quang sợi, các bộ biến đổi O/E, E/O, các bộ ngăn tín hiệu ...mắc xen vào kênh truyền dẫn cáp quang như trên Hình 1.2.b).

Sử dụng sợi quang làm kênh truyền dẫn tín hiệu có rất nhiều ưu điểm so với hệ thống truyền dẫn trong môi trường tự do và trong cáp đồng.

1.6.3. Họ linh kiện thu quang - Bộ thu và tách tín hiệu quang hay bộ chuyển đổi O/E

Linh kiện thu quang bao gồm rất nhiều loại khác nhau: từ quang trở đến các loại photodiốt (PN, PIN, APD...), phototransistor, photomOSFET, photothyristor...nó có nhiệm vụ thu các tín hiệu quang, biến đổi các tín hiệu quang thành tín hiệu điện (bộ chuyển đổi O/E). Bộ thu tách sóng quang thường chỉ dùng một vài loại linh kiện thu quang đặc trưng (thường là photodiốt PIN hay photodiốt thác (APD)), tiếp đó là bộ tiền khuếch đại, bộ cân bằng tín hiệu, bộ khuếch đại chính và bộ lọc ...Chức năng cơ bản của bộ thu quang là thu tín hiệu quang, khuếch đại lên mức cần thiết, biến đổi tín hiệu quang thành tín hiệu điện với chất lượng thông tin tốt.

Chất lượng thông tin quang thường phụ thuộc rất nhiều vào chất lượng của các linh kiện thu quang (ví như có một người nói với giọng nói nhỏ ở mức bình thường trước đám đông thì với mỗi người nghe có tai thính khác nhau sẽ nghe được với chất lượng khác nhau. Cũng tương tự như vậy, với một chất lượng bên bộ phát tín hiệu xác định thì khi chất lượng bên bộ thu càng tốt thì khả năng bắt tín hiệu càng tốt. Chính vì vậy mà người ta hay bàn nhiều về các bộ thu quang). Vì vậy việc chọn các linh kiện thu có ý nghĩa đặc biệt. Photodiốt chuyển tiếp PN thông thường có sự hấp thụ ánh sáng tại vùng N,P và lớp nghèo. Loại photodiốt này có hiệu suất lượng tử thấp, có ứng dụng khá rộng rãi trong các mạch điều khiển, chuyển đổi tín hiệu hay giữ vai trò như pin mặt trời và các ứng dụng thông thường khác song trong thông tin quang ít được sử dụng.

Đối với loại photodiốt PIN đáp ứng độ nhạy cao, thường được dùng trong các hệ thống thông tin quang có độ đáp ứng nhanh. Nhược điểm của loại này là dòng tối lớn và nhiễu nền cũng lớn, đặc biệt là đối với các linh kiện làm trên vật liệu bán dẫn có vùng cấm nhỏ. Đối với loại photodiốt thác (APD) với thế phân áp lớn gần miền thế đánh thủng, có trường điện lớn trong miền nhân hạt tải do vậy chỉ cần có một số ít photon rơi vào diốt cũng sẽ tạo ra một dòng quang điện khá lớn do quá trình nhân hạt tải xảy ra trong bán dẫn. APD có độ nhạy cao, có độ khuếch đại lớn. Nhược điểm chính của loại này là nhiễu tăng lên theo quá trình nhân hạt tải, băng tần bị hạn chế, khi hoạt động cần có thế hiệu ổn định cao dẫn đến mạch điện ổn thế khá phức tạp và đắt tiền, công nghệ chế tạo phức tạp và giá thành đắt.

1.6.4. Các bộ khuếch đại quang

Trong hệ thống thông tin quang đường dài thông thường cần có các trạm lặp, chúng đảm nhận các chức năng biến đổi O/E, khuếch đại, sau đó lại biến đổi E/O như được thể hiện trong Hình 1.2. b). Trong bộ lặp lại, nguyên lý làm việc là phải thực hiện

biến đổi quang thành điện, tiếp đến khuếch đại lên và lại biến đổi điện thành quang. Điều này gây nên nhiễu lớn và tính ổn định không cao. Việc chế tạo các bộ khuếch đại quang đưa ra ứng dụng nhằm khắc phục các nhược điểm trên, nghĩa là trong nhiều trường hợp không nhất thiết cần phải dùng các bộ chuyển đổi mà chỉ cần bộ khuếch đại quang thuần túy trong kênh truyền dẫn mà thôi.

Các bộ khuếch đại quang làm nhiệm vụ tăng công suất truyền dẫn và do đó tăng được cự ly truyền dẫn hoặc bù vào những tổn hao do hệ thống truyền dẫn gây ra. Dùng các bộ khuếch đại quang làm các bộ tiền khuếch đại để làm tăng độ nhạy thu. Bộ khuếch đại quang có nhiều loại tuy nhiên có hai 2 loại chính thường được sử dụng đó là : khuếch đại laser và khuếch đại quang sợi. Bộ khuếch đại quang sợi bao gồm một số cấu hình sau :

- Bộ khuếch đại sợi Raman (Fiber-Raman amplifier - FRA) có độ dịch chuyển cỡ vài nm (ứng với cỡ 13 THz), độ rộng băng khuếch đại cỡ 5 THz, độ khuếch đại cỡ 20-30 dB và công suất bơm 1W cho sợi quang dài 1 km.
- Bộ khuếch đại sợi Brillouin (Fiber Brillouin amplifier - FBA) có độ dịch chuyển nhỏ (ứng với cỡ vài chục GHz), độ rộng băng khuếch đại cỡ 100 MHz, độ khuếch đại cỡ 20 dB và công suất bơm cỡ 150 mW cho sợi quang dài 1 km.
- Bộ khuếch đại quang sợi pha tạp đất hiếm (Erbium Doped Fiber Amplifier - EDFA) có độ dịch chuyển cỡ từ 30-50 nm, dải rộng băng khuếch đại rất lớn (GHz-THz), có độ khuếch đại cỡ 1-10 dB/mW công suất bơm cho đoạn sợi dài 10 m.

Qua một số thông số chính như đã nêu ra ở đây có thể thấy ngay bộ khuếch đại EDFA có các ưu điểm nổi trội. Về khuếch đại laser sẽ được thảo luận thêm trong chương 6, còn bộ khuếch đại EDFA sẽ được bàn thêm ở trong chương 9.

1.6.5. Họ linh kiện biến điệu

Các bộ biến điệu (modulators) trong hệ thống thông tin quang rất đa dạng, nó làm chức năng biến đổi tín hiệu quang phát ra có ở trạng thái biến điệu do các tương tác bên ngoài (theo sự biến đổi của điện từ trường hay hiệu ứng điện quang chẳng hạn) phục vụ cho các mục đích mang thông tin định trước để truyền dẫn tín hiệu đi. Như vậy có thể dựa vào các hiệu ứng điện quang của vật liệu điện môi làm dải dẫn sóng để thực hiện biến điệu theo kiểu điều pha, điều tần, điều biên và điều chế phân cực cho các tín hiệu quang theo từng yêu cầu của mỗi hệ thống. Có các loại biến điệu theo các nguyên lý: cơ học, thụ động, quang - điện, quang - từ, quang - âm, quang - quang. Trong chương 3 chúng ta cũng sẽ thảo luận qua thêm về vấn đề này.

1.6.6. Thiết bị ghép và tách tín hiệu quang

Các thiết bị ghép và tách tín hiệu quang đóng một vai trò rất quan trọng trong mạng lưới thông tin quang chứa nhiều tuyến truyền dẫn. Nó có thể ghép một số lượng lớn các tín hiệu có bước sóng khác nhau từ λ_o đến λ_n qua một bộ ghép trung tâm và có khả năng tách các tín hiệu quang có các bước sóng ra thành các tín hiệu riêng biệt như ban đầu. Các thiết bị ghép trong hệ thống thông tin quang được sử dụng để ghép

các luồng tín hiệu cấp thấp để tạo nên luồng tín hiệu cao hơn, do đó làm tăng dung lượng kênh truyền dẫn và tạo ra khả năng xây dựng các tuyến thông tin quang có tốc độ cao.

1.6.7. Bộ ngăn cách tín hiệu

Bộ ngăn cách tín hiệu trong hệ thống thông tin quang thực hiện chức năng cho tín hiệu quang đi theo một chiều nhất định, chống các quá trình phản xạ trong hệ thống truyền dẫn quang để tránh hiện tượng gây giao thoa làm thay đổi tín hiệu thông tin.

1.6.8. Bộ lọc quang (filter) và hộp cộng hưởng

Bộ lọc quang được dùng để lọc một hay nhiều tín hiệu quang có đặc tính khác nhau về bước sóng hoặc phân cực cho ra tín hiệu quang như mong muốn. Nó cũng có thể dùng để lọc các mode quang cho ra mode đặc trưng mong muốn trong các cấu hình truyền dẫn đa mode. Còn hộp cộng hưởng thì giữ vai trò rất quan trọng trong các laser và khuếch đại laser và một số ứng dụng khác.

1.6.9. Các linh kiện kết nối (couplers) và đóng ngắt (switches)

Các bộ kết nối như bộ kết nối định hướng (directional couplers) và đóng ngắt quang thực hiện chức năng đóng ngắt tín hiệu, chuyển mạch quang, thiết lập kết nối các đường dẫn quang. Các bộ này có nhiệm vụ chuyển các luồng tín hiệu quang trong sợi dẫn quang sang sợi dẫn quang khác hoặc thiết lập hay không thiết lập đường dẫn quang theo một hướng truyền dẫn theo sự điều khiển bên ngoài.

1.6.10. Các bộ nối (connector)

Các linh kiện nối quang cũng giữ vai trò rất quan trọng, nó kết nối cơ học các phần trong tuyến truyền dẫn thông tin lại với nhau như kết nối hai sợi quang vào nhau để tín hiệu được truyền dẫn liên tục. Yêu cầu cơ bản của bộ kết nối là suy hao thấp, không bị phản xạ tại chỗ kết nối, điện trở kháng phối hợp tốt giữa các phần với nhau, kết nối chặt chẽ về mặt cơ học, hoàn toàn đồng trục.

Các họ linh kiện bán dẫn quang điện tử từ mục 1.6.1 đến 1.6.3 sẽ được thảo luận tương đối kĩ hơn trong các chương 6,7,8, còn các linh kiện khác sẽ được thảo luận một cách khái quát trong chương 9.

1.7. CÁC ƯU NHƯỢC ĐIỂM CỦA HỆ THỐNG THÔNG TIN CÁP QUANG

1.7.1. Các ưu nhược điểm và hứa hẹn

Hệ thống thông tin cáp quang có rất nhiều ưu điểm và hứa hẹn:

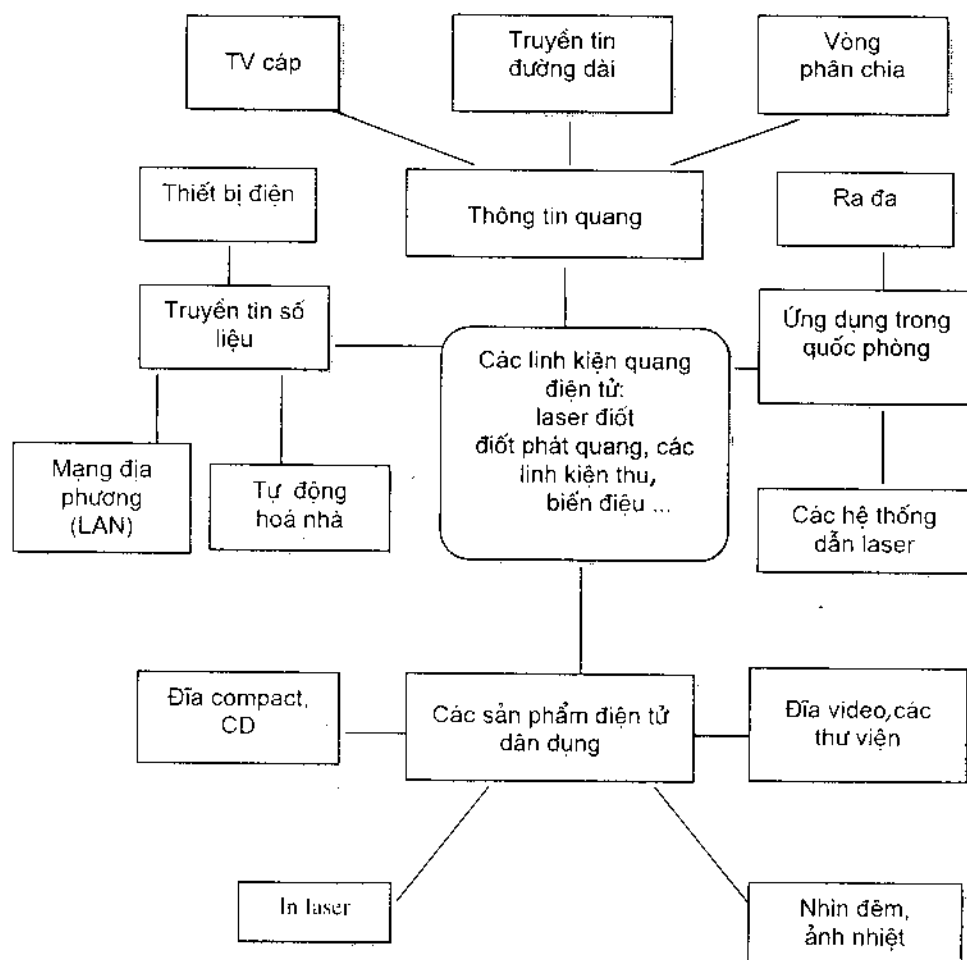
- Không bị ảnh hưởng bởi sóng điện từ vì ánh sáng không mang điện tích. Không có hiệu ứng tương tác đáng kể khi có hai luồng ánh sáng độc lập nhau giao nhau. Đặc tính này có thể lợi dụng để truyền tin có mật độ cao. Khác với hai tín hiệu điện khi giao nhau sẽ gây ra hiệu ứng đáng kể và gây ra độ suy giảm thông tin.

- Sự kết nối song song trong thông tin quang có thể thiết lập tốt.
- Có thể kết nối qua lại giữa tín hiệu quang và tín hiệu điện thông qua các linh kiện quang điện tử
- Có độ rộng băng tần lớn / tốc độ cao: Cáp sợi quang có thể truyền tín hiệu có dải tần số rất cao từ độ lớn MHz đến GHz và cao hơn nhiều tùy theo sử dụng cáp quang đa mode hay đơn mode.
- Có suy hao thấp khi tín hiệu truyền trong cáp quang so với cáp đồng trục hay cáp song song, do vậy có thể dùng công suất tín hiệu phát nhỏ nhưng vẫn có thể truyền đi xa một cách dễ dàng.
- Cáp quang có đường kính nhỏ, trọng lượng rất nhẹ so với cáp đồng, do vậy cáp sợi quang có thể chứa đựng nhiều sợi quang khác nhau và như vậy có thể truyền được rất nhiều thông tin trên các kênh khác nhau. Cáp quang rất tiện lợi khi lắp đặt.
- Vật liệu chế tạo cáp quang có sẵn, và lại chế tạo cáp quang có kích thước nhỏ nên ít tốn nguyên liệu, có hiệu quả kinh tế tốt hơn xét về một số phương diện vật liệu, công nghệ chế tạo và giá thành ...
- Có khả năng điều chế tốc độ cao nên sử dụng trong truyền dẫn tín hiệu tốc độ cao và băng rộng.
- Trong hệ thống thông tin sợi quang, khoảng cách giữa các trạm lặp lại có thể lên tới vài chục kilomet, hiện nay cỡ từ 50 đến 60 km, do sự kết hợp giữa các đặc điểm suy hao thấp, băng rộng, linh kiện phát quang có công suất cao, độ nhạy linh kiện thu cao. Số lượng trạm lặp đường dây giảm đi đáng kể so với số lượng trạm lặp trong hệ thống thông tin cáp kim loại cổ điển. Một vài tuyến điện thoại có thể liên lạc với nhau trực tiếp không thông qua bất kỳ trạm lặp nào.
- Hệ thống thông tin quang sợi thực tế rất kinh tế, độ tin cậy cao đồng thời lại dễ lắp đặt và bảo dưỡng. Truyền dẫn ghép kênh dung lượng lớn cho phép thực hiện các dịch vụ truyền Video đang có nhu cầu phát triển lớn. Điều này sẽ làm cho giá thành dịch vụ giảm thấp.

Một vài hạn chế: Trong hệ thống này nhiều vấn đề lý thuyết và thực nghiệm trong thông tin quang còn chưa được hiểu rõ, cần phải được nghiên cứu để làm sáng tỏ. Công nghệ chế tạo các vật liệu linh kiện quang điện tử cho đến nay vẫn đang ở giai đoạn đầu, đặc biệt là các mạch tổ hợp quang điện tử (OEIC) mới đang được nghiên cứu chế tạo ở quy mô ban đầu sơ khai, chúng cần được tiếp tục nghiên cứu hoàn thiện để nâng cao không ngừng các hệ thống thông tin quang. Đây là một trong những khó khăn rất lớn hiện nay.

1.7.2. Một số ứng dụng chính của linh kiện quang điện tử

Hình 1.3 trình bày vắn tắt một số ứng dụng quan trọng của các linh kiện bán dẫn quang điện tử.



Hình 1.3. Một số ứng dụng quan trọng của linh kiện quang điện tử

Chương 2

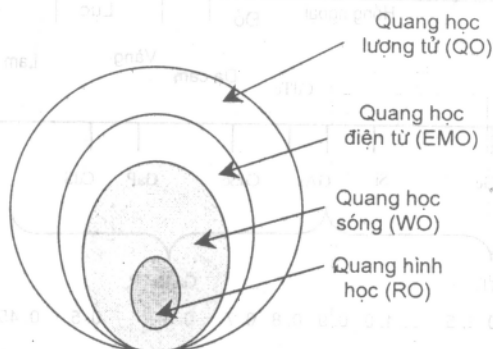
ĐẶC ĐIỂM CỦA ÁNH SÁNG VÀ HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL TRONG MÔI TRƯỜNG VẬT CHẤT

2.1. PHƯƠNG PHÁP MÔ TẢ ÁNH SÁNG VÀ DẢI BƯỚC SÓNG TRONG THÔNG TIN QUANG

Ánh sáng vừa mang tính chất hạt, vừa mang tính chất sóng. Tính chất sóng của ánh sáng cũng mang các đặc điểm của sóng điện từ. Bức xạ sóng điện từ lan truyền trong trạng thái hai vectơ sóng: vectơ điện trường ($\mathbf{E}$) và vectơ từ trường ($\mathbf{H}$) liên kết chặt chẽ qua lại với nhau. Có thể miêu tả nhiều hiện tượng của sóng điện từ khi sử dụng lý thuyết sóng vô hướng, nghĩa là một hàm sóng vô hướng đơn. Phương pháp này được gọi là quang học sóng vô hướng hay quang học sóng đơn giản.

Khi ánh sáng truyền qua hay truyền bao xung quanh một vật thể có kích thước lớn hơn nhiều so với bước sóng của ánh sáng thì việc mô tả tính chất sóng có thể bỏ qua, người ta có thể mô tả ánh sáng bằng các tia sáng tuân theo các quy luật hình học. Phương pháp mô tả ánh sáng theo cách này gọi là *phương pháp quang học tia hay quang học hình học*.

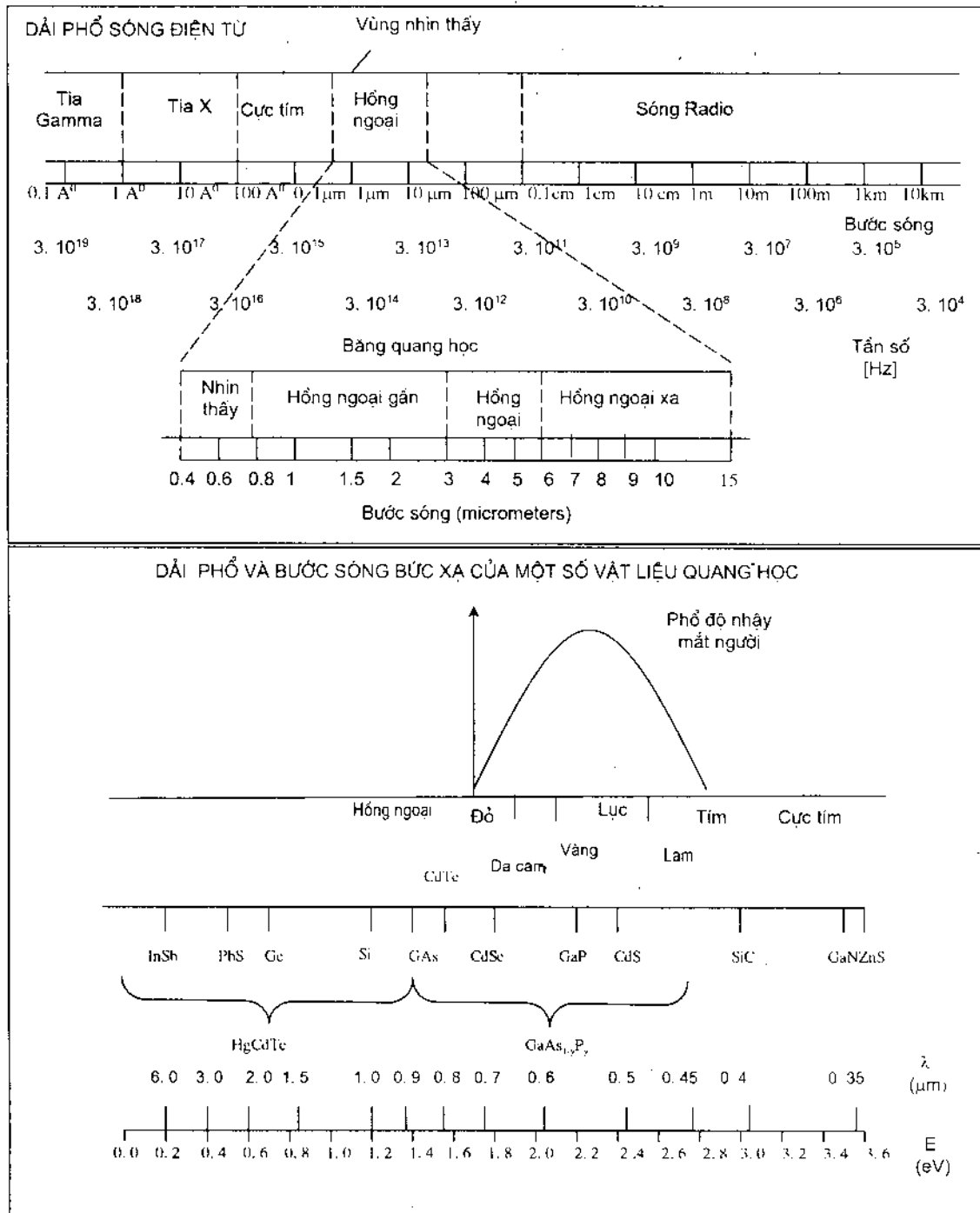
Lý thuyết sóng điện từ của ánh sáng hay còn gọi là *quang học điện từ*, nó bao hàm phạm vi rộng hơn phạm vi của quang học sóng và quang học quang hình học. Lý thuyết này có thể mô tả gần đúng các đặc điểm của ánh sáng.



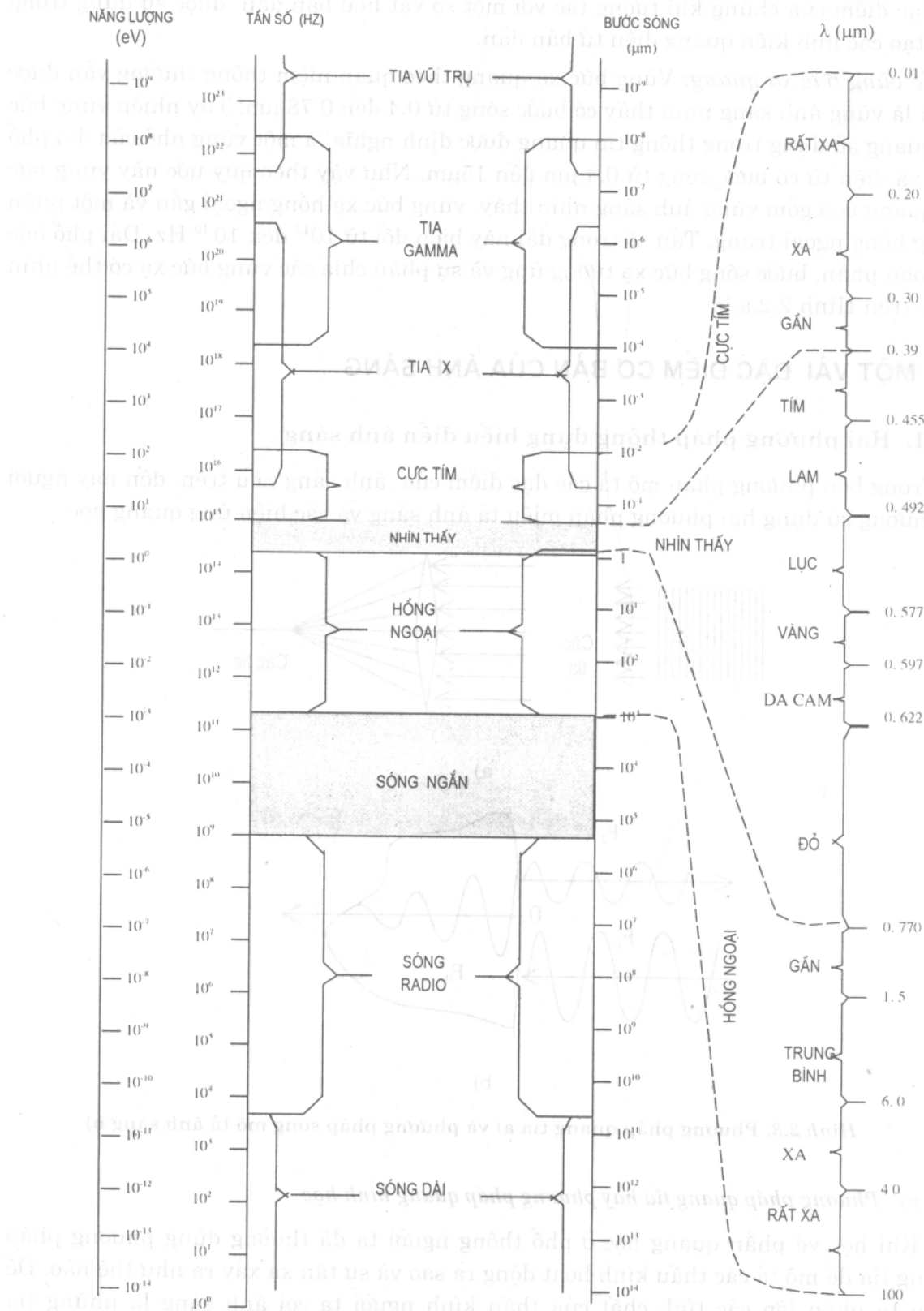
Hình 2.1. Quang học hình học, quang học sóng, quang học điện từ và quang học lượng tử là các khía cạnh khác nhau để mô tả ánh sáng

Mặc dù quang học sóng điện từ có thể sử dụng để xử lý một cách khá hoàn thiện về ánh sáng theo quan niệm "quang học cổ điển" tuy nhiên còn có một số hiện tượng

quang mà về bản chất chứa đựng một số tính chất có liên quan tới cơ học lượng tử không thể giải thích theo cách cổ điển được. Các hiện tượng này cần được mô tả bằng lý thuyết điện tử lượng tử. Phương pháp mô tả này cũng thường được gọi là *quang học lượng tử*. Hình 2.1 biểu thị mối liên hệ giữa 4 khía cạnh khác nhau mô tả ánh sáng.



Hình 2.2.a). Phổ bức xạ toàn phần và dải sóng dùng trong thông tin quang



Hình 2.2.b). Phổ bức xạ: dải năng lượng, tần số và bước sóng tương ứng

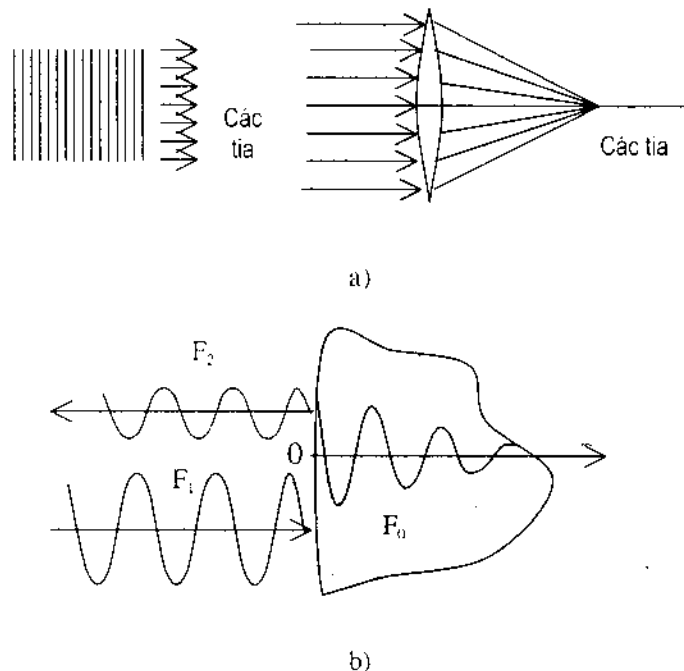
Trong chương 2 này chúng ta nhắc lại một số tính chất cơ bản của ánh sáng, photon và đặc điểm của chúng khi tương tác với một số vật liệu bán dẫn được sử dụng trong chế tạo các linh kiện quang điện tử bán dẫn.

Về vùng bức xạ quang: Vùng bức xạ quang theo quan niệm thông thường vẫn được hiểu là vùng ánh sáng nhìn thấy có bước sóng từ 0.4 đến 0.78 μm . Tuy nhiên vùng bức xạ quang sử dụng trong thông tin quang được định nghĩa là một vùng nhỏ của dải phổ bức xạ điện từ có bước sóng từ 0.4 μm đến 15 μm . Như vậy theo quy ước này vùng bức xạ quang bao gồm vùng ánh sáng nhìn thấy, vùng bức xạ hồng ngoại gần và một phần vùng hồng ngoại trung. Tần số trong dải này biến đổi từ 10^{13} đến 10^{15} Hz. Dải phổ bức xạ toàn phần, bước sóng bức xạ tương ứng và sự phân chia các vùng bức xạ có thể nhìn thấy trên Hình 2.2.a,b.

2.2. MỘT VÀI ĐẶC ĐIỂM CƠ BẢN CỦA ÁNH SÁNG

2.2.1. Hai phương pháp thông dụng biểu diễn ánh sáng

Trong bốn phương pháp mô tả các đặc điểm của ánh sáng nêu trên, đến nay người ta thường sử dụng hai phương pháp miêu tả ánh sáng và các hiệu ứng quang học:



Hình 2.3. Phương pháp quang tia a) và phương pháp sóng mô tả ánh sáng b)

a) Phương pháp quang tia hay phương pháp quang hình học

Khi học về phần quang học ở phổ thông người ta đã thường dùng phương pháp quang tia để mô tả các thấu kính hoạt động ra sao và sự tán xạ xảy ra như thế nào. Để miêu tả phần lớn các tính chất của thấu kính người ta coi ánh sáng là những tia

truyền thẳng và tất cả các hiệu ứng sóng đã không được xét đến. Phương pháp quang học hình học thường được sử dụng để mô tả các hiện tượng tương tác của ánh sáng trong vật chất, ở đó thừa số tán xạ không thay đổi một cách đáng kể trong một khoảng cách có độ lớn bằng với độ dài bước sóng ánh sáng. Nếu coi nguồn sáng là điểm sáng lí tưởng, ánh sáng sẽ được phát ra mọi phía. Trên một mặt cầu có tâm là điểm sáng với một bán kính xác định nào đó, và nếu ta nối một điểm bất kì có trên mặt cầu với nguồn sáng ta sẽ được tia sáng biểu thị đường đi của ánh sáng tới điểm đang khảo sát. Dùng lí thuyết hạt có thể coi ánh sáng là một chùm các phân tử hạt rất nhỏ bé được phát ra từ một nguồn sáng, các phân tử này được hình dung như đang đi theo một đường thẳng. Đây chính là cơ sở phương pháp quang tia. Tuy nhiên dùng phương pháp tia mô tả ánh sáng như các hạt thì không thể giải thích về hiện tượng nhiễu xạ và giao thoa cũng như một số tính chất khác của ánh sáng được.

b) Phương pháp sóng

Phương pháp này được sử dụng để mô tả các đặc điểm tính chất sóng của ánh sáng và tương tác của sóng ánh sáng với môi trường vật chất. Thông thường khi chúng ta quan tâm tới các tính chất quang ở đó chỉ số phản xạ không thay đổi đáng kể trong khoảng cách có độ lớn cỡ kích thước bước sóng, chúng ta cần sử dụng phương pháp miêu tả sóng ánh sáng để hiểu các hiện tượng quang học. Trên hình 2.3 chúng ta có thể nhìn thấy cách biểu diễn của hai phương pháp.

2.2.2. Tính chất lưỡng tính: hạt và sóng của ánh sáng

a) Tính chất hạt

Những thí nghiệm về hiệu ứng quang điện trong đó các điện tử bị bật ra khỏi nguyên tử dưới tác dụng của ánh sáng chứng tỏ rằng ánh sáng có tính chất hạt, vì chỉ có hạt mới có thể gây nên các “va chạm” dẫn đến hiện tượng ion hoá làm bật ra các điện tử. Mặt khác thực nghiệm cũng cho thấy rằng khi tương tác với trường điện từ thì chỉ các hạt mới có bức xạ gián đoạn. Trên cơ sở kết quả này, Planck kết luận rằng bức xạ điện từ gồm các hạt bé nhất gọi là lượng tử ánh sáng hay photon. Vậy photon đến nay được coi là hạt bé nhất của ánh sáng mang một năng lượng xác định. Mỗi quan hệ giữa năng lượng E và tần số ν của photon là:

$$E = h\nu \quad (2.1)$$

ở đó $h = 6,625 \times 10^{-34}$ J.s là hằng số Plank. Các kết quả thực nghiệm đã chứng minh rằng có sự tồn tại của các photon và năng lượng của chúng chỉ phụ thuộc vào một tần số xác định. Khi ánh sáng va chạm với nguyên tử, thì photon có thể chuyển năng lượng của nó cho một điện tử ở trong nguyên tử này và kích thích điện tử lên một mức năng lượng cao hơn. Ngược lại, điện tử ở trong trạng thái kích thích có thể quay trở về trạng thái thấp hơn và phát ra photon.

b) Tính chất sóng

Các kết quả thực nghiệm về giao thoa và nhiễu xạ của ánh sáng đã chứng tỏ rằng ánh sáng có tính chất sóng. Năm 1864, Maxwell cũng đã chứng minh bằng lý thuyết rằng bản chất của sóng ánh sáng là sóng điện từ. Về sau, Einstein đã đưa ra giả thiết rằng photon ngoài năng lượng E còn có cả xung lượng p được biểu thị như sau:

$$p = \frac{h}{2\pi} k = \hbar k = \frac{h}{\lambda} \quad (2.2)$$

ở đó k là độ lớn của vectơ sóng, λ là bước sóng của photon. Theo quan điểm sóng quang thì sóng điện từ được phát ra từ một nguồn điểm lí tưởng có thể được đặc trưng bởi một loạt các mặt sóng hình cầu mà nguồn đặt ở trung tâm các mặt cầu này. Mặt sóng được xác định bởi quỹ tích tất cả các điểm ở trong loạt sóng cùng pha. Tuy nhiên khi xét tới sự tác động lẫn nhau của ánh sáng vào vật chất cũng như các hiện tượng tán sắc, sự hấp thụ và sự bức xạ ánh sáng, thì cả lý thuyết hạt và lý thuyết sóng của ánh sáng đều có trọng lượng và có tính thuyết phục.

Như vậy một quan điểm thống nhất cần được chấp nhận là ánh sáng có cả tính chất sóng và tính chất hạt (photon). Photon có khối lượng nghỉ bằng 0, có năng lượng điện từ và xung lượng, nó cũng mang động lượng góc thuần (hoặc spin), đại lượng này khống chế tính chất phân cực của nó. Về mặt toán học, hai biểu thức (2.1) và (2.2) phản ánh tính chất lưỡng tính hạt – sóng của ánh sáng, vì các đại lượng năng lượng E và xung lượng p phản ánh tính chất hạt còn các đại lượng λ và k bên vế trái hai biểu thức biểu thị tính chất sóng của ánh sáng. Sự thống nhất hai mặt của tính lưỡng tính có thể mô tả bằng toán học tuy nhiên về mặt vật lí cũng chưa được giải thích một cách tường minh.

2.3. MỘT VÀI ĐẶC TRƯNG CỦA ÁNH SÁNG: TRUYỀN THẲNG, KHÚC XẠ, PHẢN XẠ, PHÂN CỰC VÀ GIAO THOA

2.3.1. Tính chất truyền thẳng của ánh sáng

Trong môi trường chân không hoặc môi trường vật chất đồng nhất, đẳng hướng không có tán sắc thì ánh sáng (ánh sáng không đơn sắc và ánh sáng đơn sắc) luôn truyền thẳng với tốc độ không đổi. Vận tốc của ánh sáng là $c = v\lambda$ với v là tần số ánh sáng và λ là bước sóng. Trong không gian tự do thì tốc độ ánh sáng là $c \cong 3.10^8 \text{m/s} \cong 3.10^{10} \text{cm/sec}$. Khi xét ánh sáng ở khía cạnh hạt thì có thể coi các hạt photon truyền thẳng với tốc độ không đổi, còn khi xét ở khía cạnh sóng của ánh sáng thì các sóng này truyền đi ở dạng sóng phẳng theo một phương thẳng nào đó, ở đó các vectơ điện trường (E) và từ trường (H) luôn vuông góc với phương truyền sóng. Khi ánh sáng truyền trong môi trường vật chất trong suốt khác thì vận tốc ánh sáng sẽ là v có thể nhỏ hơn tốc độ c tùy thuộc vào chỉ số chiết suất n của vật liệu. Giá trị tốc độ ánh sáng lúc này sẽ giảm đi theo biểu thức $v = c/n$. Giá trị chiết suất n của không khí là 1,00; của nước

là 1,33; của thủy tinh là 1,50 và ở kim cương là 2,42. Do vậy tốc độ ánh sáng trong các vật liệu này giảm đi n lần với các giá trị tương ứng khi thay vào.

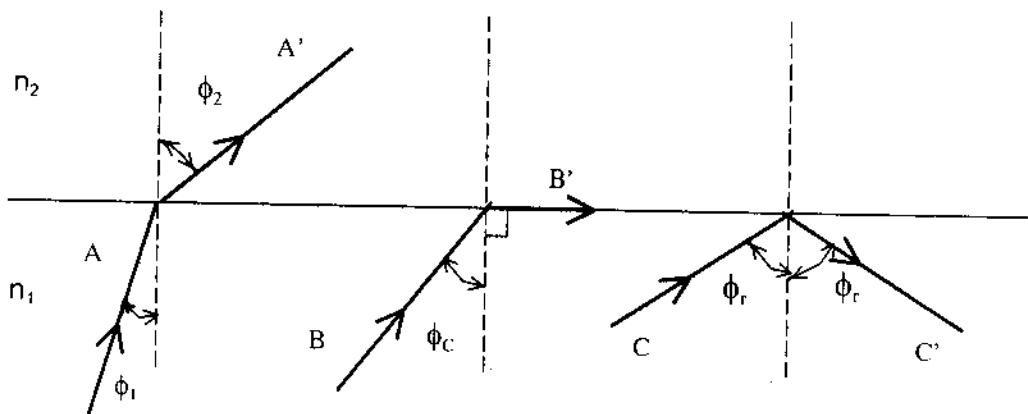
2.3.2. Sự khúc xạ và phản xạ ánh sáng

Hiện tượng phản xạ và khúc xạ ánh sáng được xem xét trong trường hợp có hai môi trường khác nhau về chỉ số chiết suất. Khi ánh sáng đi từ môi trường có chỉ số chiết suất lớn vào môi trường có chỉ số chiết suất nhỏ hơn thì ánh sáng sẽ thay đổi hướng truyền của chúng tại giao diện phân cách giữa hai môi trường. Các tia sáng khi qua vùng giao diện này bị thay đổi hướng nhưng tiếp tục đi vào môi trường chiết suất mới thì ta nói tia đó bị khúc xạ, còn các tia sáng khi qua giao diện này lại quay trở lại môi trường ban đầu thì ta nói tia đó bị phản xạ. Hình 2.4 minh họa quá trình phản xạ và khúc xạ ánh sáng ứng với một môi trường thứ nhất có chiết suất n_1 lớn hơn chiết suất n_2 của môi trường thứ hai. Theo định luật Snell ta có quan hệ:

$$n_1 \sin \phi_1 = n_2 \sin \phi_2 \quad (2.3)$$

ở đó ϕ_1 là góc tới - góc hợp giữa pháp tuyến của mặt phân cách hai môi trường với tia tới, ϕ_2 là góc khúc xạ - góc tạo bởi pháp tuyến của mặt phân cách hai môi trường với tia khúc xạ.

$$\sin \phi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.4)$$



Hình 2.4. Sự khúc xạ và phản xạ ánh sáng với các góc tới khác nhau

ở đây, vì $n_1 > n_2$ cho nên góc tới ϕ_1 ở môi trường chiết quang hơn sẽ nhỏ hơn góc khúc xạ ϕ_2 ở môi trường kém chiết quang hơn. Nếu góc tới ϕ_1 lớn dần lên tới một giá trị góc ϕ_c tạo ra tia khúc xạ nằm song song với giao diện phân cách hai môi trường thì lúc ấy ϕ_c được gọi là góc tới hạn, lúc này không tồn tại tia khúc xạ ở môi trường thứ hai nữa.

Khi một tia sáng tới có góc ϕ_i lớn hơn góc tới hạn ϕ_c thì ánh sáng bị phản xạ hoàn toàn lại môi trường đầu tại mặt phân cách hai môi trường. Lúc này gọi là phản xạ

toàn phần ứng với góc tới hạn ϕ_c thì góc khúc xạ $\phi_2 = 90^\circ$. Như vậy điều kiện để xảy ra phản xạ toàn phần là:

- Các tia sáng phải đi từ môi trường có chỉ số chiết suất lớn hơn sang môi trường có chỉ số chiết suất nhỏ hơn.
- Góc tới của tia sáng phải lớn hơn góc giới hạn ϕ_c .

Các định luật phản xạ và khúc xạ ánh sáng ở trên là nguyên lý cơ bản áp dụng cho việc truyền tín hiệu ánh sáng trong sợi dẫn quang sử dụng trong thông tin quang. Trong sợi dẫn quang, các tín hiệu ánh sáng kết hợp được lan truyền dựa vào hiện tượng phản xạ toàn phần xảy ra trong sợi quang.

2.3.3. Sự phân cực của ánh sáng

Vectơ điện trường của một sóng ánh sáng phẳng truyền trong không gian tự do dao động trong một mặt phẳng xác định. Sóng này được gọi là sóng phân cực phẳng trong một mặt phẳng xác định. Một chùm ánh sáng thực bất kì nào bao gồm nhiều sóng riêng biệt, và thông thường các mặt phẳng dao động của các vectơ điện trường của các sóng riêng rẽ được định hướng một cách ngẫu nhiên. Một chùm sáng như thế này là không phân cực và vectơ điện trường thu được thay đổi hướng một cách ngẫu nhiên theo thời gian. Tuy nhiên, cũng có khả năng là một chùm sáng có các vectơ điện trường có đặc tính định hướng rất cao theo hướng nào đấy, ánh sáng có đặc điểm như thế này cũng được coi là ánh sáng phân cực.

Sự phân cực của ánh sáng được phân ra các loại khác nhau như: phân cực tuyến tính, phân cực tròn theo các chiều từ phải sang trái hay ngược lại, tuy nhiên, thông thường ánh sáng có phân cực theo hình ellipse.

2.3.4. Nguyên lý trùng trập của ánh sáng

Khi có hai hay nhiều sóng ánh sáng tương tác với nhau tại một tọa độ nào đấy của không gian người ta nhận thấy rằng nguyên lý trùng trập có thể áp dụng để tính sóng tổng cộng tại tọa độ không gian đó. Nguyên lý này có thể khái quát như sau: Vectơ điện trường thu được tại một thời điểm và tại một không gian đã cho gây ra do tương tác đồng thời của hai hay nhiều sóng sin là tổng đại số của các điện trường của các sóng đơn lẻ. Ta xét đối với hai sóng cụ thể như sau:

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega t - \mathbf{k}x + \theta_1) \quad (2.5)$$

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega t - \mathbf{k}x + \theta_2) \quad (2.6)$$

$$E = E_1 + E_2 = E_0 \sin(\omega t - \mathbf{k}x + \theta) \quad (2.7)$$

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}\cos(\theta_2 - \theta_1) \quad (2.8)$$

$$\tan \theta = \frac{E_{01} \sin \theta_1 + E_{02} \sin \theta_2}{E_{01} \cos \theta_1 + E_{02} \cos \theta_2} \quad (2.9)$$

Phương trình (2.8) và (2.9) biểu thị kết quả trùng trập của hai sóng hình sin có cùng tần số. Kết quả dạng này cũng có thể tìm được bằng cách giải phương trình truyền sóng. Dùng phương pháp biến đổi các hàm lượng giác, một cách tổng quát ta có thể viết tổng của chúng như sau:

$$E_o^2 = \sum_i E_{oi}^2 + \sum_i \sum_j E_{oi} E_{oj} \cos(\theta_j - \theta_i) \quad (2.10)$$

và

$$\tan \theta = \frac{\sum_j E_{oj} \sin \theta_j}{\sum_i E_{oi} \sin \theta_i} \quad (2.11)$$

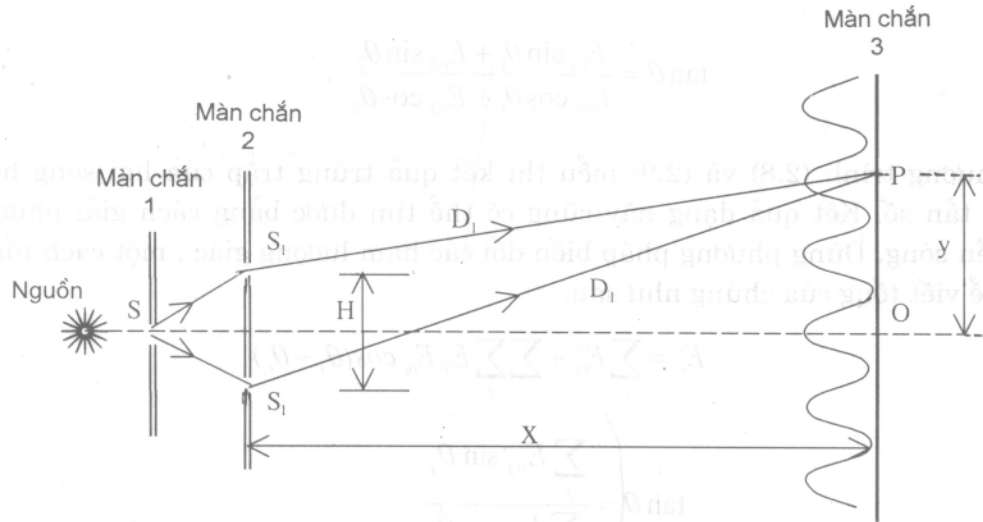
Như vậy từ hai biểu thức tổng quát (2.10) và (2.11) ta có thể suy ra nếu các sóng ánh sáng ban đầu từ các nguồn hoàn toàn độc lập nhau thì hiệu hai pha của chúng là $(\theta_i - \theta_j)$ có thể thay đổi ngẫu nhiên không theo quy luật và sẽ có thời điểm mà ở đó giá trị hàm $\cos(\theta_j - \theta_i)$ sẽ có giá trị bằng 0 và khi này phương trình (2.10) sẽ có dạng:

$$E_o^2 = \sum_i E_{oi}^2 \quad (2.12)$$

Kết quả là tổng các sóng bức xạ từ các nguồn sáng riêng rẽ có tương tác tách biệt nhau. Ánh sáng từ các nguồn như thế này rơi trên một diện tích sẽ có độ sáng đồng đều trên cả diện tích (không có các vân giao thoa). Trong trường hợp này các nguồn sáng được gọi là không kết hợp. Trái lại các sóng ánh sáng từ các nguồn khác nhau luôn giữ mối quan hệ của pha không đổi thì được gọi là sóng kết hợp. Khi hai nguồn sáng kết hợp được đồng thời chiếu lên một diện tích sẽ xuất hiện các dải giao thoa tạo nên các vùng sáng tối thay đổi đan xen nhau.

2.3.5. Tính chất giao thoa của ánh sáng

Một thí nghiệm cổ điển của Young năm 1802 đã chứng tỏ tính chất sóng của ánh sáng: ánh sáng có giao thoa. Sơ đồ thí nghiệm có thể nhìn thấy trên Hình 2.5, ở đó có một nguồn sáng đi qua một lỗ rất hẹp S trên màn chắn thứ nhất. Young đã tạo ra hai lỗ rất hẹp khác nữa là S_1 và S_2 cách nhau một khoảng cách là H trên màn chắn thứ hai. Young đã quan sát thấy hiện tượng giao thoa tạo nên các vạch sáng tối thay phiên nhau (xem trên hình vẽ). Tia sáng đơn sắc sau khi chui qua lỗ nhỏ S rồi đi đến S_1 và S_2 . Mất sóng từ S tới S_1 và S_2 đồng thời đảm bảo cho các sóng ánh sáng này bắt nguồn từ một nguồn sáng giống nhau do vậy chúng là ánh sáng kết hợp. Sự giao thoa tạo nên các vạch tối sáng có biểu thị bằng toán học như sau:



Hình 2.5. Sơ đồ thí nghiệm biểu thị giao thoa của ánh sáng

Tổng của hai nguồn sáng kết hợp ở đây kí hiệu là I đi từ S_1 và S_2 có thể viết như sau:

$$I = E_o^2 = E_{o1}^2 + E_{o2}^2 + 2E_{o1}E_{o2} \cos(\theta_2 - \theta_1) \quad (2.13)$$

Khi $E_{o1} = E_{o2}$ biểu thức (2.13) trở thành:

$$I = 2E_{o1}^2 [1 + \cos(\theta_2 - \theta_1)] = 4E_{o1}^2 \cos^2[(\theta_2 - \theta_1)/2] \quad (2.14)$$

Phương trình (2.14) biểu thị cường độ sáng tối thay đổi nhau từ giá trị có độ lớn $4E_{o1}^2$ cho tới 0 trên màn chắn thứ ba tùy thuộc vào sự biến đổi của hàm $\cos^2(\theta_2 - \theta_1)/2$.

Từ sơ đồ thí nghiệm cũng có thể tính được độ lệch pha trên cơ sở sự chênh lệch quãng đường đi của hai tia giữa hai màn chắn như sau:

$$\theta = (\theta_2 - \theta_1) = \frac{2\pi}{\lambda} (D_2 - D_1) \quad (2.15)$$

Dải sáng trên màn nhiễu sinh ra khi hiệu của pha là 0 hay $2n\pi$, nghĩa là:

$$\frac{2\pi}{\lambda} (D_2 - D_1) = \pm 2n\pi \quad \text{hay} \quad (D_2 - D_1) = \pm n\lambda \quad (2.16)$$

Vậy dải sáng xuất hiện trên màn thứ ba khi hiệu quãng đường đi của hai tia sáng là số nguyên lần bước sóng, còn các dải tối xuất hiện khi hiệu quãng đường đi của hai tia sáng là một số lẻ lần của bước sóng.

2.4. HỆ PHƯƠNG TRÌNH MAXWELL TRONG MÔI TRƯỜNG VẬT CHẤT

2.4.1. Môi trường vật chất truyền sóng ánh sáng

Môi trường truyền ánh sáng trong các vật liệu linh kiện quang điện tử bao gồm: môi trường chân không (môi trường trong các bóng đèn điện tử chân không, các bộ nhân quang điện...), môi trường không khí (như trong hộp cộng hưởng, trong ống dẫn sóng hay môi trường không khí ở giữa các gương, thấu kính...), môi trường điện môi có các đặc trưng khác nhau và môi trường vật liệu bán dẫn (như trong các linh kiện quang điện tử ví dụ như LED, LD, Photodetector...). Ngoài ra còn có thể kể ra một số môi trường vật chất khác có liên quan như các tinh thể lỏng dùng làm các linh kiện hiển thị ...

Để hiểu được các quá trình truyền sóng trong vật chất nào đấy, chúng ta cần biết được các quá trình tương tác của ánh sáng với các môi trường vật chất ấy. Tuy nhiên ở đây vì khuôn khổ của cuốn sách có hạn không thể nêu được đầy đủ các quá trình truyền sóng và tương tác của ánh sáng trong các môi trường vật chất mà chỉ nêu một số trường hợp làm ví dụ, rồi bằng phương pháp tương tự người đọc có thể dẫn dắt hệ phương trình cho các trường hợp khác. Trước hết nói về đặc điểm của một số môi trường vật chất:

a) *Môi trường chân không*

Chân không là môi trường truyền sóng ánh sáng lí tưởng. Môi trường này đồng nhất, không có suy hao, đẳng hướng, không bị tán sắc, tốc độ ánh sáng đạt đến giá trị $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \cong 3 \cdot 10^8$ m.

b) *Môi trường không khí*

Là môi trường có hệ số điện môi $\epsilon = 1$, có một số điểm giống môi trường chân không, tuy nhiên có thể có suy hao, hay sóng bị hấp thụ bởi một số ion ví như OH⁻. Tốc độ ánh sáng truyền trong không khí coi như bằng tốc độ trong chân không.

c) *Môi trường điện môi*

Bản chất của môi trường điện môi được thể hiện qua mối quan hệ giữa đại lượng vectơ về độ phân cực **P** và vectơ điện trường **E**. Mối quan hệ này gọi là phương trình phản ứng của môi trường khi đầu vào là điện trường và đầu ra là đại lượng mật độ phân cực. Quá trình này được thể hiện trên hình 2.6. Ở đây cần lưu ý rằng cả điện trường và đại lượng phân cực phụ thuộc vào không gian và thời gian.



Hình 2.6. Phương trình phản ứng của môi trường khi đầu vào là điện trường $E(r,t)$ và đầu ra là đại lượng phân cực $P(r,t)$

Dưới đây sẽ đưa ra một số khái niệm và đặc điểm của quá trình truyền sóng trong một số vật liệu điện môi có các đặc tính khác nhau:

- Môi trường điện môi tuyến tính là môi trường có vectơ phân cực $P(r,t)$ có quan hệ tuyến tính với vectơ điện trường $E(r,t)$. Nguyên lý trùng trập ở đây có thể áp dụng.
- Môi trường được coi là không tán sắc nếu có sự phản ứng tức thời, nghĩa là đại lượng P tại thời điểm t được xác định bởi đại lượng E ngay tại thời điểm t , không phải giá trị E trước đó. Môi trường không tán sắc là môi trường lí tưởng, tuy nhiên trong thực tế ít khi tồn tại. Thường thì trong bất kì một hệ vật lí nào tuy sự phản ứng nhanh có thể xảy ra song luôn có một thời gian đáp ứng hữu hạn, nghĩa là hệ không đạt tới trạng thái lí tưởng.
- Môi trường được coi là đồng nhất nếu mối liên hệ giữa E và P là không phụ thuộc vào vị trí không gian.
- Môi trường được coi là đẳng hướng nếu hệ thức giữa vectơ P và E là không phụ thuộc vào chiều của vectơ E , do vậy môi trường được coi là giống nhau từ mọi hướng.. Vectơ E và P luôn song song với nhau.
- Môi trường được coi là không tán sắc trong không gian nếu hệ thức giữa P và E mang tính địa phương, nghĩa là giá trị P tại mỗi vị trí r được ảnh hưởng bởi E tại cùng một vị trí đó.

Trong thực tế từng môi trường riêng rẽ không xuất hiện cách biệt nhau mà đối với một môi trường vật chất cụ thể xác định thường chứa đựng tổ hợp của một số đặc điểm của một số môi trường riêng rẽ. Dưới đây chúng ta xem xét hai loại môi trường điện môi thường gặp.

❖ *Môi trường tuyến tính, không tán sắc, đồng nhất và đẳng hướng*

Đây là trường hợp đơn giản nhất. Trong môi trường này vectơ E và P song song với nhau tại mọi vị trí không gian và thời gian, nghĩa là

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (2.17.a)$$

$$D = \epsilon E \quad (2.17.b)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi). \quad (2.17.c)$$

trong đó χ là một đại lượng vô hướng gọi là độ cảm điện, ϵ là hệ số điện thẩm của môi trường (electric permittivity) và ϵ / ϵ_0 là hệ số điện môi tương đối (dielectric constant). Điện trường $\mathbf{E}$ và từ trường $\mathbf{H}$ trong trường hợp này thoả mãn hệ phương trình Maxwell giống như trong trường hợp không gian tự do với việc thay ϵ_0 bằng ϵ . Tốc độ ánh sáng giảm đi n lần, n là giá trị chiết suất:

$$\begin{aligned} c &= \frac{c_0}{n} \\ n &= \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2} = (1 + \chi)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.18.a.b)$$

❖ *Môi trường không tuyến tính, suy hao, không đồng nhất và không đẳng hướng*

Đây là một môi trường truyền sóng không lí tưởng, không mong muốn. Tuy nhiên trong thực tế đôi khi vẫn xảy ra hoặc một trong các đặc tính nêu trên xuất hiện.. Dưới đây chúng ta xét qua một số đặc điểm riêng biệt sau:

❖ *Môi trường không đồng nhất*

Môi trường có chiết suất bậc của sợi quang thuộc loại môi trường này. Trong môi trường này các hệ thức sau sẽ được thỏa mãn:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi(\mathbf{r}) \mathbf{E} \quad (2.19.a)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E} \quad (2.19.b)$$

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_0 (1 + \chi(\mathbf{r})). \quad (2.19.c)$$

Tuy nhiên trong trường hợp này với $\epsilon = \epsilon(\mathbf{r})$, $\chi = \chi(\mathbf{r})$, $n = n(\mathbf{r})$, nghĩa là các đại lượng này phụ thuộc vào vị trí không gian.

$$c(\mathbf{r}) = \frac{c_0}{n(\mathbf{r})} \quad (2.20)$$

$$n(\mathbf{r}) = \left[\frac{\epsilon(\mathbf{r})}{\epsilon_0} \right]^{1/2} = (1 + \chi(\mathbf{r}))^{1/2} \quad (2.21)$$

Trong trường hợp này nếu môi trường có tính đồng nhất địa phương hoặc coi như môi trường có tính đồng nhất địa phương, trong đó $\epsilon(\mathbf{r})$ thay đổi rất chậm để có thể giả thiết nó là không đổi trong khoảng cách có độ lớn so với bước sóng thì phương trình sóng có thể viết tường minh và cũng có thể giải được để tìm nghiệm.

❖ *Môi trường không đẳng hướng*

Trong môi trường điện môi không đẳng hướng quan hệ giữa vectơ $\mathbf{P}$ và $\mathbf{E}$ phụ thuộc vào chiều của vectơ $\mathbf{E}$. Hai vectơ này không nhất thiết phải song song. Nếu môi trường là tuyến tính, không tán sắc và đồng nhất, từng thành phần của $\mathbf{P}$ là một tổ hợp tuyến tính của ba thành phần theo ba chiều của vectơ điện trường $\mathbf{E}$:

$$P_i = \sum_j \varepsilon_o \chi_{ij} E_j \quad (2.22)$$

ở đây $i, j = 1, 2, 3$ chỉ các thành phần thuộc x, y và z . Các tính chất của điện môi được miêu tả bởi một dãy của 3×3 hàng số thuộc χ_{ij} thường được gọi là tensor độ cảm điện.

❖ *Môi trường tán sắc*

Trong môi trường này mối quan hệ giữa $\mathbf{P}$ và $\mathbf{E}$ là một mối quan hệ có đặc tính động với việc nhớ hoặc lưu giữ hơn là mối liên hệ có tính phản ứng ngay. Vectơ $\mathbf{E}$ tạo ra vectơ $\mathbf{P}$ bằng dao động cảm ứng của các điện tử liên kết trong nguyên tử của môi trường, quá trình này tạo ra một hợp lực cùng nhau về mật độ phân cực. Trong quá trình này thường xuất hiện một thời gian trễ giữa tác nhân (tín hiệu) tác động vào môi trường và kết quả thu được. Khi thời gian trễ là rất nhỏ, phản ứng có thể xảy ra tức thời, khi này môi trường có thể coi gần đúng như môi trường không có tán sắc. Để cho đơn giản người ta có thể coi môi trường là tán sắc nhưng tuyến tính, đồng nhất và đẳng hướng. Biểu thức động giữa $\mathbf{P}(t)$ và $\mathbf{E}(t)$ có thể được biểu thị bằng phương trình vi phân giống như phản ứng của dao động điều hoà đối với một lực tương tác. Khi bị tương tác tại thời điểm $t = 0$, với một xung ngắn điện trường có biên độ là $\delta(t)$ tác động vào môi trường tán sắc sẽ xuất hiện mật độ vectơ cảm ứng có biên độ là $\varepsilon_o \chi(t)$. Vì môi trường là tuyến tính, một trường điện $\mathbf{E}(t)$ bất kì làm cảm ứng vectơ mật độ phân cực. Vectơ này tuân theo phép tích chập (convolution) các hiệu ứng của các điện trường $\mathbf{E}(t')$ tại tất cả các thời điểm $t' \leq t$.

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_o \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(t-t') \mathbf{E}(t') dt' \quad (2.23)$$

Như vậy môi trường điện môi hoàn toàn có thể mô tả bằng hàm phản ứng xung $\varepsilon_o \chi(t)$.

❖ *Môi trường phi tuyến*

Trong một môi trường phi tuyến mối quan hệ giữa $\mathbf{E}$ và $\mathbf{P}$ là phi tuyến. Nếu môi trường là đồng nhất, đẳng hướng và không suy hao thì $\mathbf{P}$ là một hàm phi tuyến nào đó

của $\mathbf{E}$ tại mọi vị trí không gian và thời gian. Chúng ta có thể viết mối quan hệ giữa $\mathbf{P}$ và $\mathbf{E}$ như sau:

$$\mathbf{P} = a_1 \mathbf{E} + a_2 \mathbf{E}^2 + a_3 \mathbf{E}^3 \quad (2.24)$$

ở đó a_1, a_2, a_3 là các hằng số. Phương trình sóng chưa có thể ứng dụng cho môi trường phi tuyến tính, tuy nhiên các phương trình Maxwell có thể được sử dụng để dẫn dắt ra các phương trình riêng phần phi tuyến thoả mãn các hàm sóng.

2.4.2. Khái quát hệ phương trình Maxwell trong môi trường vật chất

a) Phương trình Maxwell trong môi trường chân không

Chân không là một môi trường vật chất đặc biệt, ở đây vật chất không có sự phân cực cảm ứng, không có dòng điện, nói cách khác là đại lượng $\mathbf{P}$ và $\mathbf{J}$ bằng không. Hệ phương trình Maxwell bây giờ sẽ có dạng:

$$\nabla \times \mathbf{E} + \mu_o \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (2.25.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \epsilon_o \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.25.b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.25.c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (2.25.d)$$

ở đó toán tử ∇ được viết dưới dạng:

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.26)$$

Bốn phương trình này mô tả sự phụ thuộc vào nhau của điện trường và từ trường trong chân không. Sau khi thay thế biến đổi và dùng các tính chất của toán tử, chúng ta có phương trình đối với điện trường $\mathbf{E}$ như sau:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_o \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = -\epsilon_o \mu_o \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} \quad (2.27)$$

Vế trái có dạng:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.28)$$

Do vậy phương trình sóng đối với trường điện trong chân không sẽ là:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0 \quad (2.29)$$

Nghiệm của phương trình (2.29) có dạng:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = a_+ \mathbf{E}^+(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) + a_- \mathbf{E}^-(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (2.30)$$

ở đó $\mathbf{r} = \mathbf{r}(x, y, z)$ là vectơ vị trí, $\mathbf{k} = \mathbf{k}(x, y, z)$ là vectơ sóng, ω là tần số góc. Quan hệ giữa tần số góc, vectơ sóng và tốc độ ánh sáng như sau:

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (2.31)$$

ý nghĩa lời giải của phương trình sóng trên là sóng truyền đi cả hai chiều dương và âm. Trong trường hợp đặc biệt, ở một chiều tức khi $k_y = k_z = 0$, thì biến số giảm xuống có dạng: $k_x r_x - \omega t = k_x (r_x - \frac{\omega}{k_x} t)$. Điều này biểu thị sóng $\mathbf{E}^+$ truyền theo chiều x với

tốc độ ω/k_x . Trong trường hợp đặc biệt, lời giải của phương trình sóng là một sóng phẳng có dạng như sau:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E} e^{j(\omega t - k_z z)} \cdot \bar{\mathbf{x}} \quad (2.32)$$

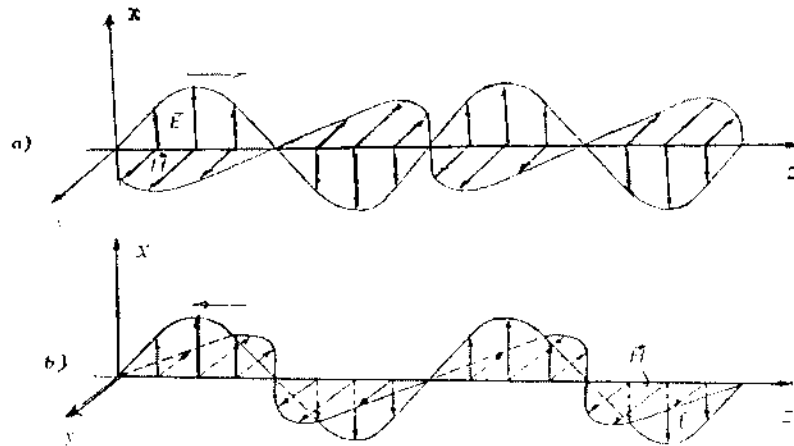
ở đây, trường điện chỉ có một thành phần truyền theo trục x, phương truyền của sóng theo trục z. Thay thế giá trị điện trường vào phương trình thứ hai (2.25.b) sẽ có biểu thức về giá trị từ trường ($\mathbf{H}$) như sau:

$$\mathbf{H} = \frac{k}{j\mu_0 \omega} \mathbf{E}_x e^{j(\omega t - k_z z)} \cdot \bar{\mathbf{y}} = -j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{E} e^{j(\omega t - k_z z)} \cdot \bar{\mathbf{y}} \quad (2.33)$$

Như vậy cả hai vectơ điện trường ($\mathbf{E}$) và từ trường ($\mathbf{H}$) trong phương trình (2.32) và (2.33) đều có phương truyền sóng dọc theo trục z. Các vectơ này vuông góc với phương truyền sóng và vuông góc với nhau. Hình sóng phẳng được biểu diễn trên hình 2.7.

b) Phương trình sóng ánh sáng trong chất điện môi

Điện môi có rất nhiều đặc điểm cần lưu ý như đã bàn luận ở phần trên. Phương trình sóng trong từng trường hợp cần chọn và biến đổi cho phù hợp với các điều kiện biên và các đặc điểm của chất điện môi. Dưới đây chúng ta xét phương trình ở dạng cụ thể. Điện môi là một môi trường trong đó có đại lượng phân cực $\mathbf{P}$ khác không xuất hiện khi được cảm ứng bởi một điện trường bên ngoài $\mathbf{E}$ đặt vào. Để hiểu được ý nghĩa vật lý của $\mathbf{P}$ chúng ta xem xét một môi trường có chứa cả điện tích âm và dương.



Hình 2.7. Sóng phẳng truyền theo chiều âm dương của trục z

Khi điện trường E xuất hiện nó sẽ phân cực các điện tích âm và dương và kết quả là có thêm một đại lượng phân cực cảm ứng P . Các môi trường khác nhau sẽ phản ứng với điện trường ngoài một cách khác nhau. Khi môi trường là tuyến tính và đẳng hướng thì P tỷ lệ tuyến tính với E như sau:

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (2.34)$$

ở đây χ là hệ số cảm ứng điện. Trong trường hợp này mật độ thông lượng điện D sẽ là:

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 \epsilon_r E \quad (2.35.a)$$

$$\epsilon_r = 1 + \chi \quad (2.35.b)$$

với ϵ_r được gọi là hệ số điện môi tương đối, $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$, ϵ_0 là giá trị ở môi trường chân không. Trong trường hợp chung của môi trường điện môi, chúng ta giả thiết rằng $\mu = \mu_0$. Các tính chất của điện từ trường trong một môi trường điện môi được miêu tả trong bốn phương trình Maxwell như sau:

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (2.36.a)$$

$$\nabla \times H - \frac{\partial D}{\partial t} = J \quad (2.36.b)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (2.36.c)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (2.36.d)$$

ở đây E và H là các vectơ điện trường và từ trường, $D = \epsilon E$ là vectơ cảm ứng điện, $B = \mu_0 H$ là vectơ cảm ứng từ, J là mật độ dòng điện và ρ là mật độ điện tích. Kiến thức chúng ta đã biết về sóng điện từ cổ điển nói chung đều dựa trên các phương trình này.

Phương trình mật độ dòng điện có thể viết ở dạng sau:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.37)$$

ở đây σ là độ dẫn điện của vật chất. Thay vào phương trình thứ nhất của hệ phương trình (2.36) ta có:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.38)$$

Biến đổi số hạng đầu tiên trong phương trình trên ta có:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla (\nabla \times \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.39)$$

Trong môi trường vật chất trung hoà điện, ta lưu ý rằng mật độ điện tích $\rho = 0$, sẽ có $\nabla \times \mathbf{E} = 0$. Sau khi thay thành phần $\nabla \times \mathbf{B}$ trong số hạng thứ hai có trong hệ phương trình hệ Maxwell (2.36) vào, biến đổi, sau đó ta sẽ nhận được phương trình sau:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \sigma \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.40)$$

Đây là một phương trình sóng ánh sáng truyền đi có sự tiêu tán suy hao. Lời giải tổng quát của phương trình này có thể viết ở dạng sau đây:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} \quad (2.41)$$

Giá trị $\mathbf{k}$ được cho bởi biểu thức sau:

$$-k^2 = -\varepsilon \mu_0 \omega^2 - \sigma \mu_0 i \omega \quad (2.42)$$

Thay $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$, và ε_r hệ số điện môi tương đối vào sẽ ta có:

$$k = \frac{\omega}{c} \left(\varepsilon_r + \frac{\sigma \mu_0 i}{\omega} \right)^{1/2} \quad (2.43)$$

Ký hiệu i là chỉ phần ảo. Lưu ý rằng ở đây chúng ta đang sử dụng kí hiệu không gian phức có thêm cả phần ảo để miêu tả trường điện. Điện trường là thực và được cho bởi phần thực của sóng phức, thế nhưng kí hiệu bề mặt phẳng phức là rất lợi. Thông thường k là một số phức. Trong môi trường tự do ở đó $\sigma = 0$, chúng ta có trường hợp đơn giản ($\varepsilon_r = 1$), lúc này biểu thức (2.43) sẽ trở về dạng phương trình đơn giản như ở (2.31).

Trong một môi trường vật chất xác định, tốc độ pha ω/k được biến đổi bằng cách chia tốc độ ánh sáng (c) cho hệ số chiết suất phức n , lúc đó sẽ có giá trị chiết suất phức như sau:

$$n_r = \left(\varepsilon_r + \frac{i\sigma\mu_0}{\omega} \right)^{1/2} \quad (2.44)$$

Viết biểu thức chỉ số chiết suất và số sóng (k) ở dạng phức có phần thực và ảo ta có:

$$n_r = n'_r + in''_r \quad (2.45.a)$$

$$k = \frac{n'_r \omega}{c} + in''_r \frac{\omega}{c} \quad (2.45.b)$$

Điện trường cho bởi phương trình sóng (2.41), trong trường hợp sóng truyền theo chiều dương trục $+z$, bây giờ trở thành dạng sau:

$$E = E_0 \exp \left\{ i\omega \left(\frac{n'_r}{c} t \right) \right\} \exp \left(- \frac{n''_r \omega z}{c} \right) \quad (2.46)$$

Như vậy tốc độ của sóng bị giảm xuống c/n'_r và biên độ cũng bị suy giảm trên bước sóng theo hàm mũ tự nhiên bởi một thừa số cuối cùng trong biểu thức (2.46). Sự suy giảm này của sóng liên quan trực tiếp với sự hấp thụ năng lượng của sóng điện từ. Hệ số hấp thụ α được mô tả bởi biểu thức sau:

$$\alpha = \frac{2n''_r \omega}{c} \quad (2.47)$$

Lưu ý rằng khi không có hấp thụ thì $n'_r = n_r$ (xem phương trình (2.45)). Hệ số hấp thụ có thể đo được đối với một hệ vật chất bất kỳ và nó cung cấp thông tin về n''_r .

Dùng phương pháp dẫn dắt tương tự như đã sử dụng ở trên đối với điện trường chúng ta sẽ có phương trình sóng đối với từ trường (H) như dưới đây:

$$\Delta^2 H = \varepsilon\mu_0 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} + \sigma\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2.48)$$

Phương trình này có lời giải ở dạng sau :

$$H(r, t) = H_0 \exp\{i(kr - \omega t)\} \quad (2.49)$$

Mối quan hệ giữa từ trường, điện trường, năng lượng W và công suất liên quan tới sóng điện từ được cho bởi biểu thức sau:

$$W = \frac{1}{2} (E \cdot D + H \cdot B) \quad (2.50)$$

Trong khi đó mật độ công suất liên quan tới bức xạ được cho bởi vectơ Poynting S như sau:

$$S = E \times H \quad (2.51)$$

Các tính chất vĩ mô của môi trường điện môi được đại diện bởi phần thực và phần ảo của hệ số chiết suất. Trong quá trình sóng lan truyền, các thông số này có thể thay đổi phụ thuộc vào các điều kiện biên đã cho. Điều kiện biên sẽ quyết định tới tính chất của dạng lời giải (dạng sóng). Nếu chọn z là chiều vectơ chuẩn đối với bề mặt phân chia hai miền có các thông số vật liệu khác nhau, thành phần vuông góc của vectơ D và vectơ B qua biên phân cách giữa hai môi trường vật chất, chúng có mối quan hệ bởi các phương trình sau:

$$(D(z^+) - D(z^-)) \cdot z_u = \sigma_s \quad (2.52.a)$$

$$(B(z^+) - B(z^-)) \cdot z_u = 0 \quad (2.52.b)$$

ở đây z_u là vectơ đơn vị, z^+ và z^- đại diện cho các điểm ở trên các mặt biên phân cách đối nhau. σ_s là mật độ điện tích bề mặt tại biên phân cách. Thêm vào đó, thành phần tang của điện trường và từ trường được quan hệ với nhau bởi các phương trình sau đây (có thể suy ra từ hai phương trình Maxwell đầu tiên):

$$z_u \times [E(z^+) - E(z^-)] = 0 \quad (2.53.a)$$

$$z_u \times [E(z^+) - E(z^-)] = J_s \quad (2.53.b)$$

ở đây J_s là mật độ dòng điện chảy dọc theo bề mặt. Lưu ý rằng nếu sóng phẳng điện từ truyền dọc theo trục z , điện trường E và từ trường B có trong mặt phẳng $x - y$. Các thành phần có trường điện và từ có liên quan bởi hệ thức sau:

$$E_y = \frac{\omega}{k} B_z \quad (2.54.a)$$

$$E_z = -\frac{\omega}{k} B_y \quad (2.54.b)$$

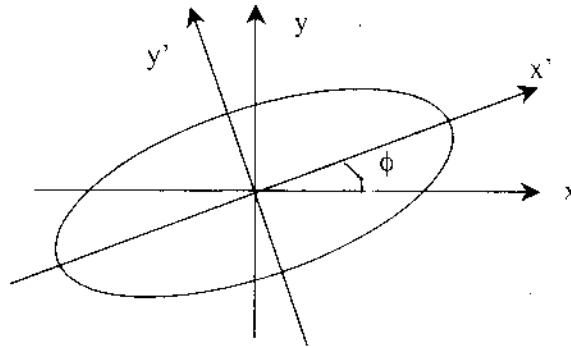
2.4.3. Sự phân cực của ánh sáng

Cho đến nay khi xét lời giải của phương trình Maxwell ta mới chỉ xét sóng ánh sáng là sóng phẳng có vectơ điện trường và từ trường vuông góc với phương truyền của ánh sáng. Định hướng chính xác của điện trường xác định sự phân cực của sóng ánh sáng. Đối với rất nhiều linh kiện quang điện tử sự phân cực của ánh sáng là rất quan trọng vì sự hoạt động của linh kiện phụ thuộc đặc biệt vào sự điều khiển và trạng thái phân cực của ánh sáng. Sau đây chúng ta sẽ khảo sát một số điều kiện và đặc điểm của ánh sáng khi phân cực ở những trạng thái khác nhau. Hãy xét sóng phẳng đơn sắc truyền dọc theo chiều z . Sự phân cực được định nghĩa thông qua vectơ

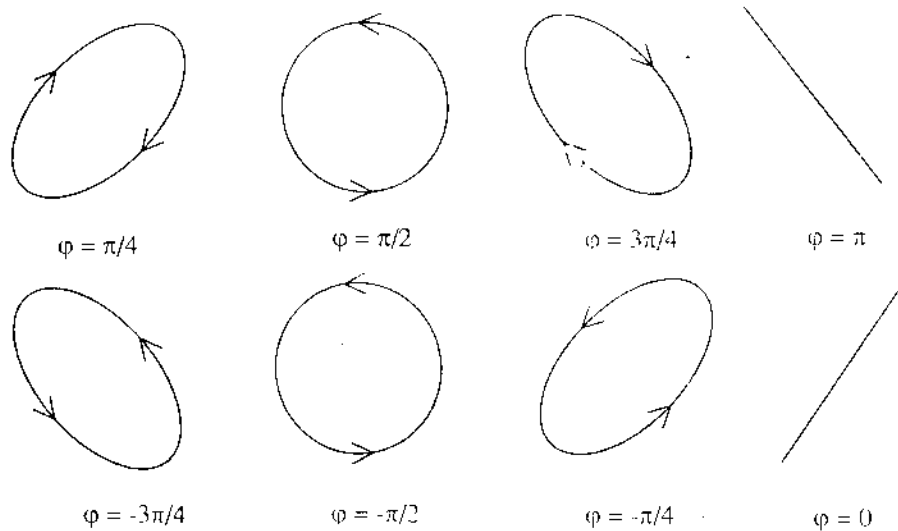
điện trường. Trong mô tả bởi hàm phức, vectơ điện trường này có thể viết dưới dạng sau:

$$E(z, t) = \text{Re}[A \exp(i(\omega t - kz))] \quad (2.55)$$

trong đó A là vectơ phức trong mặt phẳng xy .



Hình 2.8. Phân cực thông thường của ánh sáng theo hình ellipse có các trục x' và y' lệch một góc ϕ

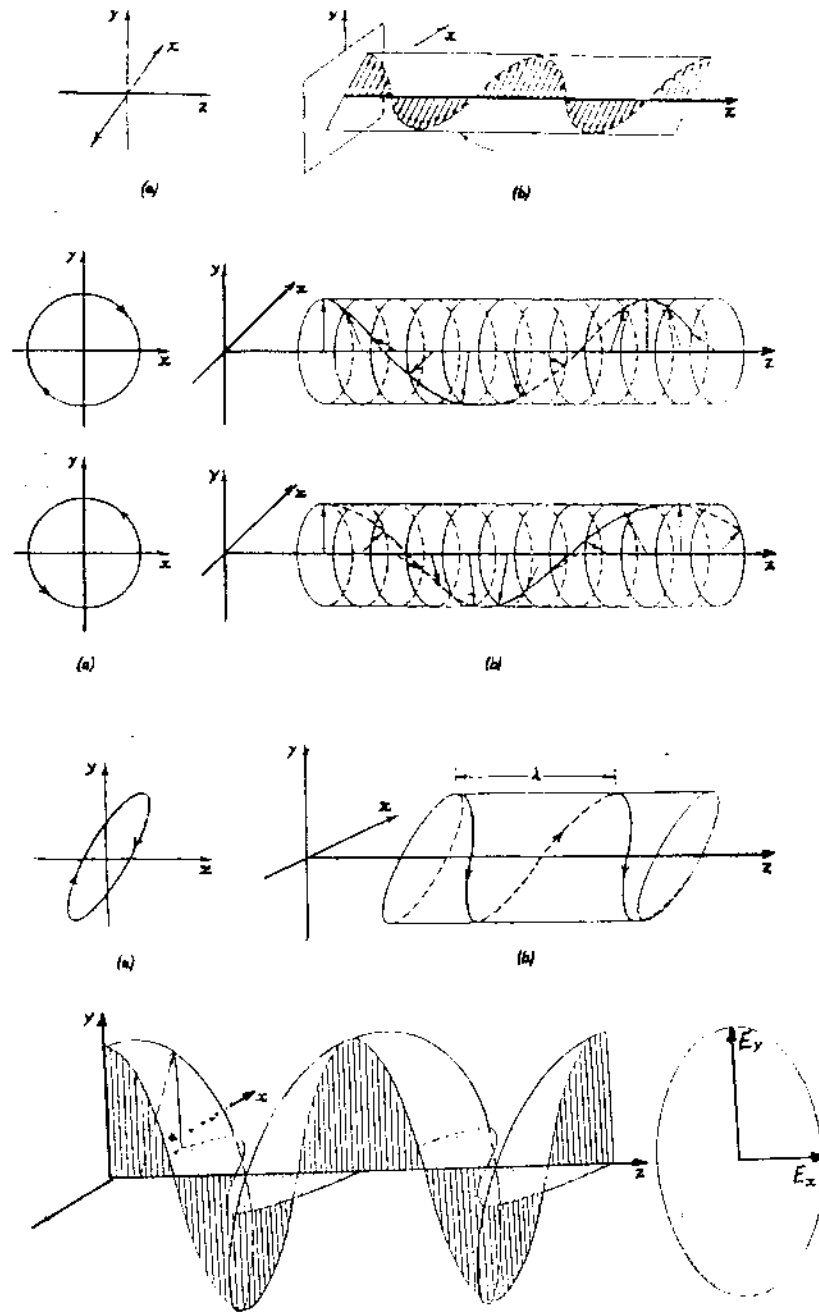


Hình 2.9. Các trạng thái phân cực đối với một số sóng truyền khác nhau

Chúng ta khảo sát hai thành phần E_x và E_y :

$$E_x = [A \cos(\omega t - kz + \delta_x)] \quad (2.56)$$

$$E_y = [A \cos(\omega t - kz + \delta_y)] \quad (2.57)$$



Hình 2.10. Dạng sóng có phân cực tuyến tính, phân cực tròn và ellipse

ở đó $\mathbf{A}$ có thể biểu thị ở dạng sau:

$$\mathbf{A} = \bar{x}A_x e^{i\delta_x} + \bar{y}A_y e^{i\delta_y} \quad (2.58)$$

với đó A_x và A_y là các số thực dương. Sau khi biến đổi bằng cách sử dụng tính chất các hàm lượng giác, ta sẽ có:

$$\frac{E_x}{A_x} + \frac{E_y}{A_y} - 2 \frac{\cos \delta}{A_x A_y} E_x E_y = \sin^2 \delta \quad (2.59.a)$$

$$\delta = \delta_y - \delta_x \quad (2.59.b)$$

Phương trình (2.59) là phương trình ellipse và có thể kết luận sóng ánh sáng trong trường hợp thông thường là có phân cực ellipse. Trục của ellipse thông thường không phải là trục x, y mà lệch đi một góc ϕ nào đấy như trên Hình 2.8. Giá trị ϕ có thể xác định được như sau:

$$\tan(2\phi) = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos \delta \quad (2.60)$$

Ở đây cần lưu ý rằng vì các thành phần giá trị trường điện E_x và E_y phụ thuộc vào thời gian, các thành phần vectơ trường E_x và E_y quay trong mặt phẳng phức x, y tạo nên hiệu hai pha thay đổi gây ra sự phân cực. Có thể xảy ra một số trường hợp sau:

a) $\delta = 0$ hay π : Trong trường hợp này ánh sáng là có phân cực tuyến tính và đỉnh của vectơ điện trường di chuyển trên một đường thẳng.

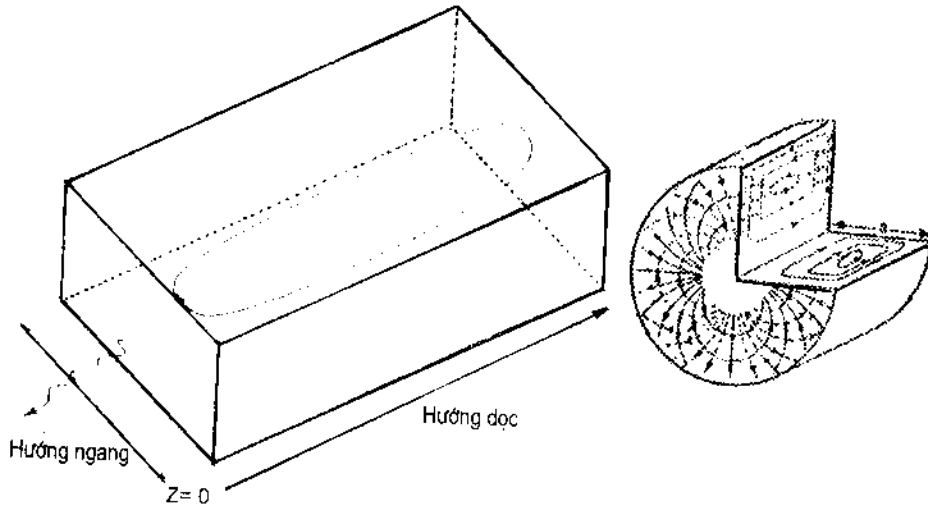
b) $\delta > 0$: Điểm cuối của vectơ điện trường chuyển động theo chiều kim đồng hồ. Nếu biên độ của E_x và E_y là giống nhau và $\delta = \pi/2$ ánh sáng có phân cực tròn. Trong các trường hợp khác ánh sáng phân cực ellipse, theo chiều kim đồng hồ hay còn gọi là phân cực từ trái sang phải.

c) $\delta < 0$: Điểm cuối của vectơ điện trường chuyển động theo chiều chuyển động ngược kim đồng hồ. Nếu biên độ của E_x và E_y là giống nhau và $\delta = -\pi/2$ ánh sáng có phân cực tròn. Trong các trường hợp khác ánh sáng phân cực ellipse, theo chiều ngược kim đồng hồ hay còn gọi là phân cực từ phải sang trái. Trên các hình 2.9 và 2.10 có thể nhìn thấy một số minh họa của sự phân cực ánh sáng trong các trường hợp khác nhau.

2.4.4. Sóng ánh sáng trong ống dẫn sóng

Ống dẫn sóng ở đây được hiểu là một cấu trúc hình học xác định, trong cấu trúc này sóng được lan truyền theo một hướng nhất định. Có các loại ống dẫn có cấu trúc mặt hai chiều, nghĩa là các dải dẫn sóng song song được chế tạo trên bề mặt của một tấm điện môi, tuy nhiên ống dẫn sóng có cấu trúc tiết diện chữ nhật và hình tròn là quan trọng nhất. Trên Hình 2.11 có thể nhìn thấy một số dạng ống dẫn sóng. Ở đây chúng ta sẽ khảo sát hai dạng ống dẫn sóng tiết diện chữ nhật và tiết diện tròn. Đến nay có nhiều phương pháp toán học để giải bài toán sóng trên ống dẫn sóng, song kết quả thu được về phương thức (mode) truyền và ý nghĩa là tương tự nhau.

Dưới đây hãy xét một cách ngắn gọn một vài vấn đề liên quan đến sóng truyền trong ống dẫn sóng. Cho z là hướng sóng truyền đi. Sóng ngang (T) truyền theo dọc chiều dài z có điện trường $E(r,t)$ và từ trường $H(r,t)$ như sau:



Hộp cộng hưởng
của điốt LASER

Dạng ống dẫn sóng
hình tròn

Hình 2.11 Cấu hình ống dẫn sóng dạng hình hộp chữ nhật và tròn

$$E(x, y, z, t) = \bar{E}(x, y)e^{j(\omega t - \beta_z z)} \quad (2.61.a)$$

$$H(x, y, z, t) = \bar{H}(x, y)e^{j(\omega t - \beta_z z)} \quad (2.61.b)$$

ở đây $\bar{E}$ và $\bar{H}$ gạch ngang là các biên độ ngang, thừa số hàm mũ biểu thị hướng sóng truyền dọc. Thay các giá trị điện trường và từ trường vào hai phương trình đầu của hệ phương trình (2.36) và giả thiết rằng $J=0$, sau khi biến đổi chúng ta sẽ có các phương trình sau:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta_z E_y = -j\omega\mu_0 H_x \quad (2.62)$$

$$-j\beta_z E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.64)$$

và

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta_z H_y = j\omega \epsilon E_x \quad (2.65)$$

$$-j\beta_z H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega \epsilon E_y \quad (2.66)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -j\omega \mu_0 E_z \quad (2.67)$$

Ở đây cần lưu ý rằng cần phải thay $\epsilon = \epsilon_r$ vào các phương trình trên. Từ các phương trình (2.62) đến (2.67) có thể giải để tìm E_x, E_y, H_x, H_y theo hàm của E_z và H_z :

$$E_x = -\frac{1}{\beta^2 - \beta_z^2} \left(j\beta_z \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (2.68)$$

$$E_y = \frac{1}{\beta^2 - \beta_z^2} \left(-j\beta_z \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.69)$$

$$H_x = \frac{1}{\beta^2 - \beta_z^2} \left(j\omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - j\beta_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (2.70)$$

$$H_y = -\frac{1}{\beta^2 - \beta_z^2} \left(j\omega \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + j\beta_z \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (2.71)$$

$$\beta = \omega \sqrt{\epsilon \mu_0} = \frac{n\omega}{c} \quad (2.72)$$

ở đây β là hằng số truyền sóng trong môi trường ống dẫn sóng. β_z là hệ số truyền sóng theo chiều z. Các kết quả trên chỉ ra rằng trường điện từ ngang trong các chiều x và y thể hiện một cách độc lập với trường điện từ dọc E_z và H_z . Nếu $E_z = 0$ thì lời giải sẽ là sóng điện ngang (TE), còn nếu $H_z = 0$ thì lời giải sẽ là sóng từ trường ngang (TM).

Đối với các phương trình (2.68) đến (2.71), các sóng điện từ có khả năng truyền trong ống dẫn sóng vuông tuy nhiên cần thiết phải thoả mãn các điều kiện biên tại thành ống dẫn sóng. Các sóng mà thoả mãn các điều kiện biên xác định nào đấy của các phương trình từ (2.68) đến (2.71) được gọi là các phương thức truyền, còn gọi là mode truyền.

Để làm sáng tỏ một số vấn đề bàn ở trên chúng ta xem xét sóng trường điện từ ngang TE trong ống dẫn sóng có tiết diện là hình chữ nhật có hai cạnh là a và b. Trong

trường hợp này thành phần E_z hoàn toàn bằng 0 và trường điện song song với biên của ống dẫn sóng cần phải bằng 0 để thoả mãn điều kiện biên. Do vậy thành phần $H_z(x, y)$ cần có dạng sau đây:

$$H_z(x, y) = H_{m,n} \cos\left(\frac{\pi m x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{b}\right) \quad (2.73)$$

với m, n là các số nguyên. Điện trường có dạng:

$$E_x(x, y) = -\frac{j\omega\mu_0}{\beta^2 - \beta_z^2} H_{m,n} \frac{\pi n}{b} \cos\left(\frac{\pi n y}{b}\right) \cos\left(\frac{\pi m x}{a}\right) \quad (2.74)$$

và
$$E_y(x, y) = \frac{j\omega\mu_0}{\beta^2 - \beta_z^2} \frac{\pi m}{a} \sin\left(\frac{\pi m x}{a}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{b}\right) \quad (2.75)$$

Có thể suy ra một cách dễ dàng rằng:

$$E_x(x, 0) = E_x(x, b) = E_y(0, y) = E_y(a, y) = 0 \quad (2.76)$$

Nói cách khác, thành phần $H_z(x, y)$ trong phương trình (2.73) thoả mãn điều kiện biên và nó là mode truyền gọi là mode $TE_{m,n}$. Từ phương trình sóng sau :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = 0 \quad (2.77)$$

β_z sẽ thoả mãn hệ thức sau đây:

$$\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 + \beta_z^2 = \beta^2 \quad (2.78)$$

Đây là hệ thức tán sắc đối với mode $TE_{m,n}$. Nếu chúng ta kí hiệu hai số hạng đầu là $K_{m,n}^2$ ta sẽ có hệ thức ở dạng ngắn gọn như sau:

$$K_{m,n}^2 + \beta_z^2 = \beta^2 \quad (2.79)$$

Nếu $a > b$, chúng ta sẽ có giá trị riêng nhỏ nhất là $TE_{1,0}$ (mode i). Một cách tương tự có thể dẫn dắt các hệ thức cho sợi quang trong ống dẫn sóng dạng tròn và các ống dẫn sóng có các dạng hình học khác nhau.

2.4.5. Tốc độ pha và tốc độ nhóm

Cho sóng hình sin có dạng sau:

$$e(t, z) = E_0 \cos(\omega_0 t - \beta z) \quad (2.80)$$

$$E(\omega, z) = E_0 \pi \left[\delta(\omega - \omega_0) e^{-j\beta z} + \delta(\omega + \omega_0) e^{j\beta z} \right] \quad (2.81)$$

Sóng phẳng có tần số không đổi là ω_0 , sóng này còn được gọi là sóng đơn sắc (monochromatic wave) hoặc còn gọi là sóng liên tục (continuous wave (cw)). Trong trường hợp này người ta thường *định nghĩa* tốc độ pha như sau:

$$v_p = \frac{\omega_0}{\beta} \quad (2.82)$$

Vậy tốc độ pha là tốc độ của mặt phẳng sóng có pha không đổi khi nó truyền trong chiều truyền sóng. Sóng phẳng có biên độ và công suất là không đổi trong môi trường truyền sóng:

$$e(t, z) = 2E_0 \cos(\Delta\omega t/2 - \Delta\beta z/2) \cos(\bar{\omega}t - \bar{\beta}z) \quad (2.83)$$

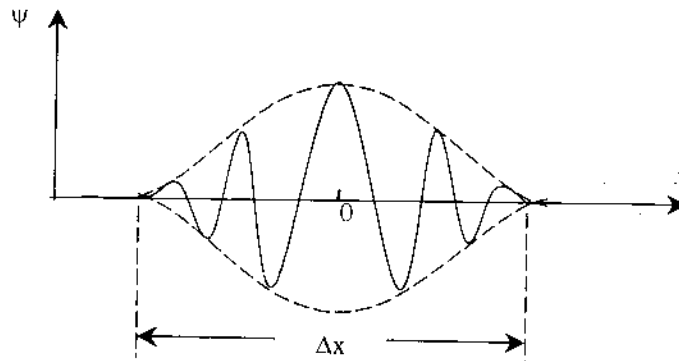
Đối với hai sóng phẳng có tần số và số sóng có sự khác nhau không nhiều, ví dụ như: $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$; $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$, giá trị trung bình được viết như sau:

$$\bar{\omega} = (\omega_1 + \omega_2)/2, \quad \bar{\beta} = (\beta_1 + \beta_2)/2 \quad (2.84)$$

Đường viền bao của sóng tổ hợp của hai sóng có tốc độ là:

$$v_g = \frac{\Delta\omega}{\Delta\beta} \quad (2.85)$$

Đây là tốc độ nhóm, nó biểu thị tốc độ truyền năng lượng của chúng. Hình 2.12 biểu thị tốc độ nhóm sóng.



Hình 2.12. Sự truyền của bó sóng biểu thị tốc độ nhóm

2.5. ÁNH SÁNG TRUYỀN TRONG MÔI TRƯỜNG TINH THỂ

Các tinh thể được sắp xếp một cách trật tự dọc theo các hướng. Đặc tính này dẫn tới các tính chất vật lý không đẳng hướng (anisotropic), thí dụ ánh sáng truyền theo các

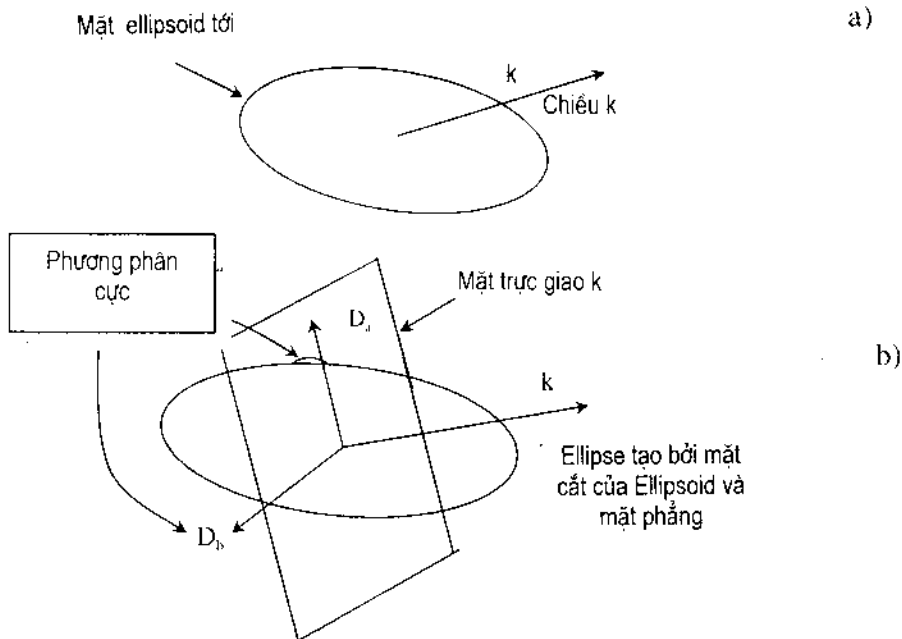
hướng khác nhau không thể mô tả bằng một hệ số chiết suất. Trong thực tế ánh sáng truyền theo các hướng khác nhau trong tinh thể sẽ có tốc độ khác nhau. Đặc điểm không đẳng hướng này được đặc biệt quan tâm trong việc thiết kế chế tạo một số linh kiện quang điện tử bao gồm cả các linh kiện tích cực và linh kiện thụ động. Các linh kiện thụ động hoạt động trên nguyên lý này là các tấm tinh thể làm thay đổi phân cực ánh sáng (polarizers), các tấm phân chia ánh sáng thành hai tia (birefringent)... Còn các linh kiện tích cực sử dụng tính bất đẳng hướng của tinh thể bao gồm các linh kiện quang điện, linh kiện tinh thể lỏng, linh kiện quang âm. Việc khảo sát tính truyền sóng trong tinh thể là vấn đề phức tạp, khó có thể thể mô tả trong một mục này. Dưới đây chỉ nêu ra một vài điểm quan trọng có liên quan tới phần sẽ được bàn ở đây.

Trong môi trường đẳng hướng, sự truyền sóng ánh sáng được mô tả theo một chiều không phụ thuộc vào hằng số điện môi (hay chiết suất) thể nhưng trong vật liệu tinh thể, môi trường vật chất là không đẳng hướng, khi mô tả tính chất của vật liệu điều đó sẽ có lợi khi chọn một số trục chính dựa trên sự đối xứng của tinh thể. Vectơ dịch chuyển $\mathbf{D}$ và điện trường $\mathbf{E}$ của các sóng ánh sáng trong trường hợp chung có thể cho bởi tensor điện môi như sau:

$$\mathbf{D}_1 = \varepsilon_{11}\mathbf{E}_1 + \varepsilon_{12}\mathbf{E}_2 + \varepsilon_{13}\mathbf{E}_3 \quad (2.86)$$

$$\mathbf{D}_2 = \varepsilon_{21}\mathbf{E}_1 + \varepsilon_{22}\mathbf{E}_2 + \varepsilon_{23}\mathbf{E}_3 \quad (2.87)$$

$$\mathbf{D}_3 = \varepsilon_{31}\mathbf{E}_1 + \varepsilon_{32}\mathbf{E}_2 + \varepsilon_{33}\mathbf{E}_3 \quad (2.88)$$



Hình 2.13. Mặt ellipsoid và chỉ số đối với một tinh thể, sóng truyền theo trục k a) và mô tả cấu trúc đã sử dụng để nhận sự phân cực của ánh sáng b)

ở đây chúng ta có $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$. Thông thường các hệ số chiết suất n_{ri} có giá trị độ lớn khác nhau dọc theo các chiều khác nhau. Một khái niệm hữu ích mô tả sự truyền sóng là đưa vào khái niệm về thể khối ellipse Fresnel (Fresnel ellipsoid) hay khái niệm tương đương về chỉ số khối ellipse. Thể khối ellipsoid Fresnel được cho bởi biểu thức sau:

$$\sum \varepsilon_{ij} x_i x_j = \text{constant} \quad (2.89)$$

Một phương pháp miêu tả hữu ích hơn về các điều kiện giàng buộc áp dụng cho quá trình truyền sóng là dùng chỉ số khối ellipse tương đương chúng ta viết lại phương trình ở dạng sau :

$$\frac{x_1^2}{n_{r1}^2} + \frac{x_2^2}{n_{r2}^2} + \frac{x_3^2}{n_{r3}^2} = \text{constant} \quad (2.90)$$

Phương trình này mô tả bề mặt của ellipse khối (ellipsoid). Chúng ta sẽ mô tả một cách vắn tắt chỉ số khối ellipsoid được sử dụng như thế nào để miêu tả sự phân cực của ánh sáng truyền trong vật liệu tinh thể. Trên hình 2.13.a) chúng ta biểu thị chỉ số khối ellipsoid của một tinh thể và một sóng ánh sáng truyền dọc theo chiều k.

Trong môi trường đẳng hướng, sóng ánh sáng có thể có phân cực bất kì trong mặt phẳng vuông góc với k. Thế nhưng trong môi trường bất đẳng hướng, sóng ánh sáng có một hoặc cả hai sóng phân cực tuyến tính và tốc độ ánh sáng của từng phân cực thông thường là khác nhau.

Để tính sự phân cực chúng ta dùng cấu trúc như trên hình 2.13. b): một mặt phẳng được vẽ vuông góc với vectơ k và mặt cắt của mặt phẳng này với thể khối ellipsoid là một đường ellipse có hai trục là a và b. Những chiều của phân cực cho phép đối với sóng được biểu hiện trên hình là D_a và D_b , nghĩa là song song với các trục nguyên lí. Các tốc độ sóng của hai phân cực tỷ lệ nghịch với chiều dài của trục nguyên lí, đặc biệt, nếu ánh sáng truyền dọc theo trục $i = 3$ và ánh sáng được phân cực dọc theo trục $i = 1$ và $i = 2$ với các tốc độ tương ứng là c/n_{r1} và c/n_{r2} . Theo sự phân tích đã bàn ở trên, các chỉ số chiết suất n_{r1} , n_{r2} , n_{r3} thông thường là khác nhau. Giá trị của chúng và sự chênh lệch của chúng phụ thuộc vào các đặc tính về cấu trúc của vật liệu. Chúng ta có thể có các trường hợp sau đây:

Ở môi trường đẳng hướng: $n_{r1} = n_{r2} = n_{r3} \quad (2.91)$

Ở môi trường một trục: $n_{r1} = n_{r2} \neq n_{r3} \quad (2.92)$

Ở môi trường hai trục: $n_{r1} \neq n_{r2} \quad (2.93.a)$

$$n_{r2} \neq n_{r3} \quad (2.93.b)$$

$$n_{r1} \neq n_{r3} \quad (2.93.c)$$

Trường hợp quan trọng nhất đối với chúng ta là môi trường truyền sóng theo một trục (unaxial), trường hợp này được sử dụng và thể hiện trong hầu hết các linh kiện dùng hiệu ứng quang điện sử dụng trong các linh kiện biến điệu và tinh thể lỏng. Để bàn thêm về tinh thể một trục (uniaxial) chúng ta kí hiệu các trục x, y, z tương ứng là các trục 1,2,3. Nếu ánh sáng truyền dọc theo trục z thì có một phân cực nào đấy trong

mặt phẳng x-y và các sóng phân cực này có cùng tốc độ truyền. Trục z được gọi là trục quang có hệ số chiết suất n_{r3} được kí hiệu là n_{re} , trục này còn được gọi là trục - c. và $n_{r3} (= n_{rz})$ còn được kí hiệu là n_{re} là chỉ số chiết suất bất thường. Các chỉ số chiết suất n_{rx} và n_{ry} , được kí hiệu là n_{ro} , được gọi là chỉ số chiết suất bình thường (ordinary refractive index). Nếu $n_{ro} < n_{re}$ tinh thể được coi là dương; còn trường hợp ngược lại, $n_{ro} > n_{re}$ tinh thể được coi là âm. Các giá trị của tinh thể một trục có thể nhìn thấy trên bảng 2.1. Nếu trong tinh thể một trục (uniaxial) ánh sáng được truyền theo một chiều khác với chiều của trục quang, sự chậm pha sẽ được phát sinh giữa các phân cực của ánh sáng do tốc độ truyền khác nhau của chúng gây ra. Tính chất chậm pha này được lợi dụng để thiết kế một số linh kiện làm thay đổi tính phân cực của ánh sáng.

Ở đây cần thiết phải lưu ý một chút về sự phân cực và hệ số chiết suất của một sóng truyền dọc theo một trục s nào đấy, trục này tạo nên một góc θ với trục quang (trục z). Trên hình 2.13 biểu thị trường dịch chuyển đã được phân cực, như đã bàn trước đây. Đối với tinh thể một trục (uniaxial), sóng đã được phân cực dọc theo trục x (chọn chiều s có trong mặt phẳng y-z) là sóng thường (ordinary wave) có chỉ số chiết suất n_{ro} . Sóng phân cực dọc theo chiều trục giao dọc theo nửa trục chính khác của ellipse là sóng bất thường (extraordinary) với hệ số chiết suất được cho bởi biểu thức sau:

$$\frac{1}{n_{re}^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_{ro}^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_{re}^2} \quad (2.94)$$

Bảng 2.1: Chỉ số chiết suất của một số vật liệu đơn trục (uniaxial). Các chỉ số này phụ thuộc vào tần số và các giá trị cho trong bảng tại bước sóng 0,63 μm

Vật liệu	n_{ro} - hệ số chiết suất trong mặt phẳng x-y	n_{re} - hệ số chiết suất trong trục quang
Thạch anh	1.544	1.553
Vật liệu ZnS	2.354	2.358
Vật liệu KDP	1.507	1.467
Vật liệu calcite	1.658	1.488
Vật liệu LiNbO ₃	2.300	2.208
Vật liệu BaTiO ₃	2.416	2.364

Nếu sóng truyền dọc theo trục z (khi $\theta = 0$), nghĩa là dọc theo trục quang thì giá trị $n_{re}(\theta)$ sẽ trở về giá trị n_{ro} như đã nói ở trên. Còn nếu sóng truyền dọc theo chiều y thì $n_{re}(\theta) = n_{re}$.

Bài tập minh họa

Hãy xét một bản một phần tư bước sóng (quarter wave plate), trên mặt phẳng này sóng ban đầu đã được phân cực dọc theo chiều 45° tạo với trục x của tia tới. Sóng sẽ có phân cực như thế nào nếu như tấm được thiết kế để tạo ra một độ lệch pha là 90° giữa sóng đã có phân cực ban đầu dọc theo các trục x và trục y?

Bản 1/4 bước sóng sẽ tạo ra sự chênh lệch pha là 90° giữa sóng trục x và y sau khi truyền qua bản phẳng. Sóng tới ban đầu có dạng điện trường như sau:

$$E_x = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.95)$$

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (2.96)$$

Sau khi truyền bản 1/4 sóng điện trường có dạng sau:

$$E_x = E_0 \cos(\omega t - kz + \phi_0) \quad (2.97)$$

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kz + \phi_0 + \frac{\pi}{2}) \quad (2.98)$$

Từ các kết quả trên chúng ta nhận thấy sóng có phân cực tròn như đã bàn ở trên.

2.6. BIẾN ĐIỆU ÁNH SÁNG QUA ĐIỀU KHIỂN PHÂN CỰC

Một vấn đề rất quan trọng trong quang điện tử là điều khiển cường độ ánh sáng. Cũng tương tự như việc chúng ta viết chữ lên một tờ giấy trong bằng một bút có mực đặc biệt để giảng bài bằng máy chiếu. Chữ viết của chúng ta có thể hiển thị lên nhờ một hệ thống thấu kính quang học đơn giản và nguồn sáng, những vị trí mà ở đó có chữ viết tương tác để làm biến đổi cường độ ánh sáng qua giấy trong. Trong lĩnh vực hiển thị thông tin rất cần một quá trình có thể điều khiển được độ trong đục để có thể nhìn thấy được. Các tinh thể lỏng dùng trong các máy tính bỏ túi, các máy tính cá nhân, máy tính xách tay, các sách điện tử... hoạt động theo nguyên tắc như ở trên. Các bộ biến điệu ánh sáng đang được sử dụng trong thông tin quang và trong các bộ tương quan quang để so sánh hình ảnh, ngoài ra còn rất nhiều ứng dụng khác nữa cũng đang được triển khai.

Một kĩ thuật hữu ích nhất để biến điệu tín hiệu quang là thông qua việc sử dụng các bộ phân cực với một linh kiện tích cực, linh kiện này có thể thay đổi sự phân cực của ánh sáng. Một phương pháp thông thường được mô tả trên hình 2.18. Có hai linh kiện phân cực được sắp đặt sao cho có hình chiếu trùng nhau ở hai đầu linh kiện. Linh kiện bao gồm một tinh thể (hoặc tinh thể lỏng) trong tinh thể này chỉ số chiết suất n_{re} và n_{ro} là khác nhau. Cũng có thể làm thay đổi hiệu chỉ số chiết suất n_{re} và n_{ro} bằng việc sử dụng phương pháp tác động bên ngoài, ví dụ đặt vào tinh thể một điện trường E chẳng hạn. Việc sử dụng hiệu ứng quang điện để làm thay đổi tính chất của tinh thể thường được sử dụng trong một số các linh kiện quang điện tử, chúng ta còn có dịp bàn thêm vấn đề này ở trong các mục sau.

Trước hết chúng ta hãy xét trường hợp bộ biến điệu quang điện trên cơ sở tinh thể như tinh thể lithium niobate, sau đó mới xét đến các tinh thể khác. Chúng ta giả thiết rằng ánh sáng phân cực tuyến tính bước vào linh kiện như được mô tả trên hình 2.14. Hai trục x và y đặc trưng cho hai trục phân cực của tinh thể, thông thường hai trục có chiết suất khác nhau, khi sóng truyền trong tinh thể thì xuất hiện chênh pha giữa hai sóng phân cực. Khi tín hiệu vào có phân cực tuyến tính thì ta sẽ có các biểu thức sau:

$$E_y = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \exp(j\omega t) \quad (2.99)$$

$$E_x = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \exp(j\omega t) \quad (2.100)$$

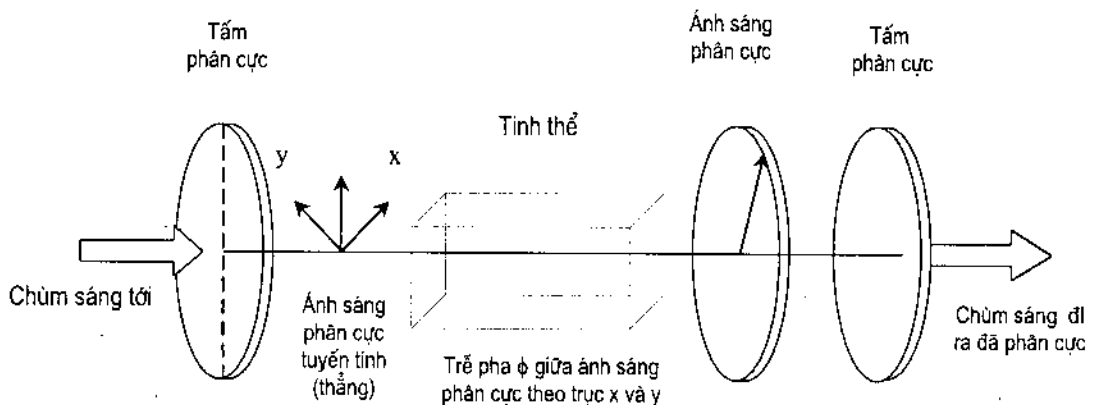
Sau khi truyền qua tinh thể biến điệu các sóng trên sẽ có dạng sau:

$$E_x = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \exp(i(\omega t + \theta_1)) \quad (2.101)$$

$$E_y = \frac{E_o}{\sqrt{2}} \exp(i(\omega t + \theta_2)). \quad (2.102)$$

Sự chênh pha giữa hai sóng sẽ là: $\phi = \theta_2 - \theta_1$. Nếu ϕ bằng $\pi/2$, chùm ánh sáng ra là phân cực tròn và nếu hiệu pha là π , nó sẽ là phân cực tuyến tính với sự phân cực 90° so với chùm sáng vào. Nếu chùm sáng ra chạy qua bộ phân cực tại 90° so với phân cực chùm sáng vào như chỉ ra trên hình 2.14 thì tỷ lệ biến điệu sẽ được tính bởi phương trình sau khi bỏ qua sự hấp thụ:

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \sin^2 \frac{\phi}{2} \quad (2.103)$$

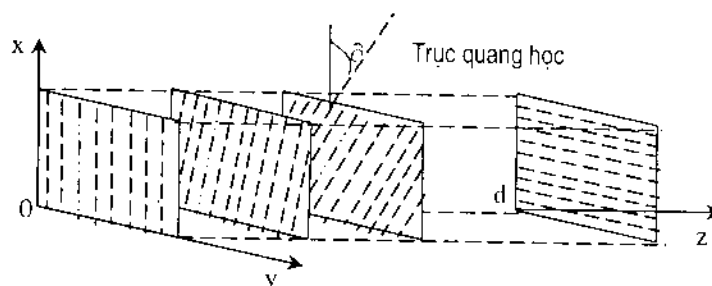


Hình 2.14. Sơ đồ linh kiện tạo ra phân cực ánh sáng

Như vậy cường độ ánh sáng có thể điều khiển được theo phương trình (2.103) bằng thay đổi pha nhờ một điện trường bên ngoài đặt vào tinh thể.

2.7. TÍNH CHẤT PHÂN CỰC VÀ BIẾN ĐIỆU CỦA TINH THỂ NEMATIC XOẮN

Như trong phần trước đã bàn, tinh thể lỏng là loại vật liệu có sắp xếp nguyên tử một cách thứ tự trong một miền dài theo một số chiều nhất định, và vì rằng vật liệu thường được làm ở hình dạng thanh hay trong dạng đĩa chứa các phân tử. Nó có sự bất đẳng hướng (anisotropy) rất mạnh giữa các trục n_{re} và n_{to} . Trong tinh thể lỏng nematic người ta có thể tạo một độ xoắn theo thứ tự, trong đó các phân tử được sắp xếp với sự sử dụng 2 tấm phân cực được sắp xếp theo một chiều định trước. Với cách này, trục quang của tinh thể lỏng có thể thay đổi từ điểm này đến điểm khác khi có điện trường đặt vào, kết quả dẫn đến là chiều của các phân cực tương ứng với các tia ánh sáng bình thường và tia sáng bất thường thay đổi từ điểm này tới điểm khác. (xem trên hình 2.15.)



Hình 2.15. Sơ đồ về tinh thể nematic xoắn có trục quang thay đổi làm thay đổi phân cực

Một phương pháp quan trọng và chính xác được sử dụng để mô tả quá trình ánh sáng truyền và sự phân cực của ánh sáng qua tinh thể nematic xoắn là phương pháp đoạn nhiệt (adiabatic). Phương pháp đoạn nhiệt phụ thuộc vào độ xoắn trong tinh thể có đặc điểm biến đổi chậm. Đây là một phương pháp tốt đối với các tinh thể lỏng có độ xoắn là $\pi/2$ được tạo ra trong khoảng cách từ 10 đến 20 μm . Kết quả là ánh sáng phản ứng theo chỉ số chiết suất địa phương và trục phân cực địa phương. Từ phương pháp đoạn nhiệt (adiabatic) được thảo luận ở trên chúng ta có thể nhận thấy rằng có hai tác nhân gây nên thay đổi phân cực trong tinh thể lỏng nematic xoắn là :

- 1) Sự chênh lệch giữa chỉ số chiết suất n_{re} và n_{to} , sự lệch pha giữa hai tia và các trạng thái thay đổi gây nên sự phân cực thay đổi. Đây là hiệu ứng tạo ra sự biến điệu ánh sáng theo phương trình (2.103).
- 2) Do có sự xoắn (twist) trong tinh thể nên sự phân cực được quay đi. Hiệu ứng này được sử dụng trong phần lớn các hiển thị tinh thể lỏng.

Theo phương pháp đoạn nhiệt, nếu có góc xoắn là 90° (hay 270°) từ trên đỉnh tấm xuống dưới và ánh sáng có phân cực, chúng ta sẽ có các khả năng sau đây:

- a) Nếu phân cực ở đầu ra được định hướng dọc theo phân cực ở đầu vào, mật độ truyền là bằng không.
- b) Nếu phân cực ở đầu ra và đầu vào chéo nhau lúc đó ánh sáng sẽ truyền qua.

Sau khi đã khảo sát kĩ, kết quả nhận được chỉ ra rằng hệ số truyền qua của ánh sáng được cho bởi hệ thức sau đây đối với góc xoắn là 90° :

$$T = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{1+(\phi/\pi)^2}\right)}{1+(\phi/\pi)^2} \quad (2.104)$$

ở đây ϕ là sự lệch pha tạo ra bởi hiệu các giá trị n_{rc} và n_{ro} . Đối và đối với linh kiện có chiều dày là d thì :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{rc} - n_{ro})d. \quad (2.105)$$

Nếu ϕ là lớn hơn nhiều so với π , khi đó ta nhận thấy rằng T tiến tới 0.

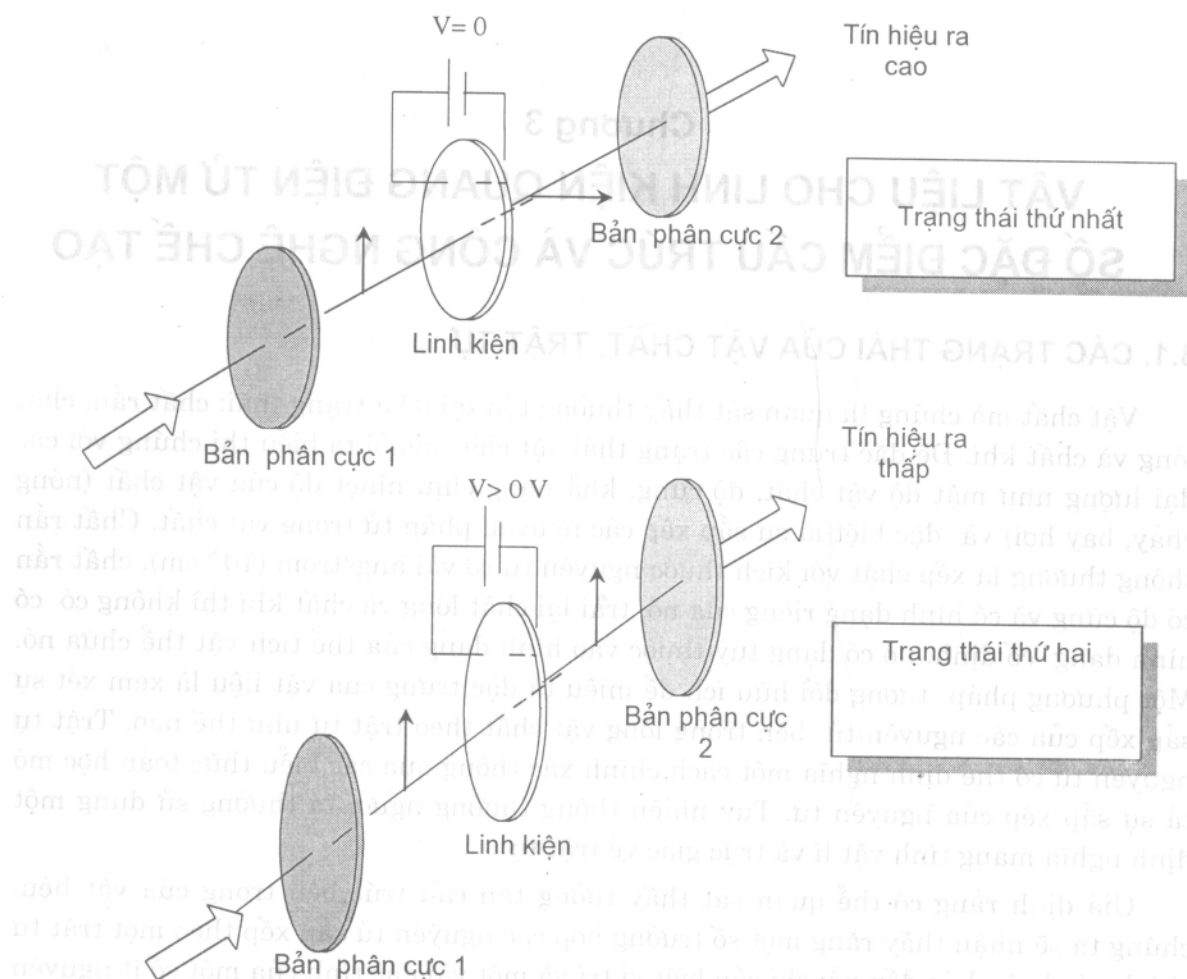
Như vậy qua việc thảo luận cho đến nay chúng ta nhận thấy trong tinh thể đơn trục, trục quang mà ánh sáng truyền dọc theo trục này có tốc độ giống nhau không phụ thuộc vào phân cực của nó. Linh kiện hiển thị tinh thể lỏng phụ thuộc vào khả năng thay đổi trục quang học (trục chủ đạo đối với tinh thể lỏng) với sự tương tác bên ngoài, thí dụ bằng trường điện từ chẳng hạn. Với sự thay đổi tương tác của trường điện từ thì góc ϕ thay đổi và sự truyền ánh sáng luôn thay đổi: khi đạt cực đại, khi cực tiểu. Như vậy khi trục quang thay đổi, môi trường linh kiện có khả năng thay đổi từ mờ đục đến trong suốt. Đây chính là điều mong muốn cần làm đối với các tinh thể lỏng hiển thị.

2.8. HIỆU ỨNG QUANG ĐIỆN TRONG TINH THỂ

Trong hình 2.16 chúng ta cũng đã quan sát thấy một cặp phân cực đã được sử dụng như thế nào để truyền và ngăn tín hiệu quang. Khái niệm này trở thành rất hữu ích đối với các linh kiện quang điện tử thông minh nếu như tính chất quang của linh kiện sẽ có khả năng thay đổi bằng một số kích thích bên ngoài. Về nguyên tắc một sự thay đổi của kích thích bên ngoài (như điện trường, từ trường, hay áp suất chẳng hạn) có khả năng thay đổi một số tính chất quang như chiết suất. Trong thực tế chúng ta rất quan tâm tới việc sử dụng điện trường để thay đổi một số tính chất quang phục vụ cho các ứng dụng quang điện tử.

Ý tưởng để làm một số linh kiện quang điện tử như bộ đóng ngắt hay biến điệu, chúng thường được gọi chung là các van ánh sáng, là rất đơn giản như được thể hiện trên hình 2.16. Các bộ phận đã được phân cực chéo hay phân cực song song sẽ được sử dụng trong các linh kiện này. Một điện trường được sử dụng để thay đổi hiệu chiết suất ($n_{rc} - n_{ro}$) sao cho một sự thay đổi về phân cực xảy ra. Sự thay đổi này dẫn tới sự thay đổi mật độ ánh sáng ở đầu ra. Hiệu ứng của điện trường tác động lên tính chất quang phụ thuộc hay không phụ thuộc vào sự đối xứng của tinh thể hoặc là các phân tử có khả năng quay một cách dễ dàng như trong các tinh thể lỏng.

Trong các tinh thể rắn các nguyên tử trong mạng là cố định, không thể làm nó dịch chuyển hay quay một cách dễ dàng thế nhưng lớp mây điện tử ở lớp ngoài nguyên tử có thể bị ảnh hưởng bởi điện trường đặt vào. Sự nhiễu loạn này có thể thay đổi chút ít về chỉ số chiết suất của vật liệu. Hiệu ứng này cũng sẽ được lợi dụng dọc theo hai phân cực để gây ra biến điệu ánh sáng.



Hình 2.16. Sơ đồ về bộ biến đổi phân cực được dùng để thay đổi sự truyền qua của ánh sáng qua linh kiện

Trên hình 2.16 chúng ta nhìn thấy trong trạng thái thứ nhất khi không có thể hiệu đặt vào, phân cực là 90° , ánh sáng truyền qua cao. Còn trong trạng thái thứ hai khi có thể đặt vào, sự phân cực thay đổi làm cho ánh sáng truyền qua ít đi.

Chương 3

VẬT LIỆU CHO LINH KIỆN QUANG ĐIỆN TỬ MỘT SỐ ĐẶC ĐIỂM CẤU TRÚC VÀ CÔNG NGHỆ CHẾ TẠO

3.1. CÁC TRẠNG THÁI CỦA VẬT CHẤT, TRẬT TỰ

Vật chất mà chúng ta quan sát thấy thường tồn tại ở ba trạng thái: chất rắn, chất lỏng và chất khí. Để đặc trưng các trạng thái vật chất người ta biểu thị chúng với các đại lượng như mật độ vật chất, độ cứng, khả năng chịu nhiệt độ của vật chất (nóng chảy, bay hơi) và đặc biệt là sự sắp xếp các nguyên phân tử trong vật chất. Chất rắn thông thường là xếp chặt với kích thước nguyên tử cỡ vài angstrom (10^{-8} cm), chất rắn có độ cứng và có hình dạng riêng của nó, trái lại chất lỏng và chất khí thì không có hình dạng cố định, nó có dạng tùy thuộc vào hình dạng của thể tích vật thể chứa nó. Một phương pháp tương đối hữu ích để miêu tả đặc trưng của vật liệu là xem xét sự sắp xếp của các nguyên tử bên trong lòng vật chất theo trật tự như thế nào. Trật tự nguyên tử có thể định nghĩa một cách chính xác thông qua các biểu thức toán học mô tả sự sắp xếp của nguyên tử. Tuy nhiên thông thường người ta thường sử dụng một định nghĩa mang tính vật lý và trực giác về trật tự.

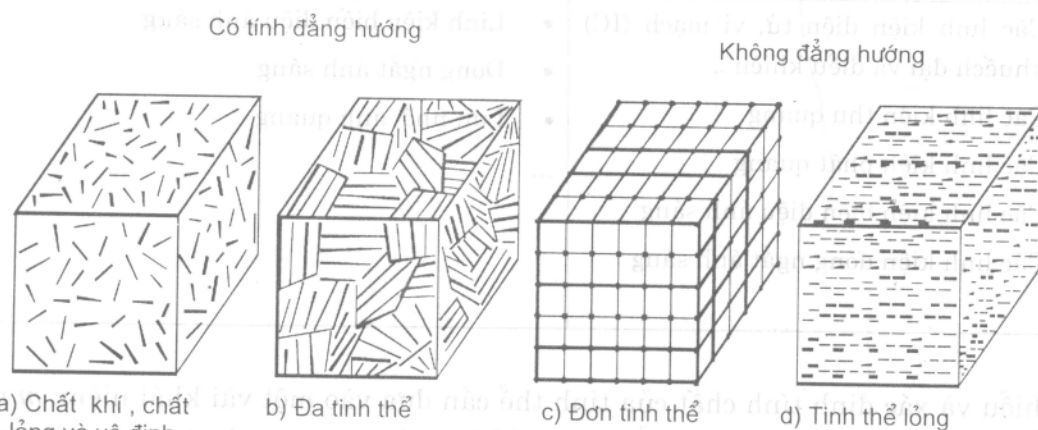
Giả định rằng có thể quan sát thấy tường tận cấu trúc bên trong của vật liệu, chúng ta sẽ nhận thấy rằng một số trường hợp các nguyên tử sắp xếp theo một trật tự chính xác hoàn hảo đến nỗi chỉ cần biết vị trí và một vài đặc tính của một số ít nguyên tử chúng ta có thể đoán nhận vị trí và bản chất hoá học của tất cả các nguyên tử trong mẫu. Trong trường hợp này chúng ta nói cấu trúc vật chất có trật tự xa. Các cấu trúc kiểu như thế này chỉ có thể bắt gặp trong các chất rắn. Các chất rắn loại này được gọi là *tinh thể*. Trong một số vật liệu người ta có thể nhận thấy các sắp xếp chính xác của các nguyên tử chỉ tồn tại cỡ vài nghìn nguyên tử. Nhưng các miền có thứ tự như thế này được ngăn cách bởi bờ biên mà dọc theo bờ biên này không có trật tự. Chất rắn có sắp xếp nguyên tử kiểu như thế này gọi là vật liệu *đa tinh thể*. Kích thước của miền mà trong đó trật tự nguyên tử tồn tại được gọi là kích thước hạt (grain size), nó có kích thước đặc trưng từ dưới đến cỡ một vài micronmét (μm).

Có một nhóm khác của vật chất ở trạng thái rắn, trong nhóm vật liệu này nếu chúng ta khảo sát một nguyên tử đặc thù, chúng ta nhận thấy rằng các nguyên tử bên cạnh (các nguyên tử gần nhất hay các nguyên tử cách một nguyên tử gần nhất) được sắp xếp chính xác nhưng nếu đi xa hơn nữa nguyên tử vừa xét thì sự sắp xếp của các nguyên tử càng ngày càng không thể đoán nhận được. Loại vật liệu có trật tự này gọi là trật tự gần (hay trật tự ngắn). Các vật liệu kiểu như thế này gọi là *vật liệu vô định*.

hình. Vật chất như SiO_2 , kính làm cửa sổ và kính làm chai lọ, cốc chén được làm từ vật liệu có cấu trúc đặc trưng kiểu như thế này.

Vật chất có ở thể lỏng hay thể khí không có trật tự xa hay gần. Các nguyên tử có một khoảng cách trung bình giữa chúng, khoảng cách này được xác định bằng mật độ vật chất nhưng ở đây không có sự sắp xếp chính xác của các nguyên tử.

Một trạng thái quan trọng nữa của vật chất là tinh thể lỏng. Loại vật liệu này rất quan trọng cho công nghệ hiển thị dùng trong kỹ thuật quang điện tử. Tinh thể lỏng có khả năng "chảy" (flow) và có hình dạng như thể tích của vật chứa đựng nó, thế nhưng sự sắp xếp của các nguyên tử hay các phân tử vẫn có một trật tự dài nào đấy, ít nhất là trong một số hướng. Một đặc tính thu hút sự chú ý của tinh thể lỏng sử dụng trong công nghệ quang điện tử là trật tự dài của tinh thể lỏng có thể bị phá vỡ bởi trường điện áp đặt vào nó. Vì tính chất quang phụ thuộc vào trật tự của sắp xếp nguyên tử, do vậy người ta có thể thay đổi tính chất quang bằng trường điện từ. Hình 3.1 thể hiện đại thể trật tự định hướng và vị trí của một số vật liệu khác nhau.



Hình 3.1. Mô phỏng trật tự vi mô của 4 dạng vật liệu khác nhau:

Chất khí, chất lỏng a), đa tinh thể b), đơn tinh thể c), và tinh thể lỏng d)

Công nghệ quang điện tử tuy sử dụng các vật liệu khác nhau như chất rắn, chất lỏng, tinh thể lỏng và khí, nhưng công nghệ quang điện tử vật rắn là quan trọng nhất lại dựa chủ yếu trên loại vật liệu tinh thể rắn. Các loại vật liệu khác cũng sẽ được nhắc tới trong các phần sau có liên quan.

3.2. VẬT LIỆU CÓ CẤU TRÚC TINH THỂ

Phần lớn các linh kiện điện tử và quang điện tử có mật độ cao được làm từ các vật liệu tinh thể, ở đó các nguyên tử được sắp xếp theo thứ tự dài. Các chất bán dẫn là nhóm vật liệu quan trọng nhất sử dụng trong quang điện tử. Hầu như rất nhiều loại linh kiện điện tử có thể được chế tạo từ vật liệu bán dẫn. Một số vật liệu điện tử và vật liệu điện môi cũng được sử dụng trong công nghệ quang điện tử hiện đại.

3.2.1. Sự tuần hoàn của tinh thể

Tinh thể được cấu tạo bởi các ô giống nhau. Mỗi ô có một nguyên tử hay một nhóm nguyên tử. Trong các tinh thể tự nhiên sự đối xứng tinh thể là đặc điểm có tính bản chất. Các tiến bộ mới hiện nay trong kỹ thuật nuôi đơn tinh thể cho phép các nhà khoa học có thể tạo ra các tinh thể nhân tạo có cấu trúc tinh thể gần giống tự nhiên. Các tiến bộ này phụ thuộc chủ yếu vào công nghệ có khả năng sắp xếp các lớp nguyên tử với độ chính xác tuyệt đối và có thể điều khiển được trong quá trình nuôi tinh thể. Tính chất tuần hoàn của tinh thể có ảnh hưởng quyết định tới các tính chất điện bên trong vật liệu. Tóm lại với sự thay đổi cấu trúc tinh thể, người ta có khả năng thay đổi tính chất điện.

Bảng 3.1. Một số vật liệu tinh thể rắn dùng trong công nghệ quang điện tử

Vật liệu bán dẫn dùng trong chế tạo các linh kiện điện tử	Vật liệu điện tử và điện môi dùng trong chế tạo các linh kiện điện tử
• Các linh kiện điện tử, vi mạch (IC) cho khuếch đại và điều khiển... • Các linh kiện thu quang • Các linh kiện phát quang • Các linh kiện biến điệu ánh sáng • Các linh kiện đóng ngắt ánh sáng ...	• Linh kiện biến điệu ánh sáng • Đóng ngắt ánh sáng • Lưu nhớ ảnh quang ...

Để hiểu và xác định tính chất của tinh thể cần đưa vào một vài khái niệm: *mạng tinh thể* tạo nên bởi một loạt các điểm trong không gian, mạng này tạo nên cấu trúc tuần hoàn. Còn mỗi điểm không gian luôn có môi trường bao quanh giống nhau. Mạng, bản thân nó có một khái niệm toán học trừu tượng. Một ô cấu thành từ các nguyên tử được gọi là ô cơ sở có liên quan mật thiết tới các điểm của mạng tinh thể tạo nên cấu trúc tinh thể

Một tính chất quan trọng của mạng tinh thể là khả năng xác định được ba vectơ a_1, a_2, a_3 sao cho một điểm R' bất kì nào của mạng có khả năng nhận được từ một điểm R bất kì khác của mạng bằng một phép tịnh tiến, nghĩa là:

$$R' = R + m_1 a_1 + m_2 a_2 + m_3 a_3 \quad (3.1)$$

ở đây m_1, m_2, m_3 là các số nguyên. Một mạng như thế này gọi là mạng Bravais. Mạng tổng thể có khả năng tạo ra bởi chọn tất cả các tổ hợp có thể của các số nguyên m_1, m_2, m_3 . Cấu trúc tinh thể được tạo ra bởi kết nối từng ô cơ sở có các điểm mạng lại với nhau, như vậy có thể mô tả đại thể như sau:

$$\text{Mạng} + \text{ô cơ sở} \rightarrow \text{cấu trúc tinh thể.} \quad (3.2)$$

Các vectơ tịnh tiến $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ được gọi là các vectơ cơ sở nếu thể tích của ô tạo bởi các vectơ này có thể tích nhỏ nhất. Không có cách khác để chọn vectơ cơ sở, chỉ có một cách lựa chọn duy nhất mà thôi.

$\mathbf{a}_1$ là chu kì ngắn nhất của mạng.

$\mathbf{a}_2$ là chu kì ngắn nhất của mạng không song song với $\mathbf{a}_1$.

$\mathbf{a}_3$ là chu kì ngắn nhất của mạng không song song với $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$.

Cũng có thể không chỉ dùng một hệ thống vectơ cơ sở mà dùng một số hệ thống để mô tả đối với một mạng tinh thể đã cho tùy thuộc vào sự lựa chọn sao cho thuận tiện. Thể tích giới hạn bởi các vectơ cơ sở được gọi là ô đơn vị cơ sở.

Bảng 3.2. Phân loại một số hệ thống tinh thể ô mạng

Hệ thống	số mạng	Các giới hạn về trục và góc trên ô
Ba nghiêng	1	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma$
Đơn nghiêng	2	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$
Trục thoi	4	$a_1 \neq a_2 \neq a_3$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Bốn phương	2	$a_1 = a_2 \neq a_3$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Lập phương	3	$a_1 = a_2 = a_3$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Mặt thoi	1	$a_1 = a_2 = a_3$ $\alpha = \beta = \gamma < 120^\circ, \neq 90^\circ$
Sáu phương	1	$a_1 = a_2 \neq a_3$ $\alpha = \beta = 90^\circ$ $\gamma = 120^\circ$

3.2.2. Các loại mạng cơ sở

Có nhiều loại mạng cơ sở khác nhau về cấu trúc tinh thể tồn tại trong tự nhiên, chúng có thể được mô tả bằng nhóm đối xứng để mô tả tính chất của chúng. Phép quay là một nhóm đối xứng quan trọng. Những mạng có thể bất gặp có trục đối xứng quay là $2\pi, 2\pi/2, 2\pi/3, 2\pi/4, 2\pi/6$. Các trục quay được kí hiệu bằng 1, 2, 3, 4 và 6. Không có các trục quay khác tồn tại nghĩa là các trục $2\pi/5, 2\pi/7$ là không được phép vì cấu trúc như thế này không thể lấp đầy không gian vô hạn.

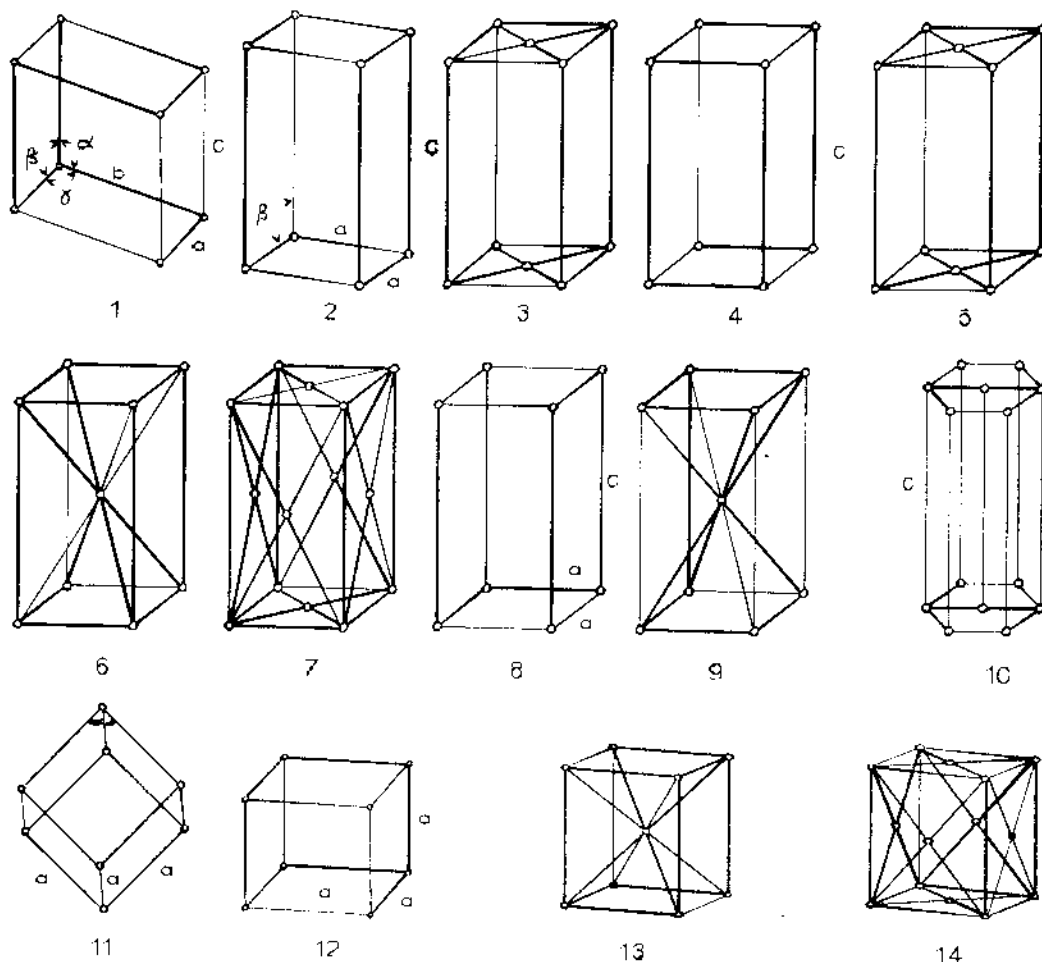
Có 14 loại mạng trong không gian 3 chiều. Các mạng này được định nghĩa mối liên hệ giữa các vectơ cơ sở $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ và các góc α, β và γ tạo ra giữa chúng. Có một

mạng mang đặc trưng tổng quát ($a_1 \neq a_2 \neq a_3$ và $\alpha \neq \beta \neq \gamma$) và 13 mạng có tính cá biệt. Trong bảng 3.2 biểu thị các nhóm mạng tinh thể đặc trưng. Từ bảng 3.2 ta thấy có 3 loài mạng lập phương: lập phương đơn, lập phương tâm khối và lập phương tâm mặt.

Mạng lập phương đơn như trên hình 3.2 số 12. Các vectơ cơ sở là:

$$\bar{a}_x, \quad \bar{a}_y, \quad \bar{a}_z \quad (3.3)$$

trong đó $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ là các vectơ đơn vị



Hình 3.2. 14 loại mạng Bravais của tinh thể

Mạng lập phương tâm khối có thể nhìn thấy trên hình 3.3 số 13. Mạng này được tạo ra bởi mạng lập phương đơn thêm vào một điểm mạng tại trung tâm khối lập phương. Nếu x, y, z là các vectơ đơn vị trục giao thì các vectơ cơ sở đối với mạng tâm khối sẽ có thể là

$$a_1 = a\bar{x}, \quad a_2 = a\bar{y}, \quad a_3 = \frac{a}{2}(\bar{x} + \bar{y} + \bar{z}) \quad (3.4)$$

Một hệ thống vectơ đối xứng hơn đối với mạng tâm khối sẽ là :

$$\mathbf{a}_1 = \frac{a}{2}(\bar{\mathbf{y}} + \bar{\mathbf{z}} - \bar{\mathbf{x}}), \quad \mathbf{a}_2 = \frac{a}{2}(\bar{\mathbf{z}} + \bar{\mathbf{x}} - \bar{\mathbf{y}}), \quad \mathbf{a}_3 = \frac{a}{2}(\bar{\mathbf{x}} + \bar{\mathbf{y}} - \bar{\mathbf{z}}) \quad (3.5)$$

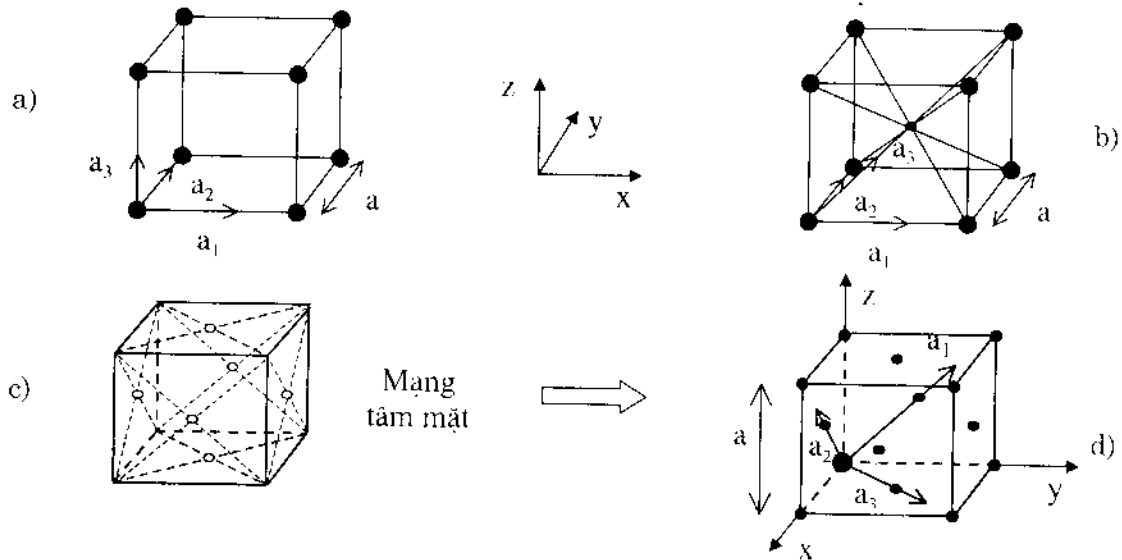
Mạng lập phương tâm mặt là một loại mạng bravais tinh thể quan trọng nhất đối với vật liệu bán dẫn. Để tạo ra mạng bravais lập phương tâm mặt từ mạng lập phương đơn giản chúng ta thêm vào tâm của 6 mặt bao quanh bởi 6 điểm mạng. Hệ vectơ cơ sở đối xứng của mạng lập phương tâm mặt như sau:

$$\mathbf{a}_1 = \frac{a}{2}(\bar{\mathbf{y}} + \bar{\mathbf{z}}), \quad \mathbf{a}_2 = \frac{a}{2}(\bar{\mathbf{z}} + \bar{\mathbf{x}}), \quad \mathbf{a}_3 = \frac{a}{2}(\bar{\mathbf{x}} + \bar{\mathbf{y}}) \quad (3.6)$$

Mạng lập phương tâm khối và mạng lập phương tâm mặt có ý nghĩa rất quan trọng vì có rất nhiều loại tinh thể rắn có cấu trúc theo các mạng này, ở đó mỗi điểm nút mạng có một nguyên tử hay ion chiếm chỗ. Nhìn chung hầu như tất cả các vật liệu bán dẫn được sử dụng để chế tạo linh kiện điện tử và quang điện tử đều có cấu trúc tâm mặt.

3.2.3. Cấu trúc kim cương (diamond) và giả kẽm (Zinc Blende)

Phần lớn vật liệu bán dẫn được quan tâm cho linh kiện điện tử và quang điện tử có cấu trúc ô mạng tâm mặt cơ sở như đang được xét ở dưới đây. Cấu trúc mạng dạng này có hai nguyên tử trong một ô cơ sở.



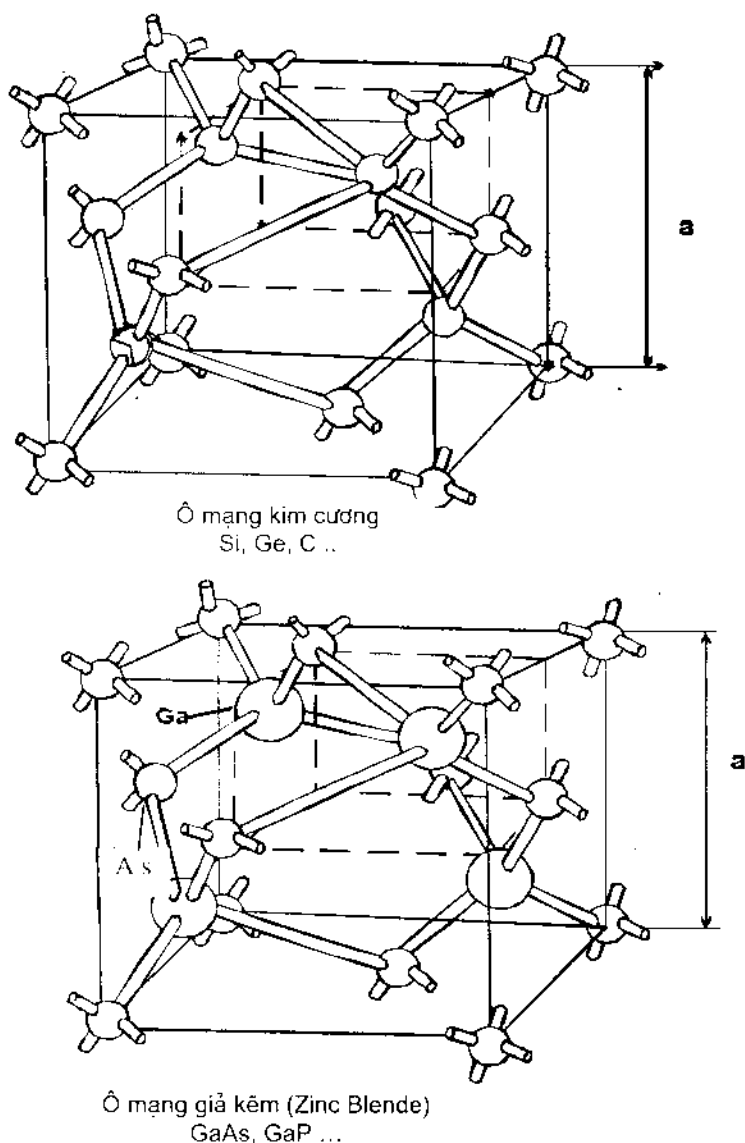
Hình 3.3. Các vectơ cơ sở của 3 ô cơ sở lập phương đơn giản a), lập phương tâm khối b), lập phương tâm mặt c) và vectơ ô cơ sở ở mạng tâm mặt d)

Tọa độ của các nguyên tử đó như sau:

$$(000), \quad \left(\frac{a}{4}, \frac{a}{4}, \frac{a}{4} \right). \quad (3.7)$$

Vì từng nguyên tử nằm trên một mạng tam mặt riêng của nó do vậy một cấu trúc ô cơ sở hai nguyên tử có thể coi là hai mạng lập phương tam mặt lồng vào nhau, một ô được dịch chuyển tịnh tiến đi so với ô khác dọc theo chiều đường chéo khối với một tọa độ $(a/4, a/4, a/4)$. Hình 3.3 miêu tả chi tiết về cấu trúc quan trọng này.

Thông thường nếu hai nguyên tử của ô cơ sở là giống nhau thì cấu trúc được gọi là cấu trúc kim cương. Các chất bán dẫn như Si, Ge, C ... có cấu trúc rơi vào chủng loại này. Nếu hai nguyên tử trong ô cơ sở là khác nhau, cấu trúc được gọi là cấu trúc giả kẽm (Zinc Blende). Các chất bán dẫn như GaAs, AlAs, CdS ... có cấu trúc thuộc chủng loại này. Bán dẫn có cấu trúc kim cương thường được gọi bán dẫn đơn (elemental semiconductor), bán dẫn có cấu trúc giả kẽm được gọi là bán dẫn hợp chất.



Hình 3.4. Cấu trúc của ô cơ sở kim cương và giả kẽm

Các bán dẫn hợp chất cũng được kí hiệu bởi vị trí của các nguyên tử trong bảng tuần hoàn, thí dụ các bán dẫn $GaAs$, $AlAs$, InP là bán dẫn hợp chất A^3B^5 và các bán dẫn hợp chất CdS , $HgTe$, $CdTe...$ là các bán dẫn A^2B^6 .

Một số chất bán dẫn có cấu trúc tinh thể wurtzite, công nghệ của các bán dẫn này cũng chưa được phát triển mạnh mặc dầu các bán dẫn này có khả năng ứng dụng tốt cho linh kiện điện tử công suất cao và các linh kiện quang hoạt động ở vùng bước sóng ngắn.

3.2.4. Tinh thể sắt điện

Một chủng loại vật liệu quan trọng được sử dụng trong quang vật liệu chất rắn là các tinh thể sắt điện hoặc tinh thể xenhet điện (ferroelectric crystals) ... Tinh thể sắt điện được đặc trưng bởi sự xuất hiện của mômen lưỡng cực điện ngay cả trong trường hợp không có điện trường ngoài đặt vào. Do vậy trong tinh thể sắt điện, trung tâm của điện tích dương của tinh thể không trùng với trung tâm của điện tích âm. Giả sử khi chúng ta khảo sát một vật liệu giả kềm (như $GaAs$ chẳng hạn) chúng ta lưu ý rằng do dịch chuyển điện tử, nguyên tử Ga mang điện tích âm (gọi là cation) còn nguyên tử As có điện tích dương (gọi là anion) thế nhưng không có tính lưỡng cực điện tổng cộng trong tinh thể vì rằng trong cấu trúc tinh thể giả kềm các cation và anion sắp xếp sao cho trung tâm của điện tích dương và âm là trùng nhau. Khi chúng ta xem xét chung cho toàn hệ thống đối với tất cả các nguyên tử sự dịch chuyển này không xảy ra trong vật liệu $GaAs$ thế nhưng lại xảy ra trong một số vật liệu khác. Ở đây cần nói thêm là lưỡng cực tổng cộng cũng có thể xuất hiện nếu như siêu mạng của tất cả các nguyên tử Ga dịch chuyển đi so với siêu mạng của As .

Trong bảng 3.3 chúng ta có thể nhìn thấy một số vật liệu sắt điện quan trọng cùng với giá trị phân cực tự phát tại điện trường bằng 0. Các tinh thể điện từ được tạo ra bởi hai hiệu ứng chính :

- 1) Thứ tự sắp xếp của các ion sao cho có thể tạo ra một lưỡng cực điện tổng cộng.
- 2) Sự dịch chuyển của một siêu mạng so với siêu mạng khác được xảy ra để tạo ra một lưỡng cực tổng cộng. Một số vật liệu điện từ bao gồm sự có mặt của Hydrogen hoặc deuterium (như chỉ ra trong bảng 3.3). Sự dịch chuyển của proton trong hydrogen hay deuterium là nguyên nhân của hiệu ứng điện từ.

Một chủng loại quan trọng của tinh thể điện từ nằm trong họ vật liệu perovskit có cấu trúc như trên hình 3.5. a), b). Chúng ta có thể hiểu hiện tượng này trong một số vật liệu perovskit khi tập trung xem xét trên một vật liệu, thí dụ trên barium titanat ($BaTiO_3$). Cấu trúc ô mạng của vật liệu này có dạng lập phương, nó có các ion Ba^{2+} tại các góc. Các ion O^{2-} có tại tâm của 6 mặt lập phương, trong khi đó một ion Ti^{4+} có tại tâm của lập phương. Khi không có bất cứ loại biến dạng nào tác động vào thì tinh thể không có lưỡng cực điện tổng cộng tại điện trường bằng 0, nhưng nếu có sự dịch chuyển ion, lưỡng cực điện có thể hình thành. Hình 3.5.b) biểu thị sự dịch chuyển xuất hiện như thế nào. Trong phần lớn các vật liệu, sự dịch chuyển tổng cộng có độ lớn vào cỡ 0,10Å đến 1.0Å.

Bảng 3.3. Một số vật liệu sắt điện quan trọng và các giá trị phân cực tự phát

Chủng loại	Vật liệu	Phân cực tự phát $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
Loại KDP	KH_2PO_4	5,333
	KD_2PO_4	4,5
	KH_2AsO_4	5,0
	RbH_2PO_4	5,6
Loại TGS	Triglicene sulfate	2,8
	Triglicene selenate	3,2
Perovskite	BaTiO_3	26,0
	KNbO_3	30,0
	LiTaO_3	23,3
	LiNbO_3	300

3.2.5. Chỉ số Miller

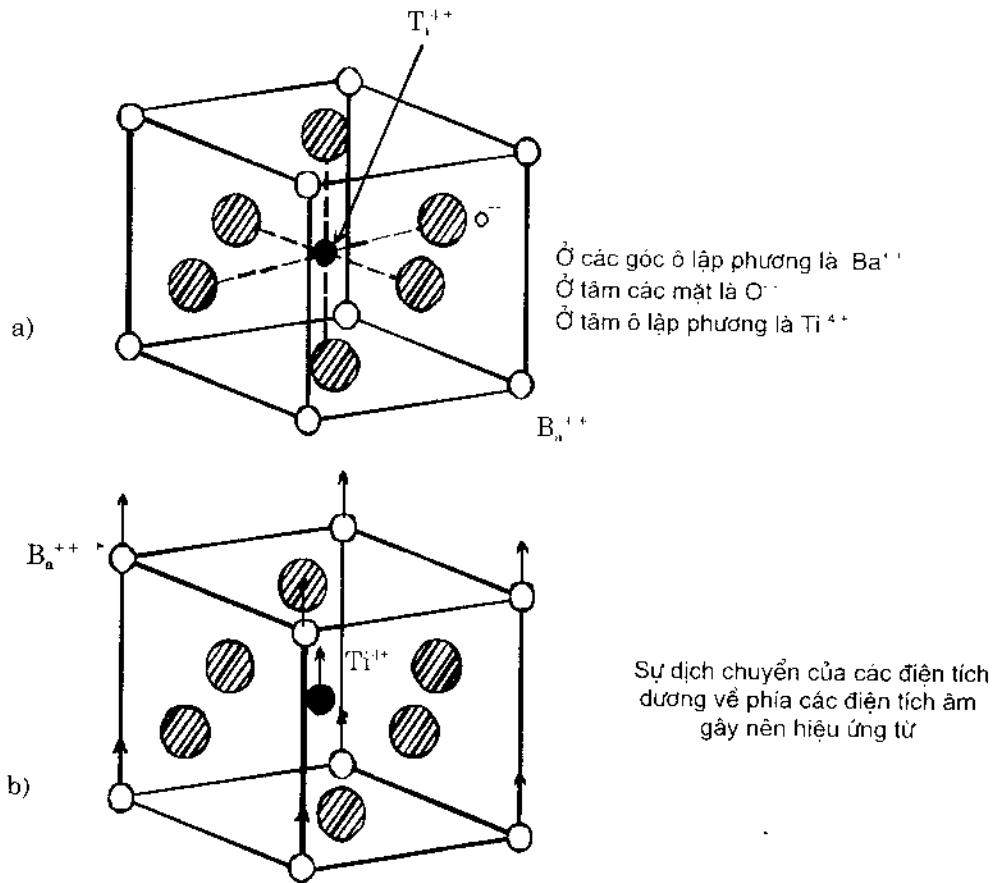
a) Các trục và các mặt phẳng tinh thể

Bất cứ một mặt phẳng nào trong không gian đều có thể mô tả bởi phương trình:

$$\frac{x}{a} + \frac{y}{b} + \frac{z}{c} = 1 \quad (3.8)$$

trong đó a, b, c là các điểm cắt của mặt phẳng với các trục x, y, z . Chúng ta sử dụng kí hiệu $h = 1/a; l = 1/b; m = 1/c$, phương trình mặt phẳng trên có thể viết ở dạng sau :

$$hx + ly + mz = 1 \quad (3.9)$$



Hình 3.5. Cấu trúc của tinh thể perovskite đặc trưng barium

titanate a) và sự hình thành hiệu ứng điện từ b)

Chỉ số (hlm) gọi là chỉ số Miller, nó kí hiệu chiều mặt phẳng nghĩa là chiều đường thẳng vuông góc với mặt phẳng đó. Có rất nhiều mặt phẳng song song vuông góc với một chiều hay với một chỉ số Miller xác định. Như vậy mặt phẳng (111) có chiều là [111]. Trong hệ trục tọa độ x,y,z có các chiều là [100], [100] [010], [010], [001], [001].

Như vậy để tính hệ số Miller ta cần :

- Định nghĩa các trục x, y, z.
- Lấy điểm cắt của mặt phẳng dọc theo các trục theo đơn vị của hằng số mạng.
- Lấy nghịch đảo của điểm cắt và giảm đến mức có giá trị thứ nguyên nhỏ nhất.

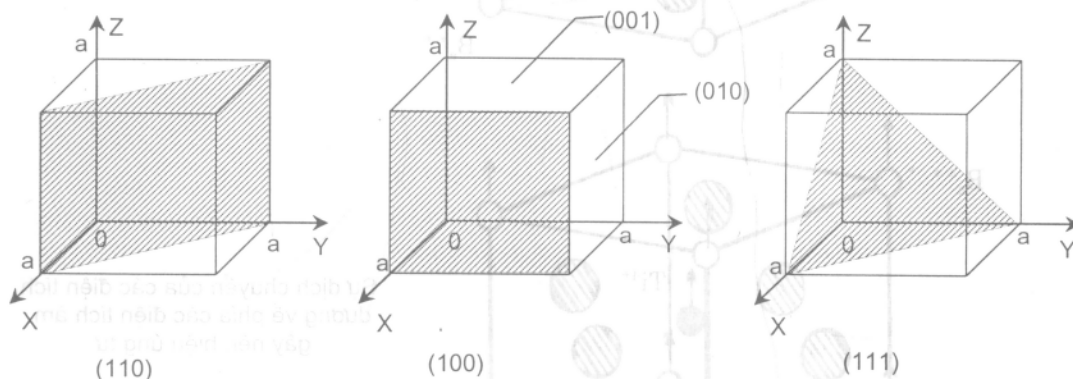
Kí hiệu (hlm) chỉ một lớp các mặt phẳng song song. Kí hiệu {hlm} chỉ một lớp các mặt phẳng tương đương. Chỉ số Miller của một mặt phẳng là giống với hướng vuông góc với mặt phẳng. Kí hiệu [] dùng cho các hướng trong tinh thể. Hình 3.6 là chỉ số Miller và hướng của một số mặt phẳng quan trọng trong tinh thể lập phương. Khoảng cách giữa hai mặt phẳng bên cạnh nhau có thể tính được như sau :

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + l^2 + m^2}} \quad (3.10)$$

ở đây a là hằng số mạng. Đối với vật liệu Silic, đã biết hằng số mạng, thì khoảng cách một số mặt phẳng như sau: $d(100) = 5,42 \text{ \AA}$; $d(110) = 3,83 \text{ \AA}$; $d(111) = 3,13 \text{ \AA}$.

Giả sử có hai chiều bất kì của tinh thể có kí hiệu là $[uvw]$ và $[lmn]$, thì góc giữa hai chiều này có thể tính được như sau :

$$\cos \alpha = \frac{ul + vm + wn}{\sqrt{(u^2 + v^2 + w^2)(l^2 + m^2 + n^2)}} \quad (3.11)$$



Hình 3.6. Một số mặt quan trọng trong tinh thể lập phương và hệ số Miller.

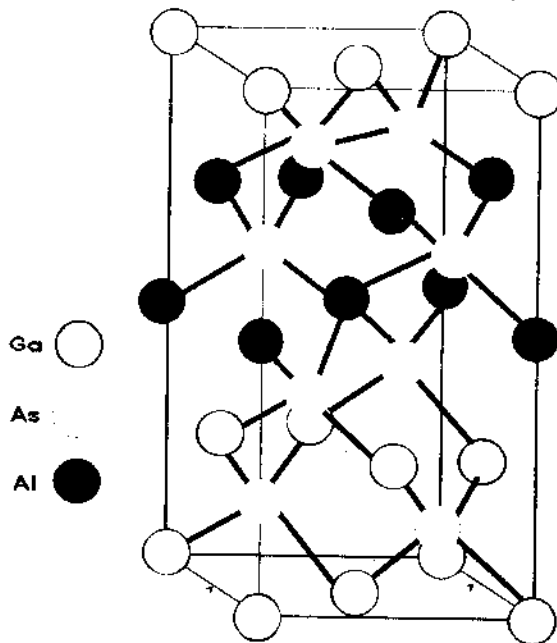
3.3. CẤU TRÚC NHÂN TẠO: SIÊU MẠNG VÀ GIẾNG LƯỢNG TỬ

Cho đến nay chúng ta đã thảo luận các cấu trúc tinh thể của các chất bán dẫn tự nhiên. Trong các cấu trúc này, các trạng thái rắn của nguyên tử có cấu hình năng lượng tự do nhỏ nhất. Vì các tính chất quang và điện của các chất bán dẫn hoàn toàn xác định bởi cấu trúc tinh thể do vậy từ lâu các nhà khoa học đã có ý tưởng về chế tạo các cấu trúc siêu mạng và giếng lượng tử. Từ giữa các năm 1970 ý tưởng này đã được ủng hộ và các công trình nghiên cứu khởi đầu của Esaki và Tsu tại phòng thí nghiệm IBM đã được triển khai. Chìa khoá để nuôi cấu trúc nhân tạo là tạo ra cấu trúc tự hợp (structure tailorable). Cấu trúc tự hợp này đã tạo nên những tiến bộ đáng kể trong công nghệ tiếp giáp dị thể. Kỹ thuật nuôi đơn tinh thể epitaxy dị thể như epitaxi chùm tia phân tử (MBE) và phân huỷ pha hơi hoá hữu cơ kim loại (MOCVD) đã tạo ra các thành quả đáng kể trong lĩnh vực công nghệ bán dẫn. Từ các linh kiện có tốc độ cao, các linh kiện điện tử nhiều thấp sử dụng trong thông tin vệ tinh đến các LASER ngưỡng thấp cho truyền thông đến linh kiện bán dẫn cao cấp khác đã và đang được chế tạo bằng các công nghệ này. Cho đến nay, không những trong công nghệ chế tạo các hợp chất bán dẫn đã sử dụng phần lớn các kỹ thuật tiên tiến trên mà trong một số năm gần đây công nghệ bán dẫn Silic cũng đã có các bước tiến dài trong việc sử dụng

epitaxy dị thể để làm các linh kiện có tốc độ siêu cao với sự tổ hợp của vật liệu Si và hợp kim Si-Ge.

Kỹ thuật MBE hay MOCVD là các kỹ thuật hiện đại cho phép nuôi và điều khiển một lớp đơn nguyên tử cỡ 3 Å bằng cách điều khiển chính xác các thành phần hoá học tạo nên các lớp nguyên tử trong quá trình nuôi tinh thể. Kỹ thuật nuôi epitaxy dị chất sẽ còn được trình bày thêm trong phần sau. Gần như tất cả các bán dẫn có vùng cấm cỡ gần bằng 0 [eV] (α -Sn, HgCdTe) đến các vùng cấm lớn như ZnSe, CdS đã được nuôi bằng kỹ thuật epitaxy như nêu ở trên. Trong kỹ thuật MBE các nguyên tử hay phân tử được nuôi cấy lên trên đế trong môi trường chân không rất cao. Còn trong kỹ thuật MOCVD các thành phần nuôi cấy là các phân tử hỗn hợp chứa các nguyên tử được dẫn ra để vật liệu, các phản ứng hấp thụ hoá học và quá trình tạo thành tinh thể được xảy ra trên bề mặt đế vật liệu.

Vì các kỹ thuật epitaxy dị chất cho phép người ta nuôi được các cấu trúc dị chất với sự điều khiển cỡ nguyên tử, người ta có thể thay đổi độ tuần hoàn của tinh thể dọc theo chiều nuôi. Thành quả này dẫn đến công nghệ chế tạo các siêu mạng. *Khái niệm siêu mạng chính là cấu trúc mà ở đó hai hay nhiều bán dẫn A và B rất mỏng được nuôi thay đổi nhau với chiều dày là d_A và d_B một cách tương ứng.* Sự tuần hoàn của tinh thể theo chiều nuôi là $d_A + d_B$. Một cấu trúc siêu mạng $(\text{GaAs})_2(\text{AlAs})_2$ được biểu thị trên Hình 3.7. Đây là một minh chứng có tính thuyết phục lớn về sự chính xác của kỹ thuật nuôi tinh thể mới, ở đó các kích thước lớp đơn nguyên tử với chiều dày d_A và d_B đã được nuôi thành công. Sự hiện diện của cấu trúc siêu mạng này được minh chứng bởi phương pháp nhiễu xạ tia X cũng như các tính chất quang điện mới thu được. Siêu mạng đã được nuôi có thể được phân chia theo 2 loại chính:



Hình 3.7. Vị trí của các nguyên tử trong siêu mạng
 $(\text{GaAs})_2(\text{AlAs})_2$ dọc theo chiều (001).

- *Siêu mạng trùng khít* như GaAs/AlAs và HgTe/CdTe có sự trùng lặp rất tốt giữa hai thành phần tạo nên siêu mạng, do vậy không có sự méo lệch đáng kể trong ô đơn vị cá thể tạo nên siêu mạng. Các siêu mạng được nuôi với giá thành rẻ nhất và có chất lượng tốt nhất nằm trong nhóm vật liệu này.

- *Siêu mạng căng hay biến dạng*

Đây là các siêu mạng bao gồm các thành phần vật chất A và B có các hằng số mạng khác nhau, thí dụ người ta nuôi một lớp A có hằng số mạng khác với hằng số mạng của lớp vật liệu đế B. Trong trường hợp này chiều dày của siêu mạng kết hợp được giới hạn bởi sự nổi trội của năng lượng căng trong A và năng lượng hình thành sai hỏng đường. Đối với cấu trúc kết hợp (nghĩa là tinh thể để được coi như là tinh thể gốc) miền A có sự căng, đặc tính này làm nhiễu loạn đối xứng lập phương. Các nhiễu loạn này giữ một vai trò vô cùng quan trọng trong việc thay đổi các tính chất của bán dẫn.

Ở đây cần lưu ý rằng phần lớn các cấu trúc dị thể được sử dụng không phải là các siêu mạng mà là các cấu trúc giếng lượng tử. Cấu trúc giếng lượng tử bao gồm một lớp đơn bán dẫn nằm giữa hai lớp vật liệu bán dẫn có vùng cấm lớn. Cấu trúc như thế này cho phép người ta lợi dụng các hiệu ứng lượng tử đặc biệt đem lại rất nhiều điều hữu ích trong việc chế tạo các linh kiện quang điện tử. Chúng ta sẽ bàn thêm vấn đề này trong chương 4.

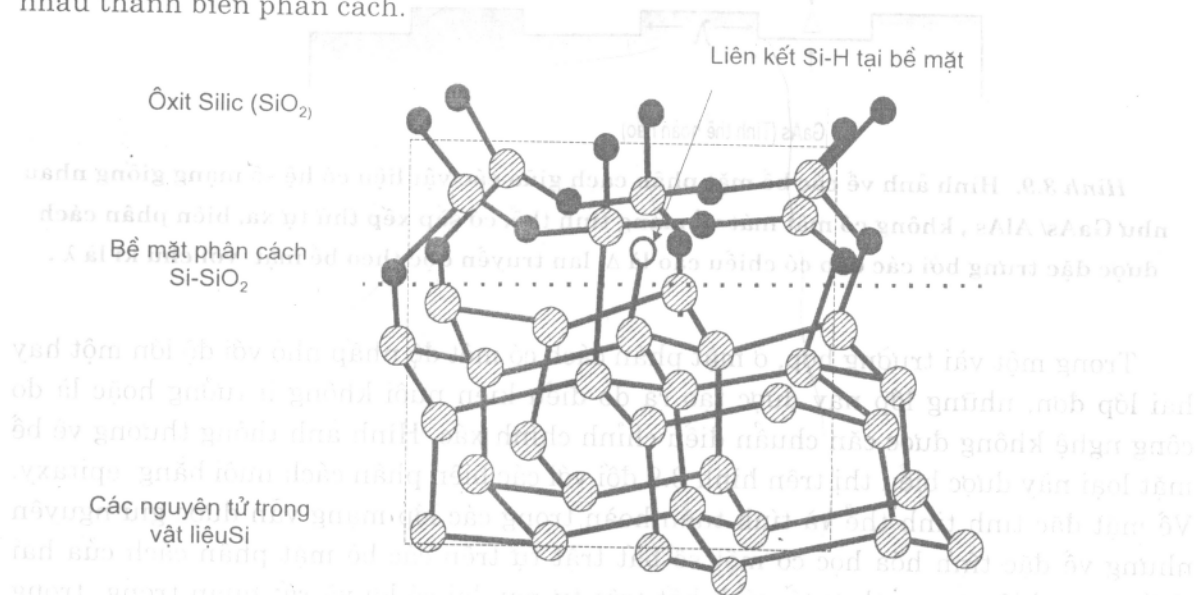
3.4. BỀ MẶT LÍ TƯỜNG VÀ BỀ MẶT THỰC

Cho đến nay chúng ta mới chỉ xét bán dẫn có kích thước vô hạn nghĩa là không có điều kiện biên. Trong thực tế kích thước bán dẫn là hữu hạn và có các bề mặt ngăn cách. Bề mặt giữ vai trò rất quan trọng ảnh hưởng tới tính chất của vật liệu bán dẫn. Điều đó cũng dễ hiểu, tinh thể bán dẫn được nuôi lên, và sự lớn lên của tinh thể lại xuất phát từ bề mặt (từ bề mặt mầm) của nó. Mặt khác khi tạo tiếp xúc (contact) cho các linh kiện để đưa tín hiệu điện ra mạch ngoài thì bản chất của bề mặt tạo tiếp xúc là vô cùng quan trọng. Như vậy qua cách phân tích trên chúng ta thấy vai trò rất quan trọng của tính chất bề mặt bán dẫn.

Khi bề mặt bán dẫn sạch (không có tạp chất) thì cấu trúc bề mặt cũng có thể coi gần đúng như là cấu trúc khối bị cắt ra. Như vậy hiển nhiên là dọc theo bề mặt không liên tục về liên kết như trong khối, đặc điểm này tạo nên cấu trúc bề mặt. Cấu trúc bề mặt sạch được gọi là cấu trúc bề mặt lí tưởng. Bề mặt lí tưởng hầu như không tồn tại trong tự nhiên. Việc tạo ra bề mặt gần lí tưởng trong công nghệ vật liệu linh kiện dẫn là điều rất khó khăn và tốn kém, tuy nhiên đến nay người ta cũng đã tạo ra được bề mặt gần lí tưởng để chế tạo các linh kiện bán dẫn cao cấp, nhất là trong các vi mạch có mật độ siêu cỡ lớn.

3.5. CÁC BIÊN PHÂN CÁCH

Giống như các bề mặt tiếp giáp với môi trường bên ngoài các bề mặt phân cách giữa các lớp vật liệu khác nhau là các mặt phẳng giới hạn của linh kiện. Một trong các biên phân cách quan trọng nhất là SiO_2 / Si . Biên phân cách này và chất lượng của nó có tính quyết định tới chất lượng của hầu hết các linh kiện bán dẫn hiện đại và cuộc cách mạng điện tử dân dụng. Biên phân cách này đặc trưng cho một trường hợp ở đó hai loại vật liệu có hằng số mạng khác nhau có cấu trúc khác nhau được liên kết với nhau thành biên phân cách.

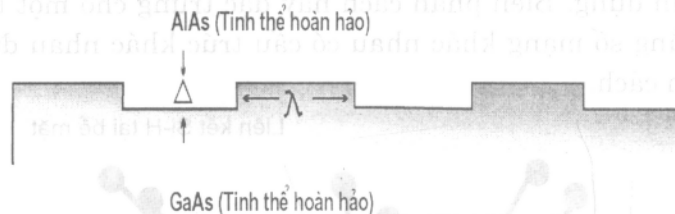


Hình 3.8. Mô phỏng về cấu trúc biên phân cách Si / SiO_2

Tuy nhiên mặc dù có sự khác nhau lớn như vậy chất lượng của biên phân cách này vẫn hoàn toàn tốt. Biên phân cách SiO_2/Si có một miền chứa một vài lớp đơn nguyên tử vô định hình hoặc một miền bất trật tự Si/SiO_2 tạo nên sự ảnh hưởng tới đặc tính hoá học hay năng lượng thế năng qua biên phân cách. Độ phẳng của biên phân cách ảnh hưởng tới sự chuyển động (hay độ linh động) của điện tử và lỗ trống trong các linh kiện MOS. Biên phân cách có chất lượng kém sẽ dẫn đến trạng thái có nhiều bẫy, đặc tính này sẽ giảm chất lượng đáng kể của linh kiện. Trên Hình 3.8 là hình ảnh về một cấu trúc mô phỏng của biên phân cách Si/SiO_2 .

Một biên phân cách khác cũng giữ vai trò rất quan trọng là biên phân cách giữa kim loại và chất bán dẫn. Về mặt cấu trúc, biên phân cách quan trọng này rất khó biểu thị một cách tường minh vì có rất nhiều các yếu tố làm ảnh hưởng tới tính chất của nó. Các biên phân cách này thường được tạo ra ở nhiệt độ cao và thường có quá trình khuếch tán của kim loại vào bán dẫn cùng các quá trình phản ứng hoá học phức tạp khác nhau tạo nên các pha đặc trưng làm ảnh hưởng tới tính chất của biên phân cách, cụ thể có thể làm ảnh hưởng tới chiều cao hàng rào thế năng (hiệu ứng schottky) hay làm ảnh hưởng tới đặc tính điện trở ohmic. Miền biên phân cách thông thường có độ lớn vào khoảng vài trăm Angstrom (Å) và là một miền không có đặc tính tinh thể với các tính chất rất phức tạp.

Chúng ta đã thảo luận ở phần trước khái niệm về cấu trúc dị thể và siêu mạng mà ở đó đã hình thành các bề mặt phân cách giữa hai chất bán dẫn. Các bề mặt này được hình thành một cách vững chắc có chất lượng rất cao, không phải là các mối liên kết rời rạc gắn kết vào nhau, trừ trường hợp có các sai hỏng đường trong cấu trúc căng biến dạng.



Hình 3.9. Hình ảnh về các bề mặt phân cách giữa các vật liệu có hệ số mạng giống nhau như GaAs/AlAs, không có mất mát về mạng tinh thể, có sắp xếp thứ tự xa, biên phân cách được đặc trưng bởi các đảo có chiều cao là Δ lan truyền dọc theo bề mặt với chu kỳ là λ .

Trong một vài trường hợp, ở mặt phân cách có một độ nhấp nhô với độ lớn một hay hai lớp đơn, những lớp này được tạo ra do điều kiện nuôi không lý tưởng hoặc là do công nghệ không được căn chuẩn điều chỉnh chính xác. Hình ảnh thông thường về bề mặt loại này được biểu thị trên hình 3.9 đối với các biên phân cách nuôi bằng epitaxy. Về mặt đặc tính tinh thể và tính tuần hoàn trong các lớp mạng vẫn được giữ nguyên nhưng về đặc tính hóa học có một số bất trật tự trên các bề mặt phân cách của hai chất, tuy nhiên trong thực tế, tính bất trật tự này lại có lợi và rất quan trọng trong khá nhiều linh kiện điện tử và quang điện tử.

3.6. CÁC LOẠI SAI HỎNG TRONG VẬT LIỆU

Khi thảo luận về các vật liệu tinh thể chúng ta đã khảo sát tính chất của vật liệu hoàn hảo. Trong các vật liệu thực bao giờ cũng có các sai hỏng, vì trong thực tế không có cái gì là hoàn hảo tuyệt đối.

Các sai hỏng sinh ra do nhiều nguyên nhân khác nhau do xử lý cơ học (cắt, mài, đánh bóng), do xử lý hoá học, do chiếu xạ và do xử lý nhiệt ... hay nói cách khác các sai hỏng hoặc được hình thành trong quá trình công nghệ hoặc thậm chí đã được hình thành ngay trong quá trình nuôi đơn tinh thể. Vậy sai hỏng là gì? Đó là tất cả các sự gián đoạn sinh ra trong mạng tinh thể tuần hoàn. Thông thường sai hỏng trong vật liệu tinh thể bán dẫn được phân chia ra 4 loại: các sai hỏng điểm, các sai hỏng đường, các sai hỏng mặt và các sai hỏng khối. Các sai hỏng này là có hại cho quá trình chế tạo và hoạt động của linh kiện điện tử quang điện tử do vậy càng phải loại trừ và hạn chế phát sinh của chúng. Dưới đây sẽ trình bày sơ lược về các loại sai hỏng.

3.6.1. Các sai hỏng điểm

Các sai hỏng điểm bao gồm các nút khuyết (vacancy), các xen kẽ (interstitial), các nguyên tử lạ (impurity) và các tổ hợp của chúng với nhau: như các nút khuyết kép, nút khuyết - tạp chất, nút khuyết - xen kẽ, xen kẽ - tạp chất ...

a) Sai hỏng nút khuyết

Các sai hỏng nút khuyết thường gọi là sai hỏng Schottky, nó được hình thành khi một nguyên tử đang nằm trong nút mạng bị đẩy ra khỏi vị trí của nó. Tại cân bằng, nồng độ sai hỏng Schottky, C_v có độ lớn:

$$\frac{C_v}{C_{Si}} = \exp\left(-\frac{E_s}{k_B T}\right) \quad (3.12)$$

trong đó C_{Si} là số nguyên tử gốc Si có trong đơn vị thể tích, k_B là hằng số Boltzman, T là nhiệt độ, E_s là năng lượng hình thành sai hỏng Schottky, nó có độ lớn khoảng 2 - 3 eV. Sai hỏng do cặp nút khuyết - xen kẽ đơn có điện tích trái dấu nhau, hút nhau thường được gọi là sai hỏng Fenkel. Tại cân bằng nồng độ sai hỏng Fenkel có cỡ lớn như sau:

$$C_v = \sqrt{C_i C_{Si}} \cdot \exp\left[-E_f / 2kT\right] \quad (3.13)$$

C_i là nồng độ hốc xen kẽ có trong tinh thể, E_f là năng lượng hình thành Fenkel, giá trị của nó nhỏ hơn E_s . Sự tạo ra và mất đi của nút khuyết và xen kẽ thường đi đôi với nhau. Các nút khuyết có thể trung hoà hay mang điện. Bằng kỹ thuật thực nghiệm (EPR, DLTS ...) và trên cơ sở suy luận logic đã thấy nút khuyết có thể có 4 trạng thái tích điện ổn định: đó là V^+ , V^0 , V^- , V^{2-} . Mức năng lượng của nút khuyết trong vùng cấm có thể có ở các mức H(0,13), E (0,09), F(0,12) và 0,36. Năng lượng hình thành và di chuyển của nút khuyết có độ lớn cỡ từ 0 ÷ 2 eV. Đến nay người ta đã quan sát thấy năng lượng di chuyển của nút khuyết trong Silic loại p cỡ $0,33 \pm 0,03$ eV, và trong Silic loại n là $0,18 \pm 0,02$ eV. Năng lượng dịch chuyển phụ thuộc rất nhiều vào trạng thái tích điện của chúng. Các nút khuyết kép (di-vacancy) khó hình thành trong mạng kim cương Si vì trong mạng Si không có hai nguyên tử Si nằm thành cặp sát gần nhau.

b) Sai hỏng xen kẽ

Một loại sai hỏng điểm quan trọng khác là sai hỏng xen kẽ, các nguyên tử của chính mạng tinh thể bị đẩy ra khỏi nút mạng hay một nguyên tử tạp chất nằm định xứ tại hốc xen kẽ (không phải ở nút mạng) hoặc là tổ hợp của một số xen kẽ hay giữa xen kẽ và tạp chất. Có 4 hình thái của xen kẽ:

- Xen kẽ ở vị trí tâm bốn mặt (tetrahedral - interstitial), ký hiệu là (T).
- Xen kẽ ở vị trí tâm sáu mặt (Hexagonal interstitial), ký hiệu là (H).
- Xen kẽ giữa mỗi liên kết của 2 nguyên tử.
- Xen kẽ chen lẫn.

Những tính toán cụ thể đã chỉ ra rằng trạng thái năng lượng thấp nhất không phải là xen kẽ tứ mặt, sáu mặt mà là ở vị trí xen kẽ giữa mối liên kết hoặc xen kẽ chen lẫn. Cho đến nay chúng ta còn hiểu biết rất ít về các xen kẽ. Trên cơ sở một số kết quả quan sát được một vài tác giả đã đoán nhận rằng: các xen kẽ trong Silic loại P không ổn định, nó luôn di chuyển cho đến khi bị bắt bởi tạp chất; trong Silic loại n nó ổn định hơn, nó không di chuyển khi nhiệt độ không quá $150K^0$. Người ta đã chỉ ra rằng xen kẽ của nguyên tử tạp Bo là xen kẽ giữa mối nối. Năng lượng hình thành và di chuyển của xen kẽ có độ lớn cỡ dưới $1eV$ và $0,2 eV$.

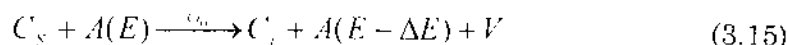
Xen kẽ tạp chất (interstitial impurity) có thể được tạo bằng hai cách :

1. Trao đổi giữa xen kẽ và nguyên tử tạp thế chỗ:



ở đây I biểu thị xen kẽ và C_s biểu thị nguyên tử tạp thế chỗ, C_i biểu thị nguyên tử tạp chất ở vị trí thế chỗ. Cơ chế này do Watkins đề ra, nó thường xảy ra trong mạng tinh thể. G là tốc độ phản ứng.

2. Bằng truyền năng lượng vào mạng tinh thể:



trong đó $A(E)$ là năng lượng truyền vào mạng tinh thể. E là năng lượng mất đi để tạo ra cặp ($C_i + V$), G_0 là tốc độ tạo sai hỏng, V là nút khuyết, C_i là nguyên tử tạp xen kẽ, C_s là nguyên tử tạp thế chỗ, I là hốc xen kẽ.

c) Sai hỏng do nguyên tử tạp chất gây ra

Khi nguyên tử tạp chất có mặt trong mạng tinh thể, nó có thể ở giữa nút mạng hoặc ở chỗ xen kẽ tạo nên các hình thái sai hỏng mới. Tùy theo tính chất của từng tạp chất khác nhau mà tạo thành những hình thái sai hỏng khác nhau.

Sự tạo thành nguyên tử tạp thế chỗ cũng xảy ra theo hai cách :

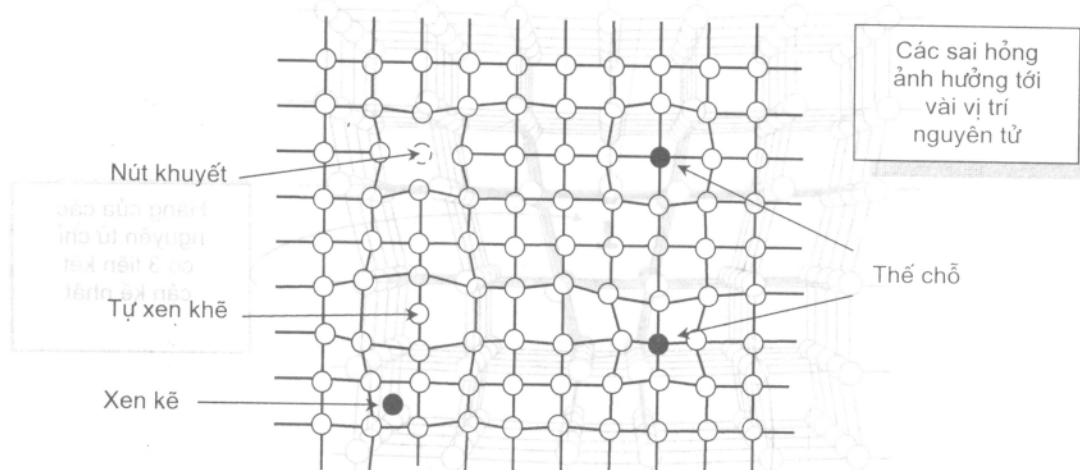
1. Nguyên tử tạp xen kẽ (C_i) tái hợp với nút khuyết (V) tạo thành tạp thế chỗ (C_s):



2. Sự triệt tiêu trên bẫy:



ở đây p là mật độ của bẫy.



Hình 3.10. Lược đồ chỉ một số loại sai hỏng điểm quan trọng

Các sai hỏng điểm là các sai hỏng mang tính địa phương, loại này chỉ ảnh hưởng đến độ tuần hoàn của tinh thể một hay một vài ô mạng. Có một số loại sai hỏng điểm như thể hiện trên hình 3.10.

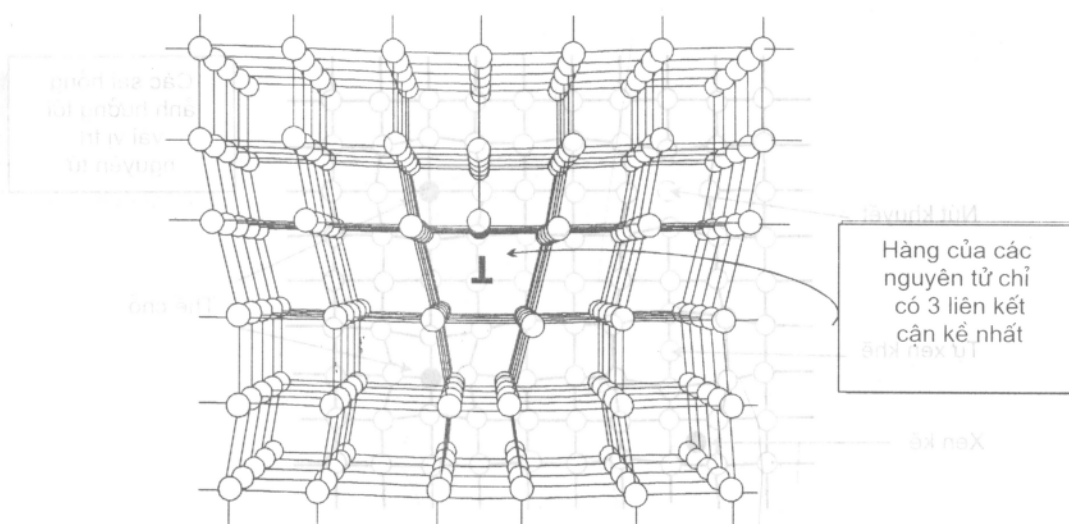
Trong bán dẫn hợp chất hay xuất hiện một loại sai hỏng rất đáng quan tâm, thí dụ như trong GaAs, đó là sai hỏng phản nút mạng (anti-site). Tại nơi đây một trong những nguyên tử thí dụ như Ga định xứ trong mạng con của asenic thay thế mạng con của Ga. Các sai hỏng như thế này thường được kí hiệu là Ga_{As} , nó được phát sinh trong quá trình chế tạo linh kiện bán dẫn.

3.6.2. Sai hỏng đường (dislocation)

Các sai hỏng đường cũng gồm rất nhiều loại khác nhau do nhiều nguyên nhân khác nhau: do gia công cơ, nhiệt, hoá, quá trình khuếch tán ... Sự sinh ra các sai hỏng đường đòi hỏi có một năng lượng khá cao cỡ 10 - 19 eV, song các sai hỏng đường di chuyển trong mạng tinh thể thì chỉ đòi hỏi năng lượng tương đối nhỏ (cỡ 0,15 eV trên lớp nguyên tử trong vật liệu Si). Sự dịch chuyển của sai hỏng đường xảy ra theo hai cách:

a) Theo cách trượt (glide) dọc mặt phẳng trượt (slip) theo chiều vuông góc với sai hỏng đường.

b) Theo cơ chế chèo (climb), nghĩa là nó di chuyển bằng cách thêm vào hay làm mất đi hàng nguyên tử ở cạnh của mặt ngoài (extra sheet) theo chiều vuông góc với mặt phẳng trượt. Cơ chế này giữ vai trò khá quan trọng trong quá trình pha tạp vào bán dẫn như trong quá trình khuếch tán chẳng hạn. Sự ảnh hưởng của sai hỏng đường lên quá trình khuếch tán tạp chất vào bán dẫn cho đến nay vẫn chưa biết được rõ ràng, song từ kết quả thực nghiệm đã quan sát thấy sự khuếch tán các nguyên tử tạp chất trong vật liệu có sai hỏng đường tăng lên rất nhanh.



Hình 3.11. Lược đồ biểu thị sự thiếu hụt các hàng nguyên tử dẫn đến sai hỏng đường trong mạng tinh thể

Hình 3.11 biểu thị hình ảnh về sai hỏng đường, ở đó có sự thiếu hụt các hàng nguyên tử (được đánh dấu trên hình vẽ). Các sai hỏng đường có tác hại rất lớn đặc biệt trong việc nuôi các cấu trúc dị thể biến dạng nghĩa là các cấu trúc ở đó hàng số mạng giữa lớp nuôi và lớp đế là khác nhau. Trong các linh kiện quang điện tử các sai hỏng đường có thể làm thay đổi tính chất của vật liệu linh kiện hoặc làm cho linh kiện không hoạt động. Điều khiển, khống chế được sai hỏng đường là một điều đặc biệt quan trọng để phục vụ cho việc nuôi các tinh thể bán dẫn gần hoàn hảo phục vụ cho việc chế tạo các linh kiện bán dẫn quang điện tử có chất lượng tốt.

3.6.3. Sai hỏng mặt và sai hỏng khối

Sai hỏng mặt và sai hỏng khối là là loại sai hỏng sinh ra trên bề mặt vật liệu bán dẫn hay trong lòng khối bán dẫn. Chúng có vai trò khá đặc biệt đối với các vật liệu đa tinh thể, thí dụ khi nuôi bán dẫn silicon trên đế thuỷ tinh, do cấu trúc của bề mặt thuỷ tinh, khả năng lớn là vật liệu silicon đa tinh thể sẽ được tạo ra. Vật liệu đa tinh thể chứa đựng một số miền nhỏ silicon có kích thước bán kính cỡ vài μm là tinh thể hoàn hảo, ngoài ra là các miền vi tinh thể có các hướng khác nhau. Các biên phân cách giữa các miền vi tinh thể được gọi là các biên hạt. Các biên hạt được coi là các tổ hợp của các sai hỏng đường. Các sai hỏng khối sẽ được sinh ra nếu quá trình nuôi tinh thể không đảm bảo các điều kiện tốt. Tinh thể có thể chứa các miền có cấu trúc vô định hình (amorf) hay các "hốc" sai hỏng. Trong các kỹ thuật epitaxy hiện đại sử dụng trong công nghệ quang điện tử các loại sai hỏng này không xuất hiện vì các công nghệ này khá hoàn hảo, tuy nhiên khi chế tạo một số vật liệu mới khác như vật liệu kim cương (C) hay SiC cần rất quan tâm loại trừ các loại sai hỏng này vì chúng hay xuất hiện làm ảnh hưởng tới chất lượng vật liệu.

3.6.4. Sai hỏng sinh ra trong quá trình khuếch tán và mô hình Prussin

Nguyên tử tạp chất được đưa vào mạng bán dẫn bằng khuếch tán, cấy ion có thể gây ra biến dạng mạng tinh thể (mạng tinh thể co lại khi nguyên tử lạ có bán kính nhỏ hơn bán kính nguyên tử gốc hay mạng giãn ra khi bán kính nguyên tử tạp chất lớn hơn bán kính nguyên tử gốc). Sự căng mạng có thể đạt tới giá trị biến dạng dẻo của vật liệu bán dẫn khi nồng độ tạp khá cao (đối với một số bán dẫn như Si chẳng hạn). Để làm suy giảm sự căng mạng thì các sai hỏng đường, sai hỏng điểm sẽ hình thành trong tinh thể. Nhiều tác giả đã quan sát thấy, đối với từng loại tạp chất khác nhau pha vào bán dẫn nếu nồng độ vượt quá một giá trị nồng độ tạp nào đấy thì sẽ hình thành một mạng lưới sai hỏng đường.

Có hai mô hình miêu tả sự hình thành sai hỏng trong quá trình pha tạp: Mô hình của Shockley và mô hình của Prussin. Đối với quá trình pha tạp thí dụ bằng khuếch tán với nồng độ cao, mô hình Prussin được sử dụng rộng rãi. Mô hình Prussin nói rằng khi nồng độ tạp chất vượt quá một giá trị nồng độ đặc trưng C_d nào đó thì số mặt phẳng ngoại lai m sinh ra bởi mật độ sai hỏng đường ρ_d sẽ được tính như sau:

$$m = \int_x^{X_d} \rho_d \cdot dx = \frac{L}{\alpha} [C_{imp} - C_d] \quad (3.18)$$

ở đây L là hệ số trùng lặp mạng, α là thành phần của vectơ Burgers trong chiều vuông góc với hướng x, C_{imp} là nồng độ tạp chất, X là khoảng cách theo chiều x, và giá trị X_d tương ứng với nồng độ C_d . Mối quan hệ giữa giá trị ứng suất đặc trưng ρ_d và nồng độ đặc trưng C_d được biểu thị như sau:

$$\sigma_d = L.Y.C_d \cdot \frac{1}{(1 - \chi_p)} \quad (3.19)$$

ở đó Y và χ_p là modun Young và tỉ số Poisson. Từ phương trình (3.15) ta thấy ngay tại bề mặt vật liệu bán dẫn sẽ có giá trị ứng suất lớn nhất.

3.7. MỘT SỐ CÔNG NGHỆ CHẾ TẠO VẬT LIỆU BÁN DẪN

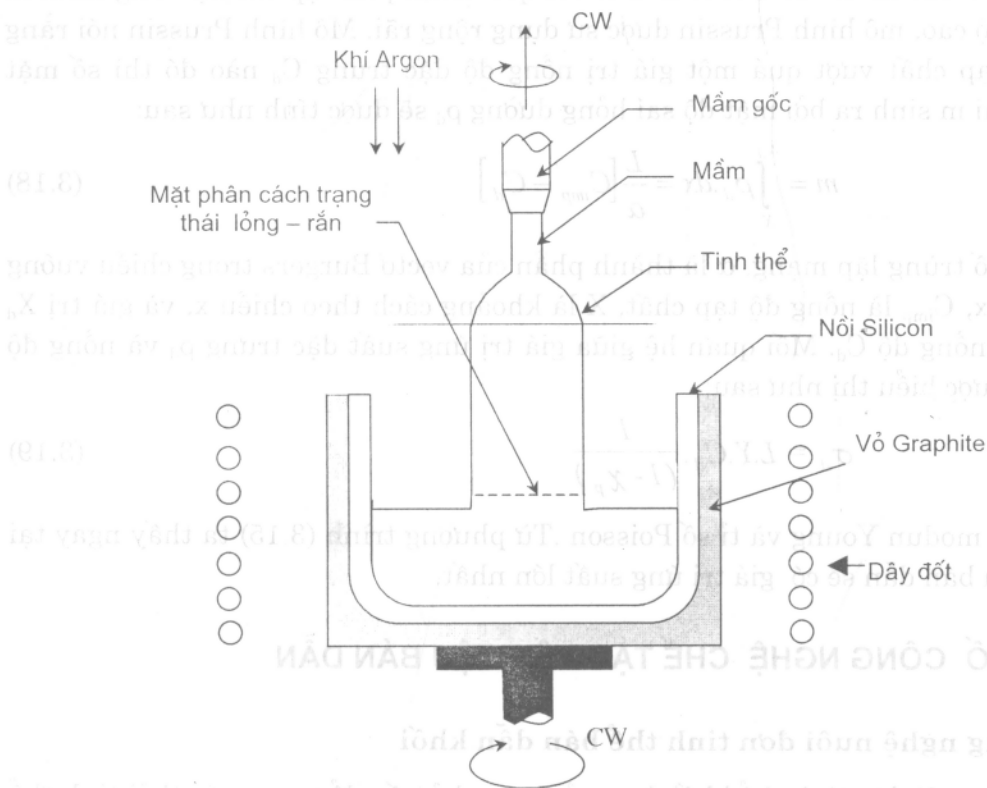
3.7.1. Các công nghệ nuôi đơn tinh thể bán dẫn khối

Kỹ thuật nuôi đơn tinh thể khối được sử dụng chủ yếu để tạo ra các thỏi tinh thể rồi từ đó cắt ra, mài đánh bóng tạo thành các phiến vật liệu gốc làm đế để dùng trong chế tạo linh kiện bán dẫn quang điện tử. Đến nay một số bán dẫn khối như Si, GaAs và có thể coi cả vật liệu InP đã có công nghệ nuôi tinh thể khối khá tốt và hoàn hảo, thế nhưng còn đối với phần lớn các bán dẫn khác, công nghệ nuôi đơn tinh thể còn rất khó khăn, khó có thể nhận được tinh thể có đường kính to đáng kể và có chất lượng cao. Đến nay người ta đã nuôi thành công đơn tinh thể Si có đường kính cỡ trên 30 cm với chiều dài thỏi cỡ trên 100 cm dùng để chế tạo các linh kiện bán dẫn silic và nhất là các vi mạch mật độ siêu cao với giá thành ngày càng giảm đáng kể. Đối với các vật liệu tinh thể dùng để chế tạo các linh kiện quang điện tử tuy đã có các tiến bộ

nhiều song đến nay vẫn chưa nuôi được tinh thể có kích thước lớn như tinh thể Si và đặc biệt là chưa nuôi được nhiều chủng loại tinh thể. Đây cũng là một khó khăn lớn hiện nay đối với việc phát triển các linh kiện quang điện tử và vi quang. Dưới đây chúng ta điểm lại hai phương pháp chính nuôi đơn tinh thể khối:

a) Phương pháp Czochralski

Một kỹ thuật quan trọng được sử dụng là kỹ thuật nuôi đơn tinh thể bằng phương pháp Czochralski (CZ). Trong kỹ thuật này dung dịch nóng chảy là vật liệu đa tinh thể chất lượng cao được giữ trong một nồi thẳng đứng. Bề mặt phía trên của dung dịch nóng chảy giữ làm sao cho luôn ở trên nhiệt độ nóng chảy. Mầm tinh thể được nhúng trong dung dịch nóng chảy và đưa xuống rất chậm.



Hình 3.12. Lược đồ về phương pháp nuôi đơn tinh thể Czochralski (CZ).

Phương pháp được sử dụng rộng rãi trong nuôi đơn tinh thể Si, GaAs và InP

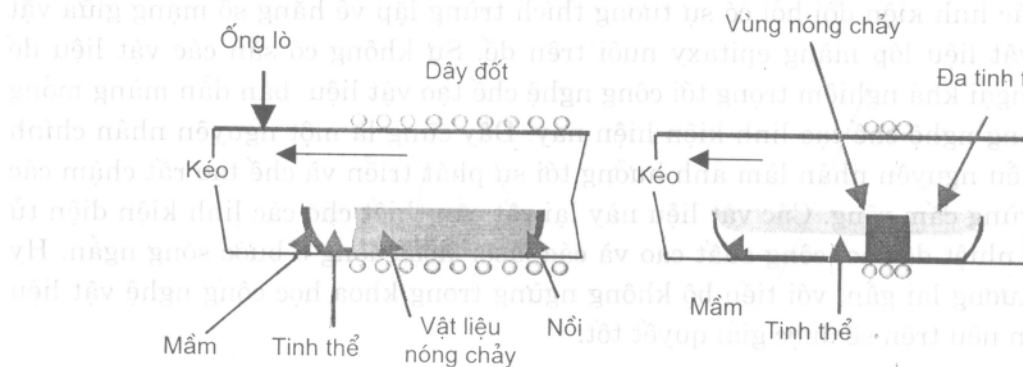
Vì nhiệt từ dung dịch nóng chảy chạy ngược lên mầm làm cho bề mặt dung dịch lạnh đi và tinh thể bắt đầu được nuôi. Mầm được quay xung quanh trục của nó để tạo ra một tinh thể có mặt cắt ngang là hình tròn. Sự quay quanh trục sẽ hạn chế xu thế tự nhiên của tinh thể có thể nuôi dọc theo các định hướng nào đấy để tạo ra một tinh thể có nhiều mặt không mong muốn. Kỹ thuật CZ được sử dụng rộng rãi để nuôi tinh thể Si, GaAs và InP. Đối với vật liệu thể Si có thể nuôi tới trọng lượng 100 Kg. Trong

trường hợp nuôi tinh thể GaAs và InP thì kỹ thuật CZ phải đối mặt với các vấn đề khó khăn sinh ra do áp suất riêng phần của As và P tại nhiệt độ nóng chảy của hợp chất. Không chỉ khó khăn đối với buồng nuôi tinh thể phải chịu với áp suất lớn mà các nguyên tố As và P còn bay từ dung dịch nóng chảy lên bám vào thành nồi. Để loại trừ vấn đề thứ hai người ta phủ kín lên bề mặt dung dịch nóng chảy bằng một lớp vật liệu thứ hai đã nấu chảy, thường là ôxit bo. Kỹ thuật sử dụng như thế này được mang tên là kỹ thuật Czochralski bao phủ kín chất lỏng, viết tắt là kỹ thuật LEC. (Liquid Encapsulated Czochralski). Trên hình 3.12 là lược đồ của thiết bị kéo đơn tinh thể bằng phương pháp CZ.

b) Phương pháp Bridgeman

Trong phương pháp này, vật liệu được chứa trong một thuyền thạch anh. Vật liệu có thể bao gồm vật liệu đa tinh thể chất lượng cao hoặc là một lượng vật liệu đã được đo cẩn thận về thành phần các nguyên tố. Tỷ lệ thành phần này sẽ có tính quyết định tạo ra tinh thể hợp chất theo ý muốn sau khi nuôi. Thuyền chứa vật liệu được đốt lên cho đến khi vật liệu có trong thuyền nóng chảy ra và thẩm nhập vào mầm đặt ở đầu thuyền.

Mầm được sử dụng để làm môi kết tinh từ dung dịch lỏng bằng cách hạ thấp từ nhiệt độ của thuyền bắt đầu từ phía mầm. Trong phương pháp làm lạnh theo gradient, thuyền được kéo vào trong lò (để làm nóng chảy vật liệu) và kéo ra rất chậm. Trong phương pháp Bridgeman thì thuyền cũng có thể được giữ đứng yên trong khi đó nhiệt độ của lò được thay đổi (có thể bằng cách di chuyển bộ đốt dọc theo lò) để tạo ra tinh thể. Sơ đồ khối về các phương pháp có thể xem trên hình 3.13.



Hình 3.13. Lược đồ nuôi tinh thể bằng phương pháp Bridgeman từ dung dịch

lỏng trong nồi. Sự kết tinh rắn được hình thành từ một đầu của dung dịch

lỏng (phương pháp Bridgeman nằm ngang a) và phương pháp nóng chảy,

kết tinh rắn bằng dịch chuyển vùng nhiệt độ dọc theo lò b)

Trong thời kỳ ban đầu, người ta sử dụng thuyền nằm ngang, tinh thể chế tạo ra thường có mặt cắt ngang hình chữ D. Để tạo ra mặt cắt ngang có dạng hình tròn, các

cấu hình thiết bị đã được cải tiến và phát triển như hiện nay để nuôi tinh thể GaAs và InP. Kỹ thuật như đã trình bày ở trên đây có thể tạo ra các tinh thể khối có độ sạch cao, nghĩa là tạo ra các vật liệu loại n và loại p dùng để chế tạo linh kiện quang điện tử.

Riêng đối với vật liệu Si, một điều rất khó là chế tạo ra được vật liệu có điện trở suất rất cao gần bán dẫn thuần để phục vụ cho mục đích làm vật liệu đế. Sở dĩ có khó khăn này là do các hạn chế của chính kỹ thuật nuôi đơn tinh thể khối Si. Giá trị điện trở suất cao thông thường chỉ đạt độ lớn đến cỡ $10^4 \Omega \cdot \text{cm}$. Thế nhưng trong các bán dẫn hợp chất, sử dụng các tạp chất làm bẫy như crom (Cr) và sắt (Fe) có thể tạo ra vật liệu với điện trở suất cỡ $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$. Việc tạo ra vật liệu đế có điện trở suất cao hay vật liệu bán cách điện có ý nghĩa đặc biệt quan trọng đối với việc làm lớp cách điện giữa các linh kiện trong mạch vi điện tử và trong công nghệ chế tạo linh kiện tần số siêu cao.

Để tạo ra vật liệu loại p hay loại n, trong quá trình nuôi tinh thể người ta cần pha các nguyên tử tạp chất vào dung dịch lỏng để tạo ra loại p hay n phù hợp. Trong trường hợp này các nguyên tử tạp chất được phân bố tương đối đồng đều trong toàn khối vật liệu.

Ở đây cần lưu ý rằng nhu cầu có các đế bán dẫn có chất lượng cao là điều rất cần thiết cho công nghệ chế tạo tất cả các linh kiện bán dẫn. Ngoài công nghệ chế tạo các vật liệu Si, GaAs và InP, nhìn chung công nghệ chế tạo vật liệu bán dẫn khác còn rất ít được phát triển do chưa vượt qua được các khó khăn về công nghệ. Nhìn bao quát công nghệ chế tạo vật liệu bán dẫn khối dùng làm đế còn rất non trẻ, chưa đạt được nhiều thành quả, chưa đáp ứng được các đòi hỏi của công nghệ chế tạo linh kiện bán dẫn nói chung và linh kiện quang điện tử nói riêng. Vì các kỹ thuật nuôi epitaxy sử dụng cho các linh kiện đòi hỏi có sự tương thích trùng lặp về hằng số mạng giữa vật liệu đế và vật liệu lớp màng epitaxy nuôi trên đế. Sự không có sẵn các vật liệu đế đang là trở ngại khá nghiêm trọng tới công nghệ chế tạo vật liệu bán dẫn màng mỏng cũng như công nghệ chế tạo linh kiện hiện nay. Đây cũng là một nguyên nhân chính trong số nhiều nguyên nhân làm ảnh hưởng tới sự phát triển và chế tạo rất chậm các vật liệu có vùng cấm rộng. Các vật liệu này lại rất cần thiết cho các linh kiện điện tử hoạt động ở nhiệt độ cao, công suất cao và các laser hoạt động ở bước sóng ngắn. Hy vọng trong tương lai gần, với tiến bộ không ngừng trong khoa học công nghệ vật liệu các khó khăn nêu trên sẽ được giải quyết tốt.

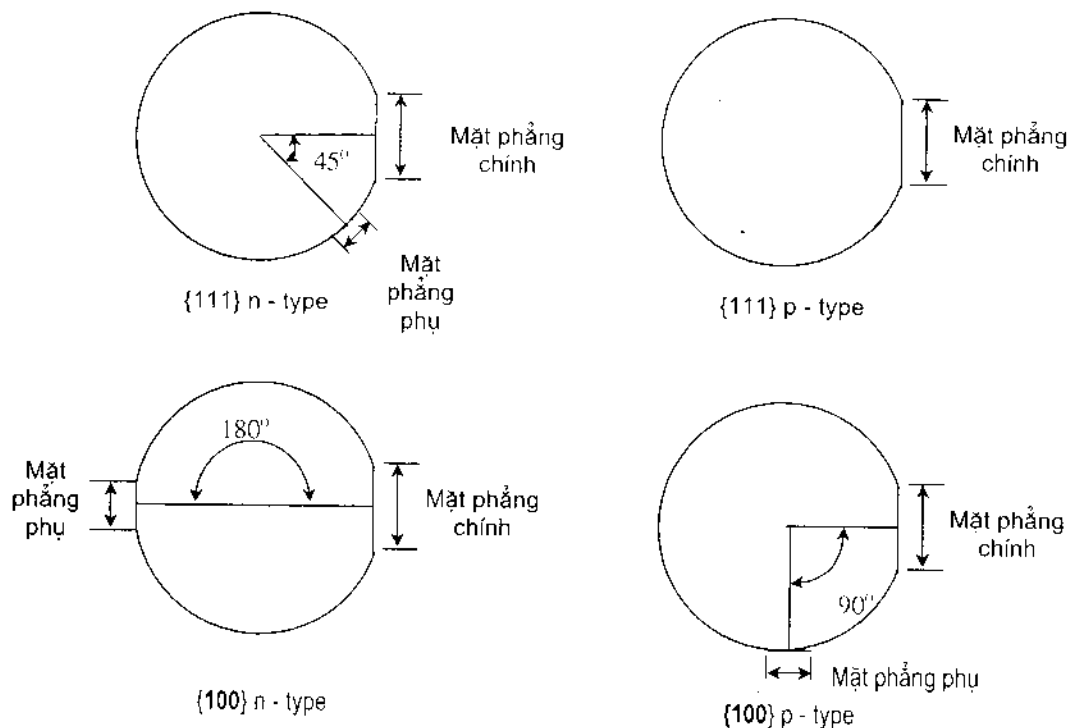
c) Công nghệ cắt mài đánh bóng phiến vật liệu bán dẫn

Sau khi có thỏi bán dẫn đơn tinh thể, cần phải cắt thỏi tinh thể ra từng phiến có chiều dày thích hợp vì phiến bán dẫn đơn tinh thể là cơ sở của công nghệ linh kiện bán dẫn, vi điện tử và công nghệ linh kiện quang điện tử.

Phiến tinh thể bán dẫn (Si, GaAs, InP...) thường được cắt theo một hướng nhất định thí dụ theo bề mặt phiến có một hướng tinh thể là $\{100\}$ hay $\{111\}$. Khi cắt có thể tạo ra sự sai lệch khoảng vài độ theo hướng tinh thể. Đây cũng là một cách có lợi cho quá trình nuôi lớp epitaxi về sau. Sau khi cắt ra các phiến bán dẫn tròn, các phiến

tinh thể bán dẫn được mài thô, mài tinh và đánh bóng. Độ bóng của phiến bán dẫn rất cao như gương, có độ phẳng tốt. Để đánh dấu hướng tinh thể và để làm trùng trong các quá trình chế tạo về sau, các hãng sản xuất phiến bán dẫn thường mài hay cắt đi một hoặc hai cung tròn nhỏ theo hướng nhất định trên chu vi của phiến bán dẫn đã đánh bóng. Người ta gọi chỗ cắt này là cạnh phẳng hay "flat". Chỗ cạnh phẳng này có vai trò rất quan trọng. Nó được dùng làm dấu hiệu chỉnh chuẩn, định vị thô. Thí dụ khi quang khắc phần cắt phẳng luôn để hướng vào phía lòng người thực hiện công nghệ, hoặc các ô chip được chế tạo trên phiến tinh thể bán dẫn luôn phải song song hay vuông góc với cạnh flat này để khi cắt nhỏ ra thành các chip nhỏ sẽ không bị vỡ do các cạnh của chip song song với hướng tinh thể. Trên phiến bán dẫn có hai cạnh phẳng (flat), góc giữa "flat" nhỏ và "flat" lớn cho biết thông tin về hướng tinh thể của phiến và tính dẫn của tạp chất.

Hình 3.14 biểu thị một số kiểu cắt đánh dấu trên phiến tinh thể bán dẫn.



Hình 3.14. Một số kiểu cắt đánh dấu trên phiến tinh thể bán dẫn sử dụng trong chế tạo các linh kiện bán dẫn và bán dẫn quang điện tử

Một thông số quan trọng khác của phiến bán dẫn là độ vênh (mức độ phẳng). Độ vênh có ảnh hưởng trực tiếp đến quá trình quang khắc và một số quá trình công nghệ khác. Chẳng hạn để tạo một cấu trúc dài 1µm thì bề mặt phiến bán dẫn trong diện tích 2cm x 2cm không được chênh lệch quá 1µm với điều kiện là mặt sau của phiến bán dẫn được giữ đủ chặt bằng hút chân không. Tuy nhiên khi phiến bán dẫn càng to

theo xu hướng phát triển hiện nay thì độ vênh càng lớn. Khi cắt phiến bán dẫn dày lên thì độ cong có thể giảm đi song lại không phù hợp cho nhiều công nghệ. Thông thường, với trình độ công nghệ hiện nay, độ dày phiến bán dẫn từ 200 μm đến 300 μm như hiện nay là hợp lí.

3.7.2. Các công nghệ nuôi màng tinh thể bán dẫn

Phiến bán dẫn sau khi đã được đánh bóng rất ít khi được dùng trực tiếp vào quá trình chế tạo linh kiện bán dẫn. Thông thường người ta cần nuôi một lớp bán dẫn mỏng hoặc bằng phương pháp epitaxy (chữ epitaxy nghĩa là sắp xếp có thứ tự liên tục lên trên đế, là chữ ghép của 2 từ gốc Hy Lạp: "epi" là "lên trên" và "taxy" là sắp xếp có thứ tự), hoặc có thể chế tạo một lớp bán dẫn mỏng bằng một công nghệ nào đấy tạo ra một lớp vật liệu có điện trở suất thích hợp, có chiều dày cỡ vài lớp nguyên tử đến vài micron mọc lên trên tấm đế để làm linh kiện bán dẫn trên đó. Dưới đây chúng ta sẽ tìm hiểu một số công nghệ chính để tạo màng mỏng bán dẫn lên đế.

a) Epitaxy pha hơi (Vapor Phase Epitaxy-VPE)

Lớp Epitaxy là một lớp vật liệu đơn tinh thể được "nuôi" lên trên bề mặt phiến vật liệu bán dẫn nền đơn tinh thể có cùng loại dẫn hay khác loại dẫn, thí dụ tạo lớp epitaxy trên đế n' hay trên đế p' để tạo cấu trúc nn' hay np'. Trong trường hợp này vật liệu bán dẫn lớp epitaxy và vật liệu lớp đế giống nhau. Trong công nghệ bán dẫn sẽ phương pháp epitaxy này thường được áp dụng rất rộng rãi. Trong công nghệ chế tạo các linh kiện bán dẫn quang điện tử thì công nghệ epitaxy dị chất thường được áp dụng hơn, nghĩa là nuôi một lớp bán dẫn mỏng trên một phiến vật liệu nền khác loại (ví dụ như nuôi lớp epi silic trên đế sapphire Al_2O_3 chẳng hạn...).

Một trong các kĩ thuật epitaxy được sử dụng rất rộng rãi để chế tạo vật liệu là tạo màng vật liệu bán dẫn tinh thể từ pha hơi. Nếu chúng ta có một loại phân tử trong dạng thể khí với áp suất riêng phần là P thì tốc độ các phân tử lắng đọng F lên trên bề mặt vật liệu đế được cho bởi phương trình sau:

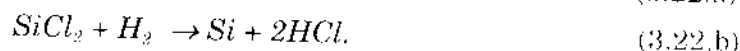
$$F = \frac{P}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \approx \frac{3.5 \times 10^{22} P(\text{torr})}{\sqrt{m(g) T(K)}} \text{ mol./cm}^2 - \text{s} \quad (3.20)$$

ở đây m là trọng lượng phân tử, T là nhiệt độ của buồng lò, k_B là hệ số Boltzman. Đối với phần lớn các tinh thể có mật độ nguyên tử bề mặt cỡ $7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Nếu các nguyên tử hay phân tử rơi từ pha hơi xuống và lắng đọng lên đế trong một thứ tự xác định thì quá trình nuôi tinh thể epitaxy được thực hiện. Kĩ thuật nuôi epitaxy pha hơi chủ yếu được dùng cho quá trình epitaxy đơn, nghĩa là không cần các thiết bị phụ trợ như trong quá trình nuôi epitaxy dị chất. Phương pháp quan trọng nhất để sản xuất màng epitaxy silic là phương pháp lắng đọng pha hơi. Trong hệ thống này khí Silan (SiH_4) hay diclosilan (SiH_2Cl_2) được dẫn vào hệ thống lò có ống thạch anh trong đó có sắp xếp các tấm silic đế. Các phiến silic được đốt nóng lên tới một nhiệt độ cao trong khoảng

từ 1150°C đến 1200 °C và giữ cho nhiệt độ ổn định. Tại nhiệt độ cao phản ứng tạo ra nguyên tử Si và Si lắng đọng lên bề mặt đế xảy ra theo các phương trình sau:



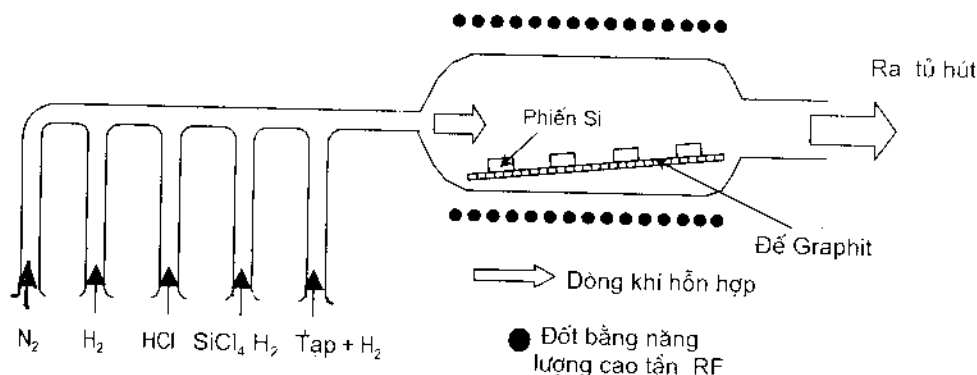
hoặc:



Như vậy nguyên tử Si được tạo ra trong phản ứng (3.21) hoặc (3.22) sẽ lắng đọng xuống bề mặt đế Si. Màng tinh thể Si được nuôi theo hướng của tinh thể đế. Có thể pha thêm nguyên tử tạp chất vào màng epitaxy bằng cách đưa thêm một lượng khí chứa nguyên tử tạp chất vào lò ví dụ đưa thêm diboran (B_2H_6) để pha tạp chất loại p hay khí phosphin (PH_3) để pha tạp chất loại n.

Vì một trong các sản phẩm của phản ứng (3.22) là HCl cũng được tạo ra trong quá trình phản ứng, do vậy cần lưu ý làm sao trong quá trình nuôi epitaxy không để cho HCl ăn mòn lớp đế Si, ví dụ bằng cách trước khi nuôi cần tạo ra một lớp oxit SiO_2 rất mỏng trên bề mặt Si. Một điều rất quan trọng khác khi nuôi epitaxy pha hơi là sự an toàn, vì H_2 được sinh ra trong quá trình phản ứng có thể kết hợp với O_2 gây ra nổ rất nguy hiểm, không những thế, các sản phẩm khí khác sinh ra trong lò đều rất độc. Hình 3.15 biểu thị sơ đồ nguyên lý của hệ epitaxy pha hơi. Để đạt được nhiệt độ cao trong một vùng nhất định, lò thường được đốt bằng năng lượng cao tần. Thuyền thạch anh được đặt hơi dốc để hứng khí chạy vào trong ống lò. Phản ứng hoá học (3.21) , (3.22) xảy ra trong vùng nhiệt độ cao. Sản phẩm sau phản ứng hoá học được đưa ra tủ hút xả ra hệ thống an toàn dẫn ra phía ngoài.

Lớp epitaxy silic có rất nhiều ứng dụng quan trọng, chúng được dùng để chế tạo hầu hết trong các linh kiện bán dẫn, các mạch IC, CMOS từ mật độ thấp đến mật độ cao siêu cỡ lớn.



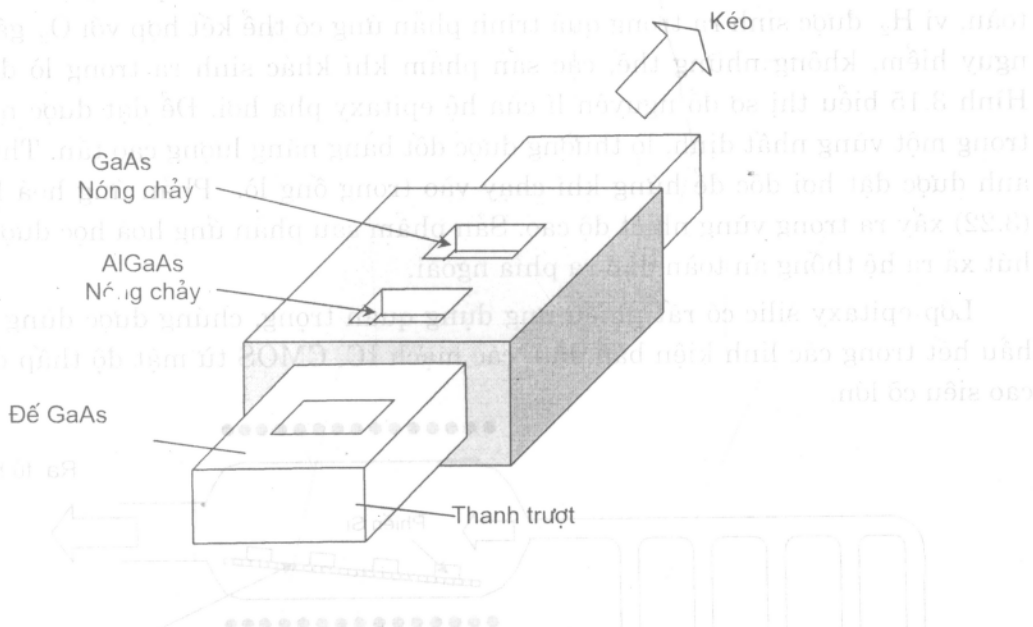
Hình 3.15. Sơ đồ hệ lò nuôi màng vật liệu bán dẫn bằng epitaxy pha hơi

Ngoài phương pháp lắng đọng hoá học còn có hai phương pháp khác để tạo màng silic đơn tinh thể. Đó là phương pháp epitaxi chùm tia phân tử dùng silic làm nguồn

bốc bay và phương pháp tái tinh thể hóa silic đa tinh thể dùng tác dụng nhiệt để “liên kết” các vùng đa tinh thể thành một lớp đơn tinh thể. Hai phương pháp này chưa được dùng rộng rãi.

b) Epitaxy pha lỏng (LPE)

Epitaxy pha lỏng (Liquid Phase Epitaxy-LPE) là một kỹ thuật nuôi epitaxy được sử dụng từ những năm 1970. Nó đã có các ưu điểm thay thế một số kỹ thuật khác trong thời gian đó. Cho đến nay kỹ thuật LPE vẫn còn được sử dụng để nuôi tinh thể, thí dụ nuôi vật liệu HgCdTe cho chế tạo detector thu bước sóng dài và AlGaAs đối với Laser dị thể kép. LPE là một kỹ thuật gần cân bằng, ở đó vật liệu đế được đặt trong một thuyền bằng thạch anh hay graphit và phủ bằng một dung dịch lỏng tinh thể sẽ được nuôi như trên hình 3.16. Để GaAs đế trên một thanh trượt, rồi được đẩy vào trong khuôn lò. Trên khuôn có các ô chứa vật liệu AlGaAs nóng chảy và GaAs nóng chảy. Toàn bộ thanh trượt và khuôn như trên hình 3.16 để vào trong lò thạch anh với môi trường khí phù hợp với hệ vật liệu cần nuôi ở tại nhiệt độ hay gradient nhiệt độ cần thiết.



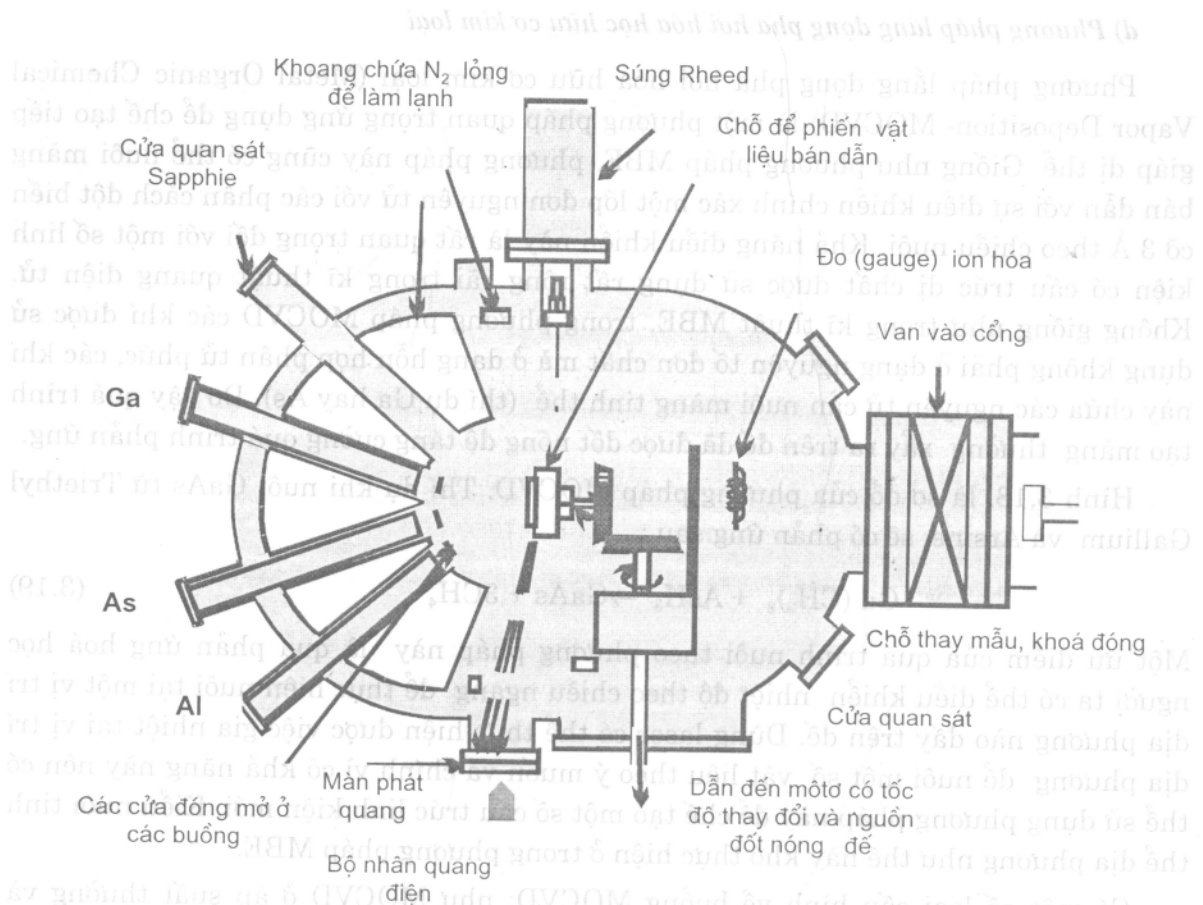
Hình 3.16. Sơ đồ của phương pháp LPE nuôi AlGaAs và GaAs. Thanh trượt di chuyển để trong lò, ở từng vị trí nhất định có các dung dịch lỏng khác nhau và có thể thực hiện được tiếp xúc với các dung dịch lỏng tạo ra tiếp giáp dị thể

Trong dung dịch lỏng có chứa nguyên tử tạp chất cần pha vào vật liệu theo kế hoạch định trước. LPE thường được sử dụng để nuôi hợp kim ở tại nhiệt độ mà giản độ pha lỏng - rắn ở trạng thái cân bằng. Với sự điều khiển chính xác thành phần chất lỏng và nhiệt độ, có thể điều khiển được thành phần hợp kim. Vì kỹ thuật LPE là một kỹ thuật làm việc ở gần trạng thái cân bằng, do vậy có thể nuôi một hệ vật liệu hỗn hợp, thậm chí là nuôi một màng vật liệu chứa một số nguyên tố hay để pha tạp vào quá

trình nuôi tinh thể (xem hình 3.16). Vì LPE là một kỹ thuật nuôi vật liệu rẻ tiền nên nó được dùng rất rộng rãi trong nhiều ứng dụng có tính thương mại.

c) Epitaxy chùm phân tử (Molecular Beam Epitaxy -MBE)

Phương pháp nuôi màng epitaxy bằng chùm tia phân tử là một trong những phương pháp hiện đại, quan trọng nhất tạo ra tiếp giáp dị thể để chế tạo ra các linh kiện quang điện tử hiện đại khác. Công nghệ MBE yêu cầu có buồng chân không rất cao cỡ 10^{-11} torr.



Hình 3.17. Sơ đồ của buồng nuôi epitaxy bằng chùm tia điện tử (MBE)

Trong buồng có một số buồng đệm phục vụ cho quá trình nuôi màng. Để vật liệu được đốt nóng lên đến một nhiệt độ cần thiết. MBE có tốc độ nuôi rất bé, cỡ một lớp nguyên tử trên giây, và với sự thay đổi tấm che chắn bên trong thiết bị người ta có thể thay đổi các lớp vật liệu khác nhau cần nuôi lên để, nghĩa là có thể nuôi màng vật liệu cấu trúc có nhiều lớp thay đổi nhau, có nồng độ pha tạp và độ dày theo ý muốn. Như vậy MBE có thể cho phép người ta điều khiển rất chính xác các kích thước vật liệu dọc theo chiều nuôi. Vì không có phản ứng hoá học xảy ra trong kỹ thuật MBE, nên quá trình nuôi là rất đơn giản so với các kỹ thuật nuôi epitaxy, song điều quan trọng nhất

ở đây là quá trình nuôi có thể điều khiển được hoàn toàn theo ý muốn. Tuy nhiên tạo màng vật liệu bằng MBE cần chân không rất cao nên việc hạn chế không để cho khí dò vào buồng chân không cao là vấn đề khó khăn nhất. Thành buồng chân không thường được làm lạnh bằng N_2 để đảm bảo cho chân không cao và tránh cho các nguyên tử/phân tử có thể lọt vào từ thành buồng. Người ta có thể quan sát quá trình nuôi tinh thể. Ví dụ sử dụng kỹ thuật nhiễu xạ điện tử năng lượng cao phản xạ (RHEED) và một số kỹ thuật khác có thể quan sát cả chất lượng nuôi tinh thể (thí dụ quan sát cấu trúc màng, bề mặt...), chiều dày và quá trình nuôi các lớp khác.

d) Phương pháp lắng đọng pha hơi hóa học hữu cơ kim loại

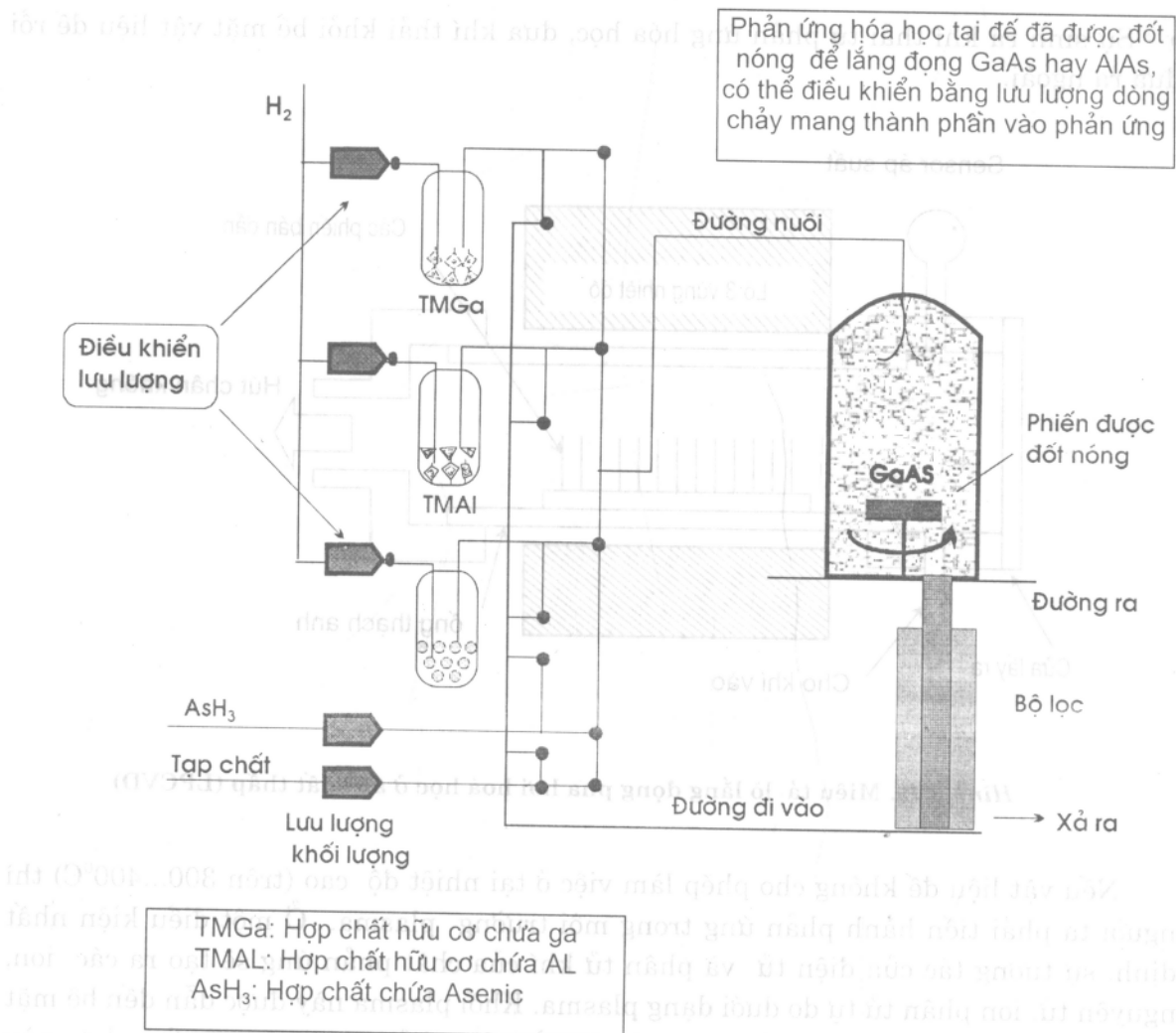
Phương pháp lắng đọng pha hơi hóa học hữu cơ kim loại (Metal Organic Chemical Vapor Deposition- MOCVD) là một phương pháp quan trọng ứng dụng để chế tạo tiếp giáp dị thể. Giống như phương pháp MBE, phương pháp này cũng có thể nuôi màng bán dẫn với sự điều khiển chính xác một lớp đơn nguyên tử với các phân cách đột biến cỡ 3 Å theo chiều nuôi. Khả năng điều khiển này là rất quan trọng đối với một số linh kiện có cấu trúc dị chất được sử dụng rất rộng rãi trong kỹ thuật quang điện tử. Không giống như trong kỹ thuật MBE, trong phương pháp MOCVD các khí được sử dụng không phải ở dạng nguyên tố đơn chất mà ở dạng hỗn hợp phân tử phức, các khí này chứa các nguyên tử cần nuôi màng tinh thể (thí dụ Ga hay As). Do vậy quá trình tạo màng thường xảy ra trên đế đã được đốt nóng để tăng cường quá trình phản ứng.

Hình 3.18. là sơ đồ của phương pháp MOCVD. Thí dụ khi nuôi GaAs từ Triethyl Gallium và Arsine sẽ có phản ứng sau :



Một ưu điểm của quá trình nuôi theo phương pháp này là qua phản ứng hoá học người ta có thể điều khiển nhiệt độ theo chiều ngang để thực hiện nuôi tại một vị trí địa phương nào đấy trên đế. Dùng laser có thể thực hiện được việc gia nhiệt tại vị trí địa phương để nuôi một số vật liệu theo ý muốn và chính vì có khả năng này nên có thể sử dụng phương pháp này để chế tạo một số cấu trúc linh kiện mới. Kiểu nuôi tinh thể địa phương như thế này khó thực hiện ở trong phương pháp MBE.

Có một số loại cấu hình về buồng MOCVD: như MOCVD ở áp suất thường và MOCVD ở áp suất thấp, ở đây có tốc độ nuôi gần giống như trong MBE. Khi vận hành MOCVD cần đảm bảo an toàn nghiêm ngặt vì các hóa chất sử dụng cũng như khí thải ra ở đây rất độc. Trong thực tế có khả năng tổ hợp một số lợi điểm về kỹ thuật của hai phương pháp MBE và MOCVD lại thành phương pháp MOMBE để có thể nuôi màng tinh thể tốt hơn.



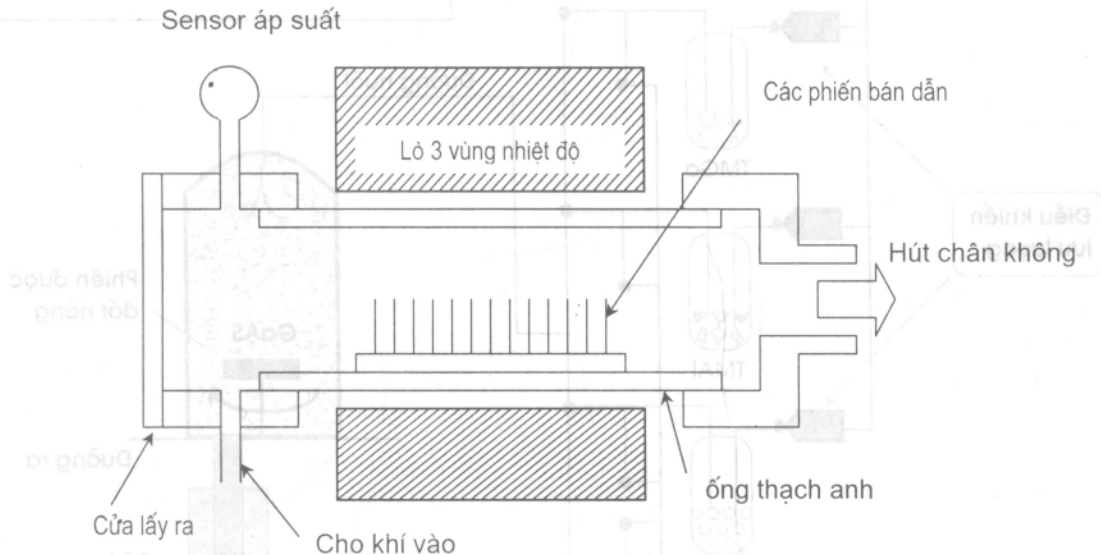
Hình 3.18. Sơ đồ của phương pháp nuôi epitaxy bằng MOCVD

e) Phương pháp lắng đọng pha hơi hóa học

Lắng đọng pha hơi hóa học (chemical Vapor deposition - CVD) là phương pháp quan trọng nhất để tạo lên trên đế vật liệu một lớp vô định hình, đơn tinh thể hoặc đa tinh thể. Chúng ta phân biệt 3 loại lắng đọng khí hóa học khác nhau: lắng đọng tại áp suất không khí (Atmospheric Pressure-AP) viết tắt là APCVD), tại áp suất thấp (Low Pressure LP) viết tắt là LPCVD), và trong plasma (Plasma Enhanced PE) gọi là PE CVD. Quá trình lắng đọng hóa học pha hơi thường xảy ra theo các bước sau đây:

- Dẫn khí mang chất phản ứng vào trong lò có trên một nhiệt độ cao nào đấy, ở đó có các phiến vật liệu đế đã được sắp xếp trên thuyền graphit hay thạch anh.
- Phản ứng hóa học xảy ra trong vùng lò và quá trình lắng đọng hay hấp thụ chất cần lắng đọng lên trên bề mặt vật liệu đế.
- Phản ứng hóa học hay quá trình sắp xếp thành màng trên bề mặt vật liệu đế.

- Sự sinh ra khí thải từ phản ứng hóa học, đưa khí thải khỏi bề mặt vật liệu để rồi đưa ra ngoài.



Hình 3.19. Miêu tả lò lắng đọng pha hơi hoá học ở áp suất thấp (LPCVD)

Nếu vật liệu đế không cho phép làm việc ở tại nhiệt độ cao (trên $300...400^{\circ}\text{C}$) thì người ta phải tiến hành phản ứng trong môi trường plasma. Ở một điều kiện nhất định, sự tương tác của điện tử và phân tử khí của chất phản ứng sẽ tạo ra các ion, nguyên tử, ion phân tử tự do dưới dạng plasma. Khối plasma này được dẫn đến bề mặt vật liệu đế và được hấp thụ ở đó. Nhiệt độ cần cho phản ứng trong trường hợp này thấp hơn nhiệt độ trong phương pháp CVD thông thường rất nhiều. Nhờ có hệ thống ECR, phương pháp PECVD có thể tạo ra những lớp có chất lượng cao tại nhiệt độ thấp và tốc độ kết tủa tương đối nhanh. Điểm đặc biệt của phương pháp này là vị trí cách biệt giữa nơi tạo ra plasma (với sóng vi ba có tần số 2,45 GHz, nồng độ plasma cao, áp suất thấp) và lò phản ứng để tạo màng.

Hình 3.19. Mô tả cấu tạo lò lắng đọng hoá học pha hơi ở áp suất thấp (LPCVD) thông dụng. Các phiến bán dẫn được xếp đứng trên thuyền thạch anh, trong lò để sensor đo áp suất. Áp suất chân không trong các lò này cỡ $10^{-3} - 10^{-4}$ torr. Lò có hệ thống van khí bằng thép dẫn khí vào. Toàn bộ các phiến bán dẫn được đặt trong một vùng nhiệt độ ổn định với kỹ thuật 3 vùng nhiệt độ. Lò còn được nối với hệ thống hút chân không tạo áp suất thấp trong lò. Các khí độc được dẫn ra rồi xả vào nơi an toàn.

f) Tạo vật liệu màng bằng phương pháp bốc bay trong chân không

Phương pháp bốc bay trong chân không thường hay được sử dụng để tạo các lớp dẫn điện như kim loại hay màng silic. Bốc bay nhiệt trong chân không (Vacuum

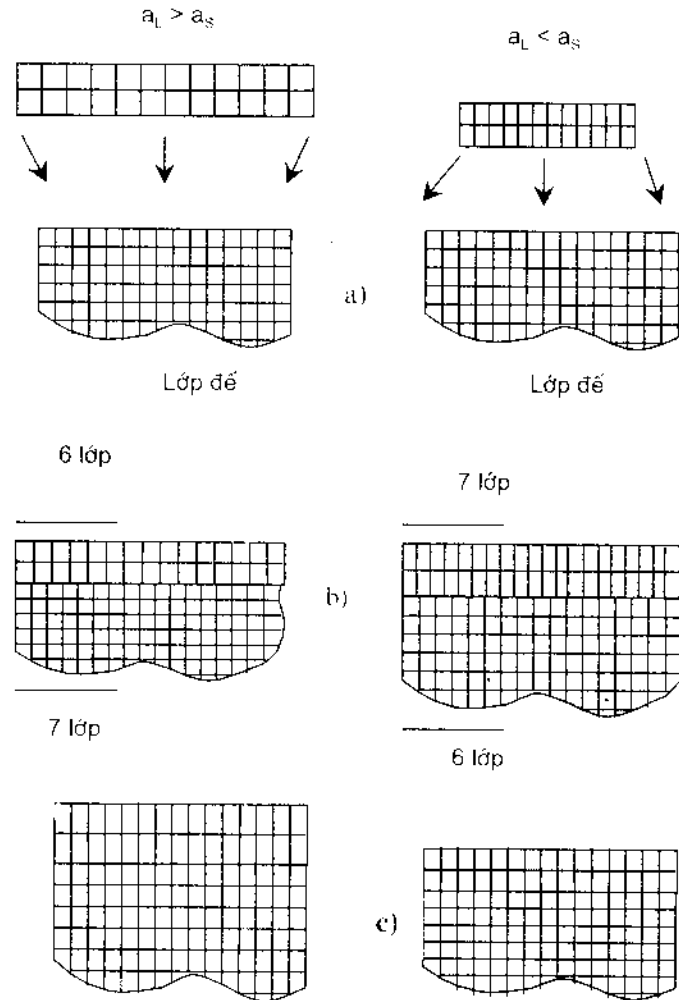
thermal Evaporation- VTE) và bốc bay chùm tia điện tử là hai phương pháp thông thường nhất. Ngoài ra còn có phương pháp epitaxy chùm tia phân tử MBE như đã trình bày ở trên và phương pháp bốc bay cao tần (RF). Phương pháp bốc bay RF cũng hay gặp trong chế tạo các chi tiết vi quang. Để lắng đọng một lớp cách điện hay lớp bao phủ cần nguồn đốt xoay chiều cao tần (khoảng 13,56 MHz) thay cho nguồn một chiều. Nguồn một chiều hay xoay chiều đều chỉ cho phép một tốc độ lắng đọng giới hạn. Nếu trong thiết bị có thêm từ trường cùng với điện trường sẵn có, điện tử ở trong môi trường plasma phải đi theo các quỹ đạo xoắn. Đường đi của điện tử dài hơn và vì thế xác suất va chạm giữa điện tử và phân tử khí tăng lên rõ rệt, việc này làm cho số lượng ion cũng tăng đáng kể. Với phương pháp này tốc độ kết tủa có thể đạt được khoảng 1 $\mu\text{m/phút}$.

Phương pháp sputtering là một trong những phương pháp lắng đọng quan trọng theo nguyên lý vật lý. Cấu trúc buồng phun gồm hai điện cực nằm đối diện nhau. Bề mặt catốt được che phủ bằng vật liệu cần tạo màng. Cực anốt là vật liệu cần được phủ màng lên. Buồng phun chứa khí trơ, thường là argon với áp suất rất thấp. Dưới tác động của điện trường, một phần argon bị ion hoá. Những ion này được tăng tốc và bắn vào bề mặt catốt. Các nguyên tử bay ra khỏi bề mặt catốt đến anốt với năng lượng khoảng 10 eV. Năng lượng này giảm dần xuống 1...2 eV trên đường đến anốt do va chạm với plasma argon. Kết quả là trên bề mặt anốt một màng vật liệu như mong muốn được tạo ra. Phương pháp này thường chỉ được dùng chế tạo các lớp màng dẫn điện. Các lớp màng tạo ra bằng phương pháp lắng đọng vật lý (PVD) so với phương pháp lắng đọng pha hơi hoá học (CVD) sẽ phủ cạnh kém hơn, đặc biệt tại các rãnh sâu tạo ra bởi quang khắc, việc bao phủ không kín sẽ làm hỏng phần vật liệu để gây nên nhiều phiền toái cho các khâu công nghệ tiếp theo. Phương pháp này còn gọi là phủ dị hướng vì không phủ được bờ tường rãnh sâu. Để tăng chất lượng phủ rìa cạnh người ta cần áp dụng một số kỹ thuật như thay đổi khoảng cách giữa hai cực, giảm áp suất xuống thấp hơn hay sử dụng ống chuẩn trực (collimator) nằm giữa hai điện cực.

g) Phương pháp epitaxy dị chất căng mạng

Trước đây người ta hay áp dụng quá trình nuôi màng epitaxy bán dẫn có vật liệu cùng loại bán dẫn với đế. Như vậy sự chênh lệch hằng số mạng của mạng nguyên tử giữa đế và màng epitaxy là không khác nhau. Trong thực tế có một số trường hợp cần nuôi một lớp epitaxy có vật liệu khác với vật liệu bán dẫn đế để tạo ra tiếp giáp dị chất. Như vậy hằng số mạng của lớp epitaxy và của đế thường là khác nhau, điều này tạo ra sự căng, biến dạng mạng. Phương pháp nuôi epitaxy kiểu này gọi là epitaxy dị chất biến dạng (strained heteroepitaxy). Đây là một phương pháp rất quan trọng cần được xem xét. Động lực thúc đẩy đối với epitaxy dị chất bao gồm hai mặt:

- Tạo ra sự biến dạng căng ở bên trong: Khi lớp epitaxy nuôi có chiều dày rất mỏng có hằng số mạng khác với đế thì thường xảy ra sự biến dạng, sự căng trong lớp mỏng của màng epitaxy. Sự biến dạng mạng này có thể có các hiệu ứng mối quan trọng về tính chất quang điện của vật liệu để phát triển các linh kiện mới.



Hình 3.20. Các khả năng trùng lặp khi nuôi một lớp màng mỏng lên lớp đế với các hằng số mạng của lớp cần nuôi và vật liệu đế là khác nhau:

- Khi lớp nguyên tử nuôi lên đế có hằng số mạng a_L lớn hơn hay nhỏ hơn hằng số mạng a_S lớp đế (Hình 3.20.a).
- Trường hợp 6 lớp nguyên tử trên trùng với 7 lớp nguyên tử lớp dưới hay ngược lại 7 lớp nguyên tử trên trùng với 6 lớp nguyên tử dưới. Các sai hỏng đường sẽ hình thành tại các nơi hai lớp nguyên tử không trùng nhau (Hình 3.20.b).
- Khi hai lớp có sự khác nhau chút ít, có sự căng mạng song về cơ bản không phát sinh ra sai hỏng đường (Hình 3.20.c)

- Thăm dò các khả năng mới về tính khả thi khi sử dụng các đế bán dẫn khác nhau. Như chúng ta biết các bán dẫn được sử dụng rất nhiều là Si, GaAs và InP,

phần lớn các bán dẫn không có hằng số mạng phù hợp với các bán dẫn này. Vấn đề đặt ra là có thể nuôi được các lớp epitaxy trên các đế bán dẫn khác nhau không? Nếu giải quyết được vấn đề này sẽ mở ra các khả năng mới về công nghệ bán dẫn trên các đế khác nhau, lúc đó sẽ giải quyết được rất nhiều khó khăn vướng mắc như hiện nay và đưa công nghệ bán dẫn phát triển lên giai đoạn mới. Hình 3.20. biểu thị sơ đồ về các trường hợp có thể xảy ra trong thực tế. Việc nuôi các màng có sự căng mạng này đến nay vẫn là một thử thách lớn mà các nhà công nghệ cần nghiên cứu giải quyết.

3.8. MỘT SỐ VẬT LIỆU BÁN DẪN QUAN TRỌNG SỬ DỤNG TRONG QUANG ĐIỆN TỬ

3.8.1. Các vật liệu bán dẫn đơn chất quan trọng

Bán dẫn đơn chất quan trọng nhất là silic và germani. Bán dẫn germani đã được sử dụng khá rộng rãi trong những năm 1970 trở về trước, đến nay vẫn được sử dụng vào một số công nghệ đặc biệt như để chế tạo detector Ge siêu sạch hay để làm hợp kim SiGe... Từ năm 1970 trở lại đây hầu như tất cả các linh kiện bán dẫn rời rạc và vi mạch các loại từ mật độ thấp đến mật độ siêu cao đều được chế tạo từ vật liệu bán dẫn Si. Các loại bán dẫn đơn chất này có vùng cấm không thẳng, chúng có đặc tính phát quang thấp nên hầu như không được dùng để chế tạo các linh kiện phát quang, nhưng đều có thể sử dụng tốt để chế tạo các linh kiện thu tín hiệu quang. Ví dụ, các photodiốt Si loại PIN hay APD đều có thể dùng để thu các tín hiệu quang trong vùng nhìn thấy và hồng ngoại gần đến bước sóng cỡ 1 μm . Trong khi đó các photodiốt Ge có thể thu được tín hiệu có bước sóng cỡ 1,6 μm . Ngày nay với công nghệ cao, một số linh kiện hoạt động ở tần số ánh sáng có thể chế tạo bởi vật liệu tổ hợp giữa SiGe hay với một số bán dẫn khác, ví dụ như trong transistor lưỡng cực dị chất (Hetero Bipolar transistor-HPT) trên cơ sở SiGe; hoặc cấu trúc III-V HEMT trên cơ sở SiGaAs, cấu trúc giếng lượng tử trên vật liệu GeSi...

3.8.2. Các vật liệu bán dẫn hợp chất

a) Các bán dẫn hai thành phần

Hợp chất bán dẫn hai thành phần được hình thành bởi tổ hợp giữa một nguyên tố nhóm III thí dụ như Al, Ga, hay In với một nguyên tố nhóm V như P, As, hay Sb. Có 9 hợp chất bán dẫn hai thành phần là tổ hợp của ba nguyên tố bán dẫn nhóm III và ba nguyên tố bán dẫn nhóm V (Hình 3.21). Có thể xem các thông số về độ rộng vùng cấm và hằng số mạng có thể nhìn thấy trong bảng 3.4. Với độ rộng vùng cấm là E_g thì tần số cắt λ_c có thể tính được như sau :

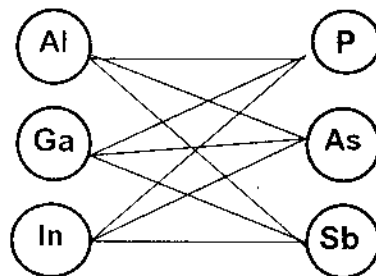
$$\lambda_c = h \frac{c}{E_g} \quad (3.20)$$

Có khá nhiều hợp chất bán dẫn hai thành phần được sử dụng để chế tạo các linh kiện thu quang và phát quang. Vật liệu bán dẫn hai thành phần quan trọng nhất đối với linh kiện quang điện tử là GaAs.

Bảng 3.4. Một số hợp chất bán dẫn hai thành phần và một số thông số quan trọng

Vật liệu	Độ rộng vùng cấm E_g (eV)	Bước sóng cắt λ_c [μm]	Đặc điểm vùng cấm
Ge	0,66	1,88	Không thẳng
Si	1,11	1,15	Không thẳng
AlP	2,45	0,52	Không thẳng
AlAs	2,16	0,57	Không thẳng
AlSb	1,58	0,75	Không thẳng
GaP	2,26	0,55	Không thẳng
GaAs	1,42	0,87	Thẳng
GaSb	0,73	1,70	Thẳng
InP	1,35	0,92	Thẳng
InAs	0,36	3,5	Thẳng
InSb	0,17	7,3	Thẳng

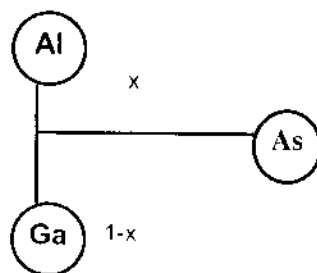
Hơn thế nữa hợp chất bán dẫn GaAs ngày càng trở nên quan trọng so với bán dẫn Si vì nó là cơ sở của các linh kiện và các vi mạch hoạt động ở tốc độ cao. các linh kiện quang điện tử và các vi mạch quang điện tử (OEIC) trong tương lai.



Hình 3.21. Tổ hợp của sáu nguyên tố tạo thành 9 hợp chất bán dẫn hai thành phần

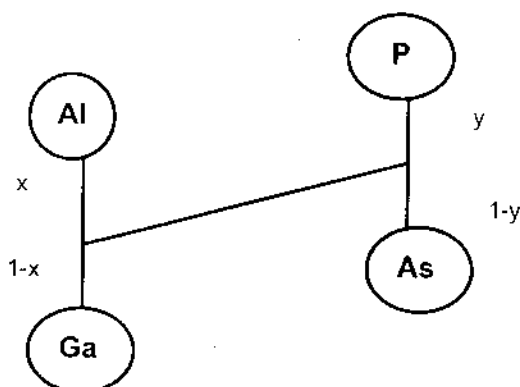
b) Các hợp chất bán dẫn ba thành phần

Các hợp chất này được hình thành từ hai nguyên tố của nhóm III với một nguyên tố của nhóm V, hoặc từ một nguyên tố của nhóm III và hai nguyên tố của nhóm V (xem trên hình 3.22).



Hình 3.22. Cấu hình của bán dẫn 3 thành phần

Bán dẫn hợp chất ba thành phần, thí dụ như: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ là một hợp chất ba thành phần có các tính chất nằm giữa các hợp chất bán dẫn AlAs và GaAs phụ thuộc vào tỷ lệ trộn các thành phần x , với x là tỷ số của các nguyên tử Ga ở trong GaAs đã được thay thế bởi các nguyên tử Al . Năng lượng vùng cấm E_g đối với loại vật liệu này thay đổi giữa 1,42 eV (của GaAs) và 2,16 eV (của AlAs), hợp chất này thay đổi giữa 0,6 eV (của InAs) và 2,26 eV (của GaP), vì tỷ lệ trộn các thành phần x và y thay đổi giữa 0 và 1. Vật liệu được biểu thị bởi đường thẳng nối giữa vật liệu GaAs và AlAs như ở hình 3.24. Vì đường thẳng này là gần như nằm ngang, do vậy hợp chất $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ có hằng số mạng gần giống với GaAs . Điều này có nghĩa là một lớp có thành phần đã cho có khả năng nuôi trên một lớp có thành phần khác mà không gây ra sự căng trong vật liệu. Tổ hợp $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ có vai trò rất quan trọng trong công nghệ laser bán dẫn và LED. Các bán dẫn hợp chất ba thành phần khác cũng như các thông số của nó có thể xem trên Hình 3.23.

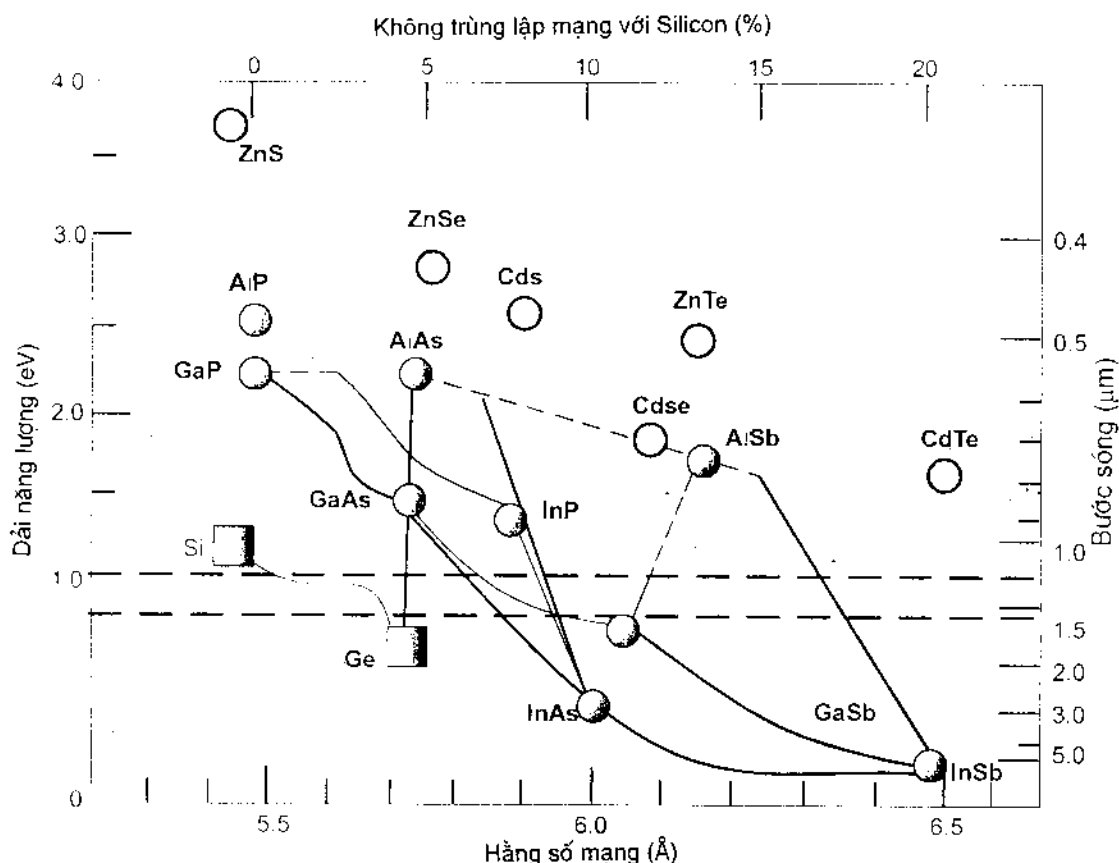


Hình 3.23. Cấu hình của bán dẫn 4 thành phần

c) Bán dẫn hợp chất 4 thành phần

Các hợp chất bán dẫn này được hình thành từ tổ hợp hai nguyên tố nhóm III với tổ hợp hai nguyên tố nhóm V. Bán dẫn 4 thành phần có sự tổ hợp một cách dễ dàng

hơn (xét về cách thức tổng hợp vật liệu với các tính chất mong muốn), tốt hơn so với bán dẫn ba thành phần, vì chúng cung cấp một độ tự do lớn hơn. Một ví dụ được nêu ra đối với hợp chất 4 thành phần là $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})(\text{As}_y\text{P}_{1-y})$, ở đó năng lượng vùng cấm của hợp chất này thay đổi giữa 0.6 eV (của InAs) và 2.26 eV (của GaAs) vì tỷ lệ trộn các thành phần x và y thay đổi giữa 0 và 1.



Hình 3.24. Hằng số mạng, năng lượng vùng cấm, tần số cắt của một số loại bán dẫn đơn, hợp chất 2 thành phần và bốn thành phần. Các đường nối biểu thị khả năng tạo thành các hợp chất với sự thay đổi hằng số mạng và độ rộng vùng cấm

Diện tích đã được đánh dấu mờ ở trên hình 3.24 chỉ ra rằng khoảng độ rộng năng lượng vùng cấm và các hằng số mạng có thể dao động bởi hợp chất bán dẫn 4 thành phần này. Đối với các tỷ lệ hỗn hợp x và y thỏa mãn phương trình $y = 2.16(1-x)$, $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})(\text{As}_y\text{P}_{1-y})$ có thể có hằng số mạng trùng hợp với hợp chất bán dẫn InP và do vậy có thể nuôi vật liệu một cách dễ dàng trên đó. Các hợp chất bán dẫn này được sử dụng để chế tạo các laser bán dẫn và các detector thu tín hiệu quang.

3.8.3. Một số vật liệu bán dẫn quan trọng sử dụng trong chế tạo laser bán dẫn và photodetector

Trong chế tạo linh kiện quang điện tử phục vụ cho thông tin quang các vật liệu bán dẫn hợp chất hai thành phần, ba thành phần, bốn thành phần được sử dụng là chủ yếu. Một số vật liệu bán dẫn quan trọng dùng trong chế tạo laser và photodetector cùng với các thông số như độ rộng vùng cấm, hằng số mạng và nhiều tính chất khác sẽ được trình bày chi tiết hơn trong chương 6, chương 7 và trong các phụ lục ở cuối cuốn sách này.

Trong số các vật liệu dùng để chế tạo linh kiện thu quang thì vật liệu InGaAs, có độ rộng vùng cấm có thể thay đổi được, có hằng số mạng tương thích với InP và là vật liệu lí tưởng cho thông tin quang đường dài. Vật liệu AlGaSb có độ rộng vùng cấm có thể thay đổi được. Vật liệu này có các tính chất quang rất tốt, ứng dụng nhiều trong thông tin quang đường dài tuy nhiên công nghệ chế tạo vật liệu này không đơn giản, rất khó thực hiện. InGaAsP cũng là vật liệu phù hợp cho thông tin quang đường dài ở bước sóng 1,3 μm và 1,55 μm . Vật liệu có thể trùng lặp tốt về hằng số mạng với vật liệu đế InP. Vật liệu bán dẫn hợp chất HgCdTe là vật liệu có độ rộng vùng cấm có thể thay đổi được, là vật liệu rất tốt để ứng dụng trong việc thu các tín hiệu hồng ngoại nhất là trong kĩ thuật nhìn đêm và ảnh nhiệt. Hiện nay kĩ thuật này đang được phát triển mạnh và đã có các kết quả ứng dụng tốt, đặc biệt là trong lĩnh vực quân sự như quan sát, định vị mục tiêu ban đêm, phục vụ cho các mục đích quân sự khác.

Vật liệu Si có độ rộng vùng cấm là 1,12 eV ở nhiệt độ phòng, là bán dẫn có vùng cấm không thẳng, có độ hấp thụ quang - hồng ngoại ở mép vùng cấm rất thấp, có độ nhân hạt tải ở trường điện cao rất lớn, do vậy vật liệu này có thể sử dụng để chế tạo các photodiốt PIN, photodiốt thác lũ (APD), các diốt này có ứng dụng tốt trong thông tin mạng địa phương (LAN), không thể ứng dụng trong thông tin quang đường dài ở bước sóng 1,3 μm và 1,55 μm . Vật liệu Ge có độ rộng vùng cấm là 0,7 eV, có độ hấp thụ quang - hồng ngoại ở mép vùng cấm rất thấp, có độ nhân hạt tải ở trường điện cao khá lớn. Vật liệu này có thể sử dụng để chế tạo các photodiốt có thể ứng dụng tốt trong thông tin mạng địa phương (LAN), và cả trong thông tin quang đường dài ở bước sóng 1,3 μm và 1,55 μm . Vật liệu GaAs là vật liệu có vùng cấm thẳng, không phù hợp cho chế tạo các photodiốt thác lũ vì có độ nhân hạt tải điện tử và lỗ trống ngang bằng nhau. Vật liệu này hầu như không được ứng dụng trong thông tin đường dài và trong các ứng dụng mạng LAN.

Chương 4

MỘT SỐ TÍNH CHẤT ĐIỆN - QUANG CỦA VẬT LIỆU BÁN DẪN

Để hiểu nguyên lý làm việc của các dụng cụ bán dẫn và bán dẫn quang điện tử, cần hiểu về các hiệu ứng vật lý xảy ra trong bán dẫn khi có dòng điện chạy qua, hiểu về các tương tác giữa hạt tải điện với photon dưới các điều kiện tác động khác nhau. Trong chương này chúng ta sẽ xem xét một cách tóm lược một số vấn đề vật lý xảy ra trong các dụng cụ bán dẫn. Một trong những mục đích của vật lý bán dẫn và vật lý linh kiện bán dẫn là nghiên cứu để hiểu các hiện tượng trong vật liệu và linh kiện bán dẫn. Việc xem xét bắt đầu bằng cách tóm lược một số điểm về lý thuyết vùng của bán dẫn, các đặc điểm của bán dẫn thuần cũng như bán dẫn pha tạp, sau đó là hàm phân bố Fermi - Dirac và khái niệm về mức Fermi. Tiếp đến chúng ta bàn đến các hiện tượng dịch chuyển - hiện tượng kéo theo và hiện tượng khuếch tán - của các electron và lỗ trống trong bán dẫn, cuối cùng sẽ xem xét một số tính chất quang như quá trình hấp thụ và phát xạ photon, phổ phonon, các quá trình tái hợp trực tiếp và gián tiếp. Các độc giả có thể đọc tham khảo thêm trong các giáo trình về vật lý bán dẫn nếu muốn hiểu sâu hơn.

4.1. VẬT LIỆU BÁN DẪN VÀ ĐỘ DẪN ĐIỆN

Tất cả các dụng cụ bán dẫn, bán dẫn quang điện tử cũng như các vi mạch, vi mạch quang ...đều được chế tạo từ vật liệu bán dẫn. Vật liệu bán dẫn là loại vật liệu ở những điều kiện nhất định nó trở thành dẫn điện, còn ở những điều kiện khác lại là cách điện. Đặc điểm nổi bật của vật liệu bán dẫn là điện trở suất giảm khi nhiệt độ tăng. Mỗi loại vật liệu bán dẫn đều có một khoảng nhiệt độ giới hạn, các linh kiện làm trên vật liệu bán dẫn cũng chỉ hoạt động trong dải nhiệt độ này. Điện trở suất của bán dẫn phụ thuộc vào nồng độ tạp chất và sai hỏng của mạng tinh thể bán dẫn. Như vậy, một trong các đặc tính quan trọng nhất của vật liệu bán dẫn là tính điều khiển được về nồng độ hạt tải (và hiện nay ít nhiều có thể điều khiển được cả độ rộng vùng cấm) dưới tác động một số kích thích bên ngoài (nhiệt, điện, quang...). Dựa trên cơ sở đó, linh kiện bán dẫn và linh kiện bán dẫn quang điện tử được chế tạo ra có tính điều khiển được về dòng điện.

Về độ dẫn điện: vật liệu bán dẫn có thể là đơn chất hay là hợp chất của hai hay nhiều nguyên tố (Si, Ge, GaAs, GaP, CdS...) chúng có độ dẫn điện nằm trong khoảng $\sigma = 10^{-8}$ đến 10^4 [Ωcm] $^{-1}$, còn độ dẫn điện của vật liệu cách điện vẫn hay gọi là chất điện môi (như kính, thạch anh, SiO₂, kim cương...) nằm trong khoảng $\sigma = 10^{-18}$ [Ωcm] $^{-1}$ đến

$10^{-8} [\Omega\text{cm}]^{-1}$. Vật liệu dẫn điện bằng kim loại (Cu, Al, Pt, Fe, Ni...) có độ dẫn điện lớn nhất là $\sigma = 10^4$ đến $10^8 [\Omega\text{cm}]^{-1}$.

Nói chung vật liệu bán dẫn là vật rắn kết tinh và hầu hết có cấu trúc đơn tinh thể. Dạng mạng điển hình của tinh thể bán dẫn đã được trình bày trong chương 3. Bán dẫn đơn chất thông dụng nhất được dùng để chế tạo các dụng cụ bán dẫn hiện nay là silic (Si). Nguyên tố này nằm ở nhóm IV trong bảng tuần hoàn hóa học. Bán dẫn hợp chất thường là những hợp chất của nguyên tử nhóm III và nhóm V (A^3B^5), các hợp chất của các nguyên tử nhóm II và nhóm VI (A^2B^6), một số oxit... Song bán dẫn hợp chất được dùng phổ biến nhất để chế tạo các dụng cụ bán dẫn hiện nay là GaAs; InP và một số rất ít hợp chất khác như đã trình bày trong chương 3.

Tinh thể bán dẫn bao gồm nhiều nguyên tử sắp xếp theo một qui luật nhất định. Lực liên kết tương hỗ khiến các nguyên tử có những vị trí xác định trong tinh thể. Để nghiên cứu mô hình vùng năng lượng của tinh thể bán dẫn, cần biết về mô hình cấu tạo của từng nguyên tử. Nếu xét từng nguyên tử đứng cô lập, mô hình của nó coi như gồm một hạt nhân tích điện dương nằm ở giữa bao bọc xung quanh là những điện tử. Số điện tích dương của hạt nhân bằng số điện tử bao bọc quanh hạt nhân, do đó nguyên tử trung hòa về điện. Những điện tử xung quanh hạt nhân chiếm những trạng thái năng lượng nhất định. Những điện tử nằm ngoài cùng có tương tác yếu với hạt nhân nhất, chúng có vai trò quyết định tới các đặc tính hoá học, điện học... của nguyên tử. Những điện tử này được gọi là các điện tử hoá trị.

Theo lí thuyết của cơ học lượng tử, vị trí của điện tử có thể xác định bằng bốn số lượng tử:

- Số lượng tử chính (n) lấy các giá trị 1, 2, 3,...n, hoặc có khi dùng các chữ tương ứng K, L, M, N...
- Số lượng tử quỹ đạo (l) lấy các giá trị 0, 1, 2,...(n-1). Hoặc dùng các chữ s, p, d, g...
- Số lượng tử từ (m) lấy các giá trị 0, ± 1 , ± 2 , ... $\pm l$.
- Số lượng tử spin (s) lấy các giá trị $\pm 1/2$.

Theo nguyên lý Pauli thì trong một nguyên tử không thể có đến hai điện tử có cùng bốn số lượng tử giống nhau. Với khái niệm về số lượng tử và nguyên lý Pauli, cơ học lượng tử đã giải thích được sự tồn tại các mức năng lượng và sự phân bố điện tử trong nguyên tử.

Dựa vào lý thuyết nêu ra trên đây, xác định sự phân bố điện tử trên các mức năng lượng của nguyên tử silic và germani:

Si (tổng số điện tử 14): $1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^2$;

Ge (tổng số điện tử 32): $1s^2, 2s^2, 2p^2, 3s^2, 3p^6, 4s^2, 3d^{10}, 4p^2$

Qua mô hình này ta nhận thấy, các mức năng lượng bên trong của nguyên tử Si (hay Ge) đều bị chiếm đầy hoàn toàn, trong khi đó mức ngoài cùng của Si là $3p^2$ và của Ge là $4p^2$ còn thiếu 4 điện tử mới được điền đầy. Chính vì điều này chúng có hoá trị 4.

Một kết quả quan trọng của việc ứng dụng cơ học lượng tử là đã mô tả các điện tử trong chất rắn có các mức năng lượng cho phép tạo thành từng vùng năng lượng. Các vùng mà ở đó năng lượng của điện tử trong chất rắn không được phép nằm trong đó thì gọi là vùng cấm. Các điện tử ở lớp vỏ ngoài cùng, các điện tử hoá trị có ở trong trạng thái năng lượng thấp nhất của chúng. Vùng tạo ra bởi các trạng thái này gọi là vùng hoá trị.

4.2. MỨC NĂNG LƯỢNG RỜI RẠC VÀ VÙNG NĂNG LƯỢNG TRONG CHẤT RẮN

Đối với một nguyên tử cách li, các điện tử của nguyên tử chỉ là các mức rời rạc, thí dụ nguyên tử H_2 cách li có:

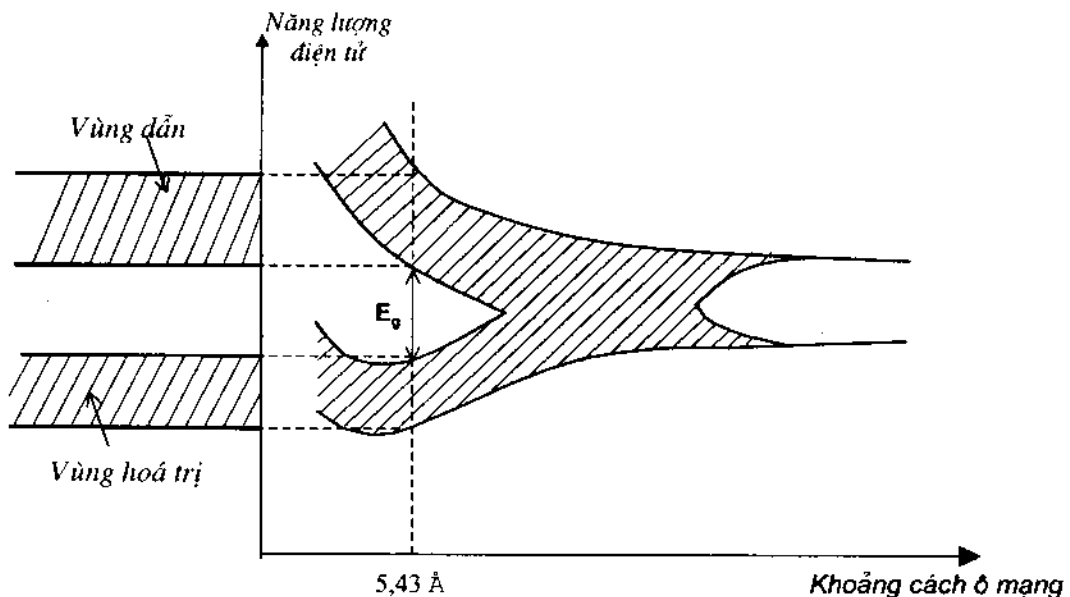
$$E_H = \frac{-m_{oq}^4}{8\epsilon_o^2 h^2 n^2} = \frac{-13,6}{n^2} eV. \quad (4.1)$$

Tại các giá trị $n=1, 2$ ta có hai mức năng lượng rời rạc như sau:

$$E_{H1} = -13,6 \quad \text{khi } n = 1$$

$$E_{H2} = -3,4 eV \quad \text{khi } n = 2.$$

Khi các nguyên tử sắp xếp cạnh nhau thì các điện tử tương tác lẫn nhau. Các mức năng lượng của các nguyên tử có thể tạo thành các vùng năng lượng. Có thể dùng một số phương pháp tính toán như phương pháp liên kết yếu, phương pháp sóng phẳng trực giao, phương pháp nhiễu loạn... để tính và nhận lời giải cho các mức năng lượng. Các lời giải thu được miêu tả năng lượng của điện tử là một hàm của số sóng k . Mối quan hệ giữa E và k gọi là cấu trúc vùng năng lượng của chất rắn.



Hình 4.1. Sự hình thành các vùng năng lượng trong mạng kim cương khi các nguyên tử sắp xếp lại gần nhau

Độ rộng và vị trí của từng vùng năng lượng phụ thuộc vào các loại chất rắn khác nhau. Những vùng năng lượng ứng với các mức năng lượng gần hạt nhân ảnh hưởng tới các nguyên tử bên cạnh ít và do đó độ tách mức năng lượng nhỏ. Những điện tử hóa trị của nguyên tử trong mô hình vùng năng lượng chất rắn, chúng nằm trong vùng hoá trị. Vùng năng lượng trên vùng cấm gọi là vùng dẫn. Khoảng cách giữa vùng dẫn và vùng hoá trị là độ rộng vùng cấm. Trong vùng cấm này không tồn tại những mức năng lượng để điện tử có thể chiếm chỗ. Trong từng vùng năng lượng, các mức năng lượng có thể bị chiếm đầy hoàn toàn bởi điện tử, có thể bị chiếm một phần hoặc bị trống hoàn toàn. Hình 4.1 biểu thị sự hình thành vùng năng lượng trong bán dẫn Si tại khoảng cách ô mạng là 5,43 Å.

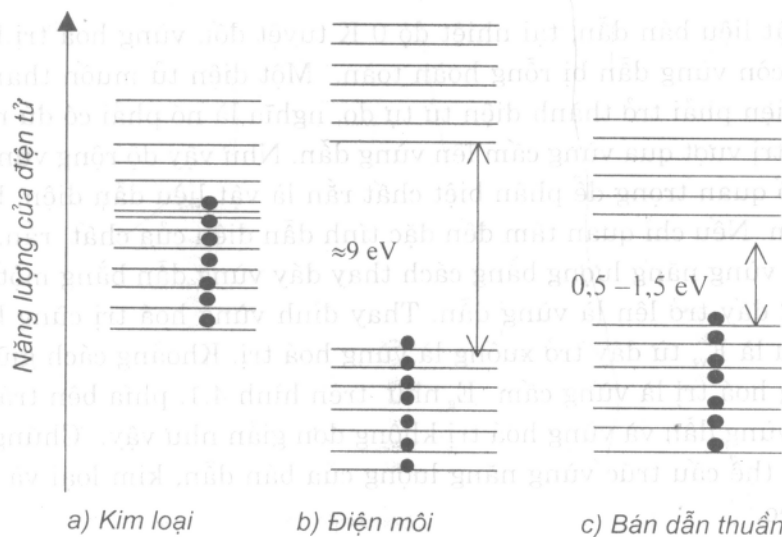
Trong vật liệu bán dẫn, tại nhiệt độ 0 K tuyệt đối, vùng hoá trị bị chiếm đầy bởi các điện tử, còn vùng dẫn bị trống hoàn toàn. Một điện tử muốn tham gia vào thành phần dòng điện phải trở thành điện tử tự do, nghĩa là nó phải có đủ năng lượng nhảy từ vùng hoá trị vượt qua vùng cấm lên vùng dẫn. Như vậy độ rộng vùng cấm trở thành một thông số quan trọng để phân biệt chất rắn là vật liệu dẫn điện, bán dẫn hay vật liệu cách điện. Nếu chỉ quan tâm đến đặc tính dẫn điện của chất rắn, có thể đơn giản hoá mô hình vùng năng lượng bằng cách thay đáy vùng dẫn bằng một đường thẳng kí hiệu là E_c từ đây trở lên là vùng dẫn. Thay đỉnh vùng hoá trị cũng bằng một đường thẳng kí hiệu là E_v , từ đây trở xuống là vùng hoá trị. Khoảng cách giữa đáy vùng dẫn và đỉnh vùng hoá trị là vùng cấm E_g như trên hình 4.1, phía bên trái. Trong thực tế thì cấu trúc vùng dẫn và vùng hoá trị không đơn giản như vậy. Chúng ta hãy so sánh một cách đại thể cấu trúc vùng năng lượng của bán dẫn, kim loại và chất điện môi ở phần tiếp theo.

Trong kim loại, các điện tử (electron) hóa trị là các điện tử tự do và tạo thành một đám mây điện tử sẵn sàng di chuyển dưới tác dụng của điện trường, ngay cả khi điện trường yếu. Hai vùng năng lượng trong trường hợp này phủ lên nhau. Như vậy không còn vùng cấm. Do đó có thể chuyển một điện tử ở mức nào đó tới một mức cao hơn rồi tới một mức khác cao hơn nữa và cứ tiếp tục như thế sẽ dẫn tới hiện tượng dẫn điện rất dễ dàng. Các vùng phủ lên nhau nhiều và với những năng lượng rất nhỏ tác động đến cũng đủ gây ra sự dẫn điện trong kim loại.

Trong chất điện môi, ví dụ điôxít silic (SiO_2), các điện tử hoá trị ở đây tạo ra những liên kết chặt giữa các nguyên tử cạnh nhau. Các liên kết này khó bị đứt ra và do đó chúng không phải là các electron tự do để góp phần vào sự dẫn điện. Theo quan điểm vùng năng lượng, điều đó có nghĩa là có một vùng cấm rộng ở giữa vùng hoá trị và vùng dẫn. Tất cả các mức trong vùng hoá trị đều bị chiếm bởi các điện tử, tất cả các mức trong vùng dẫn vẫn còn trống. Do điện trường yếu không thể làm điện tử ở đỉnh vùng hoá trị chuyển lên vùng dẫn nên không thể truyền năng lượng cho các electron được. Vì vậy silic điôxít là một chất điện môi, nó không dẫn điện. Độ rộng vùng năng lượng của các chất điện môi khá rộng, khoảng 9 eV.

Trong chất bán dẫn thí dụ đối với bán dẫn silic, liên kết giữa các nguyên tử silic cạnh nhau không quá chặt. Cho nên, khi nhiệt độ $T \neq 0$ K các dao động nhiệt của

các nguyên tử silic làm cho một số liên kết bị đứt ra. Khi một liên kết bị đứt, một điện tử tự do được tạo ra và nó có khả năng dẫn điện. Người ta gọi các điện tử như vậy là các điện tử dẫn (hạt dẫn). Thêm vào đó, ở chỗ điện tử đã chiếm chỗ trước khi liên kết bị đứt thì bây giờ là chỗ trống. Các điện tử hoá trị có thể nhảy từ các liên kết lân cận vào vị trí của lỗ trống này và tham gia vào quá trình dẫn điện. Có thể hình dung sự dẫn điện trong chất bán dẫn do hai loại hạt tải: điện tử mang điện tích âm chuyển động theo một chiều về phía cực dương của điện trường ngoài đặt vào và các lỗ trống tích điện dương chuyển động theo chiều ngược lại, về phía cực âm của điện trường ngoài.



Hình 4.2. Biểu diễn lược đồ theo thuyết nguyên tử và giản đồ vùng năng lượng của kim loại a), điện môi b) và chất bán dẫn thuần c).

Các kết quả nghiên cứu về vùng năng lượng cho thấy vùng cấm của bán dẫn không lớn, nó thường có độ lớn nhỏ hơn 2,5 eV. Do vậy, một số điện tử có thể nhảy từ vùng hoá trị lên vùng dẫn để lại trong vùng hoá trị các lỗ trống. Dưới tác dụng của điện trường, các điện tử trong vùng dẫn có thể thu được động năng và do vậy chúng có thể dẫn điện. Đồng thời, các lỗ trống trong vùng hoá trị cũng nhận được một động năng và tham gia vào việc dẫn điện. Hình 4.2 biểu thị giản đồ năng lượng và độ lớn vùng cấm của ba loại vật liệu: kim loại, điện môi và bán dẫn thuần.

4.3. KHÁI QUÁT VỀ CẤU TRÚC VÙNG NĂNG LƯỢNG

4.3.1. Mạng tinh thể tuần hoàn

Như trong chương 3 đã xét, tinh thể bán dẫn là tinh thể có cấu trúc mà ở đó các nguyên tử được sắp xếp trong các khối cơ sở có tính tuần hoàn lặp lại giống nhau theo

3 chiều. Như vậy tinh thể được cấu tạo bởi các khối giống nhau. Mỗi khối có một hay một nhóm nguyên tử. Trong các tinh thể tự nhiên sự đối xứng tinh thể là đặc điểm mang tính bản chất. Để hiểu và xác định tính chất của tinh thể tuần hoàn cần hiểu rõ các khái niệm về *mạng tinh thể và ô cơ sở*. *Mạng* tạo nên bởi một loạt các điểm trong không gian, mạng này có cấu trúc tuần hoàn. Mỗi điểm không gian trong mạng có môi trường bao quanh giống nhau. Một khối cấu thành từ các nguyên tử được gọi là ô cơ sở có liên quan mật thiết tới các điểm của mạng tinh thể tạo nên cấu trúc tinh thể. Tóm lại, mạng tinh thể là cấu trúc tinh thể coi gồm các ô cơ sở sắp nối tiếp nhau theo 3 chiều, trong mỗi ô nó chứa đựng các nguyên tử được sắp xếp theo một trật tự nhất định, tinh thể có tính tuần hoàn.

4.3.2. Vectơ ô cơ sở và vectơ ô mạng đảo

Ô cơ sở của một mạng tinh thể nào đấy là một ô có thể tích nhỏ nhất đại diện cho toàn mạng tinh thể. Cạnh của ô cơ sở là hằng số mạng. Có ba vectơ cơ sở gốc $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ mô tả một tinh thể rắn sao cho cấu trúc tinh thể được giữ không thay đổi khi có sự biến đổi qua bất cứ vectơ nào, mà vectơ này là tổng của một số lần của các vectơ cơ sở. Nói cách khác, các vị trí mạng trực tiếp có thể định nghĩa được. Hình 4.3 biểu thị các vectơ cơ sở của một số ô cơ sở. Cần lưu ý rằng các vectơ cơ sở hướng tới các nguyên tử gần nhất trong ô, chúng có thể không nằm trên các cạnh của ô cơ sở. Về mặt toán học có thể khái quát như sau: Có ba vectơ cơ sở $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ sao cho một điểm bất kì nào của mạng có khả năng nhận được từ một điểm R khác bất kì nào của mạng bằng một phép tịnh tiến:

$$\mathbf{R} = m_1 \mathbf{a}_1 + m_2 \mathbf{a}_2 + m_3 \mathbf{a}_3 \quad (4.2)$$

trong đó m_1, m_2, m_3 là các số nguyên. Cách mô tả này là cách mô tả áp dụng cho mạng tinh thể trực tiếp. Phần lớn các bán dẫn quan trọng có cấu trúc mạng kim cương hoặc giả kêm (zinc blende), các mạng này có ô mạng tứ diện, nghĩa là mỗi nguyên tử được bao quanh bởi 4 nguyên tử gần nhất tương ứng, những nguyên tử này nằm tại các góc của tứ diện. Một mạng như thế này gọi là mạng Bravais. Mạng tổng thể được tạo ra bởi chọn tất cả các tổ hợp có thể của các số nguyên m_1, m_2, m_3 . Cấu trúc tinh thể hay còn gọi là mạng tinh thể được tạo ra bởi sự kết nối từng ô cơ sở có các điểm mạng lại với nhau. Như vậy mạng bao gồm các khối ô cơ sở giống nhau, đỉnh các khối ô là các điểm không gian gọi là nút mạng, chúng tạo nên cấu trúc tinh thể. Các vector $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ được gọi là các vector cơ sở nếu thể tích của ô tạo bởi các vector này có thể tích nhỏ nhất. Không có cách khác để chọn vector cơ sở, chỉ có một cách lựa chọn duy nhất mà thôi. Trong thực tế để cho thuận lợi trong giải và biểu diễn một số bài toán, nhất là bài toán về vùng năng lượng người ta đưa vào *khái niệm mạng đảo* và sử dụng mạng đảo trong tính toán. Nó được định nghĩa như sau :

$$\mathbf{G} = n_1 \mathbf{a}_1^* + n_2 \mathbf{a}_2^* + n_3 \mathbf{a}_3^* \quad (4.3)$$

ở đây: n_1, n_2 và n_3 là các số nguyên và $\mathbf{a}_1^*, \mathbf{a}_2^*, \mathbf{a}_3^*$ là các vectơ đảo cơ sở. Với các vectơ cơ sở đã cho, các vectơ đảo có thể viết như sau :

$$\mathbf{a}_1^* = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}, \quad \mathbf{a}_2^* = 2\pi \frac{\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}, \quad \mathbf{a}_3^* = 2\pi \frac{\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3} \quad (4.4)$$

sao cho $\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_1^* = 2\pi$; $\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2^* = 0$; $G.R = (2\pi \times \text{số nguyên})$, từng vectơ của mạng đảo là vuông góc với một loạt các mặt phẳng trong mạng trực tiếp (mạng không đảo).

Thể tích của ô cơ sở mạng đảo là nghịch đảo của thể tích ô cơ sở mạng trực tiếp. Thể tích ô cơ sở mạng trực tiếp và thể tích ô cơ sở mạng đảo được viết như sau :

$$V_c = \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3 \quad (4.5)$$

$$V_c^* = \frac{(2\pi)^3}{V_c} \quad (4.6)$$

4.1.2. Khái niệm cấu trúc vùng năng lượng trong chất bán dẫn

Cấu trúc vùng năng lượng của một chất rắn tinh thể chính là mối quan hệ giữa năng lượng và động lượng, về mặt toán học có thể biểu diễn bằng hệ thức $(E-k)$. Cấu trúc vùng năng lượng thường nhận được khi giải phương trình Schrödinger cho bài toán một điện tử gần đúng. Tiên đề Bloch, một trong những tiên đề quan trọng nhất làm cơ sở cho cấu trúc vùng năng lượng khẳng định rằng nếu năng lượng thế năng $V(r)$ là có tính chu kì theo sự tuần hoàn của mạng tinh thể thì các lời giải $\Phi_k(r)$ của phương trình Schrödinger sẽ có dạng sau:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \phi_k(r) = E_k \phi_k(r) \quad (4.7)$$

$$\phi_k(r) = e^{ikr} \cdot U_n(k, r) \quad (4.8)$$

trong đó $U_n(k, r)$ có tính tuần hoàn theo không gian r cùng với sự tuần hoàn của mạng tinh thể, n là kí hiệu của dải vùng năng lượng thứ n . Từ tiên đề Bloch người ta đã chỉ ra rằng năng lượng E_k là tuần hoàn trong mạng đảo, nghĩa là:

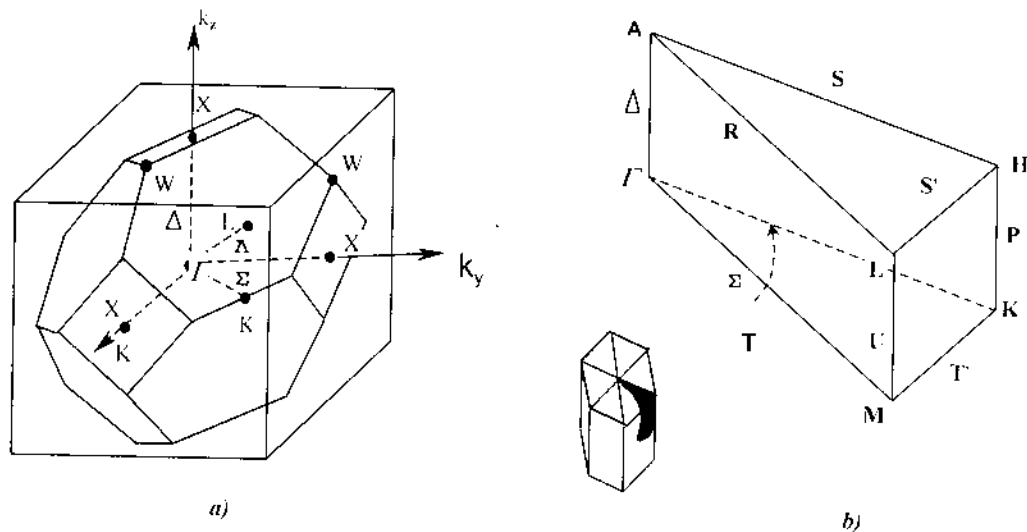
$$E_k = E_{k+G} \quad (4.9)$$

ở đó G là vectơ đảo cho bởi phương trình (4.3).

Đối với một vùng năng lượng xác định, nghĩa là với giá trị n xác định, để kí hiệu năng lượng độc nhất, có một cách biểu diễn rất tiện lợi là chúng ta sử dụng đại lượng k trong ô cơ sở của mạng đảo để biểu diễn. Giá trị của k có thể xác định theo biểu thức sau :

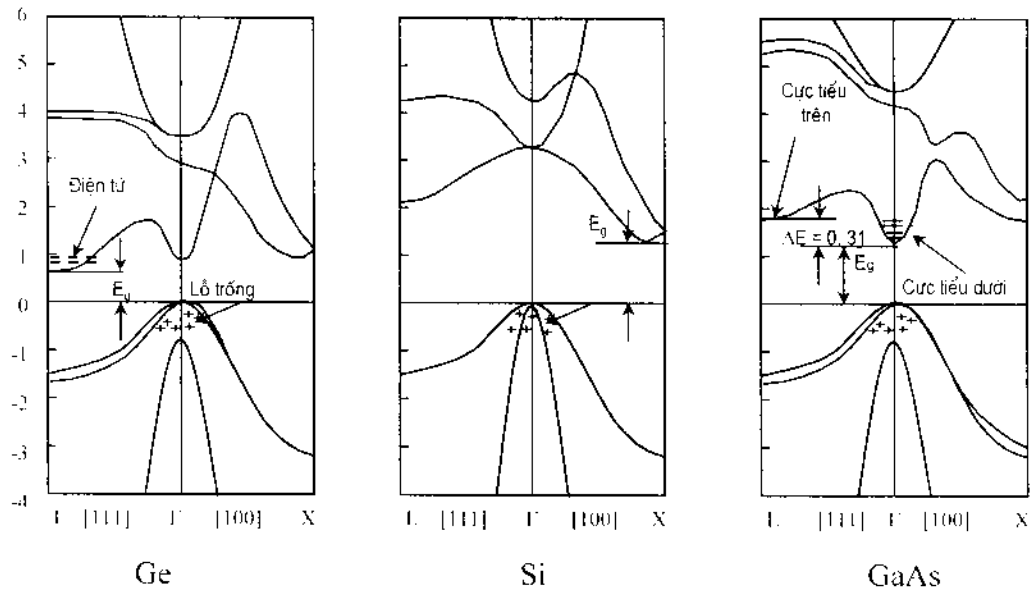
$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.10)$$

Theo quy ước chuẩn là cần sử dụng ô cơ sở Wigner-Seitz trong mạng đảo. Ô này được gọi là vùng Brillouin hay vùng Brillouin thứ nhất. Chúng ta có thể quy về (reduce) bất kì giá trị động lượng nào trong mạng đảo đến một điểm trong vùng Brillouin, ở đó bất cứ trạng thái năng lượng nào sẽ được cho bởi một kí hiệu trong giản đồ vùng đã quy về này.



Hình 4.3. Vùng Brillouin đối với mạng kim cương và mạng giả kẽm a),
và vùng Brillouin của mạng Wurtzite b)

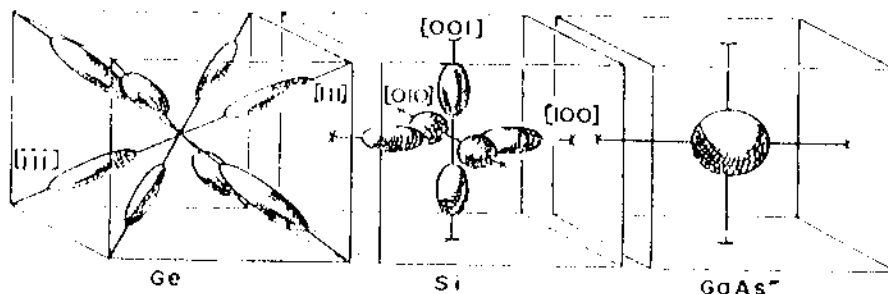
Chỉ nhằm để minh họa, chúng ta có thể nhìn thấy vùng Brillouin đối với mạng kim cương và mạng giả kẽm là giống nhau và nó được biểu thị trên hình 4.3.a). Hình 4.3.b) biểu thị vùng Brillouin của mạng Wurtzite. Các điểm đối xứng và đường đối xứng quan trọng nhất cũng được biểu thị ở trên hình này, thí dụ trung tâm của vùng là $[\Gamma = 2\pi/a(0,0,1)]$; các trục $\langle 111 \rangle$ dọc theo rìa vùng (Δ) và các điểm cắt của chúng với cạnh vùng [$L = 2\pi/a(1/2, 1/2, 1/2)$]; các trục $\langle 100 \rangle$ dọc theo rìa vùng (Δ) và các điểm cắt của chúng [$X = 2\pi/a(0,0,1)$] và các trục $\langle 110 \rangle$ dọc theo rìa vùng (Σ) và các điểm cắt của chúng [$K = 2\pi/a(3/4, 3/4, 0)$]. Độc giả có thể xem kỹ phần này trong một số sách về vật lý chất rắn hiện có thí dụ của C. Kittel, J.L.Moll. Các vùng năng lượng của chất rắn được nghiên cứu lý thuyết bằng các phương pháp giải số khác nhau. Hình 4.4. biểu thị một số kết quả hiện nay về cấu trúc vùng của bán dẫn Ge, Si và GaAs. Vùng hóa trị trong cấu trúc giả kẽm (Zinc blende) bao gồm 4 vùng nhỏ khi spin được bỏ qua trong phương trình Schrödinger và từng vùng sẽ được nhân đôi khi ta xét cả spin. Ba trong 4 vùng được hội tụ tại điểm Γ ở $k = 0$ và tạo nên rìa mép bên trên của dải băng và dải băng thứ tư tạo nên đáy. Đi sâu thêm ta sẽ nhận thấy tương tác quỹ đạo spin gây ra sự phân nhánh (splitting) của băng tại $k=0$. Như ở trên hình 4.5 ta thấy dọc theo một chiều đã cho hai đỉnh vùng hóa trị sẽ được trùng khít vào nhau bởi hai băng parabol có hai độ rộng khác nhau: Băng lỗ trống nặng (băng rộng hơn với $\partial^2 E / \partial k^2$ nhỏ hơn) và băng lỗ trống nhẹ (băng hẹp hơn với $\partial^2 E / \partial k^2$ lớn hơn).



Hình 4.4 Cấu trúc vùng năng lượng của một số chất bán dẫn quan trọng

Vùng dẫn bao gồm một số siêu vùng. Đáy của vùng dẫn có thể xuất hiện dọc theo các trục $\langle 111 \rangle$ (Δ hay L), dọc theo trục $\langle 100 \rangle$ (Δ hay X) hoặc là tại $k=0$ (Γ). Nếu chỉ xem xét sự đối xứng không thôi thì không xác định được vị trí của cực tiểu vùng dẫn. Các kết quả thực nghiệm chỉ ra rằng trong Ge thì cực tiểu nằm trong các trục $\langle 111 \rangle$; trong Si nằm trong các trục $\langle 100 \rangle$ và trong GaAs cực tiểu vùng dẫn nằm tại $k=0$.

Đối với Ge có tám nửa hình xoay khối ellipse dọc theo các trục $\langle 111 \rangle$, biên của vùng Brillouin tại tâm các hình xoay khối ellipse và các mặt năng lượng không đổi được hội tụ gần các điểm L tạo nên 4 hình ellipse hoàn chỉnh. Đối với Si có 6 hình khối xoay ellipse dọc theo các trục $\langle 100 \rangle$ với tâm của các hình khối xoay ellipse nằm ở khoảng $1/2$ khoảng cách kể từ tâm vùng Brillouin. Đối với vật liệu GaAs thì mặt phẳng năng lượng không đổi là hình cầu có tâm tại tâm của vùng Brillouin. Bằng cách khớp các kết quả thực nghiệm với bảng parabol chúng ta sẽ nhận được một cặp giá trị khối lượng hiệu dụng đối với vật liệu GaAs, 2 cặp đối với Ge và Si.



Hình 4.5. Hình dáng các mặt năng lượng không đổi của Si, Ge và GaAs

4.3.4. Vùng cấm trực tiếp và vùng cấm không trực tiếp

Bán dẫn có vùng cấm mà ở đó đỉnh cực đại của vùng hoá trị và đáy cực tiểu của vùng dẫn nằm trên cùng một giá trị số sóng k thì gọi là bán dẫn có vùng cấm trực tiếp (còn được gọi là bán dẫn có vùng cấm thẳng). Bán dẫn có vùng cấm thẳng có tính chất quang tốt nên được sử dụng để chế tạo các linh kiện phát quang.

Bán dẫn có vùng cấm mà ở đó đáy của vùng dẫn và đỉnh của vùng hoá trị không nằm trên cùng một giá trị số sóng k thì gọi là bán dẫn không trực tiếp (còn được gọi là bán dẫn vùng cấm không thẳng). Loại bán dẫn này thường rất ít được sử dụng trong chế tạo các linh kiện phát quang do tính yếu kém về tính chất quang của chúng. Hình 4.6 biểu thị cấu trúc $(E-k)$ của hai loại vùng cấm thẳng (của GaAs) và vùng cấm không thẳng (của Si) được vẽ đơn giản từ một số nhánh từ hình vẽ 4.4. Để cho tiện mô tả thì người ta thường mô tả độ rộng của các vùng cấm bằng hai dải vùng năng lượng: vùng hóa trị và vùng dẫn như bên phía trái cạnh cấu trúc $(E-k)$ của vùng năng lượng.

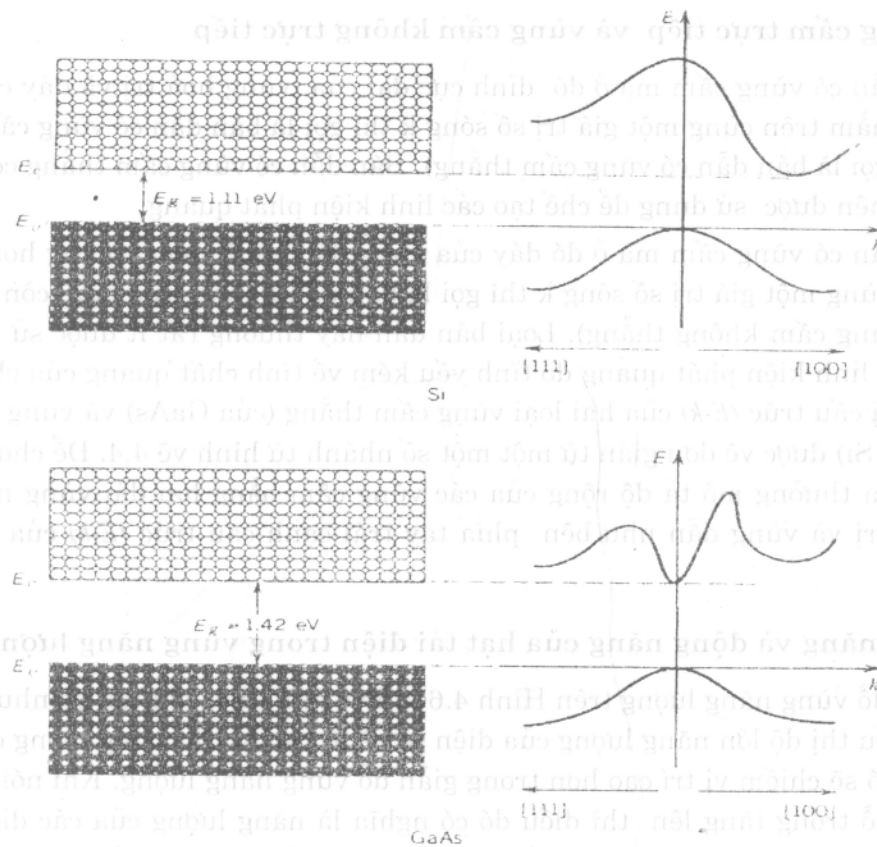
4.3.5. Thế năng và động năng của hạt tải điện trong vùng năng lượng

Giản đồ vùng năng lượng trên Hình 4.6 khi vẽ minh họa chi tiết ra như trên Hình 4.7 còn biểu thị độ lớn năng lượng của điện tử và lỗ trống. Khi năng lượng của điện tử tăng lên, nó sẽ chiếm vị trí cao hơn trong giản đồ vùng năng lượng. Khi nói rằng năng lượng của lỗ trống tăng lên thì điều đó có nghĩa là năng lượng của các điện tử khác trong vùng hóa trị tăng lên. Như thế, một số điện tử hóa trị sẽ chiếm các vị trí cao hơn trong giản đồ vùng.

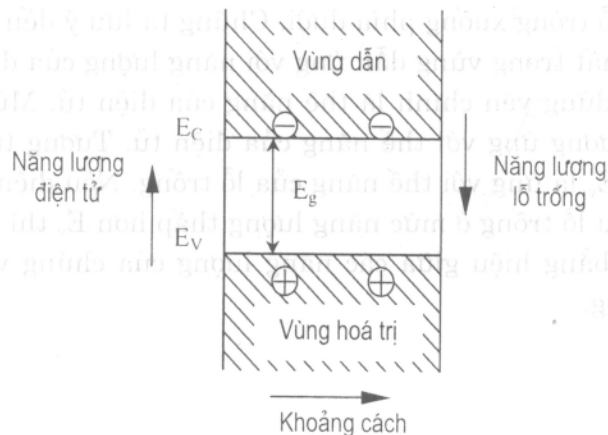
Do vậy trong vùng hóa trị sự tăng năng lượng của lỗ trống được biểu diễn bởi sự chuyển động của lỗ trống xuống phía dưới. Chúng ta lưu ý đến một điều quan trọng ở đây là mức thấp nhất trong vùng dẫn ứng với năng lượng của điện tử đứng yên. Năng lượng của điện tử đứng yên chính là thế năng của điện tử. Mức năng lượng tại đáy của vùng dẫn E_c tương ứng với thế năng của điện tử. Tương tự, mức năng lượng tại đỉnh vùng hóa trị E_v là ứng với thế năng của lỗ trống. Nếu điện tử ở mức năng lượng cao hơn E_c hoặc nếu lỗ trống ở mức năng lượng thấp hơn E_v thì các điện tử và lỗ trống này có động năng bằng hiệu giữa các năng lượng của chúng và năng lượng ứng với mép vùng tương ứng.



Hình 4.7 Sơ minh họa năng lượng điện tử và lỗ trống trong giản đồ vùng năng lượng



Hình 4.6 Bán dẫn có vùng cấm gián tiếp (Si) (phía trên)
và vùng cấm trực tiếp (GaAs) (phía dưới)



Hình 4.7 Sự minh họa năng lượng điện tử
và lỗ trống trong giản đồ vùng năng lượng

4.3.6. Sự phụ thuộc của độ rộng vùng cấm vào nhiệt độ

Ở nhiệt độ phòng và điều kiện áp suất bình thường, giá trị độ rộng vùng cấm của Ge là 0,66 eV; của Si là 1,12 eV và của GaAs là 1,42 eV. Đây là các giá trị đối với các vật liệu có độ sạch cao. Đối với các vật liệu pha tạp cao thì độ rộng vùng cấm sẽ nhỏ hơn do hiệu ứng hẹp vùng cấm gây ra. Sở dĩ có hiện tượng này là vì các mức năng lượng của các donor (hay acceptor) nằm gần mép vùng dẫn (hay mép vùng hoá trị) lan rộng ra hòa vào mép vùng dẫn (hay mép vùng hoá trị) gây ra sự hẹp vùng cấm. Các kết quả thực nghiệm chỉ ra rằng độ rộng vùng cấm của phần lớn bán dẫn giảm theo sự tăng của nhiệt độ. Hình 4.8 chỉ ra độ rộng vùng cấm phụ thuộc vào nhiệt độ của ba loại vật liệu Ge, Si và GaAs. Sự thay đổi của độ rộng vùng cấm vào nhiệt độ có thể biểu thị gần đúng theo hàm sau đây:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(T + \beta)} \quad (4.11)$$

$$E_g(T) = 1,17 - \frac{(4,73 \times 10^{-4})T^2}{(T + 636)} \quad \text{cho Si} \quad (4.12.a)$$

$$E_g(T) = 1,52 - \frac{(5,4 \times 10^{-4})T^2}{(T + 204)} \quad \text{cho GaAs.} \quad (4.12.b)$$

Đại lượng dE_g/dT là âm cho cả hai loại bán dẫn Si và GaAs.

4.4. KHỐI LƯỢNG HIỆU DỤNG

Khối lượng hiệu dụng thông thường là một tensor với các thành phần m_{ij}^* được định nghĩa như sau:

$$\frac{1}{m_{ij}^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(\mathbf{k})}{\partial k_i \partial k_j} \quad (4.13)$$

Trong thực tế khi điện tử chạy trong môi trường tự do hay trong mạng tinh thể chúng có một động lượng nhất định. Khi điện tử chạy trong môi trường tự do thì thường chúng có thể tự do di chuyển, còn khi điện tử chạy trong mạng tinh thể các điện tử bị ảnh hưởng bởi các hố thế năng của mạng tinh thể, chính vì vậy cần phân biệt khối lượng trong môi trường tự do và trong mạng tinh thể. Quan hệ giữa động năng, năng lượng E và khối lượng hạt tải trong hai trường hợp cũng khác nhau. Trong trường hợp ở môi trường tự do, động năng của điện tử tự do có thể viết như sau:

$$E = \frac{P^2}{2m_0} \quad (4.14)$$

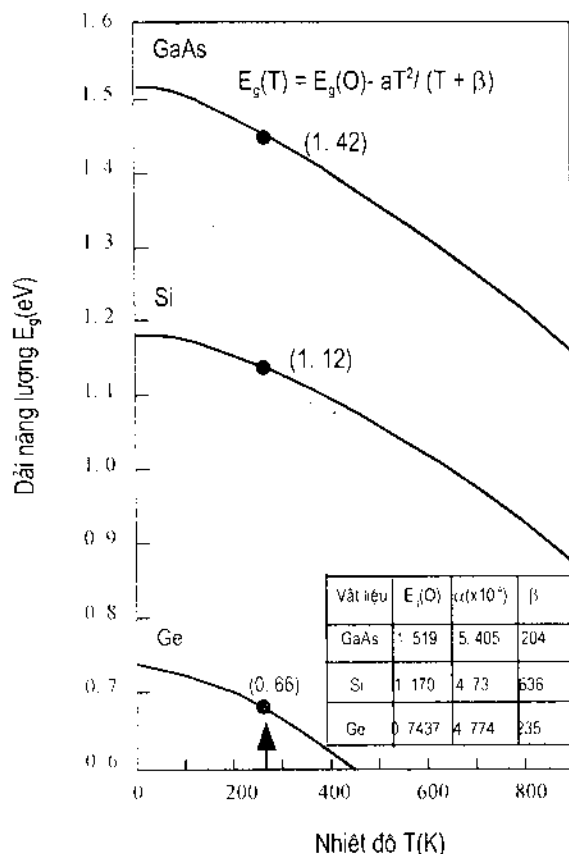
trong đó P là động lượng của điện tử, m_0 là khối lượng của điện tử tự do. Một cách tương tự chúng ta có thể viết mối quan hệ giữa năng lượng, động lượng của điện tử trong mạng tinh thể có thể năng tuần hoàn như sau:

$$E = \frac{P^2}{2m_n} \quad (4.15)$$

trong đó $\bar{P}$ là động lượng của điện tử trong mạng tinh thể, m_n là khối lượng hiệu dụng. Từ biểu thức này có thể định nghĩa khối lượng hiệu dụng của điện tử như sau:

$$m_n = \left[\frac{d^2 E}{d\bar{p}^2} \right]^{-1} \quad (4.16)$$

Một cách tương tự, chúng ta có thể viết biểu thức cho khối lượng hiệu dụng của lỗ trống.



Hình 4.8. Sự phụ thuộc của độ rộng vùng cấm vào nhiệt độ của Ge, Si và GaAs

4.5. HÀM FERMI - DIRAC

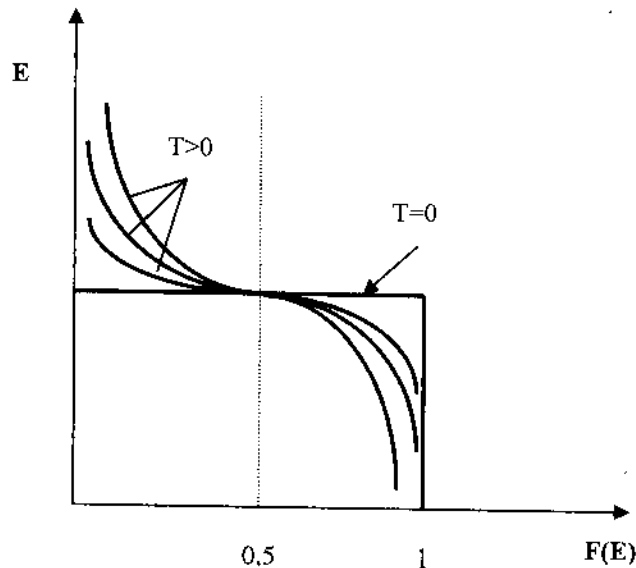
Phân bố năng lượng của các điện tử trong chất rắn tuân theo các qui luật của phép thống kê Fermi - Dirac. Phân bố Fermi- Dirac cho biết xác suất mà một trạng thái điện tử có năng lượng E bị chiếm bởi một điện tử. Hàm này chứa thông số E_F , được gọi là mức Fermi. Định nghĩa chặt chẽ về mức Fermi đó chính là thế năng hóa học của các điện tử trong chất rắn. Khái niệm mức năng lượng Fermi có ý nghĩa quan trọng đặc biệt trong lý thuyết bán dẫn. Đặc tính dẫn điện của bán dẫn phụ thuộc nhiều vào nồng độ hạt tích điện trong bán dẫn. Theo lý thuyết thống kê Fermi - Dirac, xác suất để điện tử trong bán dẫn chiếm chỗ tại mức năng lượng E sẽ là:

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{k_B T}} \quad (4.17)$$

trong đó k_B là hằng số Boltzman; T là nhiệt độ tuyệt đối; E_F là mức năng lượng Fermi.. Từ phương trình (4.17) chúng ta thấy ngay mức năng lượng Fermi chính là mức năng lượng tại đó xác suất điện tử chiếm chỗ bằng 1/2. Nếu xét sự phân bố điện tử ở độ không tuyệt đối ($T=0$ K), các mức năng lượng $E < E_F$ bị chiếm đầy hoàn toàn (xác suất bằng 1), còn các mức năng lượng $E > E_F$ bị bỏ trống hoàn toàn (xác suất bằng 0). Tại nhiệt độ lớn hơn nhiệt độ không tuyệt đối ($T > 0$ K), xác suất chiếm chỗ của điện tử giảm dần từ mức năng lượng thấp đến mức năng lượng cao. Điều này được minh hoạ trên Hình 4.9.

Giả thiết rằng bán dẫn đang xét có mức Fermi nếu nằm gần phía vùng dẫn nhưng vẫn luôn cách đáy vùng này một khoảng lớn hơn $2kT$. Những bán dẫn mà mức Fermi dịch lên phía đáy vùng dẫn hoặc dịch xuống phía đỉnh vùng hoá trị nhưng vẫn luôn cách chúng một khoảng lớn hơn $2kT$ gọi là những bán dẫn không suy biến. Khi ấy xác suất chiếm mức năng lượng của điện tử và lỗ trống có thể viết gần đúng như hai phương trình sau đây:

$$F(E) \approx \exp \left(- \frac{E - E_F}{k_B T} \right) \quad (4.18)$$



Hình 4.9. Sự minh họa hàm phân bố Fermi - Dirac phụ thuộc vào nhiệt độ

Nếu $F(E)$ là xác suất điện tử chiếm mức năng lượng E thì xác suất để lỗ trống chiếm mức năng lượng ấy là $[1-F(E)]$.

$$[1 - F(E)] \approx \exp\left(-\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right) \quad (4.19)$$

Khi pha tạp với loại dẫn khác nhau (loại n, p) với nồng độ khác nhau thì mức Fermi cũng thay đổi khác nhau. Trong bán dẫn thuần, số các trạng thái năng lượng trong vùng dẫn và vùng hóa trị bằng nhau và nếu số các điện tử trong vùng dẫn và số các lỗ trống trong vùng hóa trị cũng bằng nhau thì mức Fermi sẽ phải nằm ở giữa vùng cấm. Tuy nhiên trong thực tế, mức Fermi này nằm gần giữa vùng cấm, mức này gọi là mức Fermi thuần và được ký hiệu bằng E_i .

Trong bán dẫn loại n, nồng độ các điện tử trong vùng dẫn lớn hơn so với trường hợp bán dẫn thuần. Tuy nhiên, do mật độ các trạng thái năng lượng trong vùng dẫn cũng giống như trong trường hợp thuần, cho nên mức Fermi trong bán dẫn loại n và cùng với nó là toàn bộ hàm phân bố Fermi - Dirac sẽ dịch lên phía trên. Ngược lại, trong bán dẫn loại p mức Fermi và hàm phân bố Fermi - Dirac đều bị dịch xuống dưới. Hai trường hợp này được minh họa trên hình 4.12. ở trong phần sau.

4.6. BÁN DẪN THUẦN, BÁN DẪN LOẠI N, LOẠI P, BÁN DẪN BÙ TRỪ VÀ BÁN DẪN SUY BIẾN

4.6.1. Bán dẫn thuần

Bán dẫn thuần, trong trường hợp lí tưởng, là bán dẫn tinh khiết không có tạp chất. Trong bán dẫn thuần Si, mỗi nguyên tử Si góp 4 điện tử hoá trị với 4 nguyên tử Si xung quanh tạo nên liên kết hoá trị. Đối với bán dẫn sạch ở nhiệt độ 0 K, vùng hoá trị bị lấp đầy bởi điện tử còn vùng dẫn thì bị rỗng. Khi nhiệt độ lớn hơn nhiệt độ không tuyệt đối, do thu được năng lượng nhiệt, một số điện tử từ vùng hoá trị nhảy lên vùng dẫn trở thành điện tử tự do, sẵn sàng tham gia vào thành phần dòng điện. Khi ấy trong vùng hoá trị do thiếu hụt điện tử nên xuất hiện mức năng lượng lỗ trống. Điện tử ở xung quanh có thể nhảy vào chỗ lỗ trống lấp đầy lỗ trống này, một lỗ trống mới xuất hiện. Quá trình nhiều bước nhảy của các điện tử như thế này khiến chúng ta cảm nhận là lỗ trống di chuyển đi, hay nói một cách khác thành phần dòng lỗ trống trong vùng hoá trị tham gia vào quá trình dẫn điện nói chung. Như vậy trong bán dẫn có hai loại hạt tải điện: điện tử và lỗ trống, mật độ của chúng ngang bằng nhau. Mức Fermi trong bán dẫn thuần nằm ở gần giữa vùng cấm.

4.6.2. Bán dẫn loại n, nguyên tử donor

Khi pha một nguyên tử có ở nhóm V trong bảng tuần hoàn (P, As, Sb...) vào bán dẫn, thí dụ pha nguyên tử photpho vào Si, các nguyên tử nhóm V có thể thay thế các nguyên tử Si có trong mạng tinh thể. Một nguyên tử tạp chất photpho ở nút mạng có 5 điện tử, nó thay thế một nguyên tử Si ở nút mạng và có một điện tử mang điện tích âm dư ra (vì liên kết trong mạng silic chỉ cần 4 điện tử). Nguyên tử photpho cho một điện tử vào vùng dẫn. Vật liệu bán dẫn được pha tạp photpho cho điện tử dư mang

điện tích âm, nó được gọi là bán dẫn loại n (n là chữ viết tắt của "negative charge"). Những tạp chất thuộc nhóm V kể trên được gọi là *những đônô* (tạp chất cho điện tử). Khi pha các tạp chất này vào bán dẫn, các nguyên tử nhóm V thông thường bị ion hóa hoàn toàn, chúng cho những điện tử tự do và trở thành những ion dương. Số lượng điện tử tự do trong bán dẫn loại n nhiều hơn hẳn số lỗ trống, bởi vậy trong trường hợp này gọi điện tử là hạt dẫn đa số, lỗ trống là hạt dẫn thiểu số. Tính dẫn điện trong bán dẫn loại n do điện tử quyết định. Mức Fermi của bán dẫn loại n được dịch lên phía trên gần mép vùng dẫn phụ thuộc vào độ lớn của nồng độ hạt tải loại n. Tỷ số nguyên tử tạp chất nhóm V so với số nguyên tử bán dẫn gốc có độ lớn khoảng từ 10^{-8} đến 10^{-3} tùy theo mục đích sử dụng.

4.6.3. Bán dẫn loại p và nguyên tử acceptor

Khi pha nguyên tử ở nhóm III trong bảng tuần hoàn như In, Ga, B, Al vào bán dẫn Si, nguyên tử nhóm III sẽ thay thế một số nguyên tử Si trong nút mạng. Vì Bo có 3 điện tử nên khi nó ở trong mạng Si, Bo thiếu một điện tử. Một điện tử được nhận thêm vào để cho đủ 4 điện tử tạo thành liên kết hoá trị 4 xung quanh nguyên tử Bo. Khi một điện tử từ một chỗ nào đó trong mạng bán dẫn đến liên kết với nguyên tử Bo sẽ để lại sau nó một lỗ trống mang điện dương. Lỗ trống này được hình thành trong vùng hoá trị. Đây là bán dẫn loại p (p là chữ viết tắt của positive charge). Bán dẫn này mang nhiều điện tích dương. Nguyên tử Bo gọi là *nguyên tử acceptor* (nhận). Khi pha các acceptor vào bán dẫn, thông thường chúng bị ion hoá trở thành những ion âm và làm xuất hiện trong tinh thể bán dẫn những lỗ trống. Mức Fermi của bán dẫn loại p được dịch xuống phía dưới gần mép vùng hoá trị phụ thuộc vào độ lớn của nồng độ hạt tải loại p. Trong bán dẫn loại p, số lượng lỗ trống nhiều hơn rất nhiều so với điện tử. Bởi vậy trong bán dẫn này, lỗ trống là hạt dẫn đa số, điện tử là hạt dẫn thiểu số. Tính dẫn điện của bán dẫn loại p do lỗ trống quyết định. Tỷ số nguyên tử tạp nhóm III so với số nguyên tử bán dẫn Si gốc có độ lớn khoảng từ 10^{-8} đến 10^{-4} tùy theo mục đích sử dụng.

4.6.4. Bán dẫn bù trừ

Trong thực tế rất nhiều trường hợp trong bán dẫn cùng chứa đựng cả hai tạp chất loại n và loại p với các nồng độ khác nhau. Khi đó nồng độ hạt tải tổng cộng của chúng bù trừ cho nhau, loại bán dẫn nào có nồng độ lớn hơn, sau khi bù trừ, sẽ nổi trội hơn. Bán dẫn có đặc điểm như thế này còn được gọi là bán dẫn bù trừ. Trong chuyển tiếp PN, tại chính vị trí miền chuyển tiếp số lượng hai loại hạt tải bằng nhau, hiệu của chúng bằng $p-n = 0$.

4.6.5. Bán dẫn suy biến

Trong thực tế khi pha tạp loại n với nồng độ cao (thường nồng độ tạp trên 10^{19} at/cm³) thì mức Fermi có thể dịch lên gần mép vùng cấm hoặc có thể xâm nhập vào trong vùng dẫn. Khi pha tạp loại p với nồng độ cao mức Fermi dịch xuống phía dưới gần mép vùng hoá trị hoặc nằm vào trong vùng hoá trị. Trong trường hợp này thì tính

chất của bán dẫn thay đổi nhiều. Một số tính chất giống kim loại xuất hiện. Độ rộng vùng cấm có thể bị hẹp lại, hàm phân bố Fermi không còn phù hợp trong trường hợp này. Bán dẫn kiểu này gọi là bán dẫn suy biến. Trong khi làm linh kiện bán dẫn và vi mạch có ít trường hợp sử dụng loại bán dẫn kiểu này, tuy nhiên trong các laser bán dẫn, tunnel diode, diode ngược... thì vai trò của các bán dẫn suy biến rất quan trọng và được sử dụng nhiều. Về giản đồ vùng năng lượng bán dẫn thuần, loại n, loại p được miêu tả trên Hình 4.12 phần sau.

4.7. CÁC CÔNG THỨC QUAN TRỌNG CỦA BÁN DẪN TẠI CÂN BẰNG

4.7.1. Nồng độ điện tử, lỗ trống và mật độ các trạng thái trong vùng dẫn và vùng hoá trị

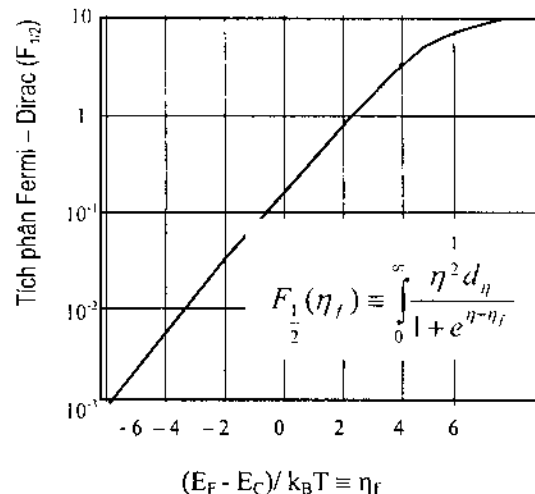
Nồng độ điện tử trong vùng dẫn bằng tích số giữa hàm phân bố nồng độ trạng thái trong vùng dẫn và hàm xác suất điện tử chiếm các trạng thái năng lượng ấy. Lấy tích phân hàm phân bố nồng độ này từ đáy vùng dẫn đến đỉnh trên của nó sẽ được nồng độ điện tử trong vùng dẫn:

$$n = \int_{E_c}^{E_{top}} N_c(E) F(E) dE = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_t - E_c}{k_B T} \right) \quad (4.20)$$

Nồng độ lỗ trống trong vùng hoá trị được xác định bằng cách tương tự, ta sẽ có :

$$p = \int_{E_{đáy}}^{E_v} N_v(E) [1 - F(E)] dE = N_v \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_v - E_f}{k_B T} \right) \quad (4.21)$$

Hàm tích phân Fermi-Dirac, $F_{1/2}$ có thể xem trong Hình 4.10. Ở đây cần nhấn mạnh thêm rằng các biểu thức tính nồng độ hạt tải điện ở trên đây chỉ là gần đúng. Tuy nhiên kết quả tìm được cũng khá chính xác, vì từ hàm xác suất (4.21) nhận thấy xác suất tồn tại các hạt tải giảm đi rất nhanh kể từ đỉnh vùng hóa trị trở xuống và từ đáy vùng dẫn trở lên.



Hình 4.10. Sự biến thiên của hàm tích phân Fermi-Dirac, $F_{1/2}(\eta_f)$

Do vậy chỉ cần áp dụng các biểu thức xác định nồng độ trạng thái tại miền gần đỉnh vùng hóa trị và đáy vùng dẫn là đủ, tức hàm mật độ các trạng thái hiệu dụng ở vùng dẫn và vùng hoá trị. Để tính nồng độ hạt tải điện trong vùng dẫn hay vùng hóa trị, ngoài hàm xác suất ra còn phải biết mật độ phân bố các trạng thái năng lượng.

Người ta đã chứng minh được rằng, ở miền gần đáy vùng dẫn ($E > E_c$), mật độ các trạng thái năng lượng ở đáy vùng dẫn được xác định bằng biểu thức:

$$N_c(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (4.22)$$

Tương tự, mật độ trạng thái ở miền gần đỉnh vùng hóa trị ($E < E_v$) được xác định bằng biểu thức

$$N_v(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (4.23)$$

Trong các biểu thức (4.22) và (4.23), m_n^* và m_p^* lần lượt là khối lượng hiệu dụng của điện tử trong vùng dẫn và lỗ trống trong vùng hoá trị. Đối với bán dẫn thuần, nồng độ trạng thái trong vùng cấm $N(E) = 0$. Khi bán dẫn chưa suy biến, lúc này mức Fermi còn nằm dưới mép vùng dẫn cỡ vài kT thì tích phân Fermi-Dirac, $F_{1/2}$ có giá trị gần đúng là $\sqrt{\pi} \exp[(F_F - E_c)/2]$. Thay các biểu thức (4.22 và (4.23) vào các biểu thức tính nồng độ hạt tải trong (4.20), (4.21) biến đổi chúng ta sẽ có:

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right) = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{k_B T}\right) \quad (4.24)$$

Gọi N_c là mật độ trạng thái hiệu dụng trong vùng dẫn, có thể dễ dàng viết được giá trị của N_c :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.25)$$

ở đây m_n^* là khối lượng hiệu dụng của điện tử. Tương tự như trên, chúng ta tính được nồng độ của lỗ trống trong vùng hoá trị:

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{k_B T}\right) \quad (4.26)$$

trong đó

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (4.27)$$

Ở đây m_p^* là khối lượng hiệu dụng của lỗ trống, N_v là mật độ trạng thái hiệu dụng trong vùng hóa trị, nó tương ứng với mật độ trạng thái ở trên mức E_v khi nồng độ lỗ trống là p và E_v là mức cho phép trong vùng hóa trị. Khi nhân hai vế tương ứng của biểu thức (4.26) và (4.24) ta được biểu thức quan trọng sau:

$$n p = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (4.28)$$

trong đó $E_g = (E_c - E_v)$ là độ rộng vùng cấm của vật liệu bán dẫn. Chúng ta có thể rút ra kết luận sau: *Tích số giữa nồng độ điện tử và nồng độ lỗ trống của bán dẫn không suy biến bất kì chỉ phụ thuộc vào độ rộng vùng cấm và nhiệt độ, không phụ thuộc vào vị trí mức Fermi. Nói cách khác nó không phụ thuộc vào mức độ pha tạp chất của bán dẫn.* Kết luận trên đây có ý nghĩa thực tế: khi biết nồng độ điện tử trong một bán dẫn nào đó, có thể tìm được nồng độ lỗ trống hoặc ngược lại.

4.7.2. Trường hợp trong bán dẫn thuần

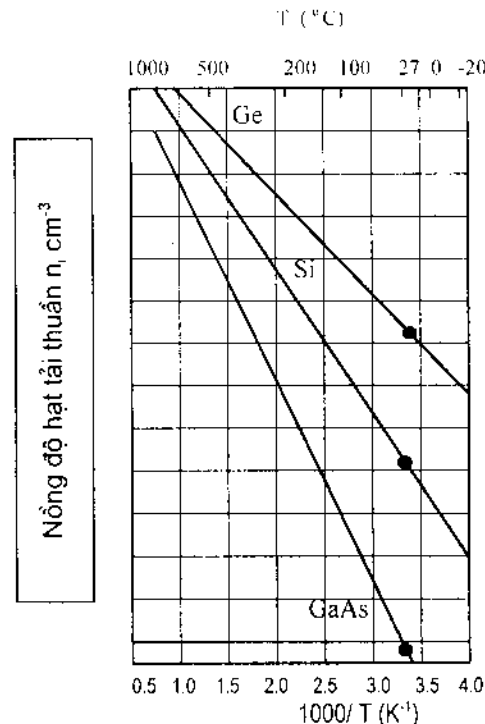
Đối với bán dẫn thuần, khi có kích thích nhiệt có bao nhiêu điện tử nhảy từ vùng hoá trị lên vùng dẫn thì sẽ để lại trong vùng hóa trị bấy nhiêu lỗ trống. Do vậy nồng độ điện tử và lỗ trống luôn bằng nhau:

$$n_i = p_i \quad (4.29)$$

ở đây n_i và p_i gọi là nồng độ hạt tải thuần, ở đó:

$$n_i = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (4.30)$$

$$p_i = N_v \exp\left(-\frac{E_{Fi} - E_v}{k_B T}\right) \quad (4.31)$$



Hình 4.11. Sự phụ thuộc của độ rộng vùng cấm vào nhiệt độ của Ge, Si và GaAs

Đối với bán dẫn thuần, trong điều kiện cân bằng động học có thể viết:

$$np = n_i^2 \quad (4.32)$$

Nó được xác định bằng biểu thức

$$n_i^2 = AT^3 \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (4.33)$$

E_g ở đây là độ rộng vùng cấm của bán dẫn, đối với Ge là 0,67eV còn đối với Si là 1,11eV và GaAs là 1,42 eV. Hệ số A trong biểu thức (4.33) được biểu thị như sau:

$$A = \frac{32\pi^2 k_B^3}{h^3} (m_n^* m_p^*)^{3/2} \quad (4.34)$$

Nồng độ điện tử và lỗ trống có thể biểu thị qua nồng độ hạt tải thuần và mức Fermi như sau :

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (4.35)$$

$$p = n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (4.36)$$

4.7.3. Trường hợp bán dẫn không thuần

Giả thiết trong bán dẫn loại n, tại nhiệt độ phòng các donor đều bị ion hóa. Khi ấy trong vùng dẫn, nồng độ điện tử tăng lên một lượng bằng nồng độ tạp chất donor N_D pha vào bán dẫn. Biết rằng nồng độ hiệu dụng các trạng thái có thể bị chiếm trong vùng dẫn là N_c . Những trạng thái này có thể được điền đầy bởi các điện tử từ vùng hóa trị hay từ các donor. Trên thực tế các điện tử từ donor sẽ điền đầy các trạng thái ở những vị trí thấp nhất trong vùng dẫn. Có thể coi gần đúng số trạng thái bị chiếm đầy bằng tỉ số N_D/N_c . Do đó những điện tử nhảy từ vùng hóa trị lên phải có năng lượng đủ lớn để chiếm các mức năng lượng cao hơn trong vùng dẫn. Xác suất để điện tử chiếm các mức năng lượng cao thường rất nhỏ, bởi vậy xác suất xuất hiện các lỗ trống trong vùng hóa trị ở đây rất ít. Chính vì vậy trong giản đồ vùng năng lượng của bán dẫn loại n, mức Fermi phải dịch chuyển lên phía trên gần đáy vùng dẫn. Sự dịch nhiều hay ít của mức Fermi lên phía trên phụ thuộc vào nồng độ điện tử cao hay thấp. Với cách lí luận tương tự có thể thấy trong bán dẫn loại p mức Fermi dịch xuống phía dưới.

Hình 4.12 biểu thị giản đồ năng lượng, hàm phân bố các trạng thái, hàm phân bố Fermi -Dirac và nồng độ các hạt tải loại n, p trong bán dẫn thuần, bán dẫn loại n và loại p. Các hình vẽ trong giản đồ này tóm lược những đặc điểm quan trọng nhất của ba loại bán dẫn thuần, loại n và loại p. Hiểu và nắm chắc được các đặc tính này tức đã nắm được một số nét cốt lõi của ba loại bán dẫn. Có thể giải thích sơ lược các hình vẽ này như sau: Từ Hình 4.12 thấy trong bán dẫn thuần, mức Fermi nằm ở gần giữa vùng cấm. Số hạt tải ở vùng hóa trị và vùng dẫn bằng nhau. Hàm phân bố điện tử và lỗ trống theo năng lượng bằng nhau (trên hình vẽ chúng có diện tích như nhau), hàm

Fermi-Dirac cắt mức Fermi thuần ở giá trị xác suất 0,5. Trong bán dẫn loại n, nồng độ điện tử trong vùng dẫn lớn hơn nhiều so với nồng độ lỗ trống trong vùng hoá trị. Trong vùng cấm xuất hiện một dải năng lượng tạp chất N_D hẹp trong giản đồ hàm mật độ trạng thái. Mức Fermi dịch lên phía trên. Đối với bán dẫn loại p cũng lí luận tương tự. Ở đây có một dải năng lượng tạp chất acceptor hẹp N_A nằm trong vùng cấm. Mức Fermi dịch chuyển xuống phía dưới gần đỉnh vùng hóa trị.

Như đã phân tích ở trên, trong các bán dẫn pha tạp loại n hay loại p, số hạt dẫn trội lên không phải do sự phát xạ cặp điện tử lỗ trống mà do sự ion hóa các nguyên tử tạp chất. Bởi vậy để tìm nồng độ hạt dẫn pha tạp số hạt dẫn trội lên không phải do sự phát xạ cặp điện tử lỗ trống mà do sự ion hoá các nguyên tử tạp chất. Vậy khi tính toán cần phải biết nồng độ các donor và acceptor bị ion hóa. Các nguyên tử tạp chất tạo ra các mức năng lượng trong vùng cấm, mỗi trạng thái năng lượng trong đó chỉ có có thể có một điện tử chiếm chỗ. Nồng độ các donor và acceptor bị ion hóa khi ấy tính bằng các biểu thức sau:

$$N_D^+ = N_D \frac{1}{1 + 2 \exp\left(-\frac{E_d - E_F}{k_B T}\right)} \quad (4.37)$$

$$N_A^- = N_A \frac{1}{1 + 2 \exp\left(-\frac{E_F - E_a}{k_B T}\right)} \quad (4.38)$$

trong đó N_D^+, N_A^- lần lượt là nồng độ nguyên tử donor và acceptor bị ion hóa; N_D, N_A lần lượt là nồng độ donor và acceptor được pha vào bán dẫn khi chưa bị ion hóa. E_d và E_a là các mức năng lượng của nguyên tử tạp chất donor và acceptor.

Giả thiết rằng bán dẫn đang nghiên cứu là bán dẫn đồng nhất và không chứa sai hỏng. Khi ở trạng thái cân bằng nhiệt động, bao giờ nó cũng thỏa mãn điều kiện trung hoà điện tích như sau:

$$q(N_D^+ - N_A^- + p - n) = 0 \quad (4.39)$$

Trong đó p và n là nồng độ điện tử và lỗ trống, q là điện tích của điện tử. Sử dụng điều kiện trung hòa điện tích cho bán dẫn pha tạp cả donor và acceptor sẽ được:

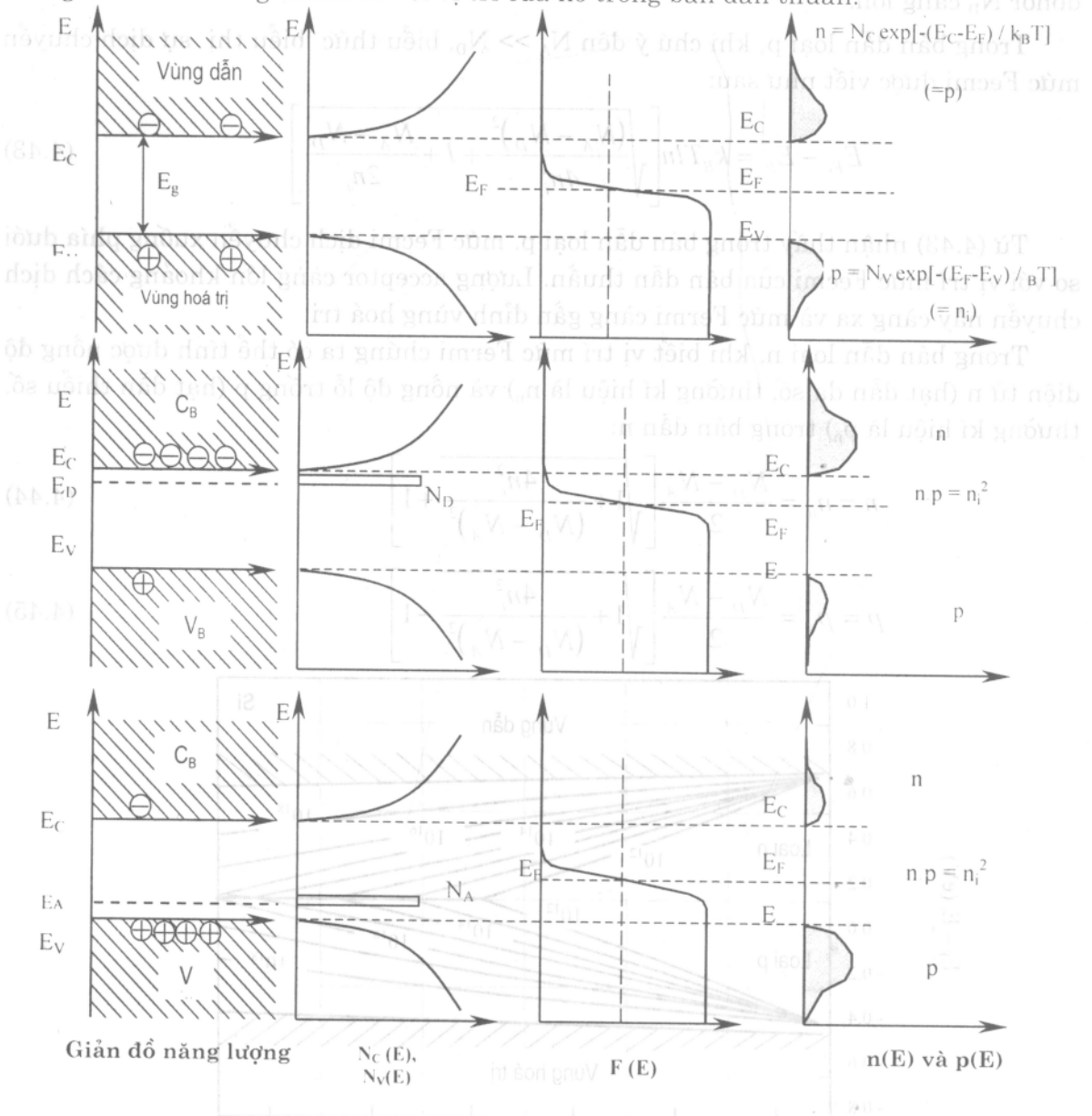
$$\frac{N_D}{1 + 2 \exp\left(-\frac{E_D - E_F}{k_B T}\right)} - n \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) = \frac{N_A}{1 + 2 \exp\left(-\frac{E_F - E_A}{k_B T}\right)} - p \exp\left(-\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (4.40)$$

Về mặt nguyên tắc trên cơ sở biểu thức (4.40) có thể tìm được vị trí mức Fermi trong bán dẫn đã cho. Tuy nhiên việc giải phương trình (4.40) một cách trực tiếp có rất nhiều khó khăn. Để đơn giản người ta đã sử dụng một số giả thiết gần đúng, khi đó sẽ thu được nghiệm gần đúng.

Giả thiết rằng ở nhiệt độ phòng, các nguyên tử tạp chất đều đã ion hóa, nghĩa là $N_D^+ = N_D$ và $N_A^+ = N_A$. Nếu điều kiện này thỏa mãn thì một số hạng có thể bỏ qua vì chúng rất nhỏ so với 1. Sau khi đơn giản, biểu thức (4.40) có dạng:

$$N_D - n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) = N_A - n_i \exp\left(-\frac{E_F - E_{Fi}}{k_B T}\right) \quad (4.41)$$

Dựa vào biểu thức (4.41), chúng ta tính được sự di chuyển của vị trí mức Fermi trong bán dẫn không thuần so với vị trí của nó trong bán dẫn thuần.



Hình 4.12. Giản đồ năng lượng, mật độ các trạng thái trong vùng dẫn - vùng hoá trị $N(E)$, hàm phân bố Fermi $F(E)$ và nồng độ hạt tải $n(E)$, $p(E)$ của bán dẫn thuần, loại n và loại p theo thứ tự từ trên xuống dưới.

Trong bán dẫn loại n vì $N_D \gg N_A$ nên sự di chuyển mức Fermi có thể được xác định bằng biểu thức:

$$E_F - E_{Fi} = k_B T \ln \left[\sqrt{\frac{(N_D - N_A)^2}{4n_i^2} + 1} + \frac{N_D - N_A}{2n_i} \right] \quad (4.42)$$

Rõ ràng mức Fermi trong bán dẫn n nằm phía trên mức Fermi trong bán dẫn thuần E_{Fi} . Mức Fermi càng dịch chuyển lên phía trên gần đáy vùng dẫn khi mật độ donor N_D càng lớn.

Trong bán dẫn loại p, khi chú ý đến $N_A \gg N_D$, biểu thức biểu thị sự dịch chuyển mức Fermi được viết như sau:

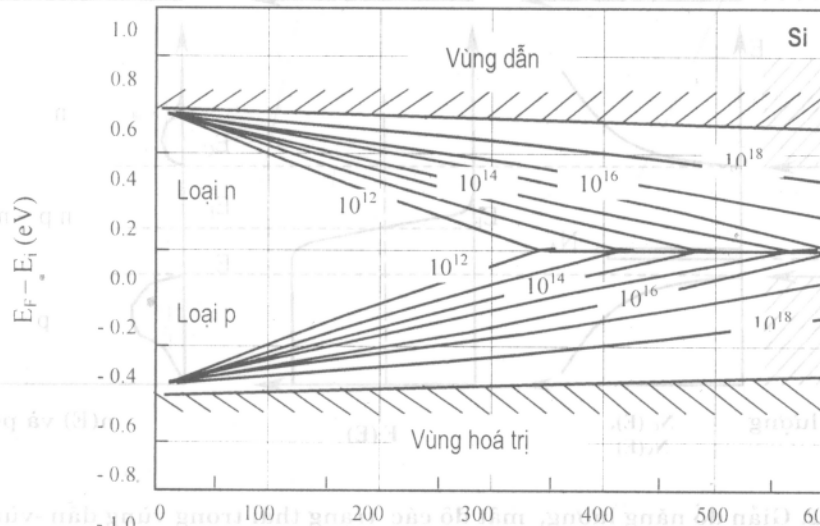
$$E_{Fi} - E_F = k_B T \ln \left[\sqrt{\frac{(N_A - N_D)^2}{4n_i^2} + 1} + \frac{N_A - N_D}{2n_i} \right] \quad (4.43)$$

Từ (4.43) nhận thấy trong bán dẫn loại p, mức Fermi dịch chuyển xuống phía dưới so với vị trí mức Fermi của bán dẫn thuần. Lượng acceptor càng lớn khoảng cách dịch chuyển này càng xa và mức Fermi càng gần đỉnh vùng hoá trị.

Trong bán dẫn loại n, khi biết vị trí mức Fermi chúng ta có thể tính được nồng độ điện tử n (hạt dẫn đa số, thường kí hiệu là n_n) và nồng độ lỗ trống p (hạt dẫn thiểu số, thường kí hiệu là p_n) trong bán dẫn n:

$$n = n_n = \frac{N_D - N_A}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{(N_D - N_A)^2}} + 1 \right] \quad (4.44)$$

$$p = p_n = \frac{N_D - N_A}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{(N_D - N_A)^2}} - 1 \right] \quad (4.45)$$



Hình 4.13. Độ rộng vùng cấm thay đổi theo sự biến thiên của nhiệt độ và nồng độ pha tạp đối với bán dẫn loại n và loại p

Trong bán dẫn loại p, khi biết mức Fermi có thể tính được nồng độ lỗ trống p (hạt dẫn đa số) và nồng độ điện tử n (hạt dẫn thiểu số) trong bán dẫn p:

$$p = p_p = \frac{N_A - N_D}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{(N_A - N_D)^2}} + 1 \right] \quad (4.46)$$

$$n = n_p = \frac{N_A - N_D}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{(N_A - N_D)^2}} - 1 \right] \quad (4.47)$$

Trong trường hợp nồng độ tạp chất tương đối lớn, nghĩa là $(N_D - N_A)$ lớn hơn đáng kể so với n_i và giả thiết điều kiện $(N_D - N_A) \ll N_c$ được thỏa mãn, đối với bán dẫn n có thể coi gần đúng:

$$n_n \approx N_D - N_A \quad (4.48)$$

và do đó nồng độ lỗ trống được tính bằng:

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{n_i^2}{N_D - N_A} \quad (4.49)$$

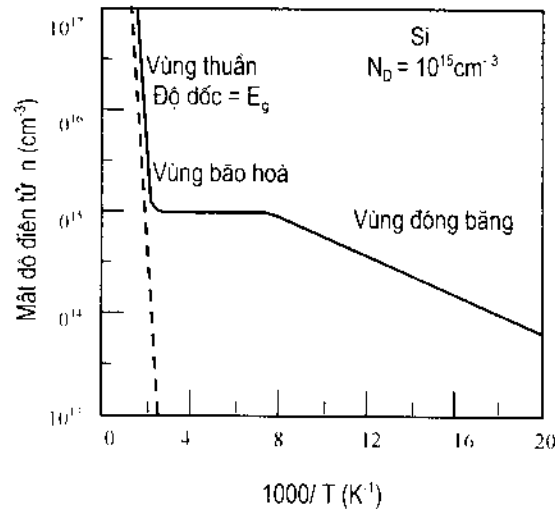
Đối với bán dẫn loại p, cũng do $(N_A - N_D)$ lớn hơn nhiều so với n_i và giả thiết thỏa mãn điều kiện $(N_A - N_D) \ll N_v$ có thể tìm được nồng độ lỗ trống và nồng độ điện tử:

$$n_p \approx N_D - N_A \quad (4.50)$$

$$p_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{n_i^2}{N_A - N_D} \quad (4.51)$$

Vị trí mức Fermi giữ vai trò rất quan trọng khi tính nồng độ hạt dẫn trong bán dẫn. Trên đây mới chỉ trình bày sự di chuyển mức Fermi do ảnh hưởng của nồng độ tạp chất. Khi nhiệt độ thay đổi vị trí mức Fermi cũng thay đổi. Hình 4.13 trình bày sự di chuyển mức Fermi trong bán dẫn Si khi nhiệt độ thay đổi và nồng độ tạp chất thay đổi.

Chúng ta hãy xét sự phụ thuộc của nồng độ phân tử tải điện cơ bản vào nhiệt độ. Hình 4.14, biểu thị các kết quả thực nghiệm đo được về nồng độ electron trong silic loại n theo nhiệt độ. Tại vùng nhiệt độ thấp, năng lượng nhiệt trong tinh thể không đủ để ion hoá tất cả các tạp chất donor. Vì vậy, nồng độ điện tử nhỏ hơn nồng độ donor. Khi nhiệt độ tăng, sự ion hoá xảy ra hoàn toàn, lúc đó nồng độ điện tử bằng nồng độ tạp chất donor. Nếu nhiệt độ tăng hơn nữa, nồng độ điện tử thực tế giữ không đổi trong một khoảng nhiệt độ khá rộng vì chúng đã bão hòa. Khi tăng tiếp nhiệt độ đến một giá trị nào đó, do nồng độ hạt tải thuần phụ thuộc vào nồng độ, nên nồng độ hạt tải thuần sẽ tăng lên vào cỡ độ lớn nồng độ donor.



Hình. 4.14 . Nồng độ điện tử trong Silic loại n là hàm của nhiệt độ

Bán dẫn dần trở thành bán dẫn thuần. Như vậy, vật liệu bán dẫn có thể là bán dẫn thuần ngay cả khi pha tạp với nồng độ donor hoặc acceptor tương đối cao nếu nhiệt độ đủ lớn để cho nồng độ phân tử tải thuần vượt qua nồng độ donor hoặc acceptor. Vấn đề này rất quan trọng về mặt vật lý khi giải quyết các bài toán pha tạp ở nhiệt độ cao (700-1000 °C), ở đó khi nồng độ pha tạp rất cao, nếu không giả thiết là bán dẫn không suy biến thì bài toán không thể nào giải quyết được.

4.8. SỰ DỊCH CHUYỂN CỦA CÁC ĐIỆN TỬ VÀ LỖ TRỐNG

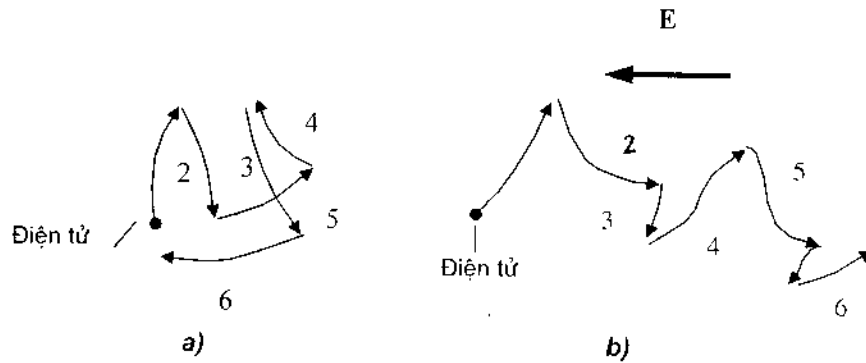
4.8.1. Sự cuốn bởi điện trường

Ta hãy xét bán dẫn loại n với nồng độ donor phân bố đều, khi không có điện trường tác dụng, các điện tử trong bán dẫn sẽ luôn chuyển động hỗn loạn gây ra bởi năng lượng nhiệt. Các chuyển động này bị ngắt quãng bởi những va chạm với nguyên tử gốc nằm trong mạng. Hướng chuyển động là hỗn loạn nên vectơ chuyển động tổng cộng có thể bị giảm đi hay bị triệt tiêu lẫn nhau. Sau một khoảng thời gian đủ lâu, độ chuyển dời tổng cộng của các điện tử bằng không. Cho khối lượng điện tử là m_n , nhiệt độ là T , và lưu ý rằng năng lượng tự do của một bậc tự do là $1/2 k_B T$, ở đó k_B là hằng số Boltzmann. Điện tử có thể chuyển động theo ba chiều không gian nên năng lượng động của chúng sẽ bằng ba lần nhân lên. Từ sự suy luận này, tốc độ nhiệt của điện tử có thể biểu thị như sau :

$$\frac{1}{2} m_n \overline{v_{th}^2} = \frac{3}{2} k_B T \quad \Rightarrow \quad v_{th} = \sqrt{\frac{3 k_B T}{m_n}} \quad (4.52)$$

Nếu đặt vào mẫu bán dẫn một điện trường, các phân tử tải điện sẽ được tăng tốc, các hạt tải điện lúc này sẽ chuyển động có hướng: Các điện tử sẽ chuyển động về

hướng ngược với điện trường, còn lỗ trống chuyển động theo chiều điện trường. Sự dịch chuyển của hạt tải do tác động của điện trường theo hướng nhất định gọi là hiện tượng



Hình 4.15. Sự dịch chuyển hỗn loạn của điện tử do gây ra do năng lượng nhiệt khi không có điện trường a), và chuyển động có hướng khi có cả điện trường xuất hiện b)

cuốn hay còn gọi là sự kéo theo, trong một số tài liệu còn gọi là sự trôi gây ra bởi điện trường. Trong trường hợp này, chuyển động của hạt tải bao gồm hai thành phần: thành phần chuyển động gây ra do nhiệt và thành phần gây ra do điện trường. Hình 4.15 biểu thị sự chuyển động của điện tử trong hai trường hợp không có và có điện trường. Để thấy rõ tốc độ cuốn của các điện tử phụ thuộc vào những yếu tố nào, ta hãy xét một mô hình đơn giản như sau. Tốc độ cuốn ở một thời điểm t cho trước sau một va chạm sẽ là $v(t) = v(0) + at$, trong đó tốc độ $v(0)$ là tốc độ cuốn ngay sau khi va chạm và cho nó có giá trị bằng không. Với giả thiết này có thể coi các điện tử bị những va chạm làm rối loạn đáng kể đến chuyển động của chúng. Gia tốc " a " theo định luật Newton sẽ là $a = q\varepsilon / m_n$, trong đó m_n là khối lượng hiệu dụng của các điện tử trong tinh thể bán dẫn (phương trình 4.16), nó hiệu chỉnh ảnh hưởng của mạng tinh thể bán dẫn lên chuyển động của điện tử. Nếu khoảng thời gian giữa hai va chạm là τ thì tốc độ kéo theo trung bình của các điện tử sẽ là:

$$v_{\text{drift}} = -\frac{q\tau}{2m_n} E = -\mu_n E \quad (4.53)$$

trong đó

$$\mu_n \equiv \frac{v_{\text{drift}}}{E} = \frac{q\tau}{2m_n} \quad (4.54)$$

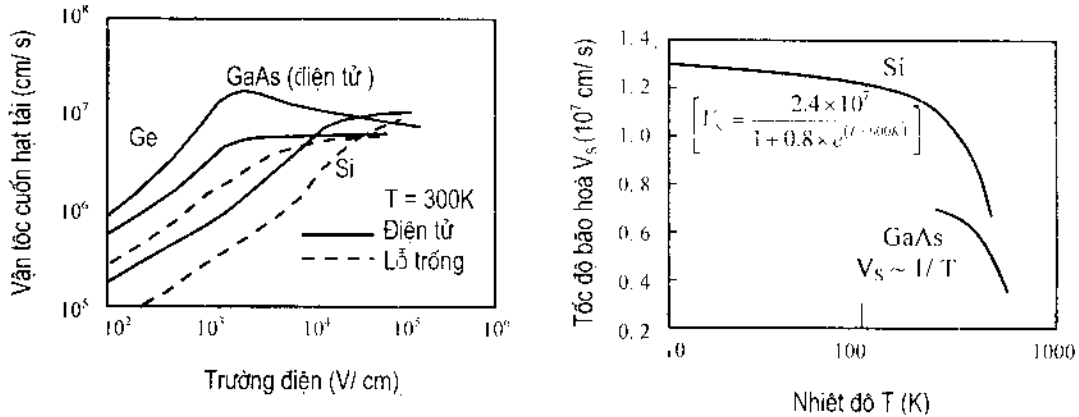
là độ linh động của các điện tử. Tương tự chúng ta có đối với lỗ trống như sau :

$$v_{\text{pdrift}} = \frac{q\tau_p}{2m_p} E = \mu_p E \quad (4.55)$$

Ở đây chúng ta đã sử dụng giả thiết khoảng thời gian giữa hai va chạm là τ , đã không phụ thuộc vào điện trường đặt vào. Điều này chỉ đúng khi tốc độ kéo theo là nhỏ so với tốc độ của chuyển động nhiệt của các hạt tải (cỡ 10^7 cm/s đối với silic

ở nhiệt độ 300K). Khi tốc độ kéo theo có thể so sánh được với tốc độ của chuyển động nhiệt, sự phụ thuộc của nó vào điện trường bắt đầu sai lệch khỏi hệ thức cho trên.

Hình 4.16 biểu thị tốc độ cuốn hạt tải phụ thuộc vào điện trường. Giá trị của nó cỡ gần 10^7 cm/s tại vùng có điện trường từ 10^3 - 10^5 V/cm. Còn tốc độ bão hòa thì giảm đáng kể sau một nhiệt độ xác định đối với từng loại bán dẫn khác nhau như nhìn thấy trên hình 4.16.



Hình 4.16. Sự phụ thuộc của tốc độ cuốn vào điện trường và tốc độ bão hòa vào nhiệt độ đối với vật liệu bán dẫn Ge, Si và GaAs.

4.8.2. Độ linh động của các điện tử và lỗ trống

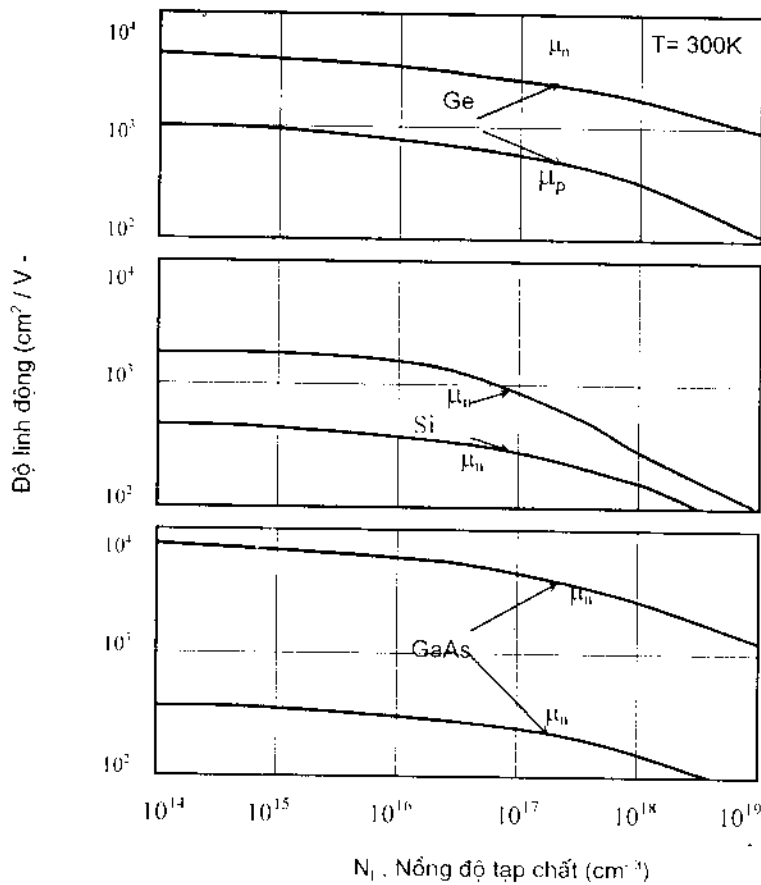
Như trên đã nói tới khoảng thời gian giữa hai va chạm, thời gian này được xác định bởi các cơ chế khác nhau. Với các cơ chế này các điện tử và lỗ trống có thể giảm hay mất đi tốc độ cuốn đã thu được từ điện trường. Xác suất va chạm xảy ra trong một đơn vị thời gian, $1/\tau_c$ bằng tổng các xác suất va chạm do các cơ chế tán xạ khác nhau gây nên, nghĩa là:

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_L} \quad (4.56)$$

hoặc

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_L} \quad (4.57)$$

ở đây τ_i , τ_L là các khoảng thời gian va chạm trung bình với tạp chất và mạng tinh thể; còn μ_i , μ_L là các độ linh động tương ứng. Trong các biểu thức (4.56), (4.57) chỉ tính đến hai cơ chế tán xạ quan trọng nhất, đó là tán xạ tạp chất và tán xạ mạng.



Hình 4.17. Độ linh động của điện tử và lỗ trống trong Ge, Si và GaAs

Tán xạ tạp chất là do điện tích của tạp chất có trong mạng làm ảnh hưởng tới chuyển động của điện tử, ví dụ như các accepto và donor đã ion hoá có thể làm lệch quỹ đạo của điện tử khi nó đi qua đó. Nút suất tán xạ tạp chất phụ thuộc vào nồng độ tổng cộng các tạp chất ion hóa N_t có trong mạng tinh thể, nghĩa là tổng các nồng độ ion mang tích điện âm và dương. Có thể chứng minh bằng lý thuyết rằng độ linh động μ_i do tán xạ tạp chất tỷ lệ với $T^{3/2}/N_t$. Tán xạ mạng là do dao động nhiệt của các nguyên tử nằm trong mạng tinh thể làm ảnh hưởng tới tính tuần hoàn của mạng và do đó làm ảnh hưởng cản trở tới sự chuyển động của các điện tử ở trong mạng. Kết quả thu được đã chỉ ra rằng độ linh động μ_i do tán xạ mạng tỷ lệ với $1/T^{3/2}$. Hình 4.17 biểu diễn độ linh động của điện tử và lỗ trống phụ thuộc vào nồng độ tạp chất ion hoá tổng cộng N_t trong Ge, Si và GaAs ở nhiệt độ 300K.

Có thể thấy rằng độ linh động coi như không thay đổi nhiều tại vùng nồng độ tạp chất thấp và trung bình, còn tại vùng nồng độ cao thì độ linh động giảm dần. Độ linh động của điện tử lớn hơn độ linh động của lỗ trống. Đó là đặc điểm chung trong nhiều chất bán dẫn. Khảo sát sự ảnh hưởng của nhiệt độ lên độ linh động của các lỗ trống trong silic đối với hai nồng độ tạp chất khác nhau, ta thấy: ở vùng nhiệt độ thấp, sự tán xạ tạp chất đóng vai trò quyết định và ứng với mỗi nồng độ pha tạp có một đường

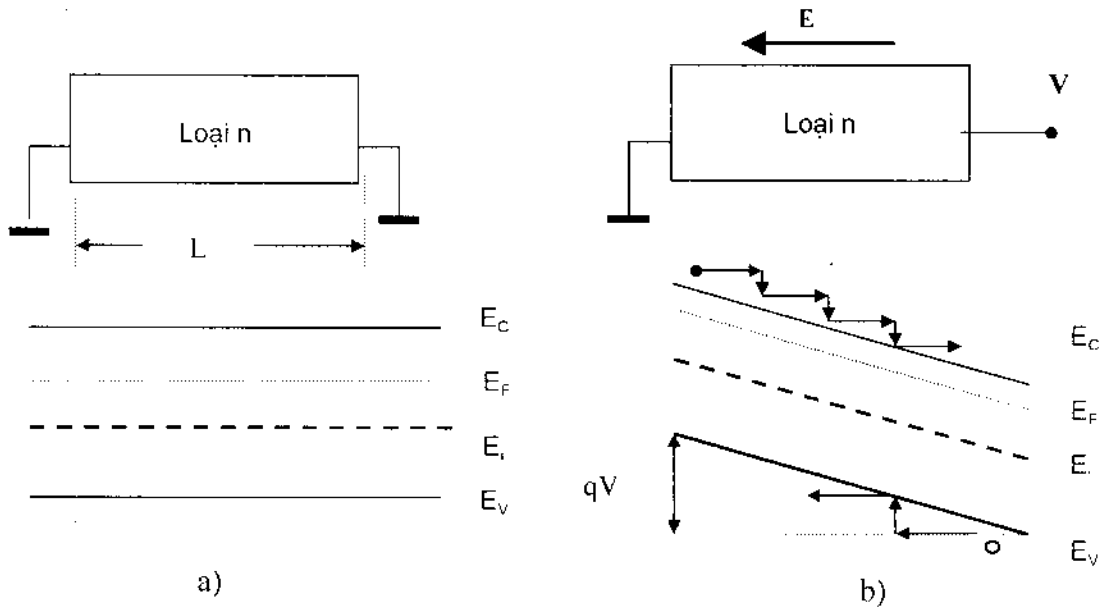
cong riêng biệt. Tại vùng nhiệt độ cao, sự tán xạ mạng chiếm ưu thế và nồng độ tạp chất ít ảnh hưởng đến độ linh động. Trong vùng này, độ linh động giảm khi nhiệt độ tăng. Thực nghiệm cho thấy độ linh động biến thiên theo qui luật $T^{-2.5}$ chứ không phải $T^{-1.5}$ như lý thuyết đã tiên đoán trong vùng tán xạ mạng.

4.9. SỰ DẪN ĐIỆN TRONG CÁC BÁN DẪN ĐỒNG NHẤT

4.9.1. Điện trở suất

Bây giờ chúng ta xem xét quá trình dẫn điện trong chất bán dẫn theo thuyết vùng năng lượng.

Hình 4.18. là mẫu bán dẫn loại n khi chưa phân cực và mẫu đó khi đặt vào một điện thế là V . Sau đó là các vùng năng lượng tương ứng biến thiên theo vị trí dọc theo mẫu bán dẫn.



Hình 4.18. Mẫu bán dẫn loại n khi không phân cực cùng với dải năng lượng a) và khi có phân cực với thế hiệu V b)

Các điện tử trong vùng dẫn được tăng tốc dưới tác dụng của điện trường đặt vào. Trong khi tăng tốc, năng lượng tổng cộng của chúng hầu như giữ không đổi, chúng chuyển động trong quỹ đạo gần như nằm ngang trong giản đồ vùng năng lượng (trên hình vẽ là mũi tên nằm ngang). Do năng lượng toàn phần của các điện tử không thay đổi đáng kể trong quá trình tăng tốc, thế năng của chúng sẽ mất mát đi, còn động năng thì tăng thêm. Điều đó biểu hiện ở chỗ quỹ đạo của điện tử lệch khỏi đáy vùng dẫn một khoảng nhất định. Khi điện tử va chạm, nó sẽ mất một phần hoặc toàn bộ động năng của nó và truyền động năng này cho mạng tinh thể bán dẫn. Theo cách đó, động năng của các điện tử sẽ biến đổi thành nhiệt. Sau khi điện tử đã bị mất một

phần hoặc toàn bộ động năng của nó, nó lại bắt đầu được tăng tốc và quá trình như thế sẽ được lặp đi lặp lại nhiều lần. Có thể hình dung sự dẫn của các lỗ trống xảy ra theo một quá trình tương tự nhưng ngược lại (Hình 4.18 xem trong vùng hoá trị).

Trong trường hợp này chúng ta đã khảo sát bán dẫn đồng nhất, nghĩa là một bán dẫn trong đó nồng độ tạp chất phân bố đều trong thể tích và mức Fermi trong bán dẫn loại n song song với đáy vùng dẫn. Dòng điện chạy trong mẫu bán dẫn sẽ là:

$$I = q.n.v_{drift}.A = qn\mu_n \frac{V}{L} A \quad (4.58)$$

trong đó V là thế hiệu đặt vào mẫu bán dẫn, L là chiều dài, A là tiết diện và μ_n là độ linh động của điện tử. Điện trở của mẫu sẽ được tính bằng:

$$R = \rho \frac{L}{A} \quad (4.59)$$

So sánh hai công thức, ta tìm được điện trở suất ρ của mẫu bán dẫn loại n như sau:

$$\rho = \frac{L}{qn\mu_n} \quad (4.60)$$

Tương tự, điện trở suất của mẫu bán dẫn loại p sẽ là:

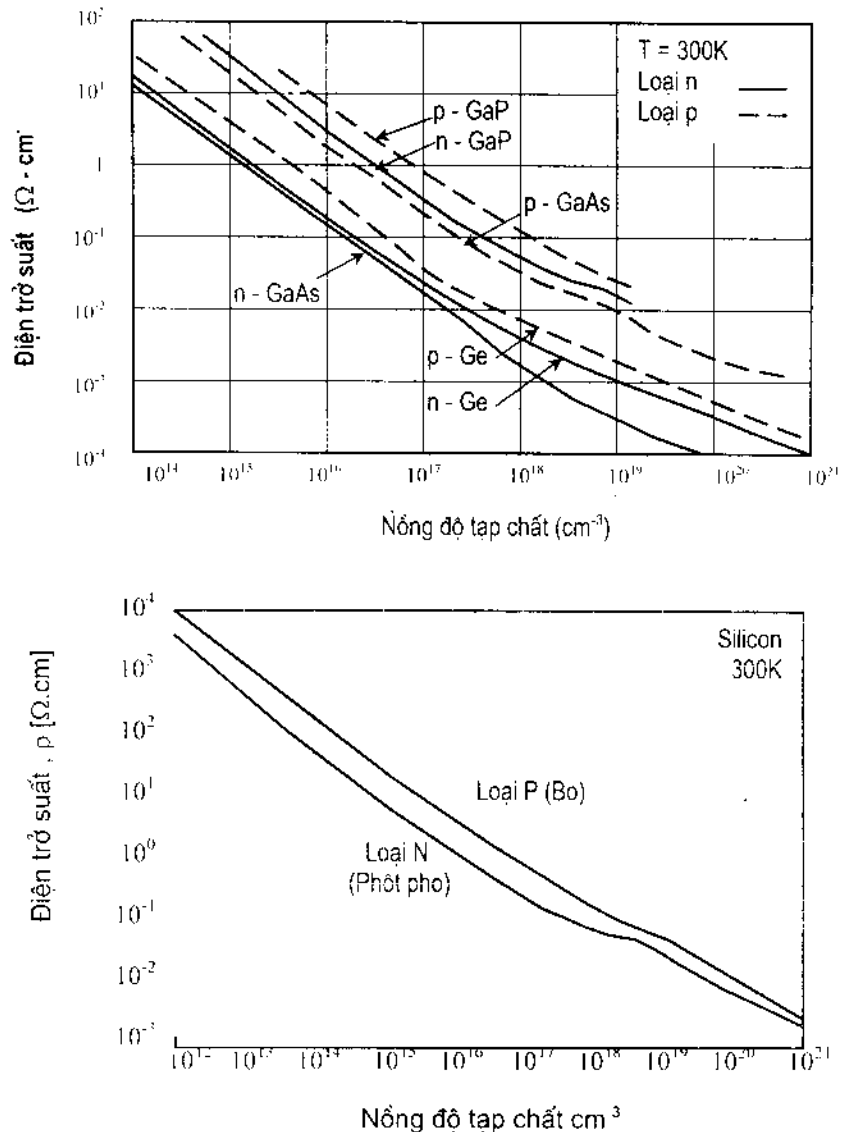
$$\rho = \frac{L}{q\mu_p p} \quad (4.61)$$

Viết một cách tổng quát cho trường hợp bán dẫn có cả hai loại hạt tải điện (điện tử và lỗ trống) thì điện trở suất sẽ là:

$$\rho = \frac{L}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \quad (4.62)$$

Như đã trình bày ở trên, các độ linh động phụ thuộc vào nồng độ tạp chất ion hoá, tức vào tổng các nồng độ acceptor và donor. Ngoài ra, ở đây cần lưu ý rằng hiệu các nồng độ acceptor và donor sẽ cho nồng độ điện tử hoặc lỗ trống nổi trội trong mẫu bán dẫn khi xuất hiện hai loại tạp chất donor và acceptor khi có nồng độ khác nhau. Trong trường hợp tổng quát, ta phải tính điện trở suất trên cơ sở các giá trị độ linh động có trên Hình 4.19 và các nồng độ phân tử tải điện đã biểu thị ở phía trên. Còn trong trường hợp chỉ có một loại tạp chất tồn tại trong bán dẫn, điện trở suất là một hàm đơn giản của nồng độ tạp chất.

Hình 4.19. chỉ ra sự phụ thuộc của điện trở suất trong một số vật liệu bán dẫn loại n và loại p tại nhiệt độ phòng. Các đường cong này nhận được trên cơ sở rất nhiều kết quả đo ở các mẫu bán dẫn loại p cũng như loại n khác nhau.



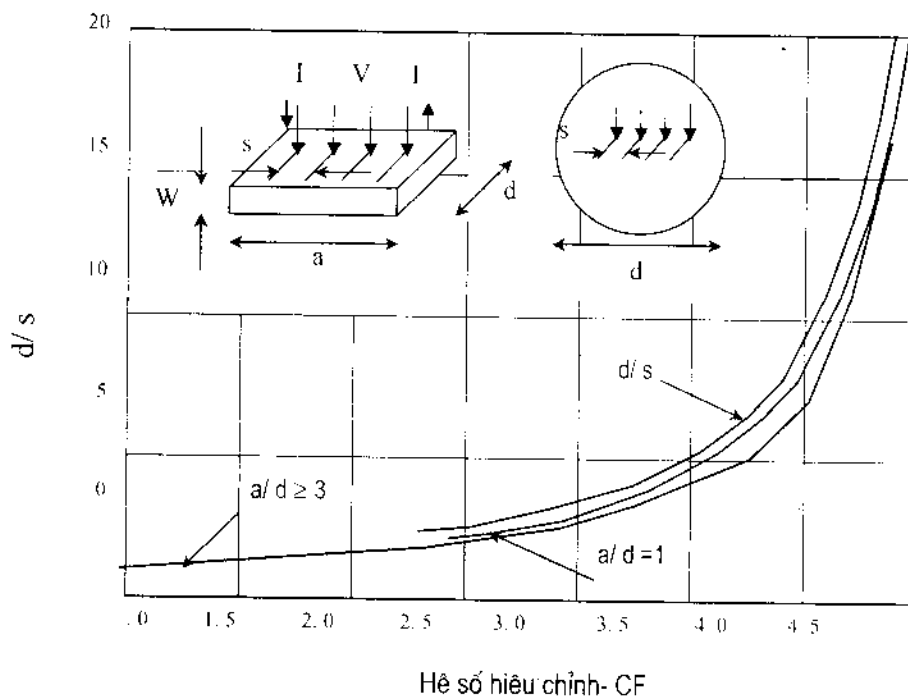
Hình 4.19. Điện trở suất phụ thuộc vào nồng độ tạp chất có trong một số vật liệu bán dẫn Si, Ge, GaAs, GaP

4.9.2. Đo điện trở suất và xác định nồng độ hạt tải trong mẫu bán dẫn

Trong thực tế, bài toán xác định nồng độ tạp chất và đo điện trở suất luôn luôn đặt ra cho các nhà sản xuất và các nhà nghiên cứu trong lĩnh vực vật lý bán dẫn và chế tạo linh kiện bán dẫn. Ở đây cần lưu ý rằng nếu giả thiết các tạp chất trong bán dẫn bị ion hóa hoàn toàn tại nhiệt độ phòng thì nồng độ tạp chất sẽ cho thông tin khá chính xác về nồng độ hạt tải trong bán dẫn. Phương pháp xác định nồng độ hạt tải có thể thực hiện qua tính toán dựa trên cơ sở các công thức (4.60) và (4.61) với điều kiện đã biết trước điện trở suất và độ linh động. Còn để xác định điện trở suất thì có thể đo

bằng phương pháp 4 mũi dò là phương pháp thông dụng nhất được sử dụng cho đến nay. Nó cho thông tin về nồng độ hạt tải tự do, và cho cả thông tin về nồng độ tạp chất nếu chúng ta giả thiết các tạp chất đã bị ion hóa hoàn toàn. Khi pha tạp với nồng độ nguyên tử tạp chất cao thì giả thiết này không hoàn toàn đúng. Hình 4.20 miêu tả sơ đồ đo điện trở suất của phiến vật liệu bán dẫn bằng phương pháp 4 mũi dò.

Có hai loại thiết bị đo 4 mũi dò: loại 4 mũi dò sắp xếp trên cùng một đường thẳng có khoảng cách đều nhau là "s" (như trên hình vẽ ở đây) và loại 4 mũi dò được sắp xếp ở 4 góc của một hình vuông. Loại đầu tiên thường được dùng rất thông dụng để xác định điện trở suất. Trong phương pháp này người ta cho vào hai mũi dò bên ngoài một dòng điện ổn định không đổi, còn thế hiệu thì được đo từ hai mũi dò bên trong. Cơ sở của phương pháp này là: khi có dòng điện không đổi chạy qua mẫu bán dẫn, sẽ có một điện thế rơi trên đó vì mẫu đo có điện trở. Bằng cách giải bài toán tính thế năng tại một điểm bất kì trên mẫu đo, sau đó áp dụng kết quả này để tính hiệu thế năng tại hai điểm ở hai mũi dò bên trong, người ta có thể tính được thế hiệu rơi trên hai mũi dò bên trong. Nếu mẫu bán dẫn có kích thước lớn vô hạn thì phân bố đường sức trên mẫu được bảo toàn, các quá trình tính và đo sẽ cho kết quả khá chính xác. Tuy nhiên trong thực tế, mẫu đo thường có kích thước nhỏ, nên giá trị đo thu được không chính xác, người ta đưa vào công thức tính một thừa số gọi là thừa số hiệu chỉnh, CF (là chữ viết tắt của Correlation Factor).



Hình 4.20. Phương pháp đo 4 mũi dò xác định điện trở suất của phiến vật liệu bán dẫn và hệ số hiệu chỉnh của mẫu tròn và chữ nhật có các kích thước khác nhau

Giá trị điện trở suất có thể tính như sau :

$$\rho = \frac{V}{I} W.CF \quad (4.63)$$

ở đây, V là thế hiệu đo được tại hai mũi dò bên trong, I là dòng điện không đổi cho vào mẫu, W là chiều dày mẫu, CF là hệ số hiệu chỉnh, giá trị của CF có thể lấy từ Hình 4.20. Khi giá trị d của mẫu đo lớn hơn khoảng 10 lần so với khoảng cách mũi dò thì giá trị $CF = 4,53$. Ngoài ra, nếu cho dòng điện $I = 1\mu A$, thế hiệu đo được quy ra $[\mu V]$, thay vào công thức (4.63) ta sẽ có. Thứ nguyên của ρ là $[\Omega cm]$.

$$\rho = 4,53 V W \quad (4.64.a)$$

$$\rho = R_s W \quad (4.64.b)$$

Trong thực tế người ta rất hay quan tâm tới giá trị điện trở vuông của một màng mỏng bán dẫn hay một màng mỏng của vật liệu nào đó. Theo định nghĩa, điện trở vuông của một màng mỏng chính là điện trở của một màng có kích thước là một ô vuông, tức có chiều dài và chiều rộng mẫu bằng nhau. Xét mẫu màng mỏng bán dẫn như ở trên Hình 4.20 với giả thiết chiều dài và chiều rộng của mẫu bằng nhau, $a=d$. Điện trở của màng này sẽ được tính như sau :

$$R_s = \rho \frac{a}{d.W} = \frac{\rho}{W} \quad (4.65)$$

Như vậy, ta thấy rất rõ mối quan hệ giữa giá trị điện trở suất và điện trở vuông. Biết một trong hai thông số đó chúng ta có thể tính được thông số kia. Điện trở vuông phụ thuộc tỷ lệ thuận vào điện trở suất và tỷ lệ nghịch vào chiều dày màng vật liệu.

4.10. SỰ KHUẾCH TÁN CỦA HẠT TẢI ĐIỆN

Trong trường hợp bán dẫn có nồng độ hạt tải không đồng đều, các hạt tải còn khuếch tán dưới tác động của gradien nồng độ hạt tải. Dòng khuếch tán, thí dụ đối với điện tử, có thể biểu thị như sau :

$$J = -qF = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (4.66)$$

ở đó q là điện tích của điện tử, F là lực tác dụng vào hạt tải, lực này sinh ra từ sự chênh thế năng hóa học gây nên. D_n là hệ số khuếch tán của điện tử. Đối với lỗ trống chúng ta có thể viết tương tự. Khi điện tử dịch chuyển theo một chiều (một bậc tự do) thì ta có thể viết :

$$\frac{1}{2} m_n v_{th}^2 = \frac{1}{2} k_B T \quad \Rightarrow \quad v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m_n}} \quad (4.67)$$

Mặt khác, khi điện tử dịch chuyển đi một quãng đường là l_n thì $l_n = v_{th} \cdot \tau_c = (D_n \tau_c)^{1/2}$. Sử dụng biểu thức (4.67) và phương trình (4.54) về độ linh động của điện tử ta có :

$$J = qF = qD_n \frac{dn}{dx} = q \left(\frac{k_B T}{q} \mu_n \right) \frac{dn}{dx} \quad (4.68)$$

và do vậy ta có hệ thức về hệ số khuếch tán đối với điện tử và tương tự cho lỗ trống như sau:

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n \quad (4.69a)$$

$$D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p \quad (4.69b)$$

Đây là hệ thức Einstein. Hệ thức này biểu thị mối liên hệ giữa hệ số khuếch tán D , độ linh động μ của hạt tải và nhiệt độ T .

Khi có điện trường E đặt vào mẫu bán dẫn, mặt khác lại có sự suất hiện gradien nồng độ trong khối bán dẫn thì sẽ có hai thành phần dòng điện: thành phần dòng cuốn và thành phần dòng khuếch tán. Mật độ dòng điện tổng cộng của điện tử tại bất cứ một điểm không gian nào trong mẫu bán dẫn được viết như sau:

$$J_n = q\mu_n nE + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (4.70)$$

Tương tự đối với lỗ trống, mật độ dòng điện có thể viết:

$$J_p = q\mu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (4.71)$$

Trong phương trình (4.71), đối với lỗ trống có gradien nồng độ dương thì lỗ trống sẽ khuếch tán theo chiều ngược lại của x , do vậy có dấu “-” trước thừa số khuếch tán.

Dòng điện tổng cộng do hai loại hạt tải gây ra sẽ được viết như sau:

$$J_t = J_n + J_p \quad (4.72)$$

Các phương trình từ (4.70) đến (4.72) là các phương trình mật độ dòng, nó có vai trò rất quan trọng trong việc phân tích hoạt động của các linh kiện bán dẫn trong vùng điện trường thấp. Tại vùng điện trường cao, thay vì độ linh động, chúng ta phải dùng tốc độ bão hòa của hạt tải.

4.2. ẢNH HƯỞNG CỦA TỪ TRƯỜNG LÊN HẠT TẢI ĐIỆN

4.2.1. Hiệu ứng Hall

Khi tác dụng lên hạt tải trong bán dẫn một điện trường thì hạt tải sẽ di chuyển với tốc độ xác định theo hướng của điện trường. Còn nếu đồng thời tác dụng lên bán dẫn một từ trường nữa thì các hạt tải trong khi di chuyển sẽ bị lệch đi so với phương ban đầu một góc nào đó do tác dụng của lực Lorentz. Lực này vuông góc với hướng di chuyển của hạt tải và hướng của từ trường. Giá trị và hướng của lực này được biểu diễn như sau:

$$\mathbf{F} = \pm q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (4.73)$$

trong đó v là vận tốc có hướng của hạt tải dẫn; B là vectơ cảm ứng từ trường. Nếu khảo sát sự di chuyển của điện tử, biểu thức mang dấu (-), còn đối với lỗ trống sẽ dùng dấu (+). Do tác dụng làm lệch hạt tải của từ trường, những hạt tải mang điện tích được tích tụ lại với số lượng lớn ở một phía của phiến bán dẫn. Trong bán dẫn xuất hiện một điện thế mđ (V_H) gọi là điện thế Hall (hoặc một điện trường mđ gọi là điện trường Hall) do sự tích tụ các hạt dẫn vừa kể trên gây ra. Hiện tượng này được gọi là hiệu ứng Hall do nhà khoa học E.H.Hall tìm ra.

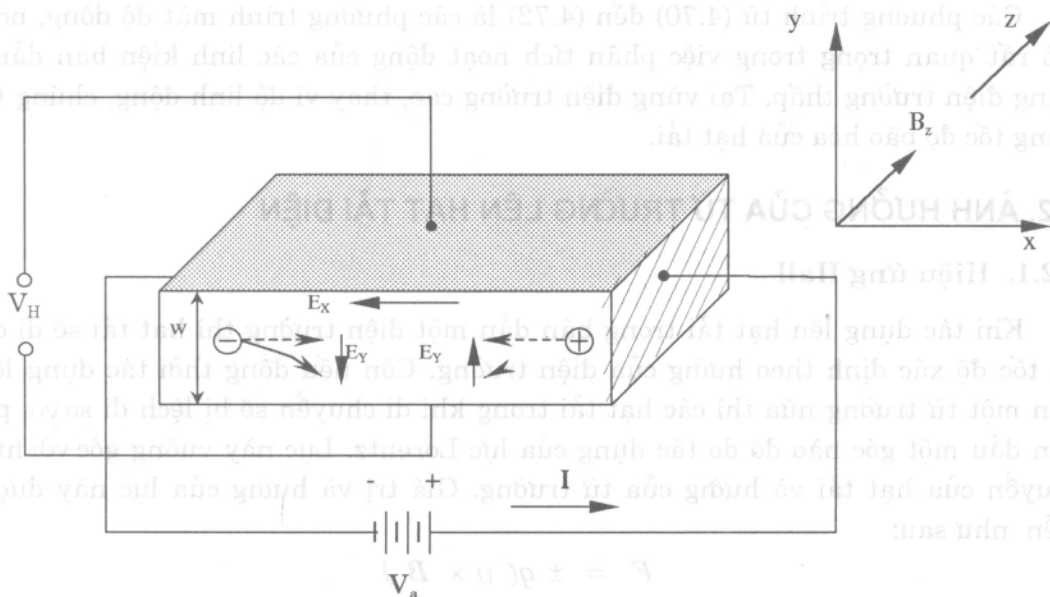
Hãy làm thí nghiệm trên mẫu bán dẫn hình khối chữ nhật. Trên hai mặt đối diện đặt một điện áp U_x theo chiều x . Điện áp này gây ra điện trường có cường độ E_x và một dòng điện có mật độ dòng I_x . Đồng thời trên hai mặt đối diện còn lại đặt một từ trường có cường độ B_z (Hình 4.21) Khi ấy trên mặt đối diện vuông góc với trục x xuất hiện một điện trường E_y để cân bằng với lực Lorentz, nó được xác định bằng biểu thức sau:

$$qE_y = qv_x B_z \quad (4.74)$$

$$E_y = v_x B_z = \frac{J}{qp} B_z = R_H J_p B_z \quad (4.75)$$

$$R_H = \frac{1}{qp} \quad (4.76)$$

Thông số R_H gọi là hệ số Hall (cm^3/C), nó phụ thuộc và nồng độ hạt tải. Chính dựa trên cơ sở này cho đến nay đã có phương pháp đo xác định nồng độ tạp chất bằng phương pháp Hall cho giá trị khá chính xác về nồng độ tạp chất tổng cộng bao gồm các số tạp chất đã ion hóa và chưa ion hóa.



Hình 4.21. Sơ đồ biểu thị hiệu ứng Hall, điện trường theo chiều x , từ trường theo chiều z , thế hiệu Hall (V_H) có thể đo được theo chiều y

Việc xuất hiện thành phần điện trường E_y do ảnh hưởng của từ trường bên ngoài làm cho trường tổng cộng trong mẫu bán dẫn bị lệch đi. Gọi góc lệch này là góc Hall và ký hiệu góc này là θ_H , như vậy

$$\operatorname{tg} \theta_H = \frac{E_y}{E_x} \quad (4.77)$$

Ta thấy, lỗ trống tích điện dương, nó sẽ dịch chuyển theo chiều điện trường E_x , còn điện tử tích điện âm sẽ chuyển động theo chiều ngược lại. Bởi vậy lực tác dụng lên điện tử và lỗ trống có cùng một phương và chiều, do đó điện tử và lỗ trống bị đẩy về cùng một phía. Khi phương, chiều và giá trị của cường độ điện trường E_x cũng như từ trường B_z đã được xác định thì thành phần điện trường Hall, E_y sẽ có hướng và cường độ phụ thuộc vào nồng độ điện tử và lỗ trống cũng như độ linh động của chúng trong bán dẫn (xem trên hình 4.21). Điều này được thể hiện qua dấu và trị số của hệ số Hall. Hệ số này được tính bằng biểu thức:

$$R_H = -\frac{3\pi}{8q} \frac{nb^2 - p}{(n_0b - p_0)^2} \quad (4.78)$$

ở đây đại lượng $b = \mu_n/\mu_p$, n_0 và p_0 là nồng độ điện tử và lỗ trống tại cân bằng. Trong bán dẫn thuần, như đã biết $n_0 = p_0 = n_i$ cho nên phương trình (4.78) có thể viết đơn giản như sau :

$$R_H = -\frac{3\pi}{8q} \frac{b-1}{n_i(b+1)} \quad (4.79)$$

Vì độ linh động của điện tử lớn hơn độ linh động của lỗ trống cho nên hệ số b lớn hơn đơn vị. Trong bán dẫn thuần, n_i nhỏ cho nên hệ số Hall tương đối lớn. Trong bán dẫn loại n vì $n_n \gg p_n$ nên hệ số Hall có thể tính gần đúng:

$$R_H \approx -\frac{3\pi}{8qn_n} \quad (4.80)$$

Tương tự có thể tính gần đúng hệ số Hall trong bán dẫn loại p :

$$R_H \approx \frac{3\pi}{8qp_p} \quad (4.81)$$

Từ những phân tích trên đây nhận thấy: hệ số Hall trong bán dẫn loại n bao giờ cũng có dấu âm, trong bán dẫn thuần hệ số Hall cũng có dấu âm (vì $b > 1$), còn dấu của hệ số Hall trong bán dẫn p lại tùy thuộc vào từng trường hợp cụ thể, là dương khi $p_p > n_p b^2$; là âm khi $p_p < n_p b^2$; bằng không khi $p_p = n_p b^2$. Điện trường E_y trong mẫu bán dẫn trên hình 4.21 gây ra thế hiệu V_H . Thế hiệu này gọi là thế hiệu Hall và nó được tính bằng công thức sau:

$$V_H = -wE_y \quad (4.82)$$

trong đó w là khoảng cách giữa hai điện cực đặt vào mẫu (Hình 4.21).

4.11.2. Hiệu ứng từ trở

Hiệu ứng Gauss mô tả sự phụ thuộc của điện trở suất của chất bán dẫn vào từ trường. Sở dĩ có hiện tượng này là vì dưới tác dụng của điện trường các hạt dẫn di chuyển không phải là với cùng một tốc độ v_n hoặc v_p . Trong bán dẫn, các hạt dẫn di chuyển với tốc độ khác nhau. Người ta chứng minh được rằng sự phân bố tốc độ này phù hợp với thống kê Fermi-Dirac. Kết quả là từ trường Hall gây ra lực Lorentz chỉ tác dụng lên các hạt dẫn có vận tốc v_n hoặc v_p , còn các hạt dẫn khác có tốc độ lớn hơn hoặc nhỏ hơn tốc độ trung bình v_n hoặc v_p thì quỹ đạo của chúng có thể bị cong nhiều hoặc cong ít. Điều này dẫn tới làm tăng số lượng dao động và kết quả là điện trở suất của bán dẫn tăng lên. Sự gia tăng điện trở suất phụ thuộc vào cường độ từ trường ở điều kiện cảm ứng nhỏ ($\mu B \ll 1$), được tính bằng biểu thức sau:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \left(\frac{3\pi}{8}\right)^2 \left[\frac{4}{\pi} \frac{\mu_n^2 n_0 + \mu_p^2 p_0}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0} - \left(\frac{\mu_n^2 n_0 + \mu_p^2 p_0}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0} \right)^2 \right] B^2 \quad (4.83)$$

trong đó ρ_B là điện trở suất của bán dẫn trong từ trường có độ cảm ứng B ; ρ_0 là điện trở suất của bán dẫn trong điều kiện không có từ trường, tức $B = 0$. Khi bán dẫn loại n hoặc loại p có nồng độ cao ($n_n \gg p_n$) hoặc ($p_p \gg n_p$), biểu thức trên có được giản ước như sau:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left(\frac{3\pi}{8}\right)^2 \left(\frac{4}{\pi} - 1 \right) (\mu B)^2 \quad (4.84)$$

trong đó μ là độ linh động của hạt tải đa số. Ta nhận thấy rằng sự gia tăng điện trở suất khi từ trường nhỏ sẽ tỉ lệ với bình phương của tích giữa độ linh động hạt dẫn và độ cảm ứng từ trường. Khi từ trường lớn có thể sử dụng công thức sau:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{AB^2}{1 + \mu^2 B^2} \quad (4.85)$$

ở đây A là một hằng số.

4.12. CẤU HÌNH GIẾNG LƯỢNG TỬ VÀ ĐẶC ĐIỂM

Như đã biết, các cấu trúc dị chất màng mỏng bán dẫn có thể được nuôi bằng kỹ thuật epitaxy pha lỏng (LPE), epitaxy pha hơi, epitaxy chùm tia điện tử (MBE), hoặc phương pháp lắng đọng hóa học hữu cơ kim loại (MOCVD). Với các kỹ thuật này chúng ta có thể chế tạo được các vật liệu bán dẫn hay các cấu trúc dị chất có kích thước rất nhỏ, cỡ vài chục Å, tức một vài lớp nguyên tử. Một khi chiều dày của lớp màng bán dẫn có kích thước rất nhỏ, có thể so sánh được với chiều dài bước sóng Bloch của các điện tử (trong bán dẫn GaAs có độ lớn cỡ 50 nm) thì hệ thức năng lượng - động lượng đối với bán dẫn khối không còn áp dụng được nữa.

Hiện có ba loại cấu trúc, chúng có các ưu điểm rất nổi bật được sử dụng trong chế tạo các linh kiện quang điện tử và quang tử đó là: giếng lượng tử, dây lượng tử và chấm lượng tử.

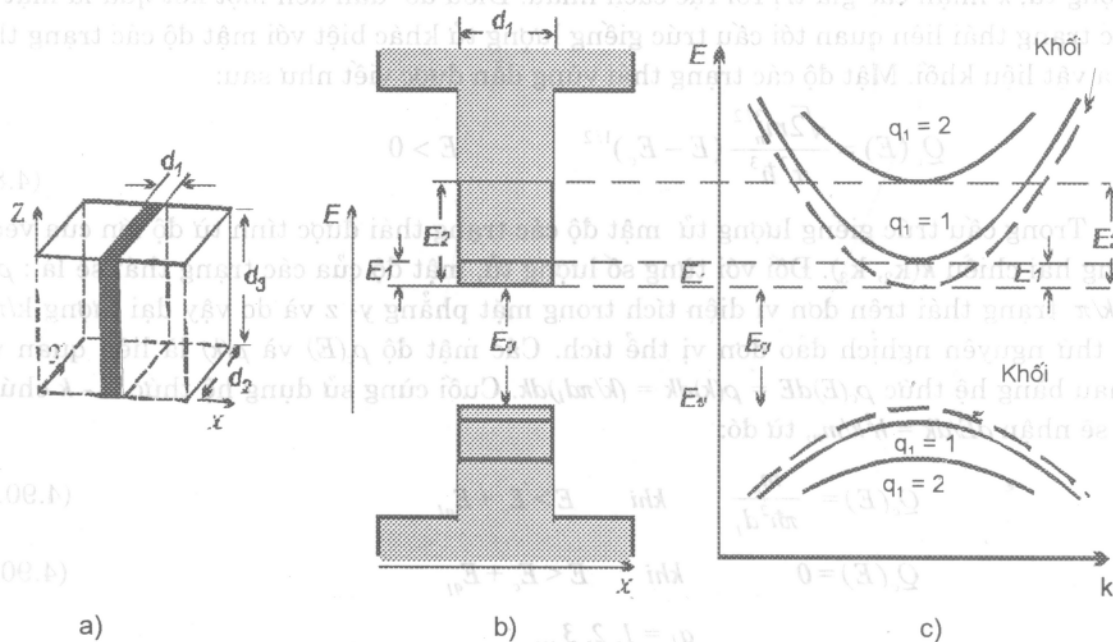
4.2.2. Giếng lượng tử

Giếng lượng tử là một cấu trúc tiếp giáp dị chất kép, bao gồm một lớp vật liệu bán dẫn rất mỏng, có kích thước nhỏ hơn 50nm, có độ rộng vùng cấm nhỏ hơn độ rộng vùng cấm của hai lớp bán dẫn bên cạnh. Đến nay có khá nhiều loại cấu hình giếng lượng tử khác nhau: đó là cấu trúc giếng lượng tử đơn, cấu trúc nhiều giếng lượng tử bên cạnh nhau, cấu trúc giếng lượng tử có thành dốc nghiêng, cấu trúc nhiều giếng lượng tử có bậc cao thấp khác nhau... Giếng lượng tử trong vùng dẫn thì giam các điện tử, còn giếng lượng tử trong vùng hóa trị thì giam các lỗ trống.

Các mức năng lượng E_q của một hạt tải có khối lượng là m (m_n là khối lượng của điện tử và m_p là khối lượng của lỗ trống) được giam trong giếng lượng tử có thành đứng, cao vô cùng trong trường hợp một chiều, với độ rộng là d , đã được xác định bằng cách giải phương trình Schrodinger sẽ cho kết quả sau:

$$E_q = \frac{h^2 (q\pi/d)^2}{2m}, \quad q = 1, 2, \dots \quad (4.86)$$

Thí dụ: các mức năng lượng cho phép của điện tử trong giếng lượng tử GaAs có độ sâu vô cùng với $m_c = 0,07 m_0$ và độ rộng giếng $d = 10$ nm sẽ là 54, 216 và 486 meV. Độ rộng giếng lượng tử càng hẹp thì các mức năng lượng cạnh nhau càng tách ra xa nhau. Chúng ta cần rất lưu ý đặc điểm này. Số lượng tử q có thể là q_1, q_2, q_3 có giá trị là 1, 2, 3.



Hình 4.22. Kích thước hình học của giếng lượng tử đơn a), giản đồ năng lượng và các mức năng lượng con đối với điện tử và lỗ trống trong giếng lượng tử b) và mặt cắt của hệ thức năng lượng - động lượng trong chiều của k_2 hay k_3 c)

Trong cấu trúc giếng lượng tử đơn như chỉ ra ở trên hình 4.22, các điện tử và lỗ trống đã được giam trong chiều x với khoảng cách là d_1 (chiều dày của giếng). Thế nhưng ở trong các chiều khác, giếng được kéo dài ra ở trong khoảng cách lớn hơn nhiều trong mặt phẳng của lớp giam (nghĩa là $d_2, d_3 \gg d_1$). Do vậy trong mặt phẳng $y-z$ chúng thể hiện như là ở trong bán dẫn khối. Mối quan hệ giữa động lượng - năng lượng trong vùng dẫn được viết như sau:

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_n} + \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m_n} + \frac{\hbar^2 k_3^2}{2m_n} \quad (4.87)$$

ở đó $k_1 = q_1\pi/d_1$, $k_2 = q_2\pi/d_2$, $k_3 = q_3\pi/d_3$ và $q_1, q_2, q_3 = 1, 2, 3, \dots$ là các số lượng tử thứ nhất, thứ hai và thứ ba... Vì $d_1 \ll d_2, d_3$, nên k_1 nhận các giá trị rời rạc tách rời nhau. Trong khi đó k_2 và k_3 có các giá trị rời rạc đặt trong không gian rất gần nhau nên có thể coi gần như liên tục. Tiếp theo đó, có thể coi mối quan hệ năng lượng - động lượng đối với nguyên tử ở trong vùng dẫn của giếng lượng tử được cho bởi phương trình sau:

$$E = E_c + E_{q_1} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \quad q_1 = 1, 2, 3, \dots \quad (4.88)$$

ở đó k là độ lớn của vectơ $\mathbf{k}$ hai chiều trong mặt phẳng $y-z$. Từng số lượng tử q_1 nó tương ứng với một vùng con mà năng lượng thấp nhất của nó là $(E_c + E_{q_1})$. Ta cũng sẽ có các biểu thức tương tự áp dụng cho lỗ trống trong vùng hóa trị.

Hệ thức năng lượng - động lượng đối với bán dẫn khối như đã bàn ở trên, trong đó k là độ lớn của vectơ sóng ba chiều $\mathbf{k}$ (k_1, k_2, k_3). Sự khác nhau cơ bản là trong giếng lượng tử, k nhận các giá trị rời rạc cách nhau. Điều đó dẫn đến một kết quả là mật độ các trạng thái liên quan tới cấu trúc giếng lượng tử khác biệt với mật độ các trạng thái của vật liệu khối. Mật độ các trạng thái vùng dẫn được viết như sau:

$$Q_c(E) = \frac{\sqrt{2}m_n^{3/2}}{\pi^2\hbar^3} (E - E_c)^{1/2} \quad E > 0 \quad (4.89)$$

Trong cấu trúc giếng lượng tử mật độ các trạng thái được tính từ độ lớn của vectơ sóng hai chiều $\mathbf{k}(k_2, k_3)$. Đối với từng số lượng tử, mật độ của các trạng thái sẽ là: $\rho(k) = k/\pi$ trạng thái trên đơn vị diện tích trong mặt phẳng $y-z$ và do vậy đại lượng $k/\pi d_1$ có thứ nguyên nghịch đảo đơn vị thể tích. Các mật độ $\rho_c(E)$ và $\rho(k)$ là liên quan với nhau bằng hệ thức $\rho_c(E)dE = \rho(k)dk = (k/\pi d_1)dk$. Cuối cùng sử dụng hệ thức $E - k$ chúng ta sẽ nhận $dE/dk = \hbar^2 k/m_n$, từ đó:

$$Q_c(E) = \frac{m_n}{\pi\hbar^2 d_1} \quad \text{khi} \quad E > E_c + E_{q_1} \quad (4.90.a)$$

$$Q_c(E) = 0 \quad \text{khi} \quad E < E_c + E_{q_1} \quad (4.90.b)$$

$$q_1 = 1, 2, 3 \dots$$

Do vậy đối với từng số lượng tử q_1 , mật độ các trạng thái trên đơn vị diện tích là không đổi khi $E > E_c + E_{q_1}$. Mật độ các trạng thái tổng cộng là tổng các mật độ đối với tất cả các giá trị q_1 , từ đây chúng ta cũng thấy rằng hàm phân bố bao gồm các bậc

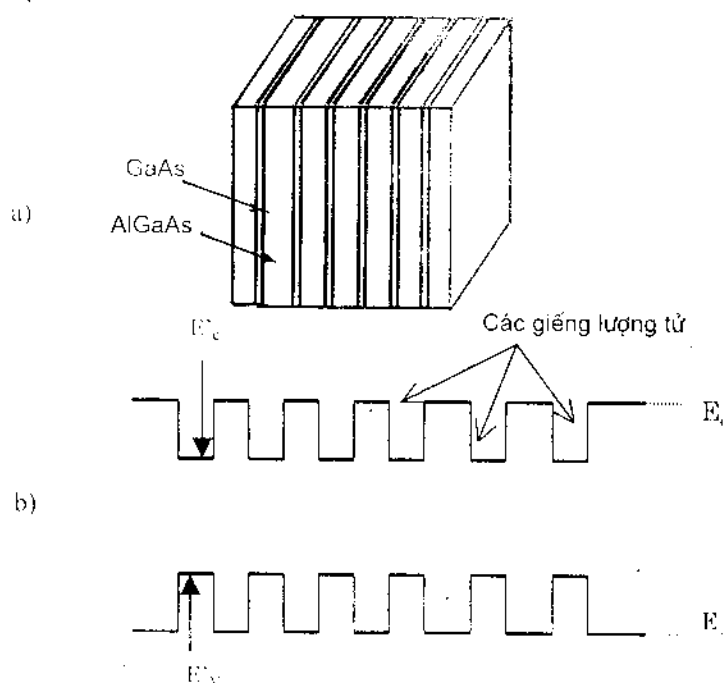
thang, mỗi bậc thang đại diện cho một số lượng tử, như biểu diễn trên Hình 4.24 ở phía dưới. Từng bậc thang tương ứng với từng số lượng tử khác nhau q_i và ứng với một dải năng lượng con ở trong vùng dẫn. Đáy của các dải năng lượng con này dịch chuyển dần lên cùng với các số lượng tử cao hơn. Mật độ các trạng thái ở trong vùng hoá trị nó cũng có đặc điểm tương tự như ở trong vùng dẫn.

Đổi ngược lại với bán dẫn khối, cấu trúc giếng lượng tử thể hiện một mật độ thực của các trạng thái tại mức năng lượng vùng cấm cho phép thấp nhất và tại mức năng lượng vùng hoá trị cho phép cao nhất. Đặc tính này có vai trò quan trọng tạo nên tính chất quang của vật liệu.

4.12.2. Các đa giếng lượng tử và các siêu mạng

Cấu trúc nhiều lớp gồm từ hai vật liệu bán dẫn khác nhau có vùng cấm khác nhau, với việc sắp xếp đan xen thay đổi nhau sẽ tạo thành một cấu hình gồm đa giếng lượng tử như trên hình 4.23. Đa giếng lượng tử có thể được chế tạo bằng cách chế tạo các lớp vật liệu mỏng bán dẫn có độ rộng vùng năng lượng thay đổi nhau, đan xen vào nhau, trong đó các giá trị E_c , E'_c và E_v , E'_v là các mép vùng dẫn và vùng hoá trị trong cấu trúc đa giếng lượng tử.

Nếu các rào năng lượng giữa hai giếng rất gần nhau để cho các điện tử có thể sẵn sàng xuyên hầm qua các rào thế giữa chúng (hiệu ứng tunneling), các mức năng lượng đơn lẻ có thể mở rộng ra thành các dải năng lượng con, trong trường hợp này cấu trúc đa giếng lượng tử còn được mang một tên khác là cấu trúc siêu mạng. Các cấu trúc đa giếng lượng tử được sử dụng rộng rãi trong các laser, các photodetector và các linh kiện quang phi tuyến.



Hình 4.23. Đa giếng lượng tử: cấu hình hình học a) và giản đồ năng lượng b)

Một cấu trúc đa giếng lượng tử tiêu biểu có thể bao gồm 100 lớp, mỗi lớp có chiều dày khoảng 10 nm và mỗi lớp chứa đựng 40 lớp nguyên tử. Như vậy chiều dày tổng cộng của cấu trúc khoảng 1 μm . Một cấu trúc như thế này sẽ được nuôi trong thiết bị epitaxy chùm tia phân tử (MBE) với một thời gian cỡ một giờ.

4.12.3. Dây lượng tử và chấm lượng tử

Một sợi vật liệu bán dẫn có hình dáng một dây mảnh, có tiết diện vuông, được bao quanh bởi môi trường bán dẫn có vùng cấm rộng hơn thì được gọi là cấu trúc dây lượng tử. Dây lượng tử hoạt động như một hố giếng thế năng hẹp sâu, nó giam các điện tử hay lỗ trống trong một không gian rất hẹp trong hai chiều x-y. Giả thiết rằng diện tích tiết diện cắt là $(d_1 d_2)$ hệ thức năng lượng - động lượng ở trong vùng dẫn sẽ là :

$$E = E_c + E_{q_1} + E_{q_2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \quad (4.91)$$

ở đây

$$E_{q_1} = \frac{\hbar^2 (q_1 \pi / d_1)^2}{2m_n}, E_{q_2} = \frac{\hbar^2 (q_2 \pi / d_2)^2}{2m_n} \quad (4.92)$$

$$q_1, q_2, \dots = 1, 2, \dots$$

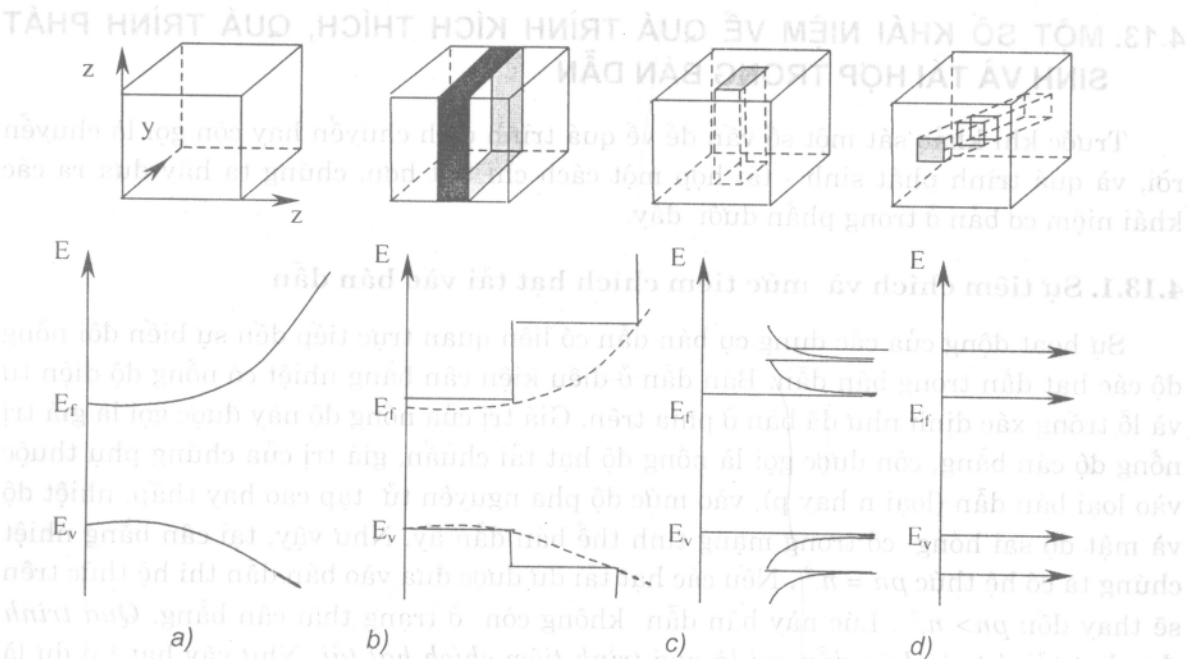
và k là thành phần vectơ sóng ở trong chiều z (dọc theo chiều của dây lượng tử). $q_1, q_2, \dots$ kí hiệu tên mức năng lượng, còn $E_{q_1}, E_{q_2}, \dots$ là giá trị năng lượng tại các mức $q_1, q_2, \dots$. Hai mức năng lượng cạnh nhau tạo thành một dải năng lượng con trong giếng. Từng cặp số lượng tử (q_1, q_2) có liên quan tới dải năng lượng con với một mật độ trạng thái $\rho(k) = 1/\pi$ trên chiều dài đơn vị của dây lượng tử và do vậy đại lượng $1/\pi d_1 d_2$ sẽ có thứ nguyên trên đơn vị thể tích. Mật độ tương ứng của các trạng thái trên đơn vị thể tích là hàm của năng lượng được viết như sau:

$$Q_c(E) = \begin{cases} (1/d_1 d_2) (m_n^{1/2} / \sqrt{2\pi\hbar}) & E > E_c + E_{q_1} + E_{q_2} \\ 0 & \end{cases} \quad (4.93)$$

$$q_1, q_2, \dots = 1, 2, \dots$$

Trong phương trình (4.93) cần lưu ý rằng $Q_c(E)=0$ trong các trường hợp khác ngoài trường hợp $E > E_c + E_{q_1} + E_{q_2}$ như thể hiện trong phương trình trên.

Những giá trị về mật độ trạng thái này là các hàm số giảm theo năng lượng như được biểu thị trên Hình 4.24. Các dải năng lượng con trong dây lượng tử là hẹp hơn so với các dải năng lượng con ở trong giếng lượng tử. Như vậy, như ta đã biết sự tách các mức năng lượng trong các dải con sẽ lớn hơn trong giếng lượng tử.



Hình 4.24. Cấu trúc hình học và hàm mật độ các trạng thái của bán dẫn khối a), của giếng lượng tử (theo bậc thang) b), của dây lượng tử c) và điểm lượng tử (theo hàm delta) d)

Trong cấu trúc điểm lượng tử, các điện tử (hay lỗ trống) được giam một cách rất chặt ở trong không gian ba chiều, ví như trong một hộp có thể tích là $d_1 d_2 d_3$. Năng lượng do vậy được biểu thị bằng biểu thức sau:

$$E = E_c + E_{q_1} + E_{q_2} + E_{q_3} \quad (4.94)$$

$$E_{q_1} = \frac{\hbar^2 (q_1 \pi / d_1)^2}{2m_n}, \quad E_{q_2} = \frac{\hbar^2 (q_2 \pi / d_2)^2}{2m_n}, \quad E_{q_3} = \frac{\hbar^2 (q_3 \pi / d_3)^2}{2m_n} \quad (4.95)$$

$$q_1, q_2, q_3 = 1, 2, \dots$$

Các mức năng lượng cho phép là rời rạc và tách rời nhau, do vậy mật độ các trạng thái được đại diện bởi thứ tự các hàm xung (hàm delta tại các năng lượng cho phép như trên hình vẽ 4.24. d)). Các điểm lượng tử thường được gọi là một nhóm các nguyên tử nhân tạo. Thậm chí, nó có thể bao gồm khoảng vài nghìn nguyên tử tự nhiên tương tác mạnh với nhau. Về nguyên tắc, các mức năng lượng rời rạc của giếng lượng tử có khả năng thay đổi được tốt với sự lựa chọn công nghệ phù hợp và với thiết kế cho trước.

4.13. MỘT SỐ KHÁI NIỆM VỀ QUÁ TRÌNH KÍCH THÍCH, QUÁ TRÌNH PHÁT SINH VÀ TÁI HỢP TRONG BÁN DẪN

Trước khi khảo sát một số vấn đề về quá trình dịch chuyển hay còn gọi là chuyển rời, và quá trình phát sinh - tái hợp một cách chi tiết hơn, chúng ta hãy đưa ra các khái niệm cơ bản ở trong phần dưới đây.

4.13.1. Sự tiêm kích và mức tiêm kích hạt tải vào bán dẫn

Sự hoạt động của các dụng cụ bán dẫn có liên quan trực tiếp đến sự biến đổi nồng độ các hạt dẫn trong bán dẫn. Bán dẫn ở điều kiện cân bằng nhiệt có nồng độ điện tử và lỗ trống xác định như đã bàn ở phía trên. Giá trị của nồng độ này được gọi là giá trị nồng độ cân bằng, còn được gọi là nồng độ hạt tải chuẩn, giá trị của chúng phụ thuộc vào loại bán dẫn (loại n hay p), vào mức độ pha nguyên tử tạp cao hay thấp, nhiệt độ và mật độ sai hỏng có trong mạng tinh thể bán dẫn ấy. Như vậy, tại cân bằng nhiệt chúng ta có hệ thức $pn = n_i^2$. Nếu các hạt tải dư được đưa vào bán dẫn thì hệ thức trên sẽ thay đổi: $pn > n_i^2$. Lúc này bán dẫn không còn ở trạng thái cân bằng. *Quá trình đưa hạt tải dư vào bán dẫn gọi là quá trình tiêm kích hạt tải*. Như vậy hạt tải dư là những hạt tải mới được đưa thêm vào khi có kích thích. Các hạt tải này còn được gọi là hạt tải không cân bằng. Có thể đưa các hạt tải dư vào bán dẫn bằng phương pháp tiêm kích hạt tải, bằng phương pháp điện, cũng có thể chiếu ánh sáng hoặc tia bức xạ (như tia Ronghen, tử ngoại...) vào bán dẫn để tạo ra hạt tải dư. Ta có thể suy luận ra rằng khi một loại hạt tải tăng lên (thí dụ loại hạt tải thiếu số tăng lên) thì loại hạt tải đa số cũng sẽ tăng lên để tạo ra trạng thái cân bằng mới và bảo đảm điều kiện trung hòa điện tích. Trong trường hợp tiêm kích hạt tải dư, nồng độ điện tử và lỗ trống có thể biểu diễn như sau:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (4.96)$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad (4.97)$$

trong đó n_0 và p_0 là nồng độ điện tử và lỗ trống tại cân bằng tại một nhiệt độ nhất định; Δn , Δp là nồng độ hạt tải dư tương ứng được tiêm kích vào trong bán dẫn. Độ lớn của nồng độ hạt tải dư, thường là nồng độ hạt tải dư thiếu số so sánh với nồng độ hạt tải đa số sẽ xác định mức tiêm kích. Để phân biệt các mức tiêm kích cao thấp vào bán dẫn chúng ta hãy xét ví dụ cụ thể sau đây:

Cho một mẫu bán dẫn loại n với nồng độ donor $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Tại cân bằng nhiệt ở 300 K giá trị nồng độ hạt tải đa số là $n_{n0} = N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Nồng độ hạt tải thiếu số sẽ tính được như sau:

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} = \frac{(1,45 \cdot 10^{-10})^2}{10^{15}} = 2,1025 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3} \quad (4.98)$$

Vậy tại cân bằng nhiệt, trong mẫu bán dẫn có $n_{n0} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $p_{n0} = 2,1025 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$, $n_i = 1,45 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$. Nồng độ hạt tải thiếu số rất bé, bé hơn cỡ 10^{-10} cm^{-3} bậc độ lớn.

a) Bằng kích thích quang, chúng ta tạo ra các hạt tải dư vào trong bán dẫn. Cần lưu ý rằng số điện tử dư sinh ra bằng số lỗ trống dư sinh ra, nghĩa là $\Delta n = \Delta p$, vì quá trình kích thích quang làm sinh ra các cặp điện tử - lỗ trống. Giả sử ta đưa số hạt tải thiểu số (là lỗ trống trong bán dẫn loại n) có độ lớn là 10^{12} cm^{-3} vào mẫu bán dẫn, sau khi kích thích quang thì hạt tải thiểu số tăng từ 10^5 cm^{-3} (như đã tính ở trên) lên tới $(10^{12} \text{ cm}^{-3} + 10^5 \text{ cm}^{-3})$, trong khi đó cũng có thêm một nồng độ hạt tải đa số giống như vậy, nồng độ điện tử dư là 10^{12} cm^{-3} thêm vào nồng độ điện tử cân bằng 10^{15} cm^{-3} . Tuy nhiên giá trị này quá nhỏ so với nồng độ hạt tải đa số đã có sẵn trong bán dẫn là 10^{15} cm^{-3} . Nồng độ hạt tải thiểu số tạo ra chỉ chiếm tỷ lệ $10^{12}/10^{15}$, cỡ 0,1 %, hay nói cách khác là : $\Delta n = \Delta p = 10^{12} \text{ cm}^{-3} \ll N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Lúc này chúng ta có *mức tiêm chính thấp*.

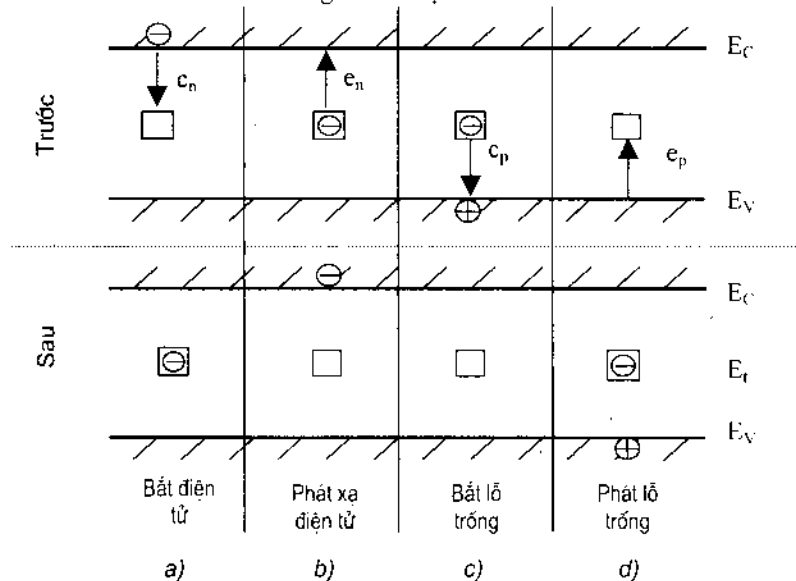
b) Nếu chúng ta tăng số hạt tải lên gần độ lớn của hạt tải đa số, nghĩa là $\Delta n = \Delta p \cong N_D = n_{n0} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, khi này nồng độ hạt tải thiểu số có thể so sánh xấp xỉ với nồng độ hạt tải đa số. Trường hợp này chúng ta có *mức tiêm chính cao*.

4.13.2. Các quá trình phát xạ và bắt hạt tải qua tâm trong vùng cấm

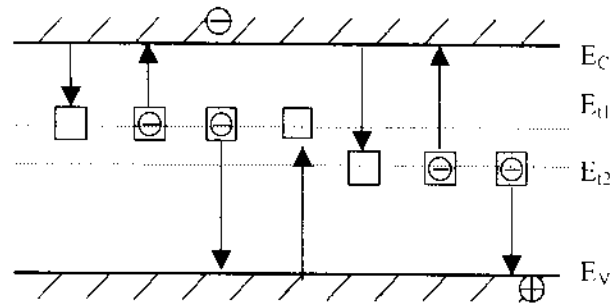
Quá trình phát xạ hạt tải (điện tử, lỗ trống) không giống với quá trình phát xạ và hấp thụ photon. Hình 4.25.a,b,c,d) trình bày các quá trình phát xạ hạt tải qua các tâm trong vùng cấm ở thời điểm “trước” và “sau” khi xảy ra các quá trình bắt và phát điện tử lỗ trống. Như vậy có 4 quá trình phát xạ và bắt hạt tải như sau:

a) *Quá trình bắt điện tử*: Một tâm trong vùng cấm có thể bắt một điện tử từ vùng dẫn để trở thành tâm mang điện âm.

b) *Quá trình phát điện tử*: Một tâm đang bắt giữ điện tử phát ra một điện tử vào vùng dẫn sau đó trở thành tâm trung hoà điện tích.



Hình 4.25. Quá trình phát xạ và bắt hạt tải qua tâm trong vật liệu bán dẫn



Hình 4.26. Các quá trình phát sinh và bắt hạt tải qua nhiều tâm trong vùng cấm

c) *Quá trình bắt lỗ trống:* Có một lỗ trống trong vùng hóa trị và một tâm mang điện tích âm trong vùng cấm, điện tử tại tâm nhảy xuống vùng hóa trị bắt lỗ trống, sau đó tâm trở thành trung hòa và lỗ trống biến mất.

d) *Quá trình phát lỗ trống:* Có một điện tử từ vùng hóa trị nhảy lên tâm trong vùng cấm, tâm trở thành tích điện âm và để lại trong vùng hóa trị một lỗ trống.

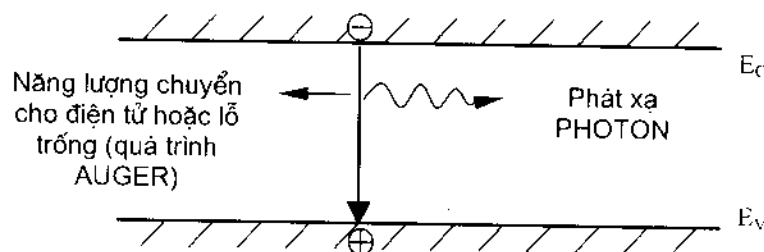
Trên đây là các quá trình phát xạ và bắt hạt tải qua một tâm trong vùng cấm. Các quá trình phát xạ và bắt hạt tải có thể xảy ra qua nhiều tâm trong vùng cấm như trên hình 4.26.

4.13.3. Một số quá trình phát sinh và tái hợp

Quá trình phát sinh và quá trình tái hợp hạt tải là hai quá trình trái ngược nhau: nếu quá trình phát sinh làm tăng nồng độ hạt dẫn trong bán dẫn thì quá trình tái hợp lại làm giảm nồng độ hạt dẫn. Nói cách khác, quá trình tái hợp là quá trình làm cho các hạt tải đang ở trạng thái lệch khỏi cân bằng gây ra do phát sinh quay trở lại trạng thái cân bằng. Quá trình tái hợp xảy ra trong bán dẫn rất phức tạp. *Quá trình tái hợp có thể xảy ra bên trong lòng bán dẫn, gọi là tái hợp khối. Tái hợp cũng có thể xảy ra trên bề mặt bán dẫn, gọi là tái hợp mặt. Tái hợp có thể chia làm hai loại: tái hợp trực tiếp và tái hợp gián tiếp.*

Tái hợp trực tiếp và quá trình tái hợp không phát xạ Auger. Đây là quá trình điện tử nhảy trực tiếp từ vùng dẫn xuống vùng hóa trị tái hợp với lỗ trống trong vùng hóa trị. Quá trình này giải phóng năng lượng dưới dạng phát ra một *photon* (xem trên hình 4.27) hoặc cung cấp năng lượng cho một hạt tải điện khác.

Tái hợp gián tiếp là quá trình điện tử từ vùng dẫn đầu tiên nhảy vào tâm tái hợp (như trên hình 4.25) sau đó mới tiếp tục nhảy xuống vùng dẫn và tái hợp với lỗ trống trong vùng dẫn. Tâm tái hợp trở lại trạng thái ban đầu, sẵn sàng tiếp nhận điện tử mới. Tái hợp gián tiếp giải phóng năng lượng dưới dạng nhiệt (phonon).



Hình 4.27. Quá trình tái hợp trực tiếp có thể phát ra photon hoặc cung cấp năng lượng cho hạt tải (quá trình tái hợp Auger)

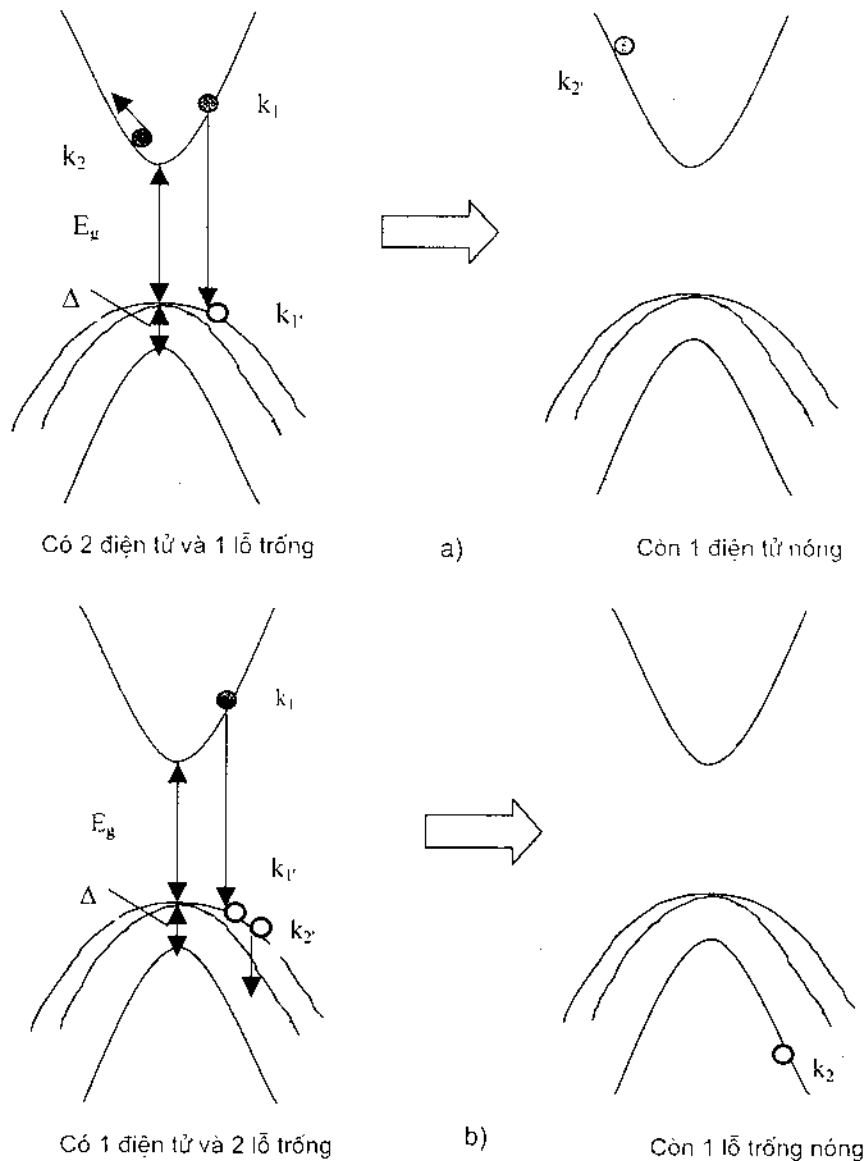
Quá trình hấp thụ photon tạo ra cặp điện tử lỗ trống: Khi chiếu một chùm sáng có năng lượng $h\nu$ lớn hơn độ rộng vùng cấm của bán dẫn sẽ gây ra sự chuyển rời các điện tử từ vùng hóa trị lên vùng dẫn làm phát sinh các cặp điện tử - lỗ trống. Các cặp hạt tải này có khả năng tham gia vào quá trình dẫn điện. Đây là quá trình hấp thụ photon tạo ra cặp điện tử - lỗ trống. Quá trình này có vai trò quyết định trong các linh kiện thu tín hiệu quang (photodetector).

Quá trình phát xạ photon: Khi các điện tử đã nhảy lên hay còn gọi là đã được bơm lên vùng dẫn, chúng chiếm lĩnh các mức năng lượng trong vùng dẫn, ở một điều kiện xác định nào đó các điện tử có thể nhảy xuống vùng hóa trị tái hợp với các lỗ trống trong vùng hóa trị phát ra các photon. *Quá trình này gọi là quá trình phát xạ photon*, nó có vai trò quyết định trong các linh kiện phát quang như LED, laser diốt...

Điện tử nóng và lỗ trống nóng: Khi một điện tử nhảy xuống vùng hóa trị tái hợp với một lỗ trống trong vùng hóa trị song năng lượng dư thừa không phát ra photon mà truyền cho một điện tử hay một lỗ trống thứ 3, quá trình này gọi là *quá trình tái hợp Auger*. Điện tử hay lỗ trống thu được năng lượng sẽ nhảy lên các trạng thái năng lượng cao hơn. Điện tử hay lỗ trống lúc này được gọi là *điện tử nóng hay lỗ trống nóng*. Hình 4.28 mô tả quá trình hình thành điện tử nóng hoặc lỗ trống nóng sinh ra trong quá trình tái hợp không phát xạ Auger.

Hai quá trình phát xạ và hấp thụ photon chính là sự tương tác giữa photon và điện tử trong bán dẫn. Các quá trình này có vai trò rất quan trọng trong phần lớn các linh kiện bán dẫn quang điện tử. Để hiểu quá trình hoạt động trong các linh kiện bán dẫn quang điện tử, chúng ta cần hiểu rõ các quá trình này.

4.14. CÁC ĐIỆN TỬ TRONG TRƯỜNG SÓNG ĐIỆN TỬ



Hình 4.28. Quá trình tái hợp không phát xạ (tái hợp Auger).

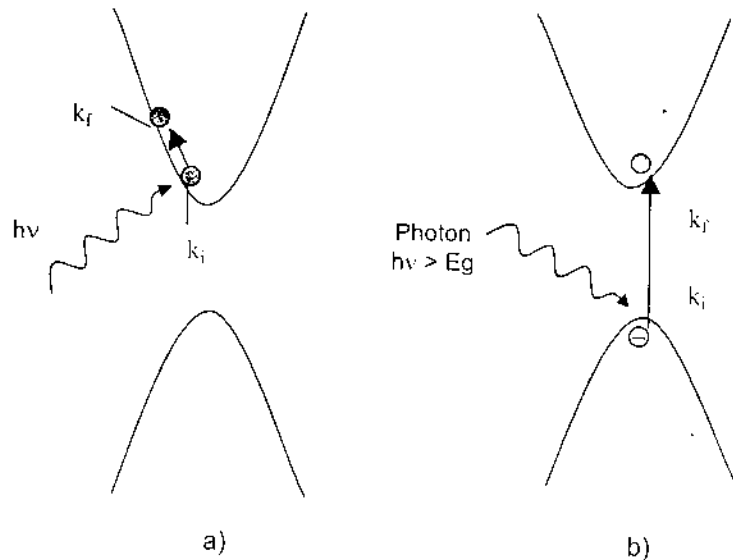
Năng lượng dư sau tái hợp truyền cho một điện tử thứ ba thành điện tử nóng a) và thành lỗ trống nóng di chuyển lên trạng thái năng lượng mới b)

Trong phần này chúng ta cần khảo sát tương tác của photon ở trong dạng sóng điện tử với vật liệu bán dẫn. Sự tương tác này được mô tả bằng thuyết tán xạ, nghĩa là điện tử tán xạ từ một trạng thái ban đầu sang một trạng thái thứ hai khác bởi trường photon. Trước đây chúng ta đã biết các ảnh hưởng của sự không hoàn hảo mạng tinh thể lên sự tán xạ của điện tử. Quá trình kích thích, nhiễu loạn của các tạp chất đã ion hóa và phonon... đã gây ra sự tán xạ của điện tử từ trạng thái này tới trạng thái khác. Bức xạ sóng điện tử hay bức xạ photon cũng gây ra sự tán xạ tương tự. Như

vậy vấn đề này cũng có thể được xem xét bằng lý thuyết nhiễu loạn phụ thuộc thời gian (giống như giải quyết vấn đề tán xạ của phonon - điện tử) khi được cung cấp một mật độ photon không quá cao.

Các photon có thể gây ra tán xạ trong một vùng năng lượng (thí dụ trong vùng dẫn) hoặc giữa hai vùng năng lượng. Hình 4.29 biểu thị hai loại tán xạ này. Loại tán xạ ban đầu gọi là *tán xạ trong vùng (intraband)*, còn loại tán xạ thứ hai là *tán xạ vùng-vùng (interband)*: cụ thể là giữa các trạng thái trong vùng dẫn và vùng hoá trị. Các quá trình này giữ vai trò rất quan trọng trong các linh kiện quang điện tử như laser và photodetector. Ngoài ra quá trình tán xạ còn rất được quan tâm chú ý trong một số trường hợp ví dụ đối với các trạng thái exciton đặc biệt trong cấu trúc giếng lượng tử. Tương tác photon - exciton trong cấu trúc bán dẫn chứa đựng các vấn đề vật lý quan trọng và cũng là vấn đề rất được quan tâm trong các linh kiện biến điệu và linh kiện chuyển mạch quang.

Trong các chương 2,3 chúng ta đã bàn về một số điểm chính của phương trình sóng điện tử trong các môi trường vật chất. lời giải tổng quát của chúng trong một số trường hợp. Trong phần này chúng ta bàn kĩ hơn một số vấn đề về quá trình tán xạ và các quá trình tái hợp trong bán dẫn dưới tác dụng của trường sóng điện từ.



Hình 4.29. Tán xạ trong vùng (intraband) a), và tán xạ vùng-vùng (interband) từ một trạng thái ban đầu k_i lên trạng thái cuối cùng k_f b)

Điện tử mang điện tích âm, khi xuất hiện trong trường sóng điện từ, chúng tương tác với điện trường và từ trường tạo nên sự tán xạ. Năng lượng liên quan tới sự tương tác này xác định Hamiltonian tương tác, nó xác định sự tán xạ của điện tử. Hamiltonian mô tả sự tương tác giữa điện tử có điện tích e và trường điện từ. Để dẫn dắt bài toán, trước hết phải viết Hamiltonian mô tả các tương tác giữa một điện tích e và trường sóng điện từ ở dạng đầy đủ, sau đó biến đổi toán học với việc sử dụng kết

quả giao hoán thông thường đối với một hàm phụ thuộc vào không gian $f(\mathbf{r})$ và động lượng p , biến đổi ta sẽ thu được dạng Hamiltonian đơn giản hơn như sau:

$$H = \frac{p^2}{2m_n} - \frac{e}{m_n} \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} + \frac{ie\hbar}{2m_n} \nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{e^2}{2m_n} A^2 + e\phi + V(\mathbf{r}) \quad (4.99)$$

trong đó p là động lượng, m_n là khối lượng điện tử, e là điện tích điện tử, $e\phi$ là thế năng và $V(\mathbf{r})$ là thế năng tinh thể nền, $\mathbf{A}$ là vectơ thế năng, ∇ là toán tử. Chúng ta sử dụng lý thuyết nhiễu loạn để nghiên cứu ảnh hưởng của sóng điện từ lên điện tử. Trong lý thuyết lượng tử về bức xạ, trường điện từ được viết trong các thừa số toán tử sinh và huỷ. Chúng ta sẽ nói qua về phương pháp này (còn được gọi là phương pháp lượng tử bậc hai). Phương trình Schrodinger cần phải giải sẽ có dạng sau:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 + \frac{ie\hbar}{m_n c} \mathbf{A} \cdot \nabla + \frac{ie\hbar}{2m_n} \nabla \cdot \mathbf{A} + \frac{e^2}{2m_n} A^2 + e\phi + V(\mathbf{r}) \right] \Psi \quad (4.100)$$

Chúng ta sẽ làm việc với $(\nabla \cdot \mathbf{A} = e\phi = 0)$, và sử dụng lý thuyết phụ thuộc thời gian, với các điều kiện này sẽ thu được các tốc độ tán xạ đã cho bởi quy tắc vàng Fermi. Chúng ta giả thiết rằng công suất quang và kết quả đưa đến là đại lượng A cũng nhỏ, ví dụ, đối với một công suất quang cỡ 1 W/cm^2 , mật độ photon của một chùm tia có năng lượng 1 eV cỡ 10^9 cm^{-3} , khi sử dụng tốc độ điện tử là 10^6 cm/s chúng ta có thể tính được đại lượng $(eA/p) \approx 10^{-5}$. Khi tăng công suất quang lên một hai bậc độ lớn thì giá trị (eA/p) cũng vẫn rất nhỏ, do vậy lý thuyết nhiễu loạn vẫn được ứng dụng tốt cho trường hợp này. Do vậy ở đây chúng ta chỉ giữ lại thành phần bậc nhất của giá trị vectơ thế năng $\mathbf{A}$ để giải bài toán trên (chỉ có H_0 và H'). Với những điều kiện và giả thiết trên, phương trình Schrödinger bây giờ sẽ được viết dưới dạng sau:

$$\left| \frac{ie\hbar}{m_n c} \mathbf{A} \cdot \nabla \right| : \left| \frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 \right| \approx \left| \frac{e^2 A^2}{2m_n^2} \right| : \left| \frac{ie\hbar}{m_n} \mathbf{A} \cdot \nabla \right| \approx \frac{eA}{p} \quad (4.101)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 + H') \Psi \quad (4.102.a)$$

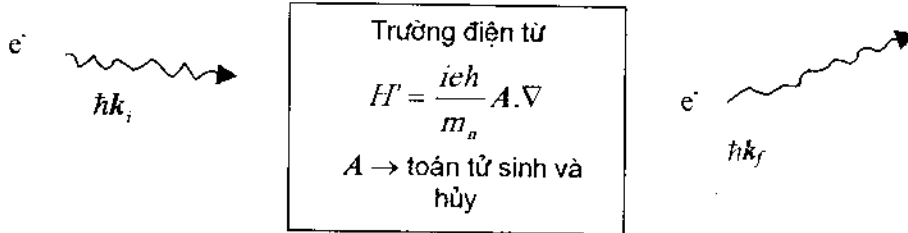
trong đó

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 + V(\mathbf{r}) \quad (4.102.b)$$

$$H' = \frac{ie\hbar}{m_n} \mathbf{A} \cdot \nabla \quad (4.102.c)$$

Ở đây cần lưu ý rằng trong một số trường hợp, nhất là đối với các chuyển rời bị cấm (forbidden transitions) thì ngoài thành phần bậc nhất cần đưa thêm vào các thành phần có thứ bậc cao hơn. Độ phức tạp về tán xạ có thể biểu thị bằng sơ đồ đơn giản như trên hình 4.30, ở đó sự nhiễu loạn do trường điện từ gây ra sự tán xạ của

điện tử. Vectơ thế năng A đại diện cho trường điện từ, đại lượng này được biểu thị bởi một toán tử, toán tử này sẽ được viết trong các dạng toán tử sinh và huỷ (b^+ và b), giống như bài toán dao động điều hòa đã được thảo luận trong nhiều tài liệu trước đây.



Hình 4.30. Lược đồ về tán xạ của một điện tử bởi trường điện từ

Lý thuyết nhiễu loạn phụ thuộc vào thời gian với gần đúng bậc nhất cho chúng ta về tốc độ dịch chuyển của điện tử từ trạng thái ban đầu $|i\rangle$ tới trạng thái sau cùng $|f\rangle$ bởi công thức sau:

$$W(i) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |\langle f | H' | i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i \mp \hbar\omega) \quad (4.103)$$

ở đó, trong thừa số cuối cùng, dấu “-” phía trên viết cho trường hợp hấp thụ, còn dấu “+” phía dưới cho trường hợp phát xạ. Tốc độ phát xạ chứa đựng ý nghĩa vật lý nhất định. Chúng ta cần định nghĩa trạng thái cuối cùng hoặc là có sự chuyển các trạng thái điện tử hoặc là có sự chuyển các trạng thái photon. Ở đây cần lưu ý rằng các trạng thái ban đầu và cuối cùng của điện tử và photon có thể đặc trưng bởi các trạng thái động lượng của điện tử. Theo đó, mật độ photon và các trạng thái ban đầu và trạng thái cuối cùng của điện tử-photon được biểu thị trên hình 4.29 và 4.30.

Đối với quá trình hấp thụ photon (bị mất một photon) các trạng thái ban đầu và cuối được biểu diễn như sau:

$$|i\rangle = |k_i, n_{ph}\rangle \quad |f\rangle = |k_f, n_{ph} - 1\rangle \quad (4.104)$$

Đối với quá trình phát xạ photon (thêm một photon) các trạng thái đầu và cuối được biểu thị như sau:

$$|i\rangle = |k_i, n_{ph}\rangle \quad |f\rangle = |k_f, n_{ph} + 1\rangle \quad (4.105)$$

ở đó k_i và k_f là các vectơ sóng của điện tử ở trạng thái ban đầu và trạng thái cuối, n_{ph} là mật độ photon ở trạng thái ban đầu. Vectơ thế năng được biểu thị như sau:

$$A_o = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega\epsilon V}} (b^* + b) \quad (4.106)$$

ở đó b^* và b là các toán tử sinh và huỷ. Giá trị $|A_o|^2$ có thể tính được từ phương trình Poynting biểu diễn công suất sóng điện từ như trong chương 2 đã bàn.

Toán tử sinh và huỷ có các yếu tố ma trận (ở đây chỉ lưu tâm tới thành phần chứa photon của yếu tố ma trận và vectơ đơn vị phân cực "a") được viết như sau:

Đối với quá trình hấp thụ :

$$\langle i | A \nabla | f \rangle \Rightarrow \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega\epsilon}} \langle k_f, n_{ph} | -i(b^+ + b)a \nabla | k_i, n_{ph} \rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega\epsilon}} (n_{ph})^{1/2} \langle k_f | a \nabla | k_i \rangle \quad (4.107)$$

Đối với quá trình phát xạ :

$$\langle i | A \nabla | f \rangle \Rightarrow \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega\epsilon}} \langle k_f, n_{ph} + 1 | -i(b^+ + b)a \nabla | k_i, n_{ph} \rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega\epsilon}} (n_{ph} + 1)^{1/2} \langle k_f | a \nabla | k_i \rangle \quad (4.108)$$

Ở đây ω là tần số và ϵ là hằng số điện môi của vật liệu. Chúng ta cần lưu ý rằng thừa số $(n_{ph})^{1/2}$ là đối với quá trình hấp thụ, còn thừa số $(n_{ph} + 1)^{1/2}$ là cho quá trình phát xạ photon. Sự khác biệt này là rất quan trọng cần hết sức lưu ý.

Chúng ta hãy xét quá trình hấp thụ photon, ở đó một photon với động lượng $\hbar \cdot k_{ph}$ và năng lượng $\hbar\omega$ bị hấp thụ bởi một hệ điện tử. Để tính toán tốc độ này cần lấy tổng tất cả các trạng thái có thể của điện tử cho phép mà quá trình hấp thụ có thể xảy ra.

Để nhận tốc độ tán xạ tổng cộng chúng ta cần lấy tích phân tất cả các trạng thái cuối cùng, lúc đó tốc độ hấp thụ sẽ là :

$$W_{abs} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2}{m_n^2} \left(\frac{\hbar n_{ph}}{2\omega\epsilon} \right) \sum_f \left| \int \Psi_f^*(a, p) e^{ik_{ph} \cdot r} \Psi_i d^3 r \right|^2 \cdot \delta(E_i - E_f + \hbar\omega) \quad (4.109)$$

Tổng cộng tất cả các trạng thái cuối cùng về cơ bản sẽ cho mật độ các trạng thái một cách tương ứng hoặc là các trạng thái điện tử hoặc là các trạng thái photon. Ψ_f^* và Ψ_i là các hàm sóng ở trạng thái ban đầu và trạng thái cuối. Trong biểu thức trên (nếu chúng ta coi tốc độ tán xạ tại đó một photon bị hấp thụ) chứa đựng tổng tất cả các mức điện tử cho phép miễn là sự bảo toàn năng lượng được đảm bảo. Thay vào đó, người ta có thể quan tâm bài toán ở đó một điện tử với động lượng k_i tán xạ vào trạng thái cuối với động lượng k_f .

Tốc độ của một điện tử với động lượng $\hbar \cdot k_i$ phát ra một photon và đạt đến một trạng thái với động lượng $\hbar \cdot k_f$, cũng tính toán tương tự ta có:

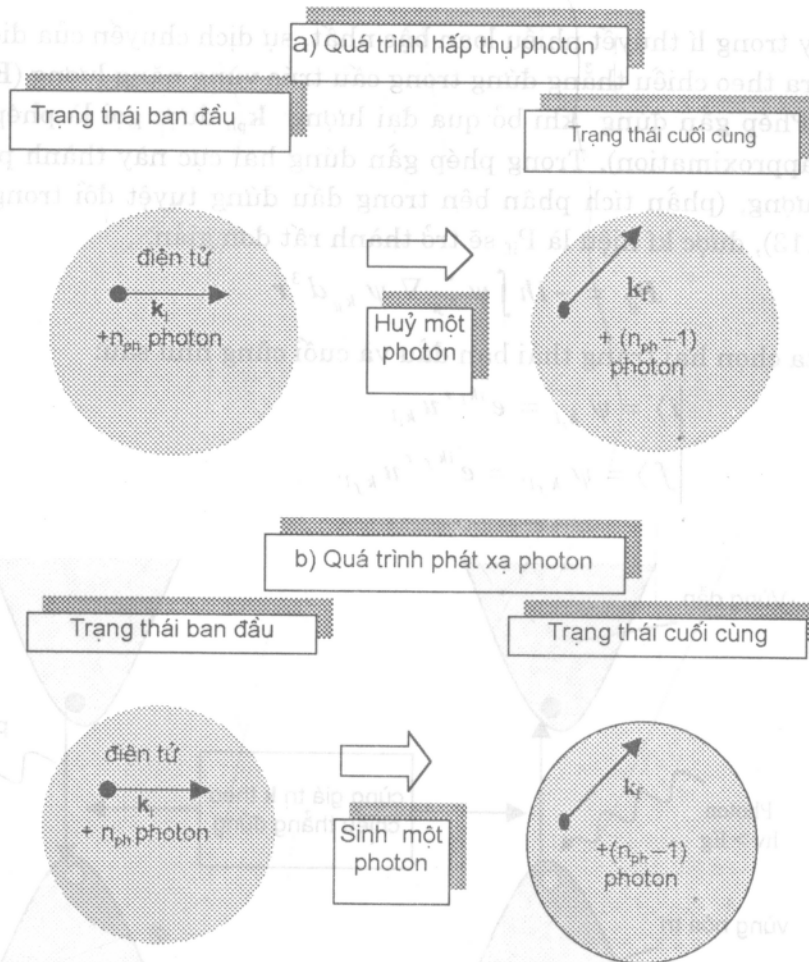
$$W_{emission} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{e^2}{m_n^2} \left(\frac{\hbar(n_{ph} + 1)}{2\omega\epsilon} \right) \sum_f \left| \int \Psi_f^*(a, p) e^{-ik_{ph} \cdot r} \Psi_i d^3 r \right|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\omega) \quad (4.110)$$

Ở đây chúng ta lưu ý rằng quá trình phát xạ photon có hai quá trình: phát xạ cưỡng bức W_{st} và phát xạ tự phát W_{spon} . Do vậy ta có thể viết phương trình trên như sau:

$$W_{em} = W_{st} + W_{spon} \quad (4.111)$$

$$W_{st} = \frac{2\pi e^2 \hbar n_{ph}}{\hbar m_n^2 2\omega \varepsilon} \sum_f \left| \int \psi_f^* e^{-ik_{ph} \cdot r} (a \cdot p) \psi_i d^3 r \right|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\omega) \quad (4.112)$$

$$W_{spon} = \frac{2\pi e^2}{\hbar m_n^2 2\omega \varepsilon} \sum_f \left| \int \psi_f^* e^{-ik_{ph} \cdot r} \psi_i d^3 r \right|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\omega) \quad (4.113)$$



Hình 4.31. Sơ đồ quá trình hấp thụ ở đó một photon bị hủy, năng lượng và động lượng của điện tử bị thay đổi a) và sự phát xạ photon ở đó một photon được sinh ra, năng lượng và động lượng cũng bị thay đổi b)

Quá trình phát xạ cưỡng bức là do các photon ở trạng thái ban đầu xuất hiện trong hệ thống, chúng tác động làm phát ra các photon khác có pha kết hợp với các photon ở trạng thái ban đầu. Còn quá trình phát xạ tự phát sinh ra từ nhiễu loạn do

sự biến động năng lượng trạng thái chân không (nghĩa là $n_{ph} = 0$). Và lúc này các photon phát ra là không kết hợp, tức không có mối liên hệ pha với nhau. Sự khác nhau giữa hai quá trình là chìa khoá để hiểu sự hoạt động của điốt phát quang (LED) và laser (LD), các linh kiện này sẽ được bàn trong chương 6.

Bây giờ chúng ta hãy xem xét các trạng thái điện tử bán dẫn chứa đựng cả quá trình hấp thụ và phát xạ photon. Động lượng photon ($\hbar \cdot k_{ph}$) trong dải năng lượng quan tâm ở trong các linh kiện có độ lớn cỡ 0,1 - 2 eV. Giá trị này là rất nhỏ so với động lượng điện tử, do vậy định luật bảo toàn động lượng đòi hỏi điều kiện sau :

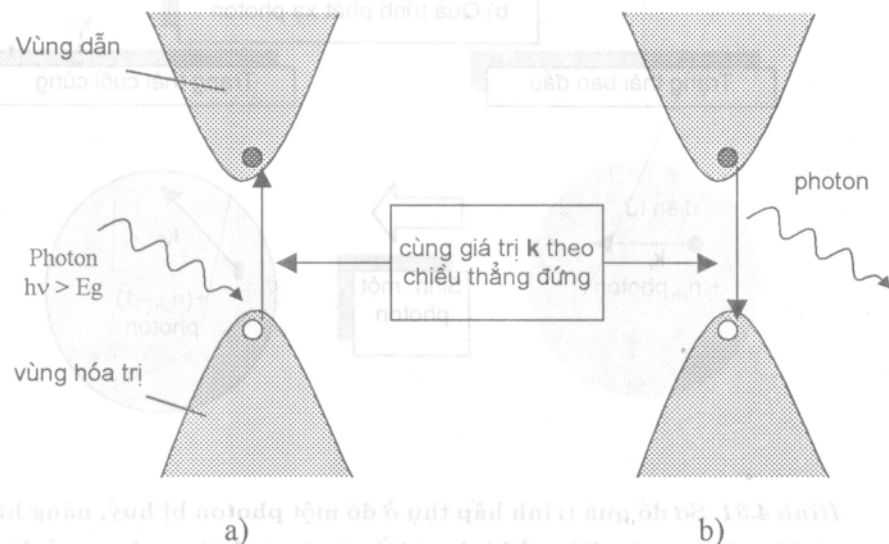
$$k_i = k_f \quad (4.114)$$

Như vậy trong lý thuyết nhiễu loạn bậc nhất, sự dịch chuyển của điện tử gây ra do photon xảy ra theo chiều thẳng đứng trong cấu trúc vùng năng lượng (E-k) (xem trong hình 4.31). Phép gần đúng khi bỏ qua đại lượng k_{ph} được gọi là phép gần đúng hai cực (dipole approximation). Trong phép gần đúng hai cực này thành phần yếu tố ma trận động lượng, (phần tích phân bên trong dấu đứng tuyệt đối trong phương trình 4.112 và 4.113), được kí hiệu là P_{if} sẽ trở thành rất đơn giản.

$$P_{if} = -i\hbar \int \psi_{k_f}^* \nabla \psi_{k_i} d^3r \quad (4.115)$$

ở đó chúng ta chọn hai trạng thái ban đầu và cuối cùng như sau:

$$\begin{aligned} |i\rangle &= \psi_{k_i,l} = e^{ik_i \cdot r} u_{k_i,l} \\ |f\rangle &= \psi_{k_f,l'} = e^{ik_f \cdot r} u_{k_f,l'} \end{aligned} \quad (4.116)$$



Hình 4.31. Quá trình hấp thụ và phát xạ vùng-vùng với cùng một giá trị k.

Khi có một photon bị hấp thụ, một điện tử từ vùng hóa trị nhảy lên vùng dẫn,

một cặp điện tử lỗ trống được phát sinh a), và khi một điện tử từ vùng dẫn

nhảy xuống vùng hoá trị thì sẽ phát ra một photon b)

Ở đây u_{kl} là hàm tuần hoàn theo chu kỳ ô cơ sở của trạng thái Bloch và l, l' là các kí hiệu dải vùng năng lượng. Sau khi thực hiện các phép biến đổi toán học, chúng ta có thể viết P_{if} như sau:

$$P_{if} = \hbar k_i \int \psi_{k_f l'}^* \psi_{k_i l} d^3 r - i \hbar \int u_{k_f l'}^* (\nabla u_{k_f l'}) (\nabla u_{k_i l}) e^{i(k_i - k_f) \cdot r} d^3 r \quad (4.117)$$

Phương trình này sẽ còn được sử dụng trong một số trường hợp cụ thể ở các phần tiếp theo.

4.17. CHUYỂN RỜI TRỰC TIẾP VÙNG - VÙNG

4.17.1. Chuyển rời vùng - vùng trong bán dẫn khối

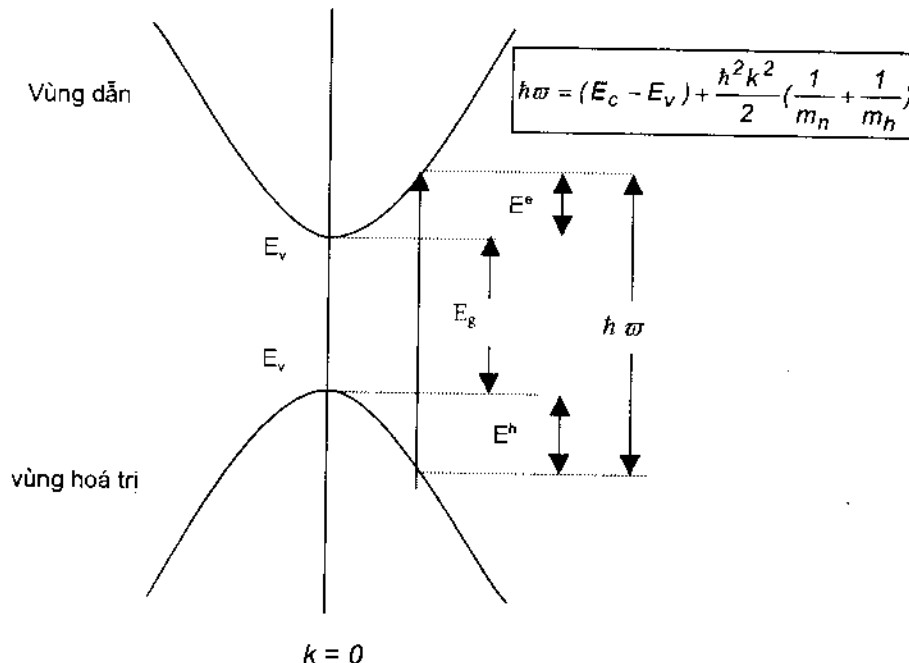
Chúng ta hãy xem xét một cách chi tiết hơn đối với sự chuyển rời trong bán dẫn có vùng cấm thẳng như chỉ ra trong Hình 4.31. Chúng ta cần sử dụng hàm ô trung tâm trạng thái vùng dẫn và vùng hóa trị để lí giải. Thừa số thứ nhất phía vế bên phải của thành phần ma trận trong phương trình (4.117) bằng không vì tính chất trực giao của các trạng thái Bloch. Thừa số thứ hai do tính tuần hoàn của các hàm u_k nên:

$$k_i - k_f = 0 \quad (4.118)$$

Do vậy chuyển rời vùng - vùng là dịch chuyển theo chiều thẳng đứng. Yếu tố ma trận vùng - vùng (interband), do $k_i = k_f = k$, sẽ là:

$$\langle u_{ck} | P_a | u_{vk} \rangle \quad (4.119)$$

ở đó u_{ck} và u_{vk} đại diện cho các trạng thái ô trung tâm vùng dẫn và vùng hoá trị.



Hình 4.32. Vị trí của năng lượng điện tử và lỗ trống tại các giá trị k thẳng đứng. Năng lượng điện tử và lỗ trống được xác định bởi năng lượng photon và khối lượng của các hạt tải điện theo biểu thức có trên hình vẽ

Đối với các chuyển rời ở rìa vùng cấm thì cần giả thiết rằng u_{ck} và u_{vk} được cho bởi các trạng thái trung tâm các vùng của chúng. Bằng cách xét chi tiết các đặc tính trong vùng dẫn và nhất là trong vùng hóa trị (vì trong vùng hóa trị có các trạng thái lỗ trống nặng và nhẹ) và xét đối với ánh sáng đã phân cực dọc theo các trục x, y, z, người ta đã đi đến kết luận là: ánh sáng phân cực theo chiều z không có liên kết với các trạng thái lỗ trống nặng HH (Heavy Hole states), tất nhiên các trạng thái đó là các trạng thái thuần khiết tại $k=0$. Khi lệch ra khỏi giá trị $k=0$ thì các trạng thái lỗ trống nặng (HH) và lỗ trống nhẹ (LH) có một số đặc tính hỗn hợp. Đối với ánh sáng phân cực trong chiều x-y thì ánh sáng liên kết với cả lỗ trống nặng và lỗ trống nhẹ một cách rất mạnh. Trong các cấu trúc giếng lượng tử, các lỗ trống tham dự trong quá trình dịch chuyển có vai trò rất đặc biệt đối với linh kiện laser và photodetector cũng như các tính chất phụ thuộc phân cực của chúng. Bạn đọc có thể tìm hiểu sâu thêm vấn đề này trong các sách chuyên khảo về vật lý laser bán dẫn.

Kết quả về sự nghiên cứu các chuyển rời theo chiều thẳng đứng với giả thiết vùng năng lượng có dạng parabol như trên hình 4.32 sẽ cho phương trình có dạng sau:

$$\hbar\omega - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r^*} \quad (4.120)$$

ở đó m_r^* khối lượng hiệu dụng của hệ điện tử - lỗ trống. Tổng các mật độ trạng thái cuối cùng là mật độ các trạng thái hiệu dụng được cho bởi:

$$N_{cv}(\hbar\omega) = \sqrt{2} \frac{(m_r^*)^{3/2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (4.121)$$

Sau khi biến đổi, thay thế phương trình hấp thụ (4.109) ta có ở dạng mới như sau:

$$W_{abs} = \frac{\pi e^2 \hbar n_{ph}}{\epsilon m_o^2 \hbar \omega} |(a \cdot p)_{cv}|^2 N_{cv}(\hbar\omega) \quad (4.122)$$

Trong bán dẫn khối biểu thức về tốc độ hấp thụ đối với ánh sáng không phân cực sau khi tính toán được viết ở dạng:

$$W_{abs} = \frac{\pi e^2 \hbar n_{ph}}{2 \epsilon m_o \hbar \omega} \left(\frac{2p_{cv}^2}{m_o} \right) \cdot \frac{2}{3} N_{cv}(\hbar\omega) \quad (4.123)$$

ở đây "a" là vectơ đơn vị phân cực, p là động lượng, và chỉ số cv là biểu thị đại lượng có liên quan trong vùng dẫn và vùng hóa trị, ϵ là hằng số điện môi của vật liệu.

4.17.2. Các chuyển rời trong giếng lượng tử

Các kết quả thu được cho đến nay đối với bán dẫn khối, về nguyên lý có thể áp dụng cho cấu trúc giếng lượng tử. Tuy nhiên có một số thông số cần biến đổi để cho phù hợp. Về đại thể, các hàm ô trung tâm trong các giếng lượng tử không bị ảnh hưởng bởi sự xuất hiện thế năng giam giữ của cấu trúc giếng lượng tử. Có hai sự thay

đổi thuộc về bản chất của hàm sóng: thứ nhất là đối với các trạng thái nằm ở mức thấp bị giam giữ trong giếng và thứ hai là mật độ các trạng thái có hình dáng bậc thang đối với cấu trúc vùng năng lượng hai chiều parabolic như trong phần 4.11 đã bàn và ở trên Hình 4.24 cũng đã chỉ ra.

Tốc độ hấp thụ chỉ được tính toán đối với miền không gian trong giếng vì thành giếng cao đã tạo ra một vùng cấm lớn hơn, các trạng thái không tham gia trong các quá trình quang học ở ngoài giếng cho đến khi các năng lượng của chúng lớn hơn thành giếng. Các trạng thái cho phép trong vùng dẫn và vùng hóa trị của giếng lượng tử tuân theo các hàm sóng bao tương ứng dưới đây:

$$\psi_c^n = \frac{1}{\sqrt{AW}} e^{ik_z \cdot \rho} g_c^n(z) u_{ck}^n \quad (4.124)$$

$$\psi_v^m = \frac{1}{\sqrt{AW}} e^{ik_z \cdot \rho} g_v^m(z) u_{ck}^m \quad (4.125)$$

trong đó W là chiều rộng, A diện tích của giếng đang khảo sát. Ở đây chúng ta đã sử dụng phương pháp miêu tả đại lượng vô hướng về các trạng thái vùng dẫn và cách mô tả đa vùng trong vùng hóa trị. Các hàm bao g_c^n và g_v^m tương ứng với các mức siêu vùng (subband) n và m trong vùng dẫn và vùng hóa trị. Nếu bỏ qua các trạng thái hỗn hợp giữa lỗ trống nặng (HH) và lỗ trống nhẹ (LH) chúng ta có thể nhận được kết quả giải tích đơn giản hơn.

Khi biểu thị tốc độ hấp thụ photon theo phương thức mật độ điện tử của các trạng thái cuối cùng, và với sự lưu ý về sự khác biệt trong cấu trúc giếng lượng tử thì mật độ của các trạng thái đối với cấu trúc vùng có dạng parabol ở 3 chiều và hai chiều được biểu thị như sau:

$$N_{cv}^{3D}(\hbar\omega) = \frac{\sqrt{2} m_r^{*3/2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\pi \hbar^3} \quad (4.126)$$

$$\frac{N_{cv}^{2D}(\hbar\omega)}{W} = \frac{m_r^*}{\pi \hbar^2 W} \sum_{nm} \langle g_v^m | g_c^n \rangle \theta(E_{nm} - \hbar\omega) \quad (4.127)$$

và
$$E_{nm} = E_g + E_c^n + E_v^m \quad (4.128)$$

trong đó m_r là khối lượng hiệu dụng chung của điện tử - lỗ trống, θ là hàm bậc thang cạnh đứng (Heaviside) của mật độ các trạng thái trong giếng lượng tử.

Thông thường trong thực tế và ứng dụng, hệ số hấp thụ thường được dùng hơn tốc độ hấp thụ. Nếu chúng ta xét một chùm tia photon truyền dọc theo chiều x, chúng ta có thể viết phương trình liên tục cho mật độ photon như sau :

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = \frac{\partial n_{ph}}{\partial t} \Big|_{vol} + \frac{\partial (cn_{ph})}{\partial x} \quad (4.129)$$

ở đó số hạng thứ nhất biểu thị tốc độ hấp thụ, còn số hạng thứ hai biểu thị số photon chuyển dời đi trong dòng photon, ở đây c là tốc độ ánh sáng. Trong trạng thái dừng, thông thường ta có số photon biến thiên theo không gian chiều x như sau :

$$n_{ph}(x) = n_o \exp(-\alpha x) \quad (4.130)$$

trong đó α là hệ số hấp thụ photon, n_o là số photon ở bề mặt. Mặt khác chúng ta lại có :

$$\frac{\partial n_{ph}}{\partial t} = W_{abs} \quad (4.131)$$

Ở trạng thái dừng chúng ta lại có :

$$W_{abs} = \alpha \cdot c \cdot n_{ph} \quad (4.132)$$

Từ trên ta có thể đưa ra mối quan hệ giữa tốc độ hấp thụ và hệ số hấp thụ photon:

$$\alpha = \frac{W_{abs}}{c \cdot n_{ph}} \quad (4.133)$$

Sử dụng hệ thức (4.133) chúng ta có thể biểu thị hệ số hấp thụ đối với một số trường hợp khác nhau như sau:

- *Hệ số hấp thụ của chuyển rời vùng - vùng trong bán dẫn khối:*

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{m_o^2 c n_r \epsilon_o} \frac{1}{(\hbar\omega)} |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_v|^2 N_{cv}(\hbar\omega) \quad (4.134)$$

ở đó

$$N_{cv}(\hbar\omega) = \frac{\sqrt{2} (m_r^*)^{3/2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (4.135)$$

khi vùng dẫn và vùng hoá trị có dạng parabol. Sự phụ thuộc vào phân cực của hệ số hấp thụ được thể hiện trong thành phần ma trận $|\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_v|^2$, và n_r là hệ số chiết suất của vật liệu.

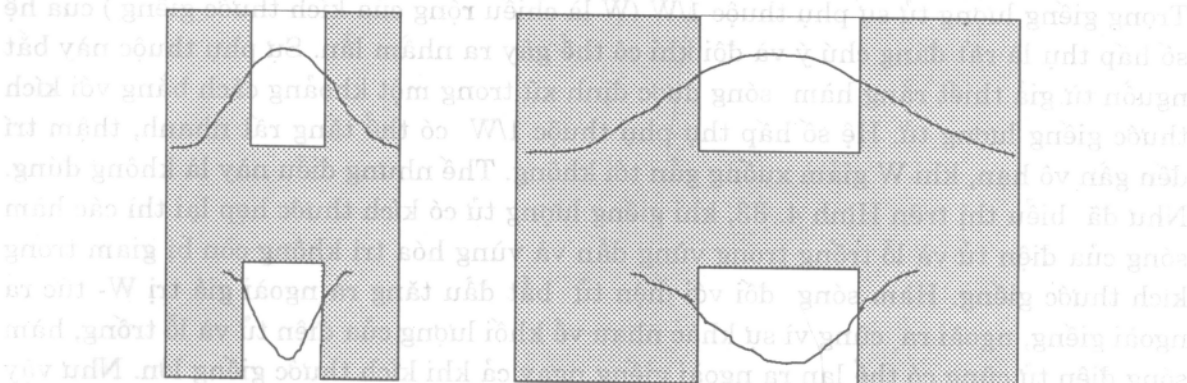
- *Hệ số hấp thụ của chuyển rời vùng - vùng đối với giếng lượng tử*

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{m_o^2 c n_r \epsilon_o} \frac{1}{(\hbar\omega)} |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_v|^2 \frac{N_{2D}(\hbar\omega)}{W} \sum_{n,m} f_{nm} \theta(E_{nm} - \hbar\omega) \quad (4.136)$$

Trong biểu thức trên, khi vùng năng lượng có dạng parabol chúng ta có :

$$N_{2D} = \frac{m_r^*}{\pi \hbar^2} \quad (4.137)$$

và f_{nm} biểu thị sự giao nhau giữa các hàm giao nhau của siêu vùng "n" và "m". Hàm này sẽ có giá trị bằng 1 khi $n = m$ và bằng 0 trong các trường hợp khác.



Hình 4.33. Sơ đồ biểu thị ảnh hưởng của kích thước giếng lượng tử lên hàm

sóng của điện tử và lỗ trống và các tích phân bao nhau có liên quan.

Độ lớn tích phân sẽ giảm khi kích thước của giếng lượng tử giảm

Như trước đây đã bàn nếu chúng ta quan tâm đến việc tính toán tốc độ tái hợp của điện tử với lỗ trống tại cùng một giá trị số sóng k chúng ta sẽ lấy tích phân dọc theo tất cả các trạng thái photon, tại các trạng thái này quá trình phát xạ photon có thể xảy ra. Vậy quá trình phát xạ tổng cộng có thể viết:

$$W_{\text{emission}} = \frac{\pi}{\hbar \omega \epsilon} \frac{e^2 \hbar}{m_n^2} (n_{ph} + 1) |\mathbf{a} \cdot \mathbf{p}_{if}|^2 \rho_a(\hbar \omega) \quad (4.138)$$

ở đây ρ_a là mật độ photon của các trạng thái với phân cực "a". Mật độ photon tổng cộng của các trạng thái (có hai mode ngang đối với mỗi giá trị k) được cho bởi:

$$\rho(\hbar \omega) = \frac{2\omega^2}{2\pi^2 \hbar c^3} \quad (4.139)$$

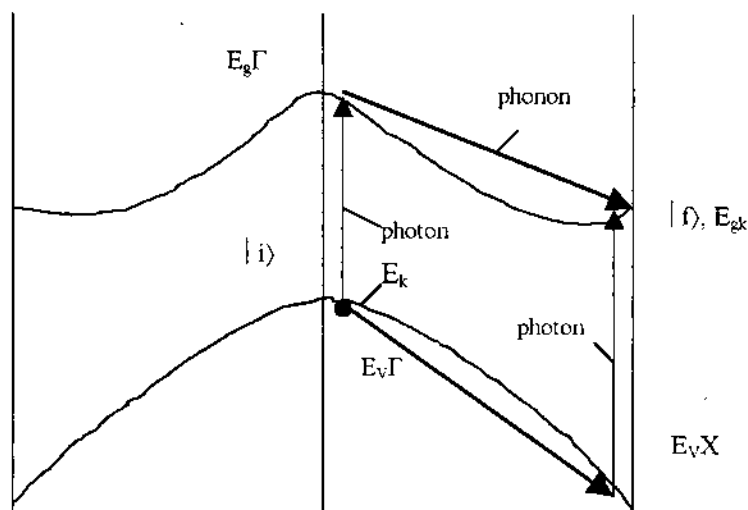
Đây là phương trình đối với photon phát ra trong không gian 3 chiều. Đối với một phân cực đã cho, mật độ photon của các trạng thái có độ lớn là 1/3 giá trị trong phương trình (4.139). Đối với cấu trúc giếng lượng tử, tốc độ được tính một cách đơn giản hơn bởi sự bao nhau của hàm sóng của các trạng thái điện tử và lỗ trống (xem hình 4.33). Nếu hàm sóng bao nhau bằng 1 thì tốc độ phát xạ bằng với tốc độ phát xạ trong khối mặc dù cấu trúc giếng đã được thiết kế để thay đổi mật độ photon của các trạng thái. Trong phương trình (4.138), khi $n_{ph}=0$ thì tốc độ phát xạ lúc này được gọi là tốc độ phát xạ tự phát W_{spont} , nghịch đảo của đại lượng này là thời gian tái hợp τ_0 . Là thời gian mà một điện tử trong trạng thái k trong vùng dẫn tái hợp với một lỗ trống có sẵn trong trạng thái k trong vùng hóa trị. Về hệ số hấp thụ của một số vật liệu bán dẫn có thể xem trong chương 7 khi bàn về photodetector.

Trong phần này cần lưu ý rằng hệ số hấp thụ trong cấu trúc giếng lượng tử là rất khác biệt so với trường hợp bán dẫn khối vì do mật độ hàm các trạng thái ở hai trường hợp là khác biệt nhau. Ngoài ra còn có sự ảnh hưởng của cả lỗ trống nặng (HH) và lỗ

trống nhẹ (LH), quá trình này làm cho hệ số hấp thụ phụ thuộc mạnh vào phân cực. Trong giếng lượng tử sự phụ thuộc $1/W$ (W là chiều rộng của kích thước giếng) của hệ số hấp thụ là rất đáng chú ý và đôi khi có thể gây ra nhầm lẫn. Sự phụ thuộc này bắt nguồn từ giả thiết rằng hàm sóng được định xứ trong một khoảng cách bằng với kích thước giếng lượng tử. Hệ số hấp thụ phụ thuộc $1/W$ có thể tăng rất nhanh, thậm chí đến gần vô hạn, khi W giảm xuống gần tới không. Thế nhưng điều này là không đúng. Như đã biểu thị trên Hình 4.33, khi giếng lượng tử có kích thước hẹp lại thì các hàm sóng của điện tử và lỗ trống trong vùng dẫn và vùng hóa trị không còn bị giam trong kích thước giếng. Hàm sóng đối với điện tử bắt đầu tăng ra ngoài giá trị W - tức ra ngoài giếng, ngoài ra cũng vì sự khác nhau về khối lượng của điện tử và lỗ trống, hàm sóng điện tử cũng có thể lan ra ngoài giếng ngay cả khi kích thước giếng lớn. Như vậy tùy thuộc vào vật liệu, kích thước giếng lượng tử tối ưu vào cỡ 50 Å đối với vật liệu GaAs và cỡ 80 Å đối với $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

4.17. CHUYỂN RỜI GIÁN TIẾP VÙNG - VÙNG

Chúng ta đã thảo luận về chuyển rời trực tiếp tại cùng giá trị k do tương tác giữa photon và điện tử trong bán dẫn có vùng cấm thẳng. Còn trong bán dẫn có vùng cấm không thẳng, ở đó đỉnh vùng hóa trị và đáy vùng dẫn nằm trong các điểm có giá trị k khác nhau, thì quá trình chuyển rời gián tiếp vùng - vùng chiếm ưu thế. Trong bán dẫn có vùng cấm không thẳng như Si và Ge tính phát quang là rất yếu so với GaAs.



Hình 4.34. Quá trình hấp thụ quang diễn hình trong bán dẫn có vùng cấm không thẳng.

Năng lượng photon không cần thiết phải bằng hay lớn hơn năng lượng vùng cấm.

Tại đây phonon tham gia vào trong quá trình chuyển rời này.

Các chuyển rời giữa các trạng thái điện tử không cùng trong không gian k được gọi là chuyển rời gián tiếp. Các quá trình này cần có sự tham gia của tương tác phonon. Sự tham gia của phonon là để bảo toàn động lượng. Hình 4.34 biểu thị

chuyển rời gián tiếp trong vật liệu bán dẫn có vùng cấm không thẳng. Quá trình chuyển rời này gồm hai bước: bước thứ nhất chuyển rời trực tiếp thẳng đứng bởi photon tới vùng năng lượng có cùng số k (bảo toàn động lượng) và bước thứ hai là chuyển rời gián tiếp tới đáy vùng năng lượng bởi phonon. Trong khi động lượng được bảo toàn trong quá trình chuyển rời thì năng lượng không nhất thiết phải bảo toàn vì quá trình này là ảo và sự bất định giữa năng lượng - thời gian không đòi hỏi về sự bảo toàn năng lượng. Tuy nhiên xét về toàn bộ quá trình thì năng lượng vẫn được bảo toàn.

Tốc độ chuyển rời trong trường hợp này có thể tính toán một cách tương tự như phân trên, tuy nhiên ở đây cần lưu ý một số điểm khác biệt sau: cần đưa vào các yếu tố ma trận tương ứng với các trường hợp photon bị hấp thụ và phonon hoặc bị hấp thụ hoặc phát xạ. Đối với các chuyển rời ở bán dẫn vùng cấm thẳng, với một trạng thái ban đầu đã cho là $|i\rangle$ thì chỉ có một trạng thái cuối là $|f\rangle$, các trạng thái này có cùng giá trị số sóng k . Còn trong trường hợp chuyển rời gián tiếp, đối với một số trạng thái ban đầu đã cho $|v, \mathbf{k}\rangle$, có sự lan truyền tiếp tạo nên các trạng thái cuối cùng gây ra do tán xạ phonon. Tổng các tốc độ tán xạ cho sự lan truyền này được cho bởi biểu thức sau:

$$W(k) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{M_{ph}^2}{(E_{gr} - \hbar\omega)^2} \frac{\hbar D_{ij}^2}{2\rho\omega_{ij}} J_v \left[n(\omega_{ij}) N_c(E_i + \hbar\omega_{ij}) + (n(\omega_{ij}) + 1) N_c(E_i - \hbar\omega_{ij}) \right] \quad (4.140)$$

trong đó D_{if} là thế năng biến dạng (potencial deformation), ω_{ij} là tần số phonon, tần số này nổi từ thung lũng (valley) Γ tới miền thung lũng bên cạnh (xem hình 4.34), M_{ph} sẽ được tính ở phía dưới, J_v là số các valley tương ứng, N_c là mật độ các trạng thái đối với một spin đã cho trong valley, ρ là mật độ khối lượng, $n(\omega_{ij})$ là số các phonon tham gia, và E_i trong biểu thức trên được viết ở dạng sau :

$$E_i = \hbar\omega - E_{gk'} - E_k \quad (4.141)$$

với $E_{gk'}$ là độ rộng vùng cấm gián tiếp. E_k là năng lượng của điện tử ở trạng thái ban đầu đo từ đỉnh vùng hóa trị.

Để tính tốc độ hấp thụ chúng ta cần lấy tổng của tất cả các tốc độ của các trạng thái ban đầu có thể có, các trạng thái này có thể hấp thụ một photon với năng lượng $\hbar\omega$. Điều này có nghĩa chúng ta cần lấy tổng của tất cả các trạng thái có thể ban đầu từ $E_k = 0$ đến E_{kmax} , ở đó giá trị E_{kmax} có giá trị đối với hấp thụ phonon và phát phonon như sau:

$$E_{kmax} = \hbar\omega - E_{gk'} \pm \hbar\omega_{ij} \quad (4.142)$$

Trong biểu thức (4.142) dấu "+" là đối với trường hợp hấp thụ phonon, còn dấu "-" là đối với phát xạ phonon.

Sau khi biến đổi, hệ số hấp thụ đối với các vùng năng lượng có dạng parabol có thể viết như sau :

$$W_{abs}(\hbar\omega) = \frac{M_{ph}^2 D_{ij}^2 J_v (m_c m_v)^{3/2}}{8\pi^2 (E_{g'} - \hbar\omega)^2 \hbar^6 \rho \omega_{ij}} \times$$

$$\times \left[n(\omega_{ij}) (\hbar\omega - E_{gk'} + \hbar\omega_{ij})^2 + \langle n(\omega_{ij}) + 1 \rangle (\hbar\omega - E_{gk'} - \hbar\omega_{ij})^2 \right] \quad (4.142)$$

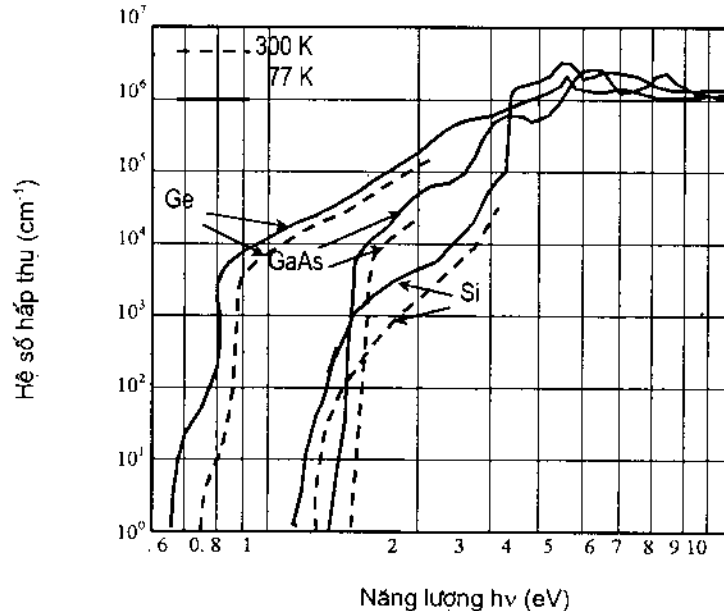
ở đó

$$M_{ph}^2 = \frac{e^2 \hbar n_{ph} |a P_{ij}|^2}{2 m_o^2 \varepsilon \omega} \quad (4.143)$$

Sau khi biến đổi, hệ số hấp thụ trong trường hợp này có thể viết ở dạng sau:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{W_{abs}}{n_{ph} v_{ph}} \approx B (\hbar\omega - E_{th})^2 \quad (4.144)$$

Trong biểu thức (4.144), B là một hằng số, E_{th} là năng lượng ngưỡng của photon để có hấp thụ và v_{ph} là tốc độ photon. So sánh về hệ số hấp thụ trong bán dẫn vùng cấm thẳng và bán dẫn vùng cấm không thẳng, chúng ta nhận thấy ở bán dẫn vùng cấm thẳng thì hệ số α phụ thuộc theo hàm căn bậc hai của hiệu năng lượng (phương trình (4.134), (4.135)). Còn hệ số hấp thụ trong trường hợp bán dẫn có vùng cấm không thẳng thì phụ thuộc vào bình phương của hiệu năng lượng (phương trình (4.144)). Hình 4.35 biểu thị hệ số hấp thụ của hai bán dẫn có vùng cấm không thẳng (Si, Ge) và của GaAs bán dẫn có vùng cấm thẳng. Sự biến thiên về hệ số hấp thụ ở mép dải vùng năng lượng đối với hai loại bán dẫn thẳng và không thẳng tuân theo các định luật nêu ra ở trên.



Hình 4.35. Hệ số hấp thụ của bán dẫn có vùng cấm không thẳng Ge, Si và của bán dẫn có vùng cấm thẳng GaAs

4.17. CÁC CHUYỂN RỜI TRONG VÙNG (INTRABAND TRANSITIONS)

Trong bán dẫn vùng cấm thẳng có khả năng thỏa mãn cả định luật bảo toàn động lượng và năng lượng đối với một chuyển rời quang vùng - vùng xảy ra theo bậc nhất. Điều này là không có thể xảy ra đối với các chuyển rời trong vùng ở bán dẫn khối. Tuy nhiên, như chúng ta đã bàn qua trong phần cấu trúc giếng lượng tử, có khả năng là có các quá trình chuyển rời mạnh tạo nên trạng thái hoàn toàn kích thích trong cấu trúc giếng lượng tử, điều này có thể dùng cho việc chế tạo các photodetector quang bước sóng dài.

4.17.1. Các chuyển rời trong vùng ở bán dẫn khối

Đối với bán dẫn khối, các chuyển rời trong một vùng năng lượng cần chứa đựng một cơ chế tán xạ phonon hay một số cơ chế tán xạ khác (như tạp chất đã bị ion hoá, sai hỏng...) để bảo toàn động lượng. Sự hấp thụ hạt tải tự do là sự hấp thụ do các quá độ chuyển rời trong vùng là đặc biệt quan trọng vì nó cho các thông tin về quá trình mất mát trong các lớp vật liệu ngoài miền tích cực của laser bán dẫn (xem trong chương 6). Chúng ta không bàn kĩ về sự hấp thụ tự do ở đây mà chỉ nêu ra biểu thức hấp thụ để người đọc tiện theo dõi. Hệ số hấp thụ này được nhiều tác giả đưa ra và có dạng như sau :

$$\alpha(\hbar\omega) \approx \frac{128\alpha_f e \hbar n_e}{g n_r (m_c^*)^2 \omega^2 \mu_{ac}} \quad (4.145)$$

trong đó α_f là hệ số bất biến đại diện cho cấu trúc tinh (có cỡ độ lớn 1/137), n_e là mật độ hạt tải tự do, n_r là hệ số chiết suất, μ_{ac} là độ linh động gây ra do tán xạ phonon âm học. Trong trường hợp này hệ số hấp thụ tỷ lệ nghịch với bình phương của tần số.

4.17.2. Các chuyển rời trong vùng ở giếng lượng tử

Như chúng ta đã biết, cấu trúc giếng lượng tử có thể tạo ra các thay đổi đáng kể về tính chất quang. Trong một số năm gần đây lĩnh vực chuyển rời trong vùng (intraband) đã được chú ý phát triển và được ứng dụng rất nhiều. Chúng ta cũng đã thấy các quá trình chuyển rời trong vùng là bị cấm ở thứ tự bậc nhất, vì rằng nó không cho khả năng bảo toàn động lượng và năng lượng trong các quá trình này. Sự bảo toàn động lượng là do một phần sóng phẳng của các trạng thái Bloch. Trong các cấu trúc giếng lượng tử, các trạng thái điện tử tạo thành sóng phẳng là không lớn theo chiều không gian hình thành sóng phẳng, cho nên, nó đã tạo ra một khả năng có các quá độ chuyển rời trong vùng đối với một số phân cực nhất định của ánh sáng. Vì năng lượng truyền trong vùng (hay giữa các siêu vùng (intersubbands) có thể thay đổi một cách dễ dàng bởi sự thay đổi kích thước giếng do vậy các quá độ này có ý nghĩa rất quan trọng trong việc chế tạo các detector quang bước sóng dài và các bộ biến điệu quang.

Chúng ta xét các quá độ trong vùng (hay giữa các siêu vùng) đối với trường hợp giếng lượng tử. Do bị giam theo chiều z nên các hàm sóng của siêu vùng (thí dụ chỉ viết dạng hai hàm đầu tiên) có thể viết ở dạng sau đây:

$$\psi^1(\mathbf{k}, z) = g^1(z) e^{ik \cdot \rho} u_{nk}^1(r) \quad (4.146)$$

$$\psi^2(\mathbf{k}, z) = g^2(z) e^{ik \cdot \rho} u_{nk}^2(r) \quad (4.147)$$

Chúng ta chỉ quan tâm các quá trình chuyển rời trong chiều thẳng đứng vì rằng động lượng là rất nhỏ. Các hàm g^1 và g^2 là trực giao và để có một phép gần đúng tốt, các hàm ô trung tâm coi như giống nhau đối với các siêu vùng (nhất là các siêu vùng trong vùng dẫn). Tương tự như cách dẫn dắt ở trên, yếu tố ma trận động lượng được cho bởi biểu thức sau :

$$P_{ij} = -\frac{i\hbar}{W} \int g^{2*}(z) e^{-ik \cdot \rho} a \cdot \nabla g^1(z) e^{ik \cdot \rho} d^2 \rho dz \quad (4.148)$$

ở đây W là chiều rộng của giếng lượng tử, các thông số khác cũng đã được định nghĩa ở trên. Trong trường hợp không gian 3 chiều, yếu tố ma trận động lượng là bằng 0 nếu vectơ phân cực (hoặc là hàm toán tử ∇) có trong mặt phẳng ρ . Do vậy đối với ánh sáng phân cực trong mặt phẳng $x-y$, tốc độ chuyển rời cũng bằng 0 (ở đây cần lưu ý rằng nếu có sự hỗn hợp mạnh của các hàm số ô trung tâm như trong các vùng hóa trị, điều kiện này sẽ được lưu tâm).

Thế nhưng, nếu như ánh sáng phân cực theo chiều z và lưu ý đến đặc tính của các hàm $g^1(z)$ và $g^2(z)$ có tính trực giao và có thứ bậc chẵn lẻ tương đương một cách tương ứng thì yếu tố ma trận động lượng đối với phân cực z bây giờ sẽ có giá trị như ở biểu thức sau:

$$|P_{ij}| \approx \frac{\hbar}{W} \quad (4.149)$$

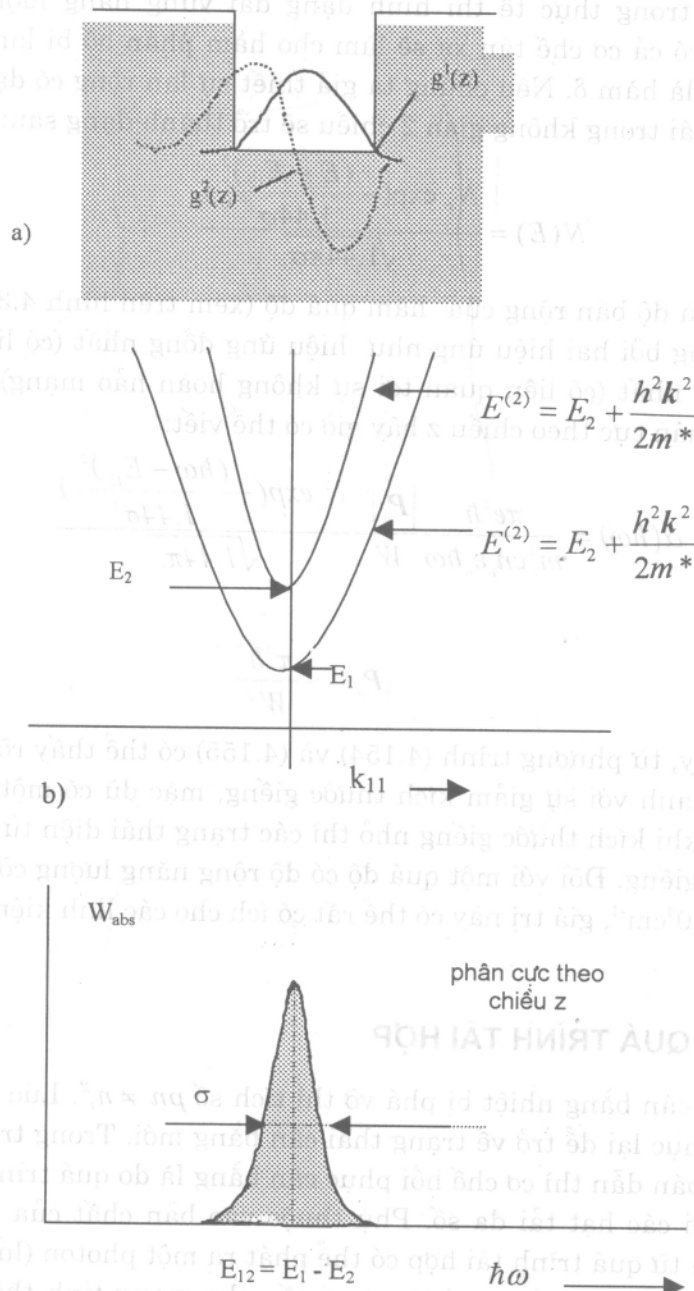
Kết quả này là đúng và chính xác nếu cả hai trạng thái cơ bản và trạng thái kích thích có ở (được nhốt) trong lòng giếng. Thông thường trạng thái kích thích không nằm hoàn toàn hay nói cách khác là không bị nhốt hoàn toàn trong giếng như trạng thái cơ bản. Khi này phương trình (4.149) cần được viết ở dạng chi tiết hơn từ phương trình (4.148).

Nếu chúng ta đơn giản hoá bằng cách coi vùng năng lượng có dạng parabol, khi đó chúng ta có thể coi mối quan hệ giữa hai siêu vùng về cơ bản là hai parabol song song nhau và bị đẩy ra cách nhau một độ lớn năng lượng bằng hiệu hai mức năng lượng $E_2 - E_1$ (xem trên hình 4.36). Như vậy, về nguyên tắc, mật độ của các trạng thái liên quan tới nhau là một hàm δ có giá trị vô cùng lớn tại giá trị năng lượng gây ra quá độ chuyển rời. Đối với quá độ vùng - vùng thì thông thường trạng thái ban đầu có trong vùng hóa trị bị chiếm chỗ, còn trạng thái cuối cùng có trong vùng dẫn lại rỗng. Thế nhưng trong các quá độ trong vùng như đã thảo luận ở trên thì các điện tử cần được đưa vào bằng cách pha tạp chất vào vật liệu làm sao cho các điện tử có trong siêu vùng con thứ nhất và hy vọng sẽ không có trong siêu vùng con thứ hai (hay siêu vùng này rỗng). Đưa thêm các thừa số Fermi vào chúng ta sẽ thu được tốc độ hấp thụ như sau :

$$W_{abs} = \frac{\pi e^2 n_{ph}}{m_o^2 \omega \varepsilon} \frac{1}{W} \sum_f |p_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) f(E_i) [1 - f(E_f)] \quad (4.150)$$

với

$$|p_{if}| \approx \frac{\pi \hbar}{W} \quad (4.151)$$



Hình 4.36. Giản đồ về các hàm bao a), cấu trúc siêu vùng năng lượng (intersubband) b) và tốc độ hấp thụ đối với ánh sáng phân cực theo chiều z trong giếng lượng tử.

Nếu chúng ta giả thiết siêu vùng thứ hai là rỗng, thì tổng các trạng thái là bằng không trừ tại miền dao động, khi đó chúng ta có:

$$\sum_j \delta(E_j - E_c - \hbar\omega) f(E_j) = N_c \quad (4.152)$$

trong đó N_c là nồng độ điện tử trong siêu vùng con thứ nhất. Mật độ các trạng thái tại miền dao động là rất lớn, đối với vùng có hình dáng parabol cho tốc độ hấp thụ lớn. Thế nhưng trong thực tế thì hình dạng dải vùng năng lượng không hoàn toàn là parabol và có cả cơ chế tán xạ sẽ làm cho hàm phân bố bị lan rộng ra, hàm phân bố không phải là hàm δ . Nếu chúng ta giả thiết sự lan rộng có dạng hình Gauss, mật độ các trạng thái trong không gian 2 chiều sẽ trở thành dạng sau:

$$N(E) = \frac{N_c \exp\left(-\frac{(E - E_{c2})^2}{1.44\sigma^2}\right)}{\sqrt{1.44\pi}\sigma} \quad (4.153)$$

trong đó σ là độ bán rộng của hàm quá độ (xem trên hình 4.36). Độ bán rộng thường bị ảnh hưởng bởi hai hiệu ứng như hiệu ứng đồng nhất (có liên quan tới phonon) và không đồng nhất (có liên quan tới sự không hoàn hảo mạng). Hệ số hấp thụ đối với ánh sáng phân cực theo chiều z bây giờ có thể viết:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\pi e^2 \hbar}{m_e^2 c n_r \epsilon_0 \hbar \omega} \frac{|P_z|^2}{W} \frac{N_c \exp\left(-\frac{(\hbar\omega - E_{c2})^2}{1.44\sigma^2}\right)}{\sqrt{1.44\pi}\sigma} \quad (4.154)$$

$$|P_z|^2 \sim \frac{\pi \hbar^2}{W^2} \quad (4.155)$$

Như vậy, từ phương trình (4.154) và (4.155) có thể thấy rõ hệ số hấp thụ tăng một cách rất nhanh với sự giảm kích thước giếng, mặc dù có một điều rất quan trọng đã lưu ý rằng khi kích thước giếng nhỏ thì các trạng thái điện tử không bị giam giữ hoàn toàn trong giếng. Đối với một quá độ có độ rộng năng lượng cỡ 1-2 meV, hệ số hấp thụ có thể đạt 10^4 cm^{-1} , giá trị này có thể rất có ích cho các linh kiện thu quang và biến điệu quang.

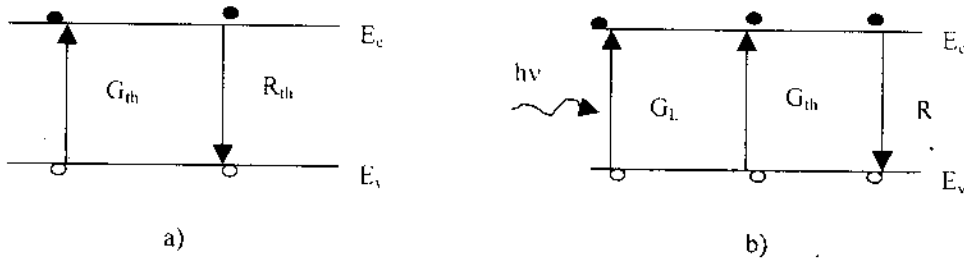
4.18. CÁC QUÁ TRÌNH TÁI HỢP

Khi sự cân bằng nhiệt bị phá vỡ thì tích số $pn \neq n_i^2$. Lúc này bao giờ cũng có quá trình hồi phục lại để trở về trạng thái cân bằng mới. Trong trường hợp tiêm thích hạt tải dư vào bán dẫn thì cơ chế hồi phục cân bằng là do quá trình tái hợp của các hạt tải thiếu số với các hạt tải đa số. Phụ thuộc vào bản chất của quá trình tái hợp, năng lượng dư ra từ quá trình tái hợp có thể phát ra một photon (lúc này gọi là tái hợp phát xạ) hoặc năng lượng dư ra được cung cấp cho mạng tinh thể, lúc này gọi là tái hợp không phát xạ (còn được gọi là tái hợp Auger). Trong phần đây chúng ta sẽ xem xét một cách kĩ hơn về một số quá trình này.

4.18.1. Quá trình tái hợp trực tiếp

Xét vật liệu bán dẫn có vùng cấm thẳng, khi mạng tinh thể dao động nhiệt, một số mối nối có thể bị gãy ra và một số cặp điện tử - lỗ trống sẽ được sinh ra. Trong giản đồ năng lượng có thể biểu diễn một số điện tử nhảy từ vùng hóa trị lên vùng dẫn. *Quá trình này gọi là quá trình phát sinh hạt tải*. Chúng ta kí hiệu tốc độ phát sinh là G_{th} , đó là số cặp điện tử - lỗ trống sinh ra trong một đơn vị thể tích trên đơn vị thời gian. Khi một điện tử nhảy từ vùng dẫn xuống vùng hóa trị tái hợp với một lỗ trống, một cặp điện tử - lỗ trống sẽ bị biến mất. Quá trình này gọi là quá trình tái hợp giữa điện tử và lỗ trống, chúng ta kí hiệu bằng tốc độ tái hợp là R_{th} . Tại cân bằng nhiệt thì tốc độ phát sinh bằng tốc độ tái hợp, lúc này bán dẫn được duy trì ở trạng thái cân bằng nhiệt, nghĩa là $pn = n_i^2$ và

$$G_{th} = R_{th} \quad (4.156)$$



Hình 4.37. Phát sinh và tái hợp trực tiếp của cặp điện tử - lỗ trống a), kích thích nhiệt cùng kích thích quang trong bán dẫn b)

Khi chúng ta tiêm chính một lượng hạt tải dư vào bán dẫn có vùng cấm thẳng thì khả năng lớn là điện tử và lỗ trống tái hợp trực tiếp với nhau. Tốc độ tái hợp trực tiếp, R tỷ lệ với nồng độ điện tử trong vùng dẫn, với lỗ trống trong vùng hoá trị và một hệ số tỷ lệ β . Chúng ta có thể viết :

$$R = \beta np \quad (4.157)$$

Như chúng ta đã biết, tại trạng thái cân bằng mới thì tốc độ tái hợp bằng tốc độ phát sinh. Trong bán dẫn loại n ta có thể viết:

$$R_{th} = G_{th} = \beta n_{no} p_{no} \quad (4.158)$$

trong đó n_{no} và p_{no} là nồng độ điện tử và lỗ trống tại cân bằng nhiệt. Khi chúng ta chiếu ánh sáng vào bán dẫn với tốc độ phát sinh cặp điện tử - lỗ trống là G_L (xem trên Hình 4.37.b), các nồng độ hạt tải bây giờ lớn hơn giá trị cân bằng. Tốc độ phát sinh và tái hợp trong bán dẫn bây giờ trở thành:

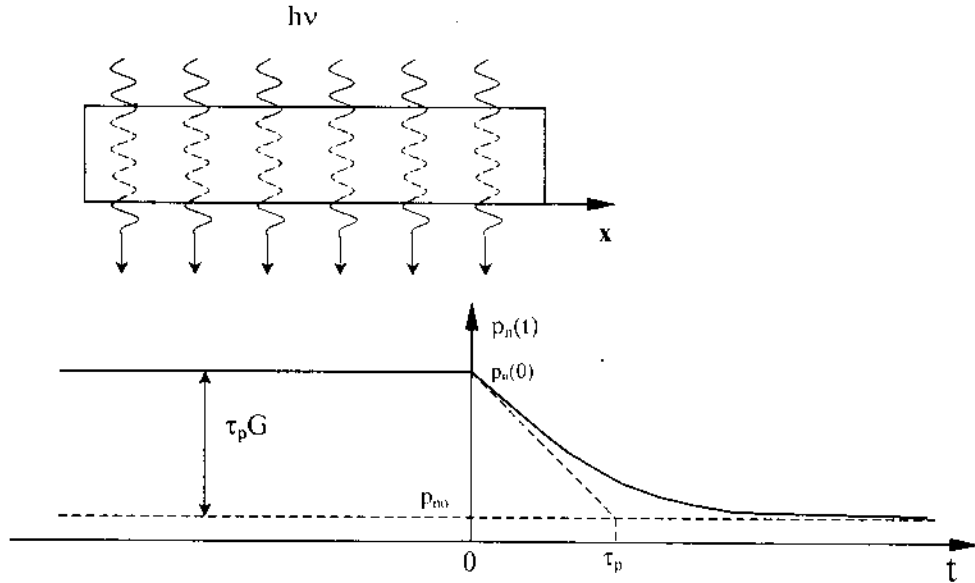
$$R = \beta n_n p_n = \beta (n_{no} + \Delta n)(p_{no} + \Delta p) \quad (4.159)$$

$$G = G_L + G_{th} \quad (4.160)$$

Nồng độ điện tử và lỗ trống dư $\Delta n, \Delta p$ có thể viết như sau :

$$\Delta n = n_n - n_{no} \quad (4.161)$$

$$\Delta p = p_n - p_{no} \quad (4.162)$$



Hình 4.38. Sự phân rã của các hạt tải sau khi bị kích thích quang

Để đảm bảo trung hòa điện thì luôn có $\Delta n = \Delta p$. Tốc độ tổng cộng của nồng độ lỗ trống được cho bởi biểu thức sau :

$$\frac{dp_n}{dt} = G - R = G_l + G_{th} - R \quad (4.163)$$

Ở trạng thái dừng $dp_n/dt = 0$, từ phương trình trên chúng ta sẽ có tốc độ kích thích quang như sau:

$$G_l = R - G_{th} \equiv U \quad (4.164)$$

trong đó chúng ta kí hiệu U là tốc độ tái hợp tổng cộng. Thay các phương trình về tốc độ tái hợp và phát sinh do nhiệt ở phương trình (4.157) và (4.158) vào phương trình (4.164) chúng ta có:

$$U \approx \beta(n_{no} + p_{no} + \Delta p)\Delta p \quad (4.165)$$

Tại mức tiêm chính thấp như phần trên đã bàn ta có: $\Delta p, p_{no} \ll n_{no}$ thì tốc độ tái hợp tổng cộng có thể viết:

$$U \approx \beta n_{no} \Delta p = \frac{p_n - p_{no}}{U/\beta n_{no}} = \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} \quad (4.166)$$

trong đó chúng ta kí hiệu τ_p là thời gian sống của hạt tải thiểu số là lỗ trống:

$$\tau_p \equiv \frac{1}{\beta n_{no}} \quad (4.167)$$

Ý nghĩa của thời gian sống có thể nhìn thấy trên hình 4.38. Chúng ta chiếu ánh sáng vào bán dẫn loại n với tốc độ G_L thì số hạt tải lỗ trống tăng lên. Khi ta bất chợt tắt ánh sáng kích thích tại thời gian $t=0$ thì hạt lỗ trống bắt đầu suy giảm với hằng số thời gian là τ_p .

Biểu thức phụ thuộc vào thời gian (4.163) và (4.164) trong trạng thái dừng có thể viết :

$$G_L = U = \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} \quad (4.168)$$

Biến đổi chúng ta có thể viết :

$$p_n = p_{no} + \tau_p G_L \quad (4.169)$$

Tại một thời gian nhất định, thí dụ tại $t=0$, ánh sáng đột ngột tắt, với điều kiện biên là :

$$\begin{aligned} p_n(t=0) &= p_{no} + \tau_p G_L \\ p_n(t=\infty) &= p_{no} \end{aligned} \quad (4.170.a,b)$$

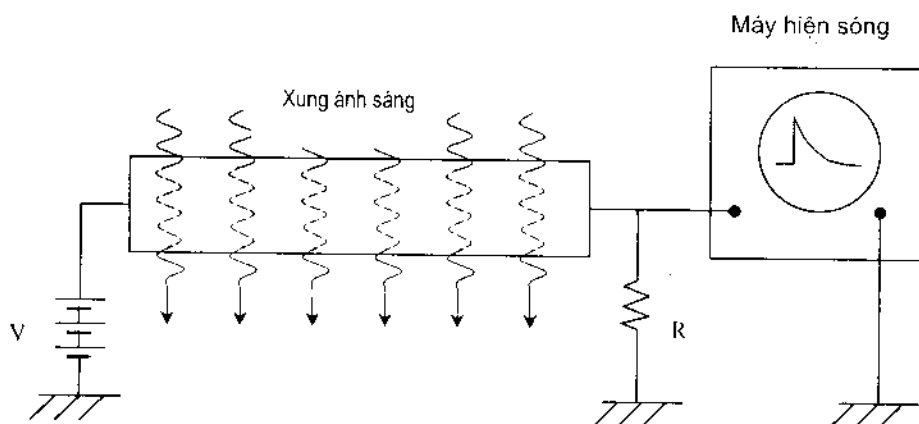
trong đó p_{no} là nồng độ lỗ trống trong bán dẫn loại n tại cân bằng nhiệt. Với các điều kiện biên như trên, biểu thức về hạt tải thiểu số biến đổi theo thời gian có thể viết:

$$\frac{dp_n}{dt} = G_{th} - R = -U = -\frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} \quad (4.171)$$

Lời giải của phương trình trên có dạng như sau :

$$p_n(t) = p_{no} + \tau_p G_L \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (4.172)$$

Sự biến thiên của hạt tải lỗ trống biến đổi theo thời gian có thể thấy trên hình 4.38. Từ lời giải trên có thể sử dụng để phát triển một phương pháp đo thời gian sống của hạt tải thiểu số như biểu diễn trên hình 4.39. Trên hình này chúng ta thấy: có một mẫu bán dẫn được chiếu bởi tín hiệu xung ánh sáng. Mẫu bán dẫn được phân cực với thế hiệu V. Tín hiệu ra được đưa vào máy hiện sóng. Từ dạng tín hiệu trên máy hiện sóng chúng ta có thể xác định được thời gian sống của hạt tải thiểu số.



Hình 4.39. Phương pháp đo thời gian sống của hạt tải trong mẫu bán dẫn

4.18.2. Quá trình tái hợp gián tiếp

Đối với bán dẫn Si vì vùng cấm không thẳng nên các điện tử tại đáy vùng dẫn có động lượng không giống với lỗ trống tại đỉnh vùng hóa trị. Chính vì thế quá trình tái hợp trong bán dẫn vùng cấm không thẳng được xảy ra qua các tâm có trong vùng cấm. Các mức năng lượng trong vùng cấm giữ vai trò như các bậc thang để các hạt tải có thể dịch chuyển giữa hai vùng dẫn và vùng hóa trị. Trên hình 4.25, 4.26 ở phần trước, chúng ta nhìn thấy một số quá trình dịch chuyển hạt tải qua tâm trong vùng cấm. Các tâm này gọi là các tâm tái hợp. Chúng ta nhận thấy chỉ có một điện tử bị bắt bởi một tâm, một tâm không thể bắt một điện tử khác nữa. Như vậy tốc độ bắt điện tử tỷ lệ với nồng độ các tâm chưa bắt điện tử (cần lưu ý có một số tâm khác đã bắt bởi điện tử trong vùng cấm).

Nếu gọi nồng độ các tâm là N_t thì nồng độ các tâm chưa bị bắt điện tử sẽ là $N_t(1-F)$ với F là hàm phân bố Fermi đối với xác suất mà ở đó một tâm đã bị bắt bởi một điện tử. Tại cân bằng hàm Fermi được biểu thị như sau :

$$F = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(E_t - E_f)}{k_B T}\right]} \quad (4.173)$$

ở đó E_t là mức năng lượng của tâm tái hợp trong vùng cấm, E_f là mức Fermi. Như vậy tốc độ bắt điện tử có thể viết như sau :

$$R_a = v_{th} \sigma_n n N_t (1 - F) \quad (4.174)$$

Ở đây v_{th} là tốc độ nhiệt của điện tử như trên đã bàn, còn σ_n là tiết diện bắt của điện tử, đại lượng này nói lên một tâm có khả năng bắt một điện tử và là số đo thể hiện một điện tử gần bao nhiêu có thể bị bắt bởi tâm. Độ lớn chờ đợi của đại lượng tiết diện bắt nằm trong khoảng cỡ nguyên tử, cỡ 10^{-16} cm^2 . Tích số giữa $v_{th} \cdot \sigma_n$ có thứ nguyên là đơn vị thể tích trên đơn vị thời gian - [cm^3/sec]. Nếu tâm bắt nằm trong thể tích này thì điện tử sẽ bị bắt bởi tâm. Tốc độ phát xạ điện tử (trường hợp thứ hai trong hình 4.25.b)) từ tâm tái hợp là quá trình đảo ngược của trường hợp trước. Tốc độ phát điện tử từ tâm đã bị chiếm bởi điện tử có thể viết như sau :

$$R_b = e_n N_t F \quad (4.175)$$

Đại lượng e_n được gọi là xác suất phát xạ điện tử. Tại cân bằng nhiệt, tốc độ bắt điện tử và phát điện tử là bằng nhau nên từ hai phương trình (4.174) và (4.175) chúng ta có thể viết:

$$e_n = \frac{v_{th} \sigma_n n (1 - F)}{F} \quad (4.176)$$

Vì nồng độ điện tử tại cân bằng nhiệt có thể viết dưới dạng:

$$n = n_i \exp\left[\frac{E_f - E_i}{k_B T}\right] \quad (4.177)$$

mặt khác từ hàm phân bố Fermi ta lại có:

$$\frac{(1-F)}{F} = \exp \left[\frac{E_c - E_v}{k_n T} \right] \quad (4.178)$$

nên từ các kết quả dẫn ra ở trên chúng ta có thể viết xác suất phát xạ điện tử như sau:

$$e_n = v_n \sigma_n n \exp \left[\frac{E_c - E_v}{k_n T} \right] \quad (4.179)$$

Ở đây cần lưu ý rằng nếu tâm tái hợp càng gần mép vùng cấm thì sự phát xạ điện tử từ tâm sẽ có xác suất lớn hơn, vì e_n tăng theo hàm mũ của hiệu hai mức năng lượng. Quá trình dịch chuyển giữa tâm tái hợp và mép vùng hóa trị cũng tương tự như trên. Tốc độ bắt lỗ trống tỷ lệ với các tâm đã bị chiếm bởi điện tử, $N_t F$ và nồng độ lỗ trống. Cũng tương tự như trên, hằng số tỷ lệ được cho bởi tốc độ nhiệt và tiết diện bắt lỗ trống, $v_{th} \sigma_p$. Trên cơ sở đã bàn chúng ta có thể viết tốc độ bắt lỗ trống như sau :

$$R_c = v_{th} \sigma_p p N_t F \quad (4.180)$$

Chúng ta có thể lí luận và viết tương tự cho trường hợp phát lỗ trống, nghĩa là cho trường hợp một điện tử trong vùng hóa trị nhảy vào một tâm rỗng chưa bị chiếm chỗ trong vùng cấm như sau:

$$R_d = e_p N_t (1-F) \quad (4.181)$$

Tại cân bằng nhiệt, tốc độ phát lỗ trống và bắt lỗ trống bằng nhau nên từ đó có thể tính được xác suất phát lỗ trống như sau :

$$e_p = v_n \sigma_p n \exp \left[\frac{E_c - E_v}{k_n T} \right] \quad (4.182)$$

Chúng ta lại thấy xác suất phát lỗ trống tăng theo hàm mũ của mức năng lượng tâm tái hợp gần với mép vùng hóa trị. Vì chúng ta có thể đo được tiết diện bắt của điện tử lỗ trống (σ_n, σ_p), nồng độ tâm tái hợp N_t , mức năng lượng của tâm tái hợp E_t , nên sử dụng các phương trình trên có thể xác định được tính chất của quá trình tái hợp gián tiếp dưới các điều kiện không cân bằng. Hình 4.40. biểu thị các quá trình phát sinh tái hợp không cân bằng dưới sự kích thích của ánh sáng với tốc độ phát sinh G_L trong bán dẫn loại n. Như vậy ngoài các quá trình phát sinh tái hợp do kích thích nhiệt tạo ra hay mất đi của các cặp điện tử - lỗ trống, các cặp điện tử - lỗ trống dư do kích thích quang cũng được sinh ra góp phần vào các quá trình tái hợp. Trong trạng thái dừng số lượng các điện tử nhảy vào vùng dẫn và nhảy ra khỏi vùng dẫn cần phải bằng nhau. *Quá trình này gọi là nguyên lí thăng bằng hay cân bằng.* Phương trình mô tả quá trình này có thể viết như sau:

$$\frac{dn_n}{dt} = G_L - (R_c - R_h) = 0 \quad (4.183)$$

Tương tự đối với các lỗ trống trong vùng hóa trị, chúng ta có thể viết phương trình cho trạng thái dừng như sau:

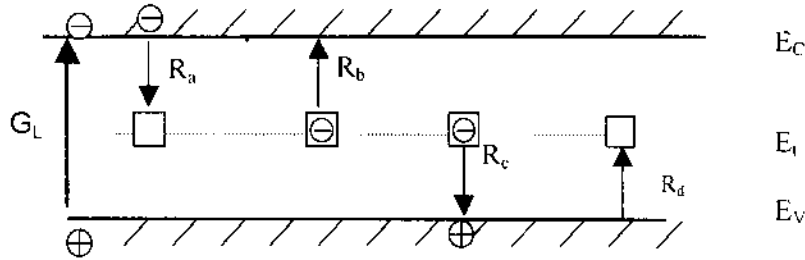
$$\frac{dp_p}{dt} = G_L - (R_c - R_d) = 0 \quad (4.184)$$

Tại cân bằng, ở đó $G_L=0$, $R_a=R_b$ và $R_c=R_d$. Thế nhưng trong các điều kiện không cân bằng nhưng ở trạng thái dừng thì $R_a \neq R_b$ và $R_c \neq R_d$. Từ phương trình (4.183), (4.184), chúng ta có thể viết mối quan hệ giữa kích thích quang và các quá trình tái hợp và phát xạ điện tử lỗ trống như sau:

$$G_L = R_a - R_b = R_c - R_d \quad (4.185)$$

Thay các đại lượng tốc độ phát xạ và bắt của điện tử và lỗ trống như đã tính toán trong (4.176) đến (4.182) chúng ta sẽ có:

$$v_{th}\sigma_n N_t \left[n_p (1-F) - n_i \exp\left[\frac{E_i - E_r}{k_B T}\right] F \right] = v_{th}\sigma_p N_t \left[p_n F - n_i \exp\left[\frac{E_i - E_r}{k_B T}\right] (1-F) \right] \quad (4.186)$$



Hình 4.40. Các quá trình phát sinh tái hợp khi có chiếu sáng

Thay đại lượng F bằng các đại lượng tương ứng từ phương trình (4.176), (4.177) và (4.179), sau đó giải để tìm tốc độ tái hợp tổng cộng, cuối cùng sẽ có phương trình ở dạng sau:

$$U = R_a - R_b = \frac{v_{th}\sigma_n\sigma_p N_t (p_n n_n - n_i^2)}{\sigma_p [p_n + n_i \exp(E_i - E_r)/k_B T] + \sigma_n [n_n + n_i \exp((E_i - E_r)/k_B T)]} \quad (4.187)$$

Để hiểu rõ về biểu thức trên, chúng ta sẽ xét một số trường hợp giới hạn như sau: tại trường hợp mức tiêm thích thấp, trong bán dẫn loại n chúng ta có $n_n \gg p_n$, mặt khác chúng ta lại giả thiết rằng các tâm tái hợp nằm gần giữa vùng cấm, do vậy

$n_n \gg n_i \exp\left[\frac{E_i - E_r}{k_B T}\right]$ khi này tốc độ tái hợp tổng cộng U có thể viết ở dạng sau :

$$U \approx v_{th}\sigma_p N_t (p_n - p_{no}) = \frac{(P_n - p_{no})}{\tau_p} \quad (4.188)$$

trong đó chúng ta kí hiệu ba thừa số đầu trong phương trình (4.186) bằng thời gian sống:

$$\tau_p \equiv \frac{1}{v_{th}\sigma_p N_t} \quad (4.189)$$

Phương trình (4.189) có dạng giống như phương trình (4.166) với thời gian sống của lỗ trống (hạt tải thiểu số trong bán dẫn loại n) như phương trình (4.167). Chúng ta sẽ nhận được biểu thức tương tự cho điện tử trong bán dẫn loại p . Thời gian sống đặc trưng của lỗ trống trong bán dẫn loại n cỡ $\tau_p = 0,3 \mu s$ và của điện tử trong bán dẫn loại p cỡ $\tau_n = 1 \mu s$ tại nhiệt độ $300^\circ K$. Thời gian sống không phụ thuộc vào nồng độ hạt tải

đa số. Để cho đơn giản hơn chúng ta giả thiết rằng tiết diện bắt của điện tử và lỗ trống là bằng nhau, nghĩa là $\sigma_n = \sigma_p = \sigma_0$. Tốc độ tái hợp tổng cộng phụ thuộc vào mức năng lượng tâm tái hợp sẽ được biểu thị như sau :

$$U = v_{th} \sigma_0 N_i \frac{(p_n n_n - n_i)^2}{P_n + n_n + 2n_i \cosh \left[\frac{E_i - E_i}{kT} \right]} \quad (4.190)$$

Ở điều kiện mức tiêm chính thấp, tốc độ tái hợp có thể viết dưới dạng sau:

$$U \approx v_{th} \sigma_0 N_i \frac{P_n - P_{no}}{1 + \left[\frac{2n_i}{n_{no} + p_{no}} \right] \cosh \left[\frac{E_i - E_i}{kT} \right]} = \frac{P_n - P_{no}}{\tau_r} \quad (4.191)$$

Trong trường hợp này, chúng ta kí hiệu τ_r là thời gian sống tái hợp được cho bởi biểu thức sau:

$$\tau_r \equiv \frac{1 + \left[\frac{2n_i}{n_{no} + p_{no}} \right] \cosh \left[\frac{E_i - E_i}{kT} \right]}{v_{th} \sigma_0 N_i} \quad (4.192)$$

Nếu vẽ biểu thức (4.191) phụ thuộc vào hiệu của mức năng lượng tâm tái hợp với mức Fermi thuận, chúng ta sẽ thấy thời gian sống của quá trình tái hợp có giá trị nhỏ nhất ở một miền giữa vùng cấm. Ra khỏi miền này thì thời gian sống sẽ tăng lên rất mạnh.

Trên đây là xét trường hợp tích số $pn > n_i^2$, nghĩa là có hạt tải dư góp phần tạo nên nồng độ hạt tải có độ lớn trên giá trị cân bằng. Nếu tích $pn < n_i^2$, tức sự nghèo hạt tải, thì hạt tải được "kéo" từ trong bán dẫn ra để tạo nên trạng thái cân bằng (ví dụ trong trường hợp chuyển tiếp P-N khi phân cực ngược là một ví dụ). Để giữ cho hệ bán dẫn ở cân bằng, các hạt tải cần phát sinh từ các tâm phát sinh tái hợp có trong vùng cấm. Tốc độ phát sinh có thể viết khi $p_n < n_i$ và $n_n < n_i$ như sau:

$$G = -U \equiv \frac{(v_{th} \sigma_0 N_i) n_i}{2 \cosh \left[\frac{E_i - E_i}{kT} \right]} = \frac{n_i}{\tau_g} \quad (4.193)$$

ở đây thời gian sống phát sinh sẽ là:

$$\tau_g = \frac{2 \cosh \left[\frac{E_i - E_i}{kT} \right]}{v_{th} \sigma_0 N_i} \quad (4.194)$$

Nếu vẽ biểu thức (4.193) theo hiệu của năng lượng mức tâm tái hợp với mức Fermi thuận, chúng ta sẽ thấy thời gian sống của quá trình phát sinh có giá trị nhỏ nhất ở một vùng hẹp gần giữa vùng cấm. Sau vùng này thì thời gian sống sẽ tăng lên rất mạnh. Đường cong của quá trình phát sinh không rộng như đường cong của thời gian

tái hợp. Lập tỷ số thời gian sống phát sinh trên thời gian sống tái hợp bằng cách chia hai phương trình (4.192) cho (4.194) chúng ta sẽ thu được tỷ số giữa chúng như sau:

$$\frac{\tau_g}{\tau_r} \approx 2 \cosh \left[\frac{E_i - E_r}{k_\mu T} \right] \quad (4.195)$$

Nếu $(E_i - E_r) = 4k_\mu T$ thì $\tau_g = 50\tau_r$. Thời gian sống trong các công thức trên cho thấy chúng tỷ lệ nghịch với nồng độ tâm tái hợp. Đối với sự hoạt động của các linh kiện bán dẫn, chúng ta cần có thời gian sống lớn, do vậy phải giảm thiểu các tâm tái hợp. Tuy nhiên, đối với các linh kiện hoạt động ở tần số cao thì cần có thời gian sống nhỏ. Trong trường hợp này bán dẫn cần được pha các tạp chất đặc biệt để tạo ra các tâm tái hợp ở gần vùng cấm. Có nhiều tạp chất có các tâm tái hợp định xứ tại gần giữa vùng cấm, trong đó vàng (Au) là tạp chất điển hình nhất. Khi pha tạp vàng (Au) vào Si thì thời gian sống của hạt tải sẽ giảm theo nồng độ của Au. Đây là một ứng dụng quan trọng trong chế tạo các linh kiện siêu cao tần hay các linh kiện đóng mở có tần số cao.

4.18.3. Tái hợp bề mặt

Những hạt dẫn dư không phải chỉ bị tái hợp ở phía trong khối bán dẫn mà nó còn bị tái hợp ở trên bề mặt bán dẫn. Quá trình tái hợp bên trong bán dẫn được đặc trưng bằng tốc độ tái hợp hoặc thời gian sống của hạt tải. Đối với tái hợp bề mặt cũng có thể định nghĩa tốc độ tái hợp bề mặt như sau:

$$S = \frac{\text{Số hạt dẫn tái hợp trong một giây trên một đơn vị bề mặt}}{\text{Nồng độ hạt dư có dưới bề mặt}}$$

Nguyên nhân tái hợp bề mặt là do có một số tâm tái hợp nằm ở bề mặt bán dẫn. Những tâm tái hợp bề mặt này chủ yếu do các sai hỏng mạng trong quá trình gia công bề mặt bán dẫn tạo ra. Ngoài ra, còn có một số thông số khác như các điện tích định xứ gần bề mặt, các ion động, các sai hỏng và các mối liên kết bị đứt (như trong chương 3 phần nói về bề mặt bán dẫn)...chúng cùng nhau tạo ra các trạng thái bề mặt. Thực nghiệm chứng minh rằng, áp dụng các phương pháp gia công bề mặt khác nhau, tốc độ tái hợp bề mặt cũng khác nhau.

Tái hợp bề mặt có thể ảnh hưởng lớn đến sự tái hợp nói chung và các hạt tải dư trong bán dẫn. Bởi vậy thời gian sống của các hạt tải dư thường nhỏ hơn so với thời gian sống tính theo tái hợp khối. Cơ chế tái hợp bề mặt rất phức tạp. Động học của quá trình tái hợp mặt cũng giống như trong phần tái hợp khối. Phần này sẽ không tiếp tục đi sâu phân tích. Một cách tương tự chúng ta có thể viết số tổng cộng hạt tải tại bề mặt trên đơn vị diện tích và đơn vị thời gian được như sau:

$$U_s = \frac{v_{th} \sigma_n \sigma_p N_A (p_s n_s - n_i^2)}{\sigma_p [p_s + n_s \exp(E_i - E_r)/k_\mu T] + \sigma_n [n_s + n_i \exp((E_i - E_r)/k_\mu T)]} \quad (4.196)$$

ở đây n_s và p_s là nồng độ điện tử và lỗ trống trên bề mặt, N_{st} là mật độ tâm tái hợp trên đơn vị diện tích trên bề mặt. Đối với điều kiện tiêm thích thấp và đối với trường hợp giới hạn ở đó nồng độ điện tử bề mặt n_s gần bằng nồng độ hạt tải cơ bản trong khối để cho $n_s \gg p_s$ và $n_s \gg n_i e^{(E_i - E_s)/kT}$, khi đó tốc độ tái hợp mật có thể viết như sau :

$$U_s \approx v_{th} \sigma_p N_{st} (p_s - p_{no}) \quad (4.197)$$

vì rằng tích của $(v_{th} \sigma_p N_{st})$ có thứ nguyên là cm^2/sec , tích số này được gọi là tốc độ tái hợp bề mặt tại mức tiêm thích thấp:

$$S_{tr} = v_{th} \sigma_p N_{st} \quad (4.198)$$

Các khái niệm về phát sinh và tái hợp trong khối đã bàn ở trên hoàn toàn ứng dụng cho quá trình phát sinh tái hợp mật. Nếu chúng ta giả thiết tiết diện của điện tử và lỗ trống trên bề mặt bằng nhau ($\sigma_n = \sigma_p = \sigma_s$), tốc độ tái hợp bề mặt S_r và tốc độ phát sinh bề mặt S_g có thể viết ở dạng đơn giản như sau:

$$S_r = \frac{v_{th} \sigma_s N_{st}}{1 + \left[\frac{2n_i}{n_{no} + p_s} \right] \cosh \left[\frac{E_i - E_s}{k_B T} \right]} \quad (4.200)$$

$$S_g = \frac{v_{th} \sigma_s N_{st}}{2 \cosh \left[\frac{E_i - E_s}{k_B T} \right]} \quad (4.201)$$

Tốc độ tái hợp bề mặt được chờ đợi là lớn hơn tốc độ phát sinh bề mặt, nghĩa là $S_r > S_g$. Các cố gắng về công nghệ hiện nay đã hạn chế được tốc độ bề mặt ở giá trị nhỏ hơn 80 cm/s và tốc độ phát sinh nhỏ hơn 0,1 cm/sec.

4.19. PHỔ PHONON, TÍNH CHẤT TRUYỀN QUA VÀ PHẢN XẠ ÁNH SÁNG TRONG VẬT LIỆU BÁN DẪN

4.19.1. Phổ phonon

Như chúng ta đã biết đối với mạng tinh thể một chiều với hai phần tử có hai khối lượng khác nhau là m_1, m_2 đặt một cách thay đổi theo chiều không gian của mạng thì các tần số dao động được cho bởi:

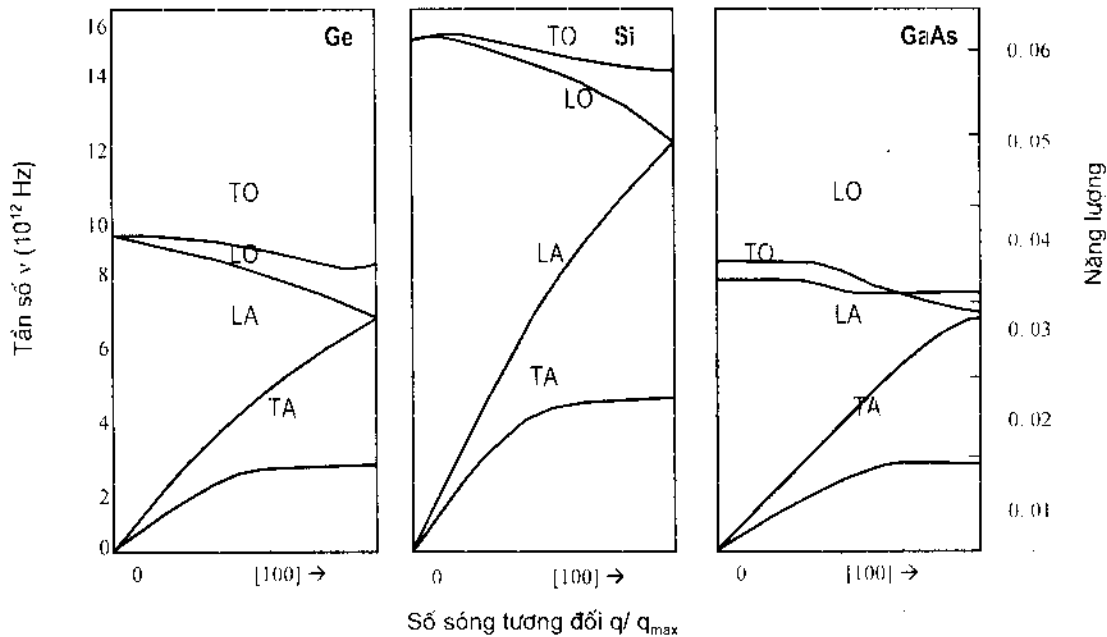
$$\nu_{\pm} = \left[\alpha' \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \pm \alpha' \sqrt{\left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)^2 - 4 \sin^2(qa)/m_1 m_2} \right]^{1/2} \quad (4.202)$$

ở đây α' là hằng số lực, q là số sóng và a là hằng số mạng. Tần số $\nu_{\pm}$ có xu hướng tỷ lệ với q tại gần $q = 0$. Nhánh này là nhánh âm học, vì nó là tương tác với dao động sóng dài của mạng. Tần số này tương ứng với tần số âm. Tần số ν_{+} có xu hướng tiến tới giá trị:

$$\left[2\alpha_i \left(\frac{1}{m_i} + \frac{1}{m_j} \right) \right]^{1/2}$$

khi q tiến tới 0. Nhánh này tách ra từ mode âm học. Tần số ν_i thông thường nằm trong vùng quang. Đối với mode âm học, hai mạng con của nguyên tử với các khối lượng khác nhau di chuyển ở trong cùng một chiều. Trong khi đó, đối với mode quang học chúng di chuyển theo chiều ngược lại.

Đối với mạng ba chiều với một nguyên tử trên một ô đơn vị, thí dụ đối với mạng lập phương tâm khối hoặc mạng lập phương tâm mặt, chỉ có 3 mode âm học là tồn tại. Đối với mạng ba chiều với hai nguyên tử trên một ô đơn vị, thí dụ như Ge, Si, GaAs, ba mode quang học và ba mode âm học đều cùng tồn tại. Những mode phân cực theo chiều dọc là các mode có các vectơ dịch chuyển của từng nguyên tử dọc theo chiều sóng của vectơ; do vậy chúng ta có một mode âm học dọc (LA) và một mode quang học dọc (LO). Các mode với các nguyên tử dịch chuyển trong những mặt phẳng vuông góc với vectơ sóng gọi là các mode phân cực ngang. Có hai mode âm học phân cực ngang (TA) và hai mode quang học phân cực dọc (TO)



Hình 4.41. Một số mode phonon âm học và mode phonon quang học trong các vật liệu bán dẫn Ge, Si và GaAs

Hình 4.41 biểu thị các kết quả đo đối với bán dẫn Ge, Si và GaAs lưu ý rằng tại giá trị q với các mode LA và TA, năng lượng là tỷ lệ với q . Năng lượng phonon Raman bậc nhất là năng lượng phonon quang chiều dọc tại $q = 0$. Các giá trị của chúng là 0,037 eV đối với Ge, 0,036 đối với Si là 0,035 đối GaAs.

4.19.2. Tính chất truyền qua và phản xạ

Các phép đo quang là các phương tiện quan trọng để xác định độ rộng năng lượng vùng cấm bán dẫn. Các chuyển dịch điện tử gây ra bởi photon có thể xảy ra giữa các dải năng lượng khác nhau. Bằng cách này có thể dẫn tới việc xác định được độ rộng vùng năng lượng hoặc độ hấp thụ của hạt tải tự do. Các phép đo quang cũng có thể được sử dụng để nghiên cứu sự dao động mạng.

Hệ số truyền qua T và hệ số phản xạ $\mathfrak{R}_r$ là hai thông số rất quan trọng thông thường là được đo bằng thực nghiệm. Khi chiếu sáng vuông góc với mẫu, các thông số này được tính như sau:

$$T = \frac{(1 - \mathfrak{R}_r)^2 \exp(-4\pi \frac{x}{\lambda})}{1 - \mathfrak{R}_r^2 \exp(-8\pi \frac{x}{\lambda})} \quad (4.203)$$

$$\mathfrak{R}_r = \frac{(1 - n)^2 + t^2}{(1 + n)^2 + t^2} \quad (4.204)$$

ở đó λ là chiều dài bước sóng, n là chiết suất, t là hằng số hấp thụ và x là chiều dày của mẫu bán dẫn. Hệ số hấp thụ (α) trên đơn vị chiều dài được cho bởi biểu thức sau:

$$\alpha = \frac{4\pi t}{\lambda} \quad (4.205)$$

Bằng cách phân tích các số liệu (T - λ) và ($\mathfrak{R}_r$ - λ) theo chiều thẳng đứng, hoặc bằng cách quan sát ghi nhận giá trị $\mathfrak{R}_r$ hay T theo các góc khác nhau của tia tới, cả giá trị n và t có thể thu được, các giá trị này có liên quan tới năng lượng dịch chuyển giữa các dải năng lượng. Gần bờ hấp thụ, hệ số hấp thụ α có thể biểu thị bằng biểu thức sau:

$$\alpha \sim (h\nu - E_g)^\gamma \quad (4.206)$$

ở đây $h\nu$ là năng lượng photon, E_g là độ rộng vùng cấm, γ là số mũ, γ có giá trị từ 1/2 đến 3/2 hoặc 2, phụ thuộc vào cơ chế hấp thụ trực tiếp hay gián tiếp như đã được bàn kĩ trong các phần trước.

4.20. CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN ỨNG DỤNG TRONG LINH KIỆN BÁN DẪN VÀ BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ

Các phương trình cơ bản đối với sự hoạt động của linh kiện bán dẫn và bán dẫn quang điện tử, chúng miêu tả trạng thái động và trạng thái tĩnh của các hạt tải trong các bán dẫn dưới sự ảnh hưởng của các trường bên ngoài (điện trường, từ trường, sóng điện từ, photon...) những trường này gây nên sự lệch khỏi các điều kiện cân bằng nhiệt. Các phương trình cơ bản có thể chia ra làm ba nhóm chính: các phương trình Maxwell, các phương trình mật độ dòng và các phương trình liên tục.

4.20.1. Hệ phương trình Maxwell đối với môi trường đồng nhất và đẳng hướng

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.207)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}_{cond} = \mathbf{J}_{tot} \quad (4.208)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho(x, y, z) \quad (4.209)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4.210)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (4.211)$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t \epsilon_s(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (4.212)$$

ở đó $\mathbf{E}$ và $\mathbf{H}$ là các vectơ điện trường và từ trường. Tại các điều kiện tĩnh điện và ở tần số thấp phương trình (4.212) sẽ trở về dạng $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$, $\mathbf{D}$ là vectơ cảm ứng điện, $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ là vectơ cảm ứng từ, $\mathbf{J}$ là mật độ dòng điện và $\mathbf{J}_{cond}$ là mật độ dòng điện dẫn. ρ là mật độ tổng cộng điện tích. Trong 6 phương trình trên thì phương trình (4.209) là phương trình quan trọng nhất, vì phương trình này nó xác định tính chất lớp chuyển tiếp p-n trong các linh kiện bán dẫn.

4.20.2. Phương trình mật độ dòng điện

Khi trong bán dẫn có điện trường ngoài đặt vào, và có cả gradien nồng độ thì dòng điện sẽ bao gồm dòng hạt tải di chuyển tạo thành dòng cuốn do tác dụng của điện trường và dòng khuếch tán gây ra do có gradien nồng độ. Dòng tổng cộng của hạt tải trong bán dẫn chính bằng tổng của thành phần dòng khuếch tán và thành phần dòng cuốn. Chúng ta có thể viết tóm tắt như sau:

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n n \mathbf{E} + qD_n \nabla n \quad (4.213)$$

$$\mathbf{J}_p = q\mu_p p \mathbf{E} - qD_p \nabla p \quad (4.214)$$

$$\mathbf{J}_{cond} = \mathbf{J}_p + \mathbf{J}_n \quad (4.215)$$

Quan hệ giữa độ linh động μ và hệ số khuếch tán D được xác định bằng hệ thức Einstein. Đối với trường hợp một chiều phương trình trên viết dưới dạng:

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n n \mathbf{E} + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = q\mu_n \left(n \mathbf{E} + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (4.216)$$

$$\mathbf{J}_p = q\mu_p p \mathbf{E} - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = q\mu_p \left(p \mathbf{E} - \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad (4.217)$$

Các phương trình trên đúng với điều kiện ở giá trị trường điện thấp. Tại giá trị điện trường cao thì thay vì $\mu_n \mathbf{E}$ và $\mu_p \mathbf{E}$ chúng ta dùng tốc độ bão hòa v_s . Các phương trình trên không chứa đựng các ảnh hưởng của hiệu ứng từ trường. Khi có từ trường

thì cần đưa một thành phần dòng khác có dạng $J_{n\perp}\tan\theta_n$ và $J_{p\perp}\tan\theta_p$ thêm vào phương trình (4.216) và (4.217). Ở đó $J_{n\perp}$ là thành phần dòng vuông góc với điện trường và $\tan\theta_n = q\mu_n n R_H[H]$ (đại lượng này có giá trị âm vì hệ số Hall của điện tử là âm). Một cách tương tự có thể viết cho trường hợp lỗ trống.

4.20.3. Phương trình liên tục

Khi nghiên cứu sự di chuyển của các hạt dẫn trong bán dẫn, người ta nhận thấy sự thay đổi nồng độ hạt tải theo thời gian trong một đơn vị thể tích bán dẫn ($v=dx dy dz$) chính là do kết quả của sự khác nhau giữa tốc độ phát xạ và tốc độ tái hợp các hạt tải hoặc khác nhau giữa mật độ dòng điện chảy vào và chảy ra tại đơn vị thể tích ấy. Có thể biểu diễn điều này bằng biểu thức toán học sau :

Đối với điện tử

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n \quad (4.218)$$

còn đối với lỗ trống

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p \quad (4.219)$$

ở đó G_n và G_p là tốc độ phát sinh của điện tử và lỗ trống ($\text{cm}^{-3}/\text{sec}$) gây ra do các kích thích bên ngoài như kích thích quang hoặc do quá trình thác lũ do điện trường cao gây nên. Tốc độ tái hợp trong bán dẫn loại p là U_n , tại mức tiêm chính thấp, giá trị $U_n = (n_p - n_{p0})/\tau_n$. Ý nghĩa các thông số đã được nêu lên ở trên. Tương tự có thể viết cho trường hợp bán dẫn loại n : $U_p = (p_n - p_{n0})/\tau_p$. Nếu điện tử và lỗ trống được sinh ra và tái hợp theo cặp và không có tâm bắt cũng như các hiệu ứng khác thì $\tau_n = \tau_p$. Trong trường hợp một chiều và tại điện trường thấp phương trình trên có thể viết ở dạng sau:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = G_n - \frac{n_p - n_{p0}}{\tau_n} + n_p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2} \quad (4.220)$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} - p_n \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (4.221)$$

Chương 5

MỘT SỐ CẤU HÌNH TIẾP GIÁP QUAN TRỌNG TRONG CÁC LINH KIỆN BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ

Mỗi linh kiện có một hay một vài loại tiếp giáp riêng đặc thù tạo nên nó. Một điện trở bán dẫn có 2 tiếp giáp Ohmic tại hai đầu, một diốt bán dẫn hay photodiốt có 2 loại tiếp giáp: 1 tiếp giáp PN và 2 tiếp giáp Ohmic kim loại bán dẫn. Trong transistor có hai loại tiếp giáp: 3 tiếp giáp Ohmic tại 3 cực (E, B, C) và 2 tiếp giáp PN. Trong linh kiện MOSFET có 3 loại tiếp giáp: các tiếp giáp Ohmic, cấu hình chuyển tiếp MOS và cả tiếp giáp PN (ở cực S và D). Linh kiện Schottky có hai loại tiếp giáp: tiếp giáp không Ohmic có rào Schottky và tiếp giáp Ohmic. Trong diốt laser bán dẫn có một tiếp giáp dị chất đơn hay hai tiếp giáp dị chất kép để giam hạt tải và các tiếp giáp Ohmic.

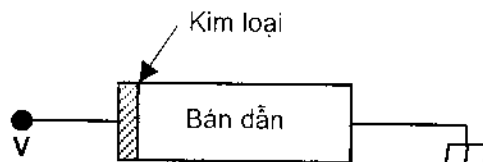
Trong tất cả các linh kiện bán dẫn khác, trong các mạch tổ hợp bán dẫn hay mạch vi quang bao gồm hàng triệu, hàng tỷ linh kiện trên một chip cỡ 1 cm², cấu trúc của nó chẳng qua chỉ dựa trên một số cấu hình tiếp giáp cơ bản như đã nêu ở trên, đó là: tiếp giáp kim loại- bán dẫn (Metal Semiconductor - MS) Ohmic, tiếp giáp MS có rào Schottky, tiếp giáp PN, tiếp giáp MOS (MIS), tiếp giáp dị chất... Như vậy khi nghiên cứu về vật lý linh kiện bán dẫn chỉ cần nắm chắc linh kiện đó có các cấu hình tiếp giáp loại nào, trên cơ sở hiểu nguyên lý hoạt động của từng tiếp giáp đơn lẻ có trong linh kiện, kết hợp với một số điều kiện kích thích khác nhau tác động vào linh kiện chúng ta có thể hiểu khái quát nguyên lý hoạt động của linh kiện đang cần khảo sát.

Trong từng phần ở các chương sau khi bàn về các linh kiện bán dẫn quang điện tử sẽ trình bày về nguyên lý hoạt động, cấu tạo, công nghệ chế tạo, tuy nhiên để làm cơ sở cho các hiểu biết sâu hơn về các linh kiện bán dẫn quang điện tử, trong chương này chúng ta sẽ xem xét một số đặc tính của một số cấu hình tiếp giáp sử dụng trong các linh kiện quang điện tử. Đó là tiếp giáp MS rào Schottky, tiếp giáp MS Ohmic, tiếp giáp PN, tiếp giáp PN dị chất, cấu hình PNP (hay NPN), cấu hình giếng lượng tử, cấu hình MOS... Tiếp giáp MS rào Schottky có trong các photodiốt Schottky, mạch photodiốt lưới Schottky. Tiếp giáp PN được dùng trong các photodiốt PN, phototransistor, photothyistor. Tiếp giáp dị chất dùng phần lớn trong các cấu hình của LED, laser diốt bán dẫn, các transistor lưỡng cực dị chất, còn tiếp giáp MOS được sử dụng trong các lưới linh kiện CCD làm Vidicon. Ở đây chỉ nêu tóm lược các nội dung quan trọng của từng loại cấu hình tiếp giáp, muốn hiểu sâu và chi tiết độc giả có thể xem kỹ các cấu hình tiếp giáp trong một số sách chuyên khảo khác.

5.1. TIẾP GIÁP KIM LOẠI BÁN DẪN

5.1.1. Cấu hình tiếp giáp kim loại bán dẫn

Tiếp giáp kim loại bán dẫn là một tiếp giáp được tạo ra từ hai loại vật liệu là kim loại và bán dẫn tiếp xúc với nhau tạo thành một cấu trúc vật chất hoàn thiện theo một hình thái nào đấy. Tiếp xúc kim loại bán dẫn, thường được gọi vắn tắt là MS (Metal-Semiconductor). Cấu trúc này thường được chế tạo bằng cách bốc bay trong chân không, bốc bay bằng chùm tia điện tử, mạ kim loại... Hình 5.1 biểu thị cấu trúc của một tiếp giáp MS.



Hình 5.1. Tiếp xúc kim loại bán dẫn

Yêu cầu của tiếp giáp này là phải ở trạng thái lí tưởng. Một tiếp giáp kim loại bán dẫn lí tưởng là một tiếp giáp sạch theo khái niệm sạch nguyên tử, tuy nhiên trong thực tế, việc chế tạo ra một tiếp giáp MS sạch cần có công nghệ cao và là một điều rất khó khăn, tốn kém. Trong thực tế bên phía vật liệu kim loại có thể là một kim loại nguyên chất (Au, Ag, Pt...) hoặc là tổ hợp một vài kim loại thích hợp lên một chất bán dẫn đơn chất, hay bán dẫn hợp chất. Người ta phân ra hai loại tiếp giáp kim loại bán dẫn dựa trên cơ sở đặc tính điện của tiếp giáp MS gây ra do hình dáng và chiều cao rào thế Schottky:

Tiếp xúc kim loại bán dẫn có tính ohmic là tiếp giáp có đặc trưng I-V tuyến tính, có điện trở tiếp xúc thấp. Đây là tiếp xúc có mặt trong tất cả các linh kiện. Từ đây tạo ra các điện cực của linh kiện, tại các điện cực này các tín hiệu điện có thể đưa vào linh kiện hay lấy tín hiệu ra từ linh kiện.

Tiếp giáp kim loại bán dẫn rào Schottky là tiếp giáp có đặc trưng I-V phi tuyến. Tiếp giáp này ở một số điều kiện có tính chỉnh lưu, là một loại tiếp giáp tích cực tạo nên một số dụng cụ bán dẫn và bán dẫn quang điện tử quan trọng.

5.1.2. Tiếp giáp MS thực và ảnh hưởng của sai hỏng bề mặt đến đặc tính tiếp giáp MS

Khi nghiên cứu các đặc tính của tiếp xúc MS thường giả thiết bề mặt bán dẫn tiếp xúc với kim loại là lí tưởng, trong thực tế không phải như vậy. Trong trường hợp tiếp giáp mà vật liệu bán dẫn là Silic, giữa tiếp giáp kim loại và bán dẫn thường có một lớp ôxit SiO_2 mỏng có chiều dày cỡ 30Å - 50Å. Sau khi tạo tiếp giáp người ta có thể gia nhiệt ở một nhiệt độ nào đấy và sau gia nhiệt có thể có một số pha hỗn hợp giữa kim loại bán dẫn được hình thành, ví dụ như các Silicide có các tính chất rất đặc biệt làm

ảnh hưởng tới chiều cao rào thế và các tính chất điện khác. Ngoài ra, khi gia công các bề mặt bán dẫn không thể tránh khỏi những sai hỏng, các sai hỏng này thường gây ra sự không liên tục mạng tinh thể bán dẫn. Những sai hỏng mạng như đã trình bày, tạo ra các trạng thái bề mặt, ảnh hưởng nhiều đến đặc tính bán dẫn. Trong lớp ôxít nằm giữa biên phân cách có thể chứa các ion mang điện định xứ, hay các ion động. Tất cả các quá trình trên làm cho tiếp giáp MS bị sai lệch khỏi trạng thái lí tưởng. Tóm lại, trong trường hợp lí tưởng, đặc tính của tiếp xúc MS tùy thuộc chủ yếu vào công thoát điện tử của hai chất kim loại và bán dẫn; còn trong trường hợp thực tế thì ngoài công thoát, lớp ôxít ngăn cách và tính chất lớp ôxít, các trạng thái bề mặt cũng như một số pha vật chất đã hình thành giữa kim loại và bán dẫn cũng làm ảnh hưởng không nhỏ tới đặc tính của tiếp giáp kim loại bán dẫn.

Chúng ta xét thêm về ảnh hưởng của trạng thái tích điện. Trong trường hợp nồng độ trạng thái bề mặt lớn, có thể sẽ gây ra sự tích tụ các điện tích dương hoặc điện tích âm trên bề mặt bán dẫn. Tùy thuộc vào trạng thái tích điện của nồng độ trạng thái bề mặt, hiện tượng tích tụ điện tích này làm cho gần bề mặt vùng năng lượng bị uốn cong đi. Nếu nồng độ trạng thái bề mặt lớn, có thể làm thay đổi tính dẫn điện của bán dẫn tại miền gần bề mặt. Khi điện tích tích tụ tại bề mặt bán dẫn có cùng dấu với hạt tải đa số của bán dẫn thì một lượng lớn điện tích có dấu ngược với dấu của bán dẫn khối có thể được hình thành và lớp này gọi là lớp đảo. Do xuất hiện lớp đảo này nên tại đây hình thành một chuyển tiếp PN và đặc tính của tiếp xúc MS lúc này mang đặc điểm của chuyển tiếp PN: có tính chỉnh lưu. Trường hợp tích tụ điện tích ngược dấu với hạt tải đa số của vật liệu bán dẫn sẽ cảm ứng ra các hạt tải đa số làm nồng độ các hạt đa số tại bề mặt tăng lên, trường hợp này không xuất hiện lớp đảo do đó cũng không có chuyển tiếp PN gần bề mặt. Như vậy ta thấy chỉ xét riêng về ảnh hưởng của các trạng thái bề mặt bán dẫn cũng đã rất phức tạp, nó có thể làm ảnh hưởng lớn đến đặc tính của tiếp xúc MS. Khi tạo ra các tiếp xúc MS phải đặc biệt chú ý đến mật độ trạng thái và sai hỏng bề mặt bán dẫn để xử lí cho phù hợp.

5.1.3. Sự uốn cong vùng năng lượng của bán dẫn trong điện trường

Xét một mẫu vật liệu bán dẫn loại n theo chiều x đã được đặt một trong điện trường đều, dưới tác dụng của điện trường, nồng độ hạt tải sẽ phân bố lại, làm xuất hiện một thế năng $\varphi(x)$. Phương trình Poisson trong trường hợp này có thể viết như sau:

$$\nabla^2 \varphi(x) = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (5.1)$$

ở đó $\rho(x)$ là mật độ điện tích, ϵ_s là hằng số điện môi của bán dẫn, $\varphi(x)$ là thế năng. Có thể giải phương trình (5.1) để biết thế năng $\varphi(x)$ và chúng ta có thể tính được thế năng của điện tử và sự thay đổi mức năng lượng vùng cấm như sau:

$$\varphi(x) = -qV(x) \quad (5.2)$$

Khi chất bán dẫn nằm ở trạng thái cân bằng thì mức Fermi đồng đều trong toàn mẫu. Khi có một đại lượng $V(x)$ thì sự dịch chuyển sẽ thay đổi theo cách sau: các mức năng lượng đều chịu sự thay đổi như nhau:

$$E_c - E_f \rightarrow E_c + V(x) - E_f \quad (5.3)$$

$$E_f - E_v \rightarrow E_f - [E_c + V(x)] \quad (5.4)$$

Khoảng cách giữa E_c và E_f tăng một lượng $V(x)$ thì khoảng cách giữa E_f và E_v giảm một lượng $V(x)$. Sự thay đổi này chỉ ra rằng nồng độ điện tử n và nồng độ lỗ trống p đã thay đổi, dẫn đến sự thay đổi độ dẫn. Đó chính là hiệu ứng gây ra do trường điện.

Có thể xét một cách kĩ hơn hiệu ứng này bằng cách sau: viết sự biến thiên của nồng độ điện tử $n(x)$ và lỗ trống $p(x)$ theo tọa độ x , thay vào phương trình Poisson ở dạng thế năng $V(x) = e\phi(x)$, ta sẽ có:

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{e^2 n_0}{\epsilon_s \epsilon_0} (1 - e^{-\frac{V(x)}{k_B T}}) \quad (5.5)$$

Tại đây, n_0 là nồng độ điện tử, là hạt tải đa số tại cân bằng trong bán dẫn loại n . Thường thì $V(x)$ nhỏ hơn kT nên ta có thể phân tích vế phải của phương trình (5.4) vào chuỗi Taylor và lấy gần đúng đến số hạng thứ hai, ta có:

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = \frac{e^2 n_0}{\epsilon_s \epsilon_0} \frac{V(x)}{k_B T} = \frac{\rho(x)e}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (5.6)$$

Lấy điều kiện biên $V(0) = V_s$; $V(\infty) = 0$, có thể tính được $V(x)$ dưới dạng biểu thức sau:

$$V(x) = V_s \cdot \exp\left(-\frac{x}{\sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}}}\right) = V_s \exp\left(-\frac{x}{L_D}\right) \quad (5.7)$$

trong đó ta có

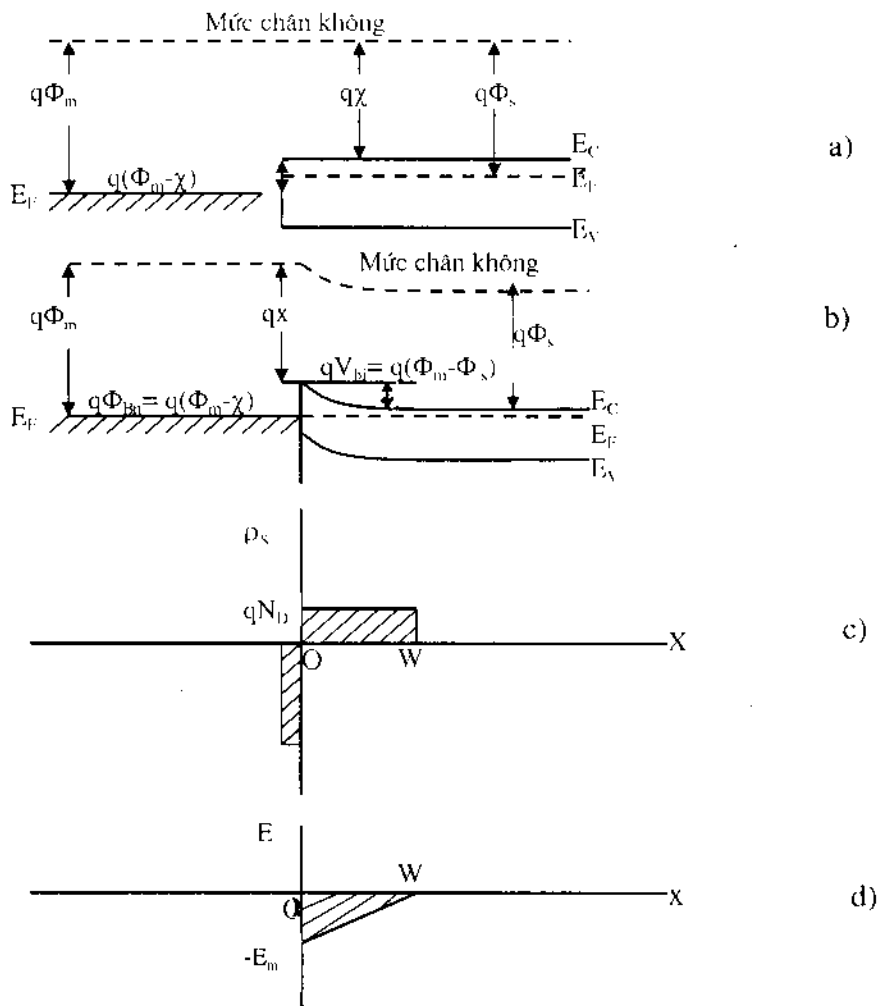
$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0 k_B T}{n_0 e^2}} \quad (5.8)$$

Có thể thấy dưới tác dụng của điện trường E , mức năng lượng bị uốn cong, độ uốn cong trên bề mặt là lớn nhất kí hiệu bằng V_s và giảm theo hàm mũ khi đi vào phía trong lòng chất bán dẫn. Điện trường chỉ ảnh hưởng vào trong chất bán dẫn đến một chiều sâu L_D như ở biểu thức trên, L_D phụ thuộc vào nồng độ hạt dẫn cơ bản n_0 . L_D được gọi là khoảng cách che chắn Debye.

5.1.4. Sự tương quan giữa công thoát của kim loại và bán dẫn trong MS

Khi một kim loại tiếp xúc trực tiếp với bán dẫn, tùy vào sự chênh lệch công thoát của kim loại và của bán dẫn mà tiếp xúc kim loại-bán dẫn (sau đây gọi tắt là tiếp giáp MS) thu được là có đặc tính ohmic hay có tính chỉnh lưu sử dụng để làm diốt Schotky.

Các thông số quan trọng nhất quyết định tính chất của một tiếp giáp MS trong trường hợp lí tưởng là các công thoát của kim loại và bán dẫn. Công thoát kim loại ϕ_M là năng lượng cần thiết để chuyển dời 1 điện tử từ mức năng lượng Fermi trong kim loại vào mức chân không. Còn công thoát của bán dẫn theo định nghĩa cũng là năng lượng cần thiết để chuyển dời 1 điện tử từ mức năng lượng Fermi, E_F trong vùng cấm vào mức chân không. Đôi khi người ta còn dùng khái niệm ái lực điện tử. Ái lực điện tử bên phía bán dẫn là năng lượng chuyển dời điện tử từ mép vùng dẫn vào mức chân không. Các đại lượng này liên quan mật thiết với bản chất của trường tinh thể tuần hoàn, với nồng độ hạt tải cơ bản của vật liệu bán dẫn. Ảnh hưởng lên quá trình hình thành rào năng lượng kim loại - bán dẫn còn có phần đóng góp khá quan trọng của các trạng thái bề mặt trong vùng biên tiếp giáp. Khi kim loại và bán dẫn hoàn toàn cách li nhau, thì giản đồ năng lượng, như trên hình Hình 5.2.a) là khác biệt nhau. Hình 5.2.b) mô tả giản đồ năng lượng sau khi hai vật liệu tiếp xúc với nhau. Phân bố điện tích và phân bố điện trường trong tiếp xúc kim loại bán dẫn loại n được mô tả trong hình 5.2.c.d).



Hình 5.2. Các công thoát của kim loại và bán dẫn

Do kim loại và bán dẫn có giá trị ϕ_M và ϕ_s khác nhau và nồng độ hạt tải chênh lệch nhau nên khi kim loại tiếp xúc trực tiếp với bán dẫn thì tại lớp bề mặt tiếp giáp xảy ra quá trình trao đổi điện tích để thiết lập trạng thái cân bằng điện. Trong trường hợp lí tưởng (bỏ qua các trạng thái bề mặt), tiếp xúc MS tạo thành một rào thế cao hay thấp tùy thuộc vào mối tương quan giữa 2 đại lượng ϕ_B và Φ_s (đôi khi dùng đại lượng ái lực điện tử χ thay vì công thoát). Hãy xét hai trường hợp với bán dẫn loại n:

- Khi $\phi_m < \phi_s$, tức là bên kim loại, điện tử dễ dàng bứt ra khỏi bề mặt kim loại, thì điện tử sẽ chuyển dời từ kim loại sang bán dẫn làm trung hòa về điện, tức là làm cân bằng mức Fermi cả hai bên. Ở gần biên phân cách bên phía bán dẫn sẽ tập trung nhiều điện tử làm dải năng lượng bên phía bán dẫn bị cong xuống, hàng rào thế năng ϕ_B sẽ thấp, do vậy điện tử dễ dàng chuyển dời từ kim loại sang bán dẫn. Trong trường hợp này, tiếp xúc MS trở thành tiếp xúc ohmic (có đặc tuyến I-V tuyến tính).

- Khi $\phi_m > \phi_s$, tức là bên phía bán dẫn điện tử dễ dàng bứt ra khỏi bề mặt bán dẫn hơn, các điện tử sẽ chuyển dời từ bên bán dẫn sang bên kim loại tạo ra sự ngang bằng mức Fermi ở hai bên. Bên phía bán dẫn sau khi điện tử chạy qua phía kim loại sẽ còn lại các lỗ trống, các hạt tải cơ bản bị nghèo đi do vậy miền giáp ranh bên phía bán dẫn gọi là vùng nghèo hay vùng điện tích không gian. Trong vùng điện tích không gian, do tập trung nhiều lỗ trống nên dải năng lượng phía bán dẫn bị uốn cong lên, tạo nên hàng rào thế năng ϕ_B ngăn cách các điện tử chuyển dời từ bán dẫn sang kim loại. Khi ở trạng thái cân bằng, ϕ_M có một giá trị xác định.

Trong cả hai trường hợp đã nêu ra ở trên, mặc dù có sự thay đổi nồng độ điện tích bên phía kim loại một chút ít song không đáng kể có thể bỏ qua so với nồng độ điện tử tự do có trong kim loại (lớn hơn gấp nhiều lần của bán dẫn) nên dải năng lượng bên phía kim loại không bị thay đổi. Nói tóm lại, khi điện tử chuyển dời từ kim loại sang bán dẫn hay từ bán dẫn sang kim loại thì nồng độ điện tử tự do của kim loại coi như không bị thay đổi là bao nhiêu, nên không có sự biến đổi dải năng lượng đáng kể, nghĩa là dải năng lượng không bị cong lên hay cong xuống.

5.1.5. Sự hình thành chiều cao rào thế năng trong tiếp giáp MS

a) Tiếp xúc kim loại bán dẫn loại n với $\Phi_s < \Phi_M$

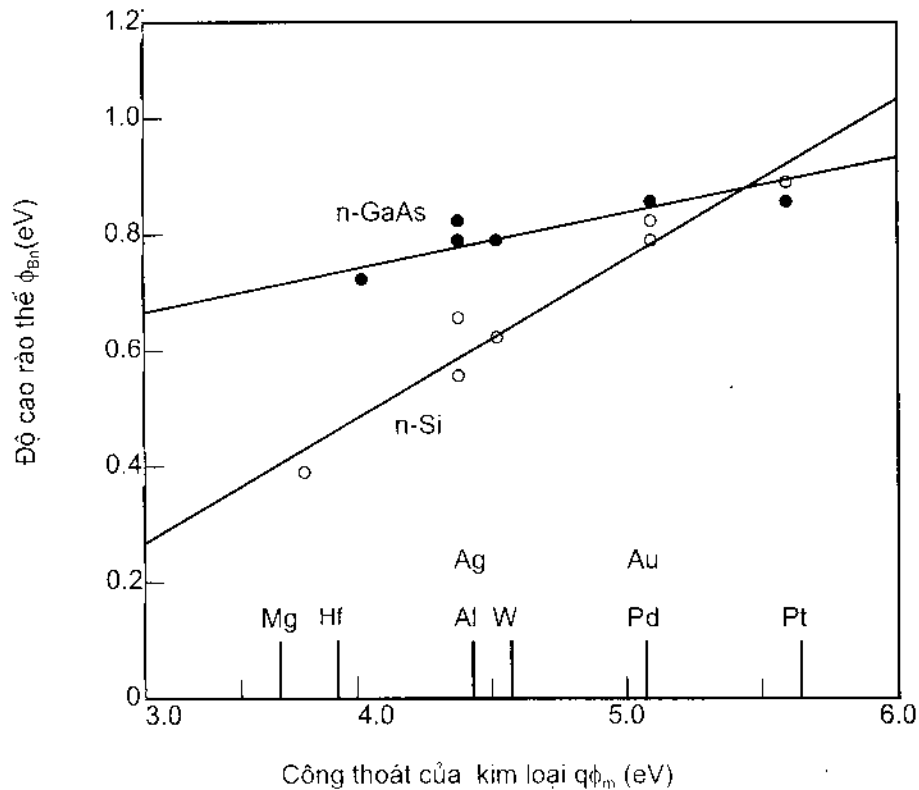
Khi công thoát bán dẫn nhỏ hơn nên khi tiếp xúc sẽ có dòng điện tử từ bán dẫn đi sang phía kim loại lớn hơn dòng ngược lại và tại cân bằng, bề mặt phía bán dẫn tích điện dương, còn bên kim loại tích điện âm, kết quả là sẽ xuất hiện trên tiếp giáp MS một điện trường tiếp xúc hướng từ bán dẫn sang kim loại và thế năng của bán dẫn thay đổi giảm dần từ mặt phân cách đi sâu vào lòng bán dẫn. Nói cách khác mức năng lượng của điện tử trong lớp giáp giảm xuống. Một rào thế năng được hình thành. Vì điện tử ở đây là hạt dẫn cơ bản nên độ dẫn của lớp này giảm xuống. Ta nói trong lớp giáp ranh tạo thành lớp nghèo hạt dẫn cơ bản. Tiếp xúc trong trường hợp này gọi là tiếp xúc có rào thế schottky. Cần lưu ý rằng mật độ điện tích bề

mặt phía kim loại trên biên giới bằng mật độ điện tích bề mặt phía bán dẫn (nhưng trái dấu). Bề dày lớp điện tích địa phương bên bán dẫn sẽ lớn hơn bên kim loại nhiều, được ký hiệu là W như ở Hình 5.2.c). Đó là vì nồng độ điện tử trong kim loại lớn hơn rất nhiều nồng độ hạt dẫn trong bán dẫn. Trong trường hợp lí tưởng, từ hình 5.2.a) chiều cao rào thế Schottky của kim loại và bán dẫn loại n có thể viết như sau :

$$q\phi_{bn} = q[\phi_m - \phi_s + (\phi_s - \chi)] = q[\phi_m - \chi] \quad (5.9)$$

Hiệu giữa công thoát của bán dẫn và ái lực điện tử chính là khoảng cách từ mức Fermi trong bán dẫn đến mép vùng dẫn có thể viết như sau

$$q(\phi_s - \chi) = q(E_s - E_F) = V_n = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_D}{N_s} \quad (5.10)$$



Hình 5.3. Độ cao rào thế của một số kim loại trên bán dẫn loại n-Si và n-GaAs

Chiều cao hàng rào thế có thể viết dưới dạng điện thế như sau:

$$\phi_{bm} = V_{bi} + V_n \quad (5.11)$$

Trong tiếp giáp của một chất bán dẫn với một kim loại xác định, tương tự chúng ta có thể viết chiều cao hàng rào thế cho kim loại và bán dẫn loại p như sau:

$$q\phi_{bp} = E_g - q[\phi_m - \chi] \quad (5.12)$$

Tổng của chiều cao hàng rào thế của bán dẫn loại n và loại p đối với một kim loại xác định luôn luôn cho giá trị độ rộng vùng cấm :

$$q\phi_{bi} + q\phi_{bp} = E_g \quad (5.13)$$

Trên hình 5.3 biểu thị một số giá trị độ cao hàng rào thế của một số kim loại trong bán dẫn Si loại n và GaAs loại n.

b) Độ rộng vùng nghèo của tiếp giáp kim loại bán dẫn

Phương trình Poisson (5.1) trong trường hợp có mật độ điện tích dương trong lớp tiếp giáp phía bán dẫn loại n với giả thiết tiếp giáp là đột biến và với việc sử dụng phép “gần đúng lớp nghèo” có thể viết dưới dạng sau:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon_s\epsilon_0} \quad (5.14)$$

Sử dụng giả thiết $\rho_s \cong qN_D$ khi $x < W$ và $\rho_s = 0$, $d\phi/dx \cong 0$ khi $x > W$, giải phương trình trên ta sẽ nhận được độ rộng vùng nghèo, W ; điện trường nội và giá trị điện trường cực đại như sau:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0(V_{bi} - V)}{qN_D}} \quad (5.15)$$

$$E_{bi} = -\frac{d\phi}{dx} = E_{max} - \frac{qN_D}{\epsilon_s\epsilon_0}x \quad (5.16)$$

$$\phi = \frac{qN_D}{2\epsilon_s\epsilon_0}(Wx - \frac{1}{2}x^2) - \phi_{bi} \quad (5.17)$$

Từ công thức (5.16) trên ta thấy ngay giá trị trường cực đại tạo $x = 0$, nghĩa là cực đại tại biên tiếp giáp và giảm dần xuống bằng 0 khi $x = W$. Điện tích không gian trên đơn vị diện tích và giá trị điện dung lớp nghèo trên đơn vị diện tích được tính bởi các biểu thức sau:

$$Q_{sc} = qN_DW = \sqrt{2q\epsilon_s\epsilon_0N_D(V_{bi} - V)} \quad (5.18.a)$$

$$C = \frac{\partial Q_{sc}}{\partial V} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s\epsilon_0N_D}{2(V_{bi} - V)}} = \frac{\epsilon_s\epsilon_0}{W} \quad (5.18.b)$$

Bình phương hai vế rồi đảo ngược, lấy đạo hàm sau đó có thể tính được giá trị nồng độ tạp chất theo biểu thức sau :

$$N_D = \frac{2}{q\epsilon_s\epsilon_0} \left[\frac{-1}{d(1/C^2)/dV} \right] \quad (5.19)$$

Bằng phương pháp thực nghiệm có thể đo được điện dung C phụ thuộc theo thế V đặt vào, từ biểu thức (5.19) tính được, sau đó vẽ đồ thị $1/C^2$ theo thế hiệu, lấy đạo hàm, trên cơ sở đó xác định được giá trị nồng độ N_D cho trường hợp nguyên tử tạp chất có phân bố đồng đều. Khi tạp chất không đồng đều, với phương pháp đo điện dung này người ta cũng có thể xác định được phân bố nguyên tử tạp chất trong một dải nồng độ nào đấy.

c) Trường hợp tiếp xúc kim loại-bán dẫn loại n với $\Phi_M > \Phi_n$

Cũng lý luận tương tự cho trường hợp bán dẫn tích điện âm, kim loại tích điện dương, điện trường tiếp xúc hướng từ kim loại sang bán dẫn. Thế năng điện tử trong bán dẫn tăng lên. Các dải năng lượng cong xuống. Nồng độ điện tử (hạt cơ bản) trên lớp ranh giới tăng. Độ dẫn lớp này tăng lên và tiếp xúc loại này gọi là tiếp xúc ohmic. Lớp ranh giới phía bán dẫn gọi là lớp giàu hạt dẫn cơ bản, nó có bề dày là W_n thường không lớn.

5.1.6. Tiếp xúc kim loại với bán dẫn loại p

a) Trường hợp tiếp xúc kim loại bán dẫn loại p với $\Phi_M < \Phi_p$

Trong trường hợp kim loại tích điện dương và bán dẫn tích điện âm, điện trường tiếp xúc hướng từ kim loại sang bán dẫn, thế năng điện tử trong bán dẫn tăng lên, mức năng lượng cong xuống, tạo thành một hàng rào thế năng dưới vùng hoá trị. Tuy nhiên hàng rào thế năng trên bán dẫn loại p ít được sử dụng trong chế tạo diốt Schottky.

b) Trường hợp tiếp xúc kim loại-bán dẫn loại p với $\Phi_M > \Phi_p$

Trong trường hợp kim loại tích điện âm và bán dẫn tích điện dương, điện trường tiếp xúc hướng từ bán dẫn sang kim loại, thế năng điện tử trong bán dẫn giảm xuống, mức năng lượng cong lên, trên lớp bán dẫn gần biên giới hình thành lớp giàu hạt dẫn cơ bản là lỗ trống. Tiếp xúc là tiếp xúc ohmic. Các công thức cho trường hợp này có thể dẫn dắt ra được một cách tương tự như ở trên. Tuy nhiên trong thực tế thường ít khi sử dụng diốt Schottky loại p vì hạt tải đa số trong bán dẫn loại p là lỗ trống thường có độ linh động thấp hơn so với điện tử, các linh kiện hoạt động không tốt, không nhanh như trên bán dẫn loại n.

5.1.7. Hiệu ứng Schottky – sự giảm chiều cao rào thế năng

Khi đặt một điện trường vào tiếp giáp MS, hàng rào thế năng Schottky bị giảm đi do cảm ứng bởi lực ảo của điện tích. Lực cảm ứng giữa điện tử và ảnh của hạt tải cảm ứng dương tại khoảng cách x so với bề mặt tiếp giáp MS được cho bởi:

$$F = -\frac{q^2}{4\pi(2x)^2\epsilon_0} = -\frac{q^2}{16\pi x^2\epsilon_0} \quad (5.20)$$

Công thức hiện bởi điện tử khi chuyển động từ điểm vô cùng đến điểm x sẽ là:

$$W(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (5.21)$$

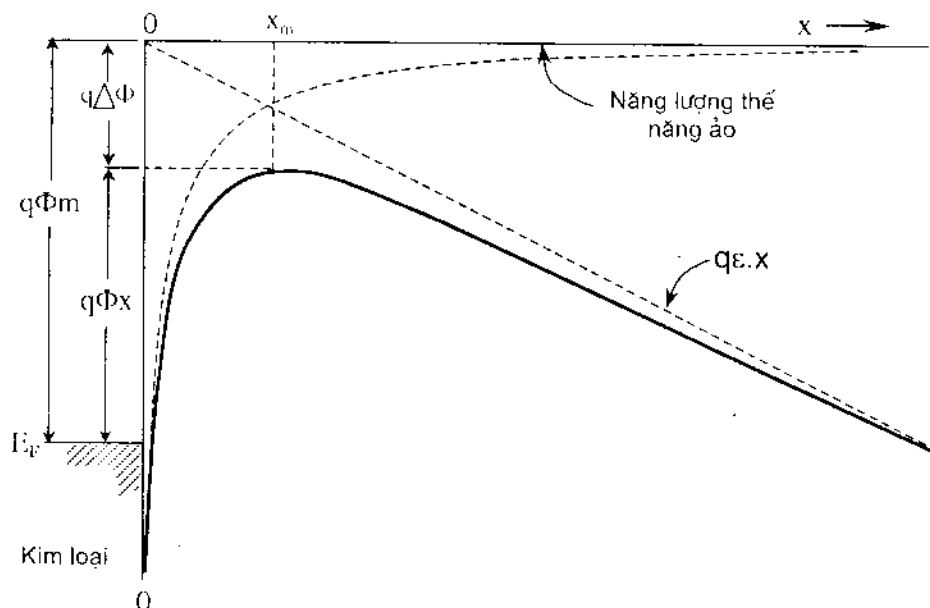
Khi có một điện trường E bên ngoài đặt vào tiếp giáp, thế năng tổng cộng sẽ là:

$$PE = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} + qE \quad (5.22)$$

Hàm thế năng có điểm cực đại tại $d(PE)/dx = 0$, sau khi đạo hàm, tính toán và cuối cùng chúng ta sẽ nhận được độ giảm rào thế năng tại tọa độ x_m như sau:

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_n}} = 2Ex_m, \quad x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_n E}} \quad (5.23)$$

Khi đỉnh cực đại của rào thế năng không phải ở tọa độ x_m mà ở ngay tại bề mặt tiếp giáp ($x = 0$), khi đó chỉ cần thay ϵ_n trong biểu thức bằng hằng số điện môi của bán dẫn ϵ_s . Hình 5.4 biểu thị sự giảm chiều cao hàng rào thế bởi hiệu ứng Schottky.



Hình 5.4. Hiệu ứng Schottky gây ra sự giảm chiều cao rào thế

5.1.8. Đặc trưng I-V của diốt Schottky

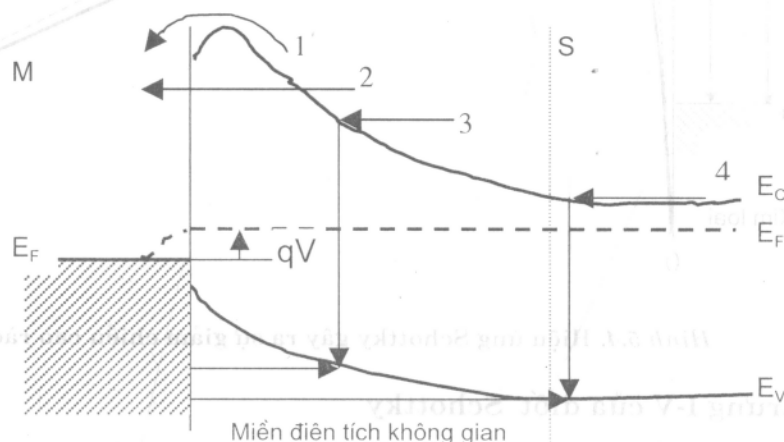
Thông thường người ta chế tạo ra các diốt Schottky trên các vật liệu bán dẫn có nồng độ thấp hay trung bình để tạo nên hàng rào Schottky thích hợp. Cơ chế dẫn dòng trong diốt Schottky khá phức tạp, nó phụ thuộc vào nồng độ pha tạp của bên bán dẫn, vào công thoát của kim loại so với công thoát của bán dẫn ... Giả sử có một diốt Schottky chế tạo trên bán dẫn loại n, khi đặt cực dương của thế hiệu nguồn vào phía kim loại và nối cực âm vào phía bán dẫn thì diốt Schottky được phân cực thuận (ở chiều mở) khi đó có một dòng điện lớn chạy qua diốt. Còn khi đặt cực âm của thế nguồn vào phía kim loại và cực dương vào bán dẫn thì diốt được phân cực ngược. Lúc này có một dòng điện rất nhỏ chạy qua diốt, gọi là dòng ngược. Lúc này diốt ở chiều ngược hay ở chiều đóng. Như vậy diốt có tính chỉnh lưu.

Dòng điện chạy trong tiếp giáp MS chủ yếu do hạt tải đa số gây nên, khác với trường hợp tiếp giáp PN do hai loại hạt tải là hạt tải cơ bản và không cơ bản tạo

thành. Xét một cách chi tiết hơn, khi phân cực thuận vào một diốt Schottky trên bán dẫn loại n, có thể có 4 quá trình vận chuyển hạt tải xảy ra từ phía bán dẫn sang kim loại (quá trình vận chuyển hạt tải sẽ xảy ra theo chiều ngược lại khi phân cực ngược), đó là:

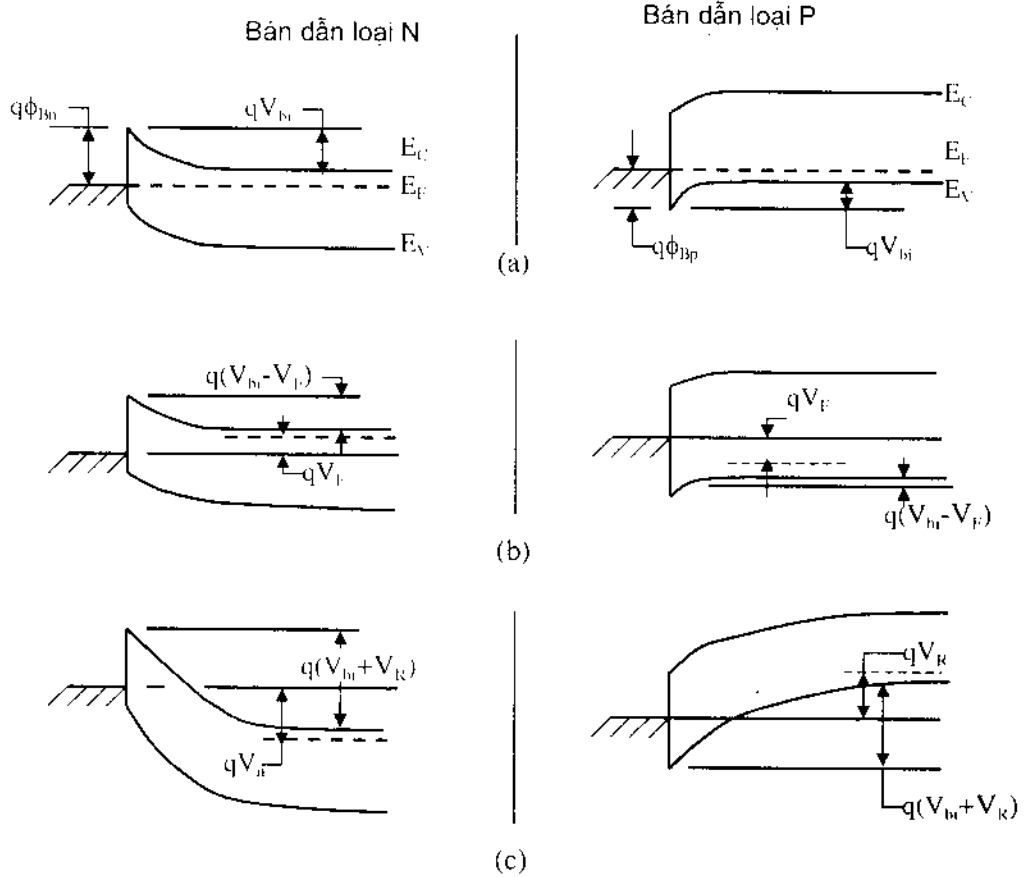
- 1) Sự vận chuyển của điện tử vượt qua đỉnh rào thế năng vào kim loại. Trường hợp này thường xảy ra ở bán dẫn pha tạp không cao $N_D < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ và ở nhiệt độ không cao. Đây là cơ chế phát xạ nhiệt (TE).
- 2) Sự xuyên hầm của điện tử qua rào thế năng. Cơ chế này thường xảy ra khi bán dẫn pha tạp chất cao, có chiều dày rào thế năng mỏng và là một trong hai trường hợp tạo ra tiếp xúc ohmic. Cơ chế sinh dòng này gọi là cơ chế phát xạ trường (FE).
- 3) Quá trình tái hợp trong lớp điện tích không gian.
- 4) Quá trình tiêm lỗ trống từ kim loại vào bán dẫn.

Bốn quá trình trên được thể hiện trên Hình 5.5. Ngoài ra còn một số quá trình dẫn điện khác như dòng dò qua rìa tiếp xúc MS hay dòng bề mặt do các bẫy có tại bề mặt tiếp giáp MS. Hình 5.5 có miêu tả một số quá trình này.



Hình 5.5. Bốn cơ chế dẫn cơ bản của tiếp giáp MS khi phân cực thuận

Để dẫn ra dòng điện chảy trong diốt schottky thường dùng lí thuyết phát xạ nhiệt, lí thuyết khuếch tán, lí thuyết khuếch tán – phát xạ nhiệt, lí thuyết xuyên hầm- phát xạ trường. Trong thực tế các quá trình trên không thể phân biệt được rõ ràng. Dòng điện tổng cộng thường là tổ hợp của một số cơ chế khác nhau. Chúng ta không đi vào chi tiết từng quá trình ở đây.



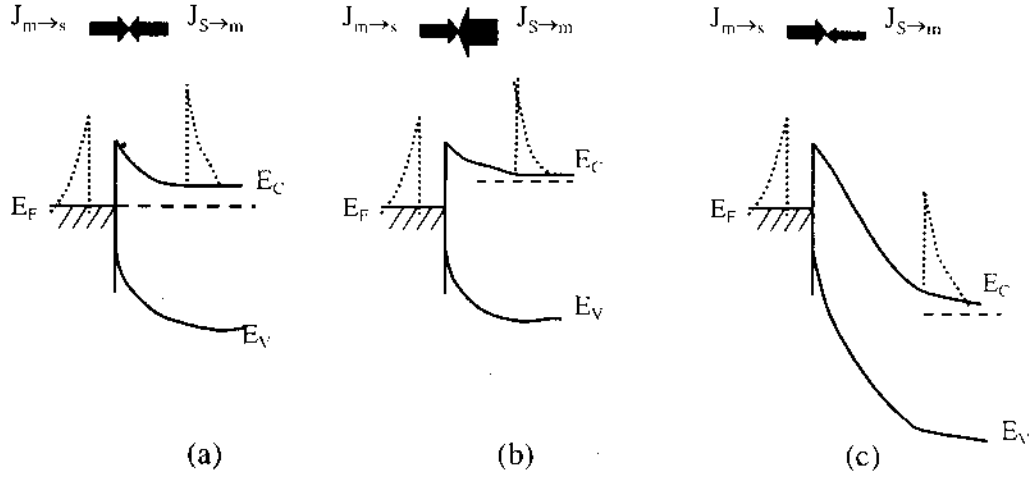
Hình 5.6. Biểu thị hiệu ứng Schottky trong trường hợp không phân cực, phân cực thuận và phân cực ngược của tiếp giáp kim loại bán dẫn loại n và loại p.

Hãy xét đặc tuyến I-V theo lý thuyết phát xạ nhiệt, một trường hợp phổ biến hay xảy ra trong diốt schottky. Hãy xét 3 trường hợp (xem trên Hình 5.7):

1) Trường hợp cân bằng, nghĩa là chưa có thế hiệu bên ngoài đặt vào. Dòng điện tử phát xạ từ phía bán dẫn sang phía kim loại bằng thành phần dòng từ kim loại sang bán dẫn. Gọi mật độ điện tử tại bề mặt là n_s , ta có thể viết :

$$J_{m \rightarrow s} = J_{s \rightarrow m} = C_1 N_c \exp \left[-\frac{q \phi_{bn}}{k_B T} \right] \quad (5.24)$$

ở đó $J_{m \rightarrow s}$ là dòng điện tử từ kim loại sang bán dẫn và $J_{s \rightarrow m}$ là dòng từ bán dẫn sang kim loại C_1 là hệ số tỷ lệ.



Hình 5.7. Sự tương quan các thành phần dòng điện bởi lý thuyết phát xạ nhiệt trong tiếp xúc kim loại bán dẫn. Khi ở cân bằng a), khi phân cực thuận b) và khi phân cực ngược c)

2) Khi đặt thế thuận vào diốt làm sinh ra hiệu thế năng qua rào thế, mật độ điện tử tại bề mặt tiếp giáp tăng lên theo biểu thức sau :

$$n_s \cong N_c \exp \left[-\frac{q(V_b - V_r)}{k_b T} \right] = N_c \exp \left[-\frac{q(\phi_{bn} - V_r)}{k_b T} \right] \quad (5.25)$$

Dòng điện tử từ phía bán dẫn qua kim loại tỷ lệ với biểu thức trên, trong khi đó dòng từ phía kim loại qua bán dẫn vẫn không đổi, dòng tổng cộng lúc này sẽ là:

$$J_r = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s} = C_s N_c \exp \left[-\frac{q(V_b - V_r)}{k_b T} \right] - C_s N_c \exp \left[-\frac{q\phi_{bn}}{k_b T} \right] \quad (5.26)$$

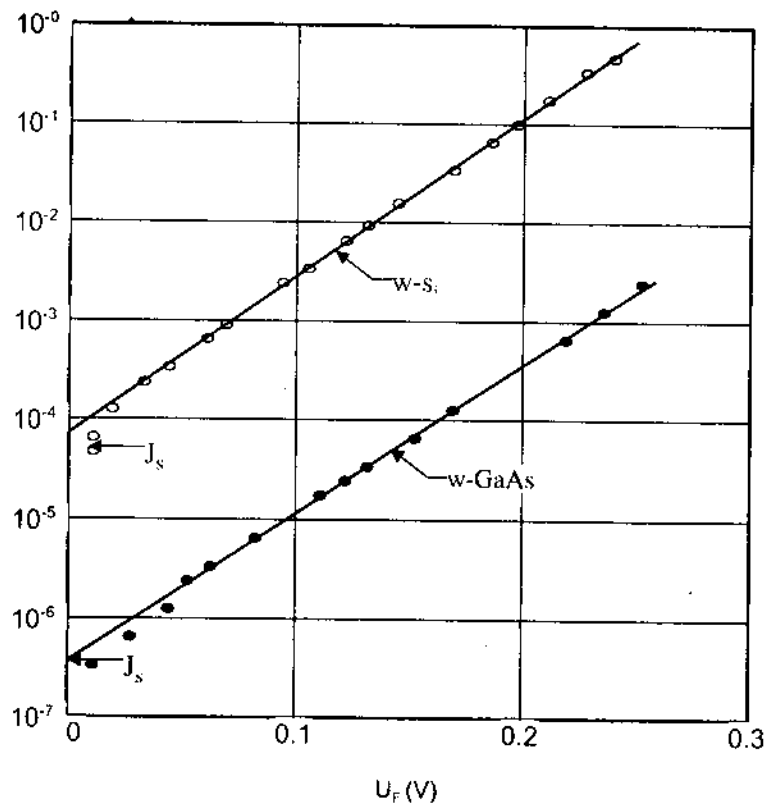
$$J_r = C_s N_c \exp \left(-\frac{q\phi_{bn}}{k_b T} \right) \left[\exp \left(\frac{qV_r}{k_b T} \right) - 1 \right] \quad (5.27)$$

Khi phân cực ngược với thế hiệu âm, $-V_r$, thay thế hiệu ngược vào biểu thức dòng tổng cộng ở trên, sau khi biến đổi và tính toán người ta nhận thấy rằng $C_s N_c = A^* T^2$, ở đó A^* là hằng số Richardson, $A^* = 110 \text{ A}/(\text{K.cm})^2$ đối với bán dẫn loại n, T là nhiệt độ. N_c mật độ các trạng thái vùng dẫn của bán dẫn. Cuối cùng ta thu được đặc tuyến I-V của tiếp xúc kim loại bán dẫn với lý thuyết phát xạ nhiệt như sau:

$$J = J_s \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (5.28)$$

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \quad (5.29)$$

Trên hình 5.8 ta nhìn thấy đặc trưng I-V của tiếp giáp kim loại bán dẫn biểu diễn trên hệ trục tuyến tính và trục logarit.



Hình 5.8. Đặc tuyến I-V của MS

Những diốt làm việc dựa trên cơ sở hiệu ứng chỉnh lưu của tiếp xúc MS gọi là những diốt Schottky. Đặc tính phi tuyến có tính chỉnh lưu của tiếp xúc MS được ứng dụng rộng rãi để chế tạo ra các diốt. Những diốt này có các đặc tính quan trọng là chúng không có hiện tượng phun các hạt tải khi phân cực thuận. Khác với trường hợp phân cực thuận của chuyển tiếp PN, khi phân cực thuận ở tiếp giáp MS, những điện tử đi từ bán dẫn sang kim loại, chúng chiếm những mức năng lượng cao trong kim loại - thường gọi đó là những điện tử nóng. Những điện tử nóng này truyền năng lượng cao mà nó có trong khoảng thời gian ngắn cỡ 10^{-13} s, sau đó nó trở thành những điện tử tự do trong kim loại. Trong các tiếp giáp MS không có hiện tượng phun hạt tải. Loại diốt này có các ưu điểm như tính chỉnh lưu cao, thế rơi trên diốt thấp (cỡ 0,2 V-0,4 V trên bán dẫn Si), nhanh và mật độ dòng ít phụ thuộc vào vật liệu kim loại.

5.1.9. Sơ đồ tương đương của diốt Schottky

Khi đặt một hiệu điện thế vào diốt Schottky, sơ đồ tương đương của diốt có thể bao gồm một diốt lí tưởng với điện dung của diốt (C_d) do lớp nghèo tạo ra, R_d là điện trở của diốt. Từ đường đặc trưng I-V của diốt có thể tính được giá trị điện trở này. R_s là điện trở nối tiếp do khối bán dẫn ở đế và điện trở contact ohmic tạo nên. Vì khi chip diốt được đóng trong một vỏ nhất định thường còn có các giá trị tụ cảm và điện dung kí sinh, do vậy điện dung tổng cộng C của cấu trúc diốt thường được cấu thành từ các thành phần điện dung kể trên.

5.1.10. Tiếp xúc ohmic

a) Khái niệm về tiếp xúc ohmic, điện trở ohmic

Tiếp xúc ohmic giữa kim loại và bán dẫn là tiếp xúc có điện trở R_c thuần rất nhỏ, không chứa thành phần điện dung hay cảm kháng, có thể bỏ qua so với điện trở khối hay điện trở lan truyền của bán dẫn. Dấu hiệu quan trọng thể hiện điện trở tiếp giáp là ohmic là đặc tuyến I-V của tiếp giáp ohmic là tuyến tính. Trong trường hợp lí tưởng giá trị điện trở ohmic là bằng không. Trong thực tế điện trở ohmic luôn tồn tại có ở một giá trị nào đấy. Điện trở ohmic thường có giá trị độ lớn cỡ từ $10^{-7} \Omega$ (trong trường hợp tiếp xúc tốt gần lí tưởng) cho đến vài Ohm (Ω) thậm chí vài chục ohm (trong trường hợp tiếp xúc không tốt). Trong thực tế, tùy theo tính chất của các linh kiện và tùy theo vật liệu đế bán dẫn, độ lớn của điện trở ohmic được coi là chấp nhận được khi điện trở của nó không làm ảnh hưởng đến sự hoạt động của linh kiện và khi có dòng điện chạy qua thì thế hiệu rơi trên đó là nhỏ so với thế rơi trên vùng tích cực của linh kiện. Như vậy điện trở Ohmic trong những trường hợp cụ thể khác nhau người ta có thể chấp nhận với các giá trị độ lớn khác nhau.

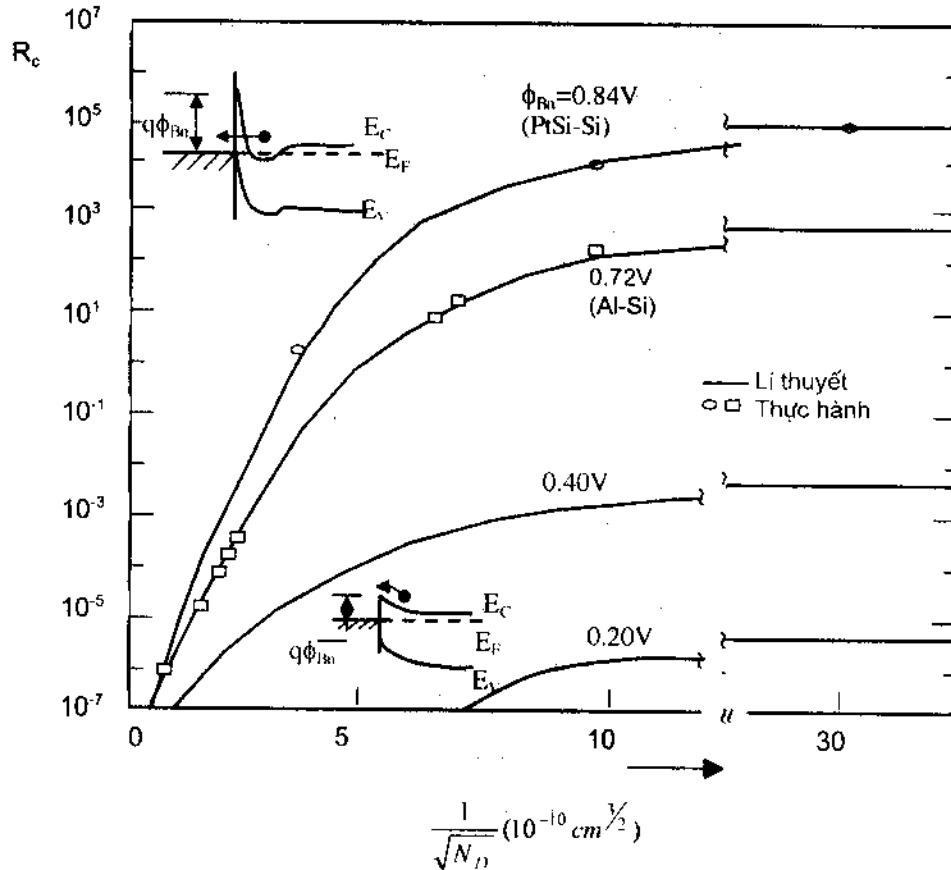
b) Điện trở đặc trưng của tiếp giáp MS

Khi có dòng điện chạy qua tiếp giáp kim loại bán dẫn thì thường có một thế hiệu rơi trên đó do có một điện trở đặc trưng. Điện trở đặc trưng của tiếp giáp được định nghĩa là nghịch đảo của đạo hàm dòng điện trên thế hiệu tại giá trị điện thế rơi trên tiếp giáp bằng không. Giá trị này phản ánh tốt về độ lớn của giá trị điện trở tiếp xúc của tiếp giáp MS:

$$R_c = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)^{-1}_{V=0} \quad (5.30)$$

Khi biết mối quan hệ giữa dòng điện và thế hiệu thì tính được điện trở đặc trưng (R_c). Trong thực tế điện trở đặc trưng còn phụ thuộc vào nhiều thông số như nhiệt độ, chiều cao hàng rào thế, nồng độ pha tạp chất, hằng số điện môi... Có thể phân ra hai vùng của điện trở đặc trưng: vùng bán dẫn có nồng độ pha tạp cao và vùng bán dẫn có nồng độ pha tạp thấp. Như trên chúng ta đã biết ở hai vùng pha tạp này cơ chế dẫn của hạt

tải có những điểm khác nhau. Trong trường hợp bán dẫn có pha tạp thấp thì thành phần dòng phát xạ nhiệt nổi trội và điện trở tiếp xúc sẽ có biểu thức:



Hình 5.9. Điện trở tiếp xúc đặc trưng R_c của một số tiếp giáp MS phụ thuộc vào nồng độ đế

$$R_c = \frac{k_B}{qA^*T} \exp\left(\frac{q\phi_{Bn}}{k_B T}\right) \quad (5.31)$$

ở đó T là nhiệt độ, k_B là hằng số Boltzmann, A^* là hằng số Richarsion, q là điện tích của hạt tải, ϕ_{Bn} là chiều cao hàng rào thế.

Trong trường hợp tạp chất trong bán dẫn có nồng độ cao thì thường cơ chế phát xạ trường (field emission) hay cơ chế xuyên hầm nổi trội trong cơ chế dẫn dòng điện. Điện trở tiếp xúc đặc trưng lúc này được tính như sau:

$$R_c \approx \exp\left[\frac{2\sqrt{\epsilon_s m^*}}{\hbar} \left(\frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_D}}\right)\right] \quad (5.32)$$

Trong phương trình (5.32) thì điện trở tiếp xúc phụ thuộc mạnh vào chiều cao hàng rào thế và nồng độ pha tạp N_D . Điện trở tiếp xúc của kim loại nhôm trên Si và Pt Si-Si và các loại kim loại khác có thể nhìn thấy trên Hình 5.9.

c) Điện trở lan truyền của tiếp giáp kim loại bán dẫn

Trong thực tế thường xuyên xảy ra trường hợp dùng một mũi dò bằng kim loại ấn lên vật liệu bán dẫn để đo. Giả thiết chỗ tiếp giáp của mũi dò kim loại và bán dẫn là hình tròn có đường kính $2a$. Trong trường hợp này có hai thành phần điện trở: điện trở chỗ tiếp xúc và điện trở sinh ra do các dòng sức của dòng điện lan truyền trong lòng bán dẫn. Thành phần giá trị điện trở lan truyền có thể tính như sau:

$$R_{\text{N}} \approx \frac{1}{4\sigma a} \quad (5.33)$$

ở đó "a" là bán kính của tiếp giáp. σ là độ dẫn của vật liệu bán dẫn.

d) Điều kiện để có điện trở ohmic

Thông thường để có điện trở ohmic cần có một số điều kiện sau đây:

- Có rào thế năng thấp, trường hợp lí tưởng rào thế năng nhỏ gần bằng không.
- Chiều cao hàng rào thế có thể cao song chiều dày của rào thế có thể rất mỏng thì cơ chế xuyên hầm có thể nổi trội. trường hợp này cũng tạo nên điện trở ohmic. Để có chiều cao rào thế mỏng thì nồng độ tạp chất của bán dẫn phải rất cao. Hình 5.9 biểu thị các trường hợp này.

Do điện trở tiếp xúc có giá trị độ lớn vừa phải thì không có nhiều khó khăn song do giá trị điện trở tiếp xúc nhỏ, $10^{-5} \Omega$ trở xuống là điều rất khó khăn và công phu. Có thể kiểm tra nhanh điện trở ohmic trên máy hiện sóng hay bằng đo đặc tuyến I-V như sau: nối hai điểm chấm kim loại trên một đế bán dẫn vào máy hiện sóng theo cách kiểm tra linh kiện, sau đó đảo chiều phân thế. Nếu trong cả hai trường hợp đều thấy trên máy hiện sóng có đặc tuyến thẳng tuyến tính thì tiếp xúc có điện trở ohmic. Nếu không có máy hiện sóng thì có thể đo đặc trưng I-V, nếu thấy đặc tuyến thẳng là ohmic.

Bài tập minh họa

Cho diốt Schottky Wolfram-Silic loại n với nồng độ tạp chất phía bán dẫn là $N_D=10^{16} \text{ cm}^{-3}$, dòng $J_s=6,5 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$. Tính chiều cao hàng rào thế ϕ_{bn} và độ rộng lớp nghèo W. So sánh mật độ dòng bão hoà J_s và mật độ dòng hạt tải không cơ bản tiêm vào bán dẫn loại n (giả thiết coi sự tiêm hạt không cơ bản vào bán dẫn loại n giống như trong cấu trúc diốt P-N. Cho hệ số khuếch tán của hạt tải không cơ bản là $D_p=36 \text{ cm}^2/\text{sec}$ và độ dài khuếch tán $L_p=6 \times 10^{-3} \text{ cm}$).

- Chiều cao hàng rào thế năng là :

$$\phi_{bn} = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{A^* T^2}{J_s} = 0.0259 \ln \frac{110 (300)^2}{6.5 \times 10^{-5}} = 0.67 \text{ V}$$

$$V_n = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_c}{N_n} = 0.17V$$

$$V_{bi} = 0.67 - 0.17 = 0.50V$$

- Độ rộng lớp nghèo :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_n}} = 2.6 \times 10^{-5} cm$$

- Dòng hạt tải không cơ bản :

$$J_{pn} = \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_n} = \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 36 \times (1.45 \times 10^{-10})^2}{(6 \times 10^{-3}) 10^{16}} = 2 \times 10^{-11} A/cm^2$$

- So sánh tỷ số giữa dòng bão hòa và dòng hạt tải không cơ bản :

$$\frac{J_c}{J_{pn}} = \frac{6.5 \times 10^{-5}}{2 \times 10^{-11}} = 3.2 \times 10^6$$

Tỷ số này rất nhỏ, vậy sự tiêm hạt tải không cơ bản có thể bỏ qua.

5.2. MỘT SỐ ĐẶC ĐIỂM CỦA CHUYỂN TIẾP PN

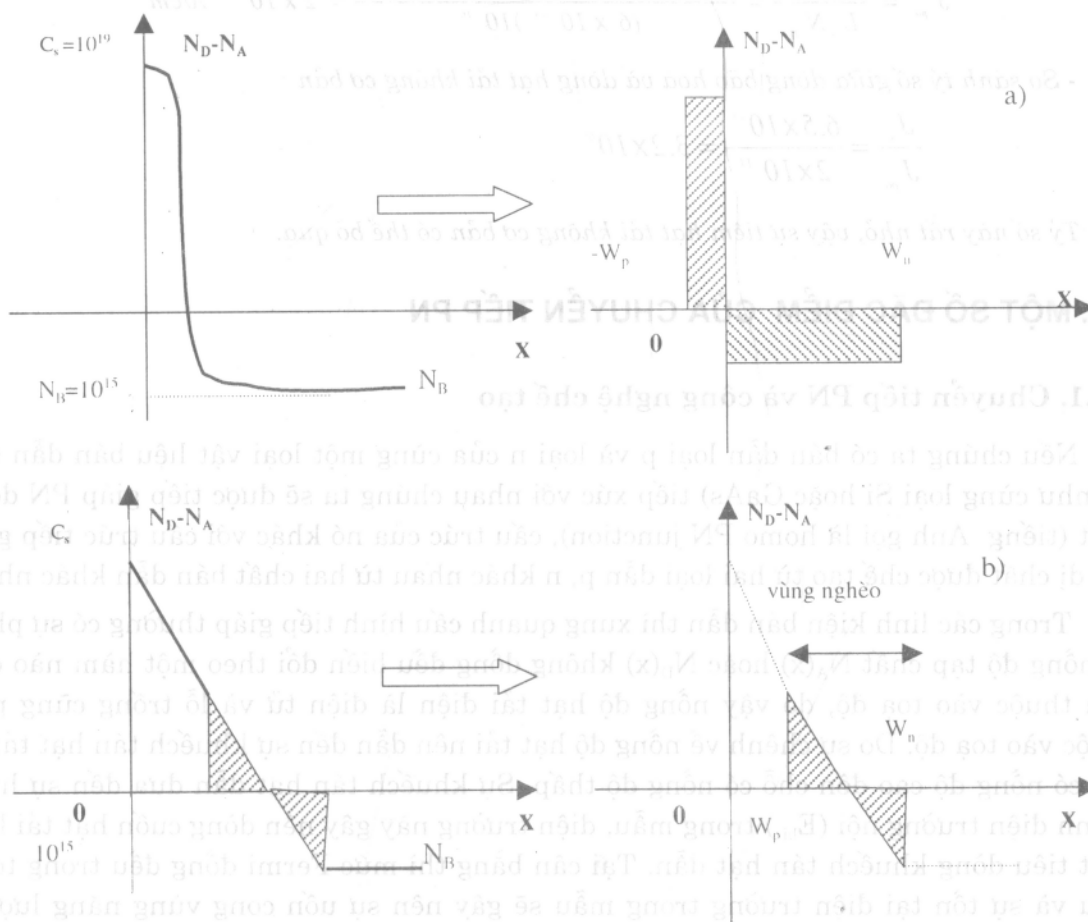
5.2.1. Chuyển tiếp PN và công nghệ chế tạo

Nếu chúng ta có bán dẫn loại p và loại n của cùng một loại vật liệu bán dẫn (thí dụ như cùng loại Si hoặc GaAs) tiếp xúc với nhau chúng ta sẽ được tiếp giáp PN đồng chất (tiếng Anh gọi là homo PN junction), cấu trúc của nó khác với cấu trúc tiếp giáp PN dị chất được chế tạo từ hai loại dẫn p, n khác nhau từ hai chất bán dẫn khác nhau.

Trong các linh kiện bán dẫn thì xung quanh cấu hình tiếp giáp thường có sự phân bố nồng độ tạp chất $N_A(x)$ hoặc $N_D(x)$ không đồng đều biến đổi theo một hàm nào đấy phụ thuộc vào tọa độ, do vậy nồng độ hạt tải điện là điện tử và lỗ trống cũng phụ thuộc vào tọa độ. Do sự chênh lệch nồng độ hạt tải nên dẫn đến sự khuếch tán hạt tải từ chỗ có nồng độ cao đến chỗ có nồng độ thấp. Sự khuếch tán hạt dẫn đưa đến sự hình thành điện trường nội (E_{bi}) trong mẫu, điện trường này gây nên dòng cuốn hạt tải làm triệt tiêu dòng khuếch tán hạt dẫn. Tại cân bằng thì mức Fermi đồng đều trong toàn mẫu và sự tồn tại điện trường trong mẫu sẽ gây nên sự uốn cong vùng năng lượng, (các mức năng lượng E_c , E_v , E_d , E_a ... ở miền tiếp giáp). Dưới đây chúng ta sẽ xem xét một số đặc điểm của chuyển tiếp PN với sự phân bố không đồng nhất về nồng độ hạt tải.

Để tạo ra chuyển tiếp PN có nhiều phương pháp công nghệ khác nhau. Trước những năm 1960 người ta đã chế tạo chuyển tiếp PN bằng cách thay đổi tạp chất loại n hay p trong quá trình nuôi tinh thể. Về sau từ những năm 1960-1970 người ta đã chế tạo chuyển tiếp PN bằng công nghệ hợp kim, sau này chuyển tiếp PN được chế tạo bằng phương pháp khuếch tán hoặc cấy ion tạp chất vào bán dẫn. Nồng độ tạp chất trong mẫu bán dẫn ban đầu, thí dụ loại n, là đồng đều và có nồng độ thấp cỡ $10^{15} cm^{-3}$.

Khi pha tạp loại p bằng khuếch tán với nồng độ cao lúc đó sẽ có tạp chất donor $N_A > N_D$. Từ bề mặt mẫu bán dẫn đi sâu vào phía trong, phụ thuộc vào quá trình khuếch tán ta có một lớp bán dẫn loại p với nồng độ $N_A' = (N_A - N_D)$. Còn lớp bán dẫn ở phía dưới là bán dẫn loại n. Tùy theo công nghệ và nồng độ pha tạp tạo chúng ta có thể có chuyển tiếp có phân bố nồng độ dạng đột biến một phía hoặc chuyển tiếp tuyến tính. Tại mỗi trường hợp sẽ có các đặc điểm, tính chất và cả các biểu thức toán học khác nhau đặc trưng cho chuyển tiếp PN đó. Trên hình 5.10 a), b) là các chuyển tiếp đột biến và tuyến tính.

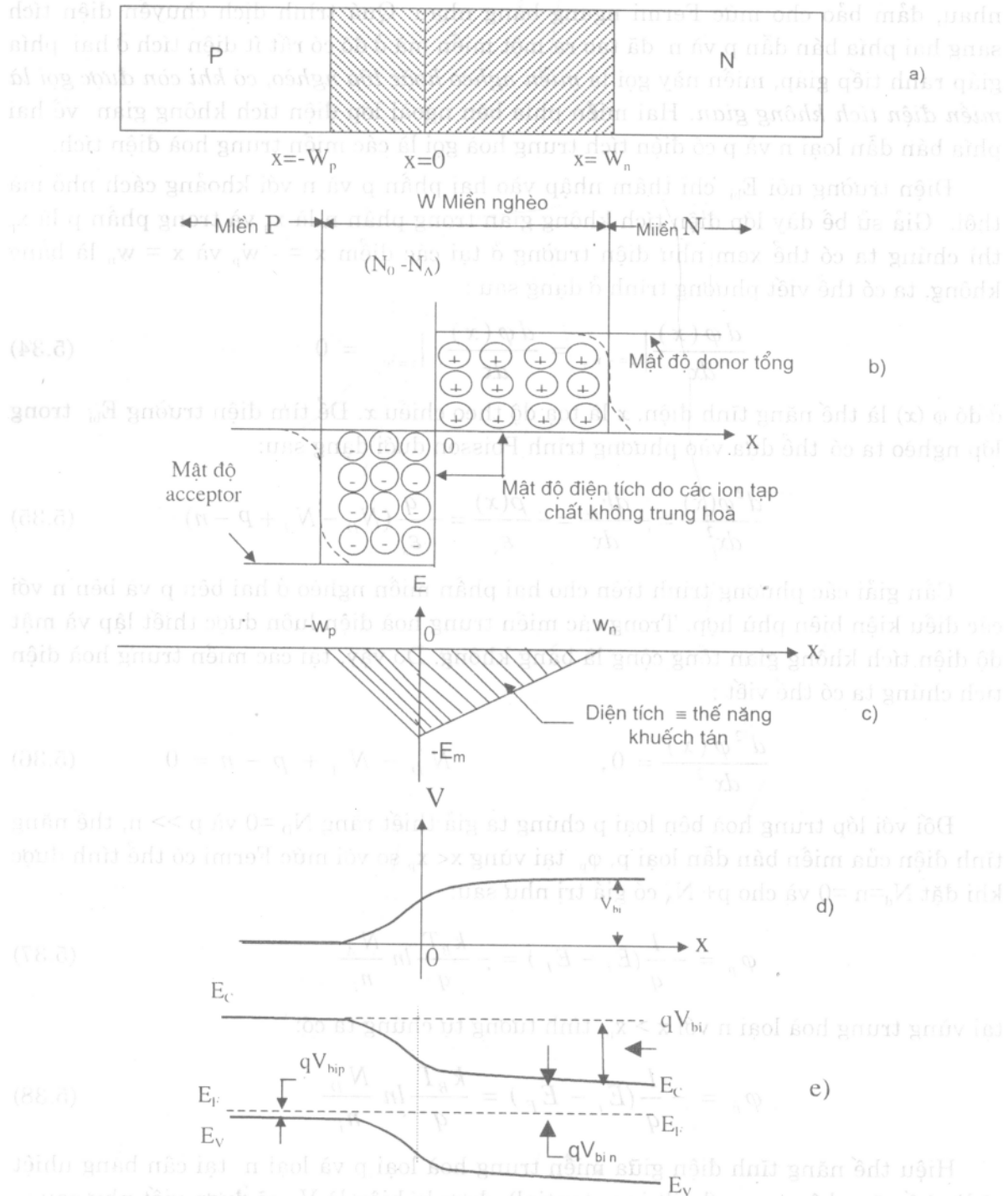


Hình 5.10. Phân bố tạp chất trong chuyển tiếp PN đột biến a) và trong chuyển tiếp PN tuyến tính b)

5.2.2. Thế năng nội của chuyển tiếp PN tại cân bằng nhiệt

Giả sử có hai phần bán dẫn loại p và loại n, khi chưa tiếp xúc với nhau thì mỗi bên vẫn giữ nguyên các đặc tính của bán dẫn loại p hay n. Khi chúng tiếp giáp với nhau thì các điện tử bên bán dẫn loại n khuếch tán sang bán dẫn loại p và lỗ trống bên bán dẫn loại p khuếch tán sang bên bán dẫn loại n, sau một thời gian ngắn hệ thống sẽ ở

trong trạng thái cân bằng. Khi đó có một lớp mỏng bên bán dẫn loại n tích điện dương (lỗ trống) và có một lớp bên bán dẫn loại p tích điện âm (điện tử).



Hình 5.11. Chuyển tiếp PN a), lớp điện tích không gian b), phân bố điện trường c), thế tiếp xúc bên trong d) và giản đồ năng lượng e)

Như vậy, tại đây xuất hiện một điện trường nội (E_{bi}) có hướng từ bên bán dẫn loại n sang loại p. Như vậy vùng năng lượng tiếp giáp giữa hai vùng cấm có độ cong các mức năng lượng phù hợp để đảm bảo cho hai vùng năng lượng hai phía khớp vào nhau, đảm bảo cho mức Fermi ngang bằng nhau. Quá trình dịch chuyển điện tích sang hai phía bán dẫn p và n đã tạo ra một miền mà ở đó có rất ít điện tích ở hai phía giáp ranh tiếp giáp, miền này gọi là *miền nghèo hoặc lớp nghèo*, có khi còn được gọi là *miền điện tích không gian*. Hai miền phía bên ngoài lớp điện tích không gian về hai phía bán dẫn loại n và p có điện tích trung hoà gọi là các miền trung hoà điện tích.

Điện trường nội E_{bi} chỉ thâm nhập vào hai phần p và n với khoảng cách nhỏ mà thôi. Giả sử bề dày lớp điện tích không gian trong phần n là x_n và trong phần p là x_p , thì chúng ta có thể xem như điện trường ở tại các điểm $x = -w_p$ và $x = w_n$ là bằng không, ta có thể viết phương trình ở dạng sau :

$$\left. \frac{d\varphi(x)}{dx} \right|_{x=-w_n} = \left. \frac{d\varphi(x)}{dx} \right|_{x=w_p} = 0 \quad (5.34)$$

ở đó $\varphi(x)$ là thế năng tĩnh điện, x là toạ độ theo chiều x . Để tìm điện trường E_{bi} trong lớp nghèo ta có thể dựa vào phương trình Poisson dưới dạng sau:

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = -\frac{dE_{bi}}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{q}{\epsilon_s}(N_D - N_A + p - n) \quad (5.35)$$

Cần giải các phương trình trên cho hai phần miền nghèo ở hai bên p và bên n với các điều kiện biên phù hợp. Trong các miền trung hoà điện luôn được thiết lập và mật độ điện tích không gian tổng cộng là bằng không. Do vậy, tại các miền trung hoà điện tích chúng ta có thể viết :

$$\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2} = 0, \quad N_D - N_A + p - n = 0 \quad (5.36)$$

Đối với lớp trung hoà bên loại p chúng ta giả thiết rằng $N_D=0$ và $p \gg n$, thế năng tĩnh điện của miền bán dẫn loại p, φ_p tại vùng $x < x_p$ so với mức Fermi có thể tính được khi đặt $N_A=n=0$ và cho $p+N_A$ có giá trị như sau:

$$\varphi_p = -\frac{1}{q}(E_i - E_F) = -\frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (5.37)$$

tại vùng trung hoà loại n với $x > x_n$ tính tương tự chúng ta có:

$$\varphi_n = -\frac{1}{q}(E_i - E_F) = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (5.38)$$

Hiệu thế năng tĩnh điện giữa miền trung hoà loại p và loại n tại cân bằng nhiệt sẽ là thế năng bên trong (built in potential), được kí hiệu là V_{bi} sẽ được viết như sau :

$$V_{bi} = \varphi_n - \varphi_p = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (5.39)$$

Nồng độ hạt tải thuần n_i và các thông số khác trong các biểu thức trên đã được bàn trong chương 4. Như vậy thế năng bên trong của tiếp giáp PN phụ thuộc vào nồng độ pha tạp chất của hai phía p và n. Giá trị của nó có thể tính được, độ lớn khoảng 0,4V- 0,8V

5.2.3. Vùng nghèo và điện trường nội trong chuyển tiếp PN

a) Trường hợp chung

Như trên đã xét, trong vùng tiếp giáp sẽ tồn tại một miền điện tích không gian, miền này có nồng độ hạt dẫn rất nhỏ, có điện suất gần bằng bán dẫn thuần nên gọi là vùng nghèo hay vùng điện tích không gian. Trong trường hợp nồng độ tạp chất donor N_D và acceptor N_A lớn, chúng ta có thể viết:

$$\rho^+(x) = qN_D \quad \text{và} \quad \rho^-(x) = -qN_A \quad (5.40)$$

Kết quả cho thấy rằng ta có thể xem mật độ điện tích trong vùng điện tích không gian địa phương là đồng đều và phụ thuộc vào nồng độ pha tạp trong từng miền p và n như đã được biểu diễn trên Hình 5.11 b).

Chúng ta nhận thấy rằng điện trường trong từng phần của chuyển tiếp thay đổi tuyến tính theo x và cực đại ở ranh giới biên tiếp giáp. Từ điều kiện liên tục của điện trường ta có thể viết:

$$\frac{eN_D}{\epsilon_s \epsilon_n} W_n = \frac{eN_A}{\epsilon_s \epsilon_p} W_p \quad (5.41)$$

$$N_D W_n = N_A W_p \quad (5.42)$$

Trên hình (5.11.c) biểu diễn sự phụ thuộc của cường độ điện trường E_{bi} vào tọa độ x. Từ đây chúng ta thấy rằng bề dày của lớp điện tích không gian trong từng miền của lớp chuyển tiếp PN tỷ lệ nghịch với nồng độ pha tạp ở miền đó.

Bề dày lớp nghèo trong miền n là W_n , trong miền p là W_p . Bề dày tổng cộng sẽ là $W = W_n + W_p$. Trong điều kiện cân bằng, chúng ta có thể tính được W như sau:

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_n (N_A + N_D) V_{bi}}{q N_A N_D}} \quad (5.43)$$

Trong trường hợp có điện áp bên ngoài đặt vào chuyển tiếp PN thì hàng rào thế năng sẽ biến đổi thành $e(V_{bi} + V)$, và bề dày lớp điện tích không gian sẽ là:

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_n (N_A + N_D) (V_{bi} + V)}{q N_A N_D}} \quad (5.44)$$

Chúng ta thấy bề dày lớp nghèo phụ thuộc vào điện áp ngoài đặt vào chuyển tiếp PN: nó giảm xuống khi đặt thiên áp thuận và tăng lên khi đặt thiên áp ngược. Điện trường hình thành trên chuyển tiếp PN có thể tính được bằng phương trình sau:

$$E(x) = -\frac{d\varphi(x)}{dx} = -\frac{qN_A(x+W_p)}{\epsilon_s\epsilon_o} \quad -w_p \leq x < 0 \quad (5.45)$$

$$E(x) = -E_m + \frac{qN_D x}{\epsilon_s\epsilon_o} = \frac{qN_D(x-W_n)}{\epsilon_s\epsilon_o} \quad w_n < x \leq 0 \quad (5.46)$$

ở đó E_m là điện trường cực đại tại $x=0$. Giá trị của nó có thể tính được như sau:

$$E_m = -\frac{qN_A W_p}{\epsilon_s\epsilon_o} = -\frac{qN_D W_n}{\epsilon_s\epsilon_o} \quad (5.47)$$

Khi biết điện trường và độ rộng vùng nghèo có thể tính được giá trị thế hiệu bên trong như sau:

$$V_{bi} = \int_{-w_p}^{w_n} E(x)dx = \frac{qN_A W_p^2}{2\epsilon_s} + \frac{qN_D W_n^2}{2\epsilon_s} - \frac{1}{2} E_m W \quad (5.48)$$

b) Trường hợp chuyển tiếp đột biến một phía

Khi chuyển tiếp là đột biến một phía như trên hình 5.12a), nghĩa là có $N_A \gg N_D$, lúc đó độ rộng vùng nghèo coi như chỉ lan sang một phía có nồng độ thấp. Biểu thức (5.43) và (5.44); Hình 5.12 b) biểu thị độ rộng vùng nghèo phía bên miền N.

$$W \approx W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_o V_{bi}}{qN_D}} \quad (5.49)$$

$$W_n(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_o (V_{bi} + V)}{qN_D}} \quad (5.50)$$

Giá trị điện trường sẽ là

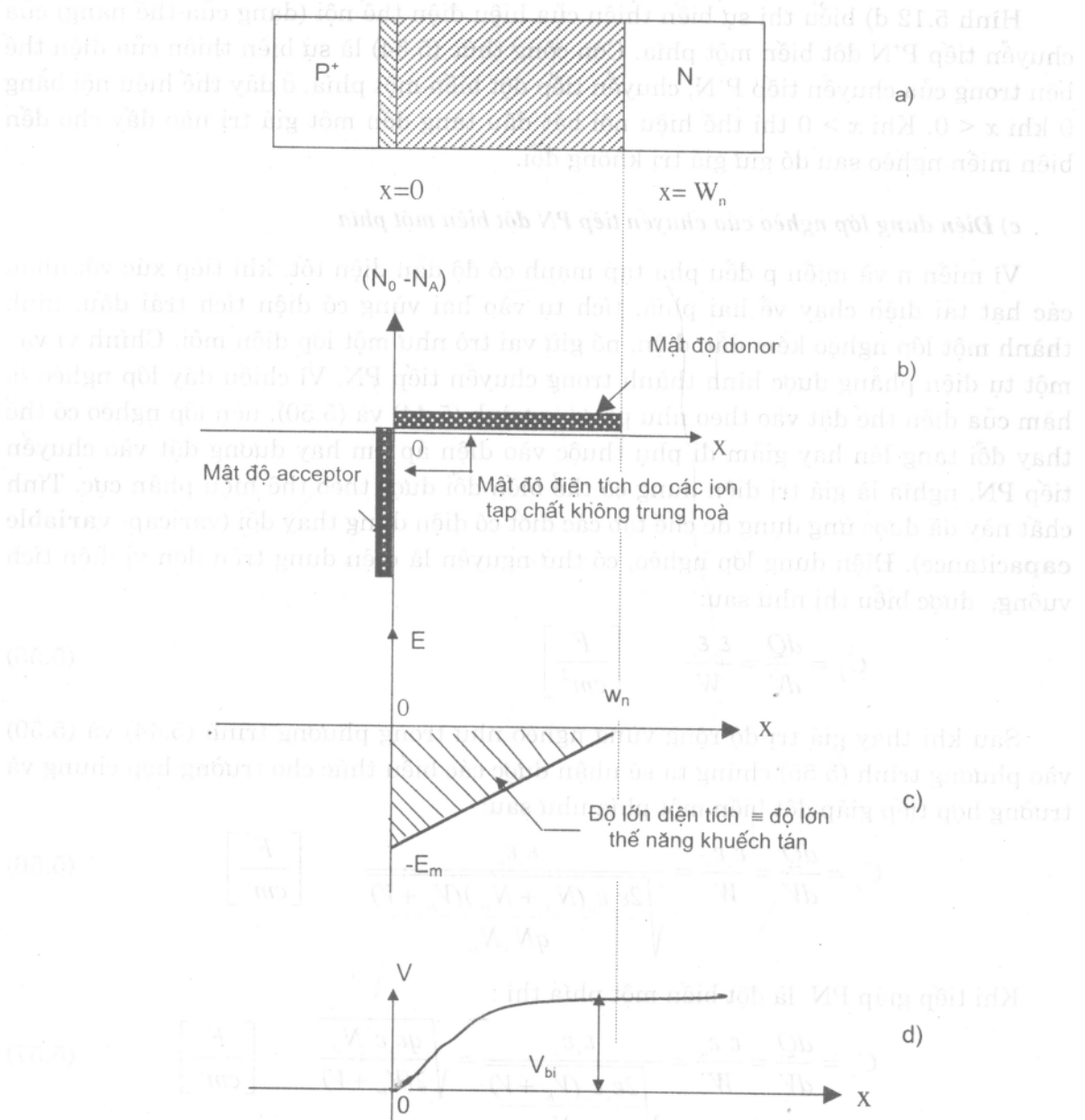
$$E(x) = -E_m + \frac{qN_D x}{\epsilon_s\epsilon_o} \quad (5.51)$$

Sự biến thiên của điện trường theo tọa độ x được biểu thị như sau:

$$E(x) = -E_m \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (5.52)$$

ở đó N_B là giá trị nồng độ tạp chất ở miền đế có tạp chất thấp. Chúng ta phải kí hiệu là N_B (có thể là N_D hay N_A phụ thuộc vào cấu trúc của tiếp giáp là P'N hay N'P). Tại giá trị $x=W$, độ lớn của điện trường bằng không. Còn tại $x=0$ sẽ cho giá trị điện trường đại cực như sau (xem hình 5.12.c):

$$E_m = \frac{qN_D W}{\epsilon_s\epsilon_o} \quad (5.53)$$



Hình 5.12. Chuyển tiếp đột biến một phía P⁺N a), phân bố điện tích trong vùng nghèo b), phân bố điện trường c) và phân bố thế hiệu nội d)

Sau khi lấy tích phân phương trình (5.45) và (5.46) một lần nữa chúng ta sẽ được phân bố thế năng theo chiều tọa độ x .

$$V(x) = \frac{V_{bi} x}{W} \left(2 - \frac{x}{W} \right) \quad (5.54)$$

Hình 5.12 d) biểu thị sự biến thiên của hiệu điện thế nội (dạng của thế năng) của chuyển tiếp P⁺N đột biến một phía. Còn công thức (5.54) là sự biến thiên của điện thế bên trong của chuyển tiếp P⁺N, chuyển tiếp đột biến một phía, ở đây thế hiệu nội bằng 0 khi $x < 0$. Khi $x > 0$ thì thế hiệu nội bắt đầu tăng đến một giá trị nào đấy cho đến biên miền nghèo sau đó giữ giá trị không đổi.

c) Điện dung lớp nghèo của chuyển tiếp PN đột biến một phía

Vì miền n và miền p đều pha tạp mạnh có độ dẫn điện tốt, khi tiếp xúc với nhau các hạt tải điện chạy về hai phía, tích tụ vào hai vùng có điện tích trái dấu, hình thành một lớp nghèo kém dẫn điện, nó giữ vai trò như một lớp điện môi. Chính vì vậy một tụ điện phẳng được hình thành trong chuyển tiếp PN. Vì chiều dày lớp nghèo là hàm của điện thế đặt vào theo như phương trình (5.44) và (5.50), nên lớp nghèo có thể thay đổi tăng lên hay giảm đi phụ thuộc vào điện áp âm hay dương đặt vào chuyển tiếp PN, nghĩa là giá trị điện dung có thể biến đổi được theo thế hiệu phân cực. Tính chất này đã được ứng dụng để chế tạo các diốt có điện dung thay đổi (varicap- **variable capacitance**). Điện dung lớp nghèo, có thứ nguyên là điện dung trên đơn vị diện tích vuông, được biểu thị như sau:

$$C_i = \frac{dQ}{dV} = \frac{\epsilon_s \epsilon_o}{W} \left[\frac{F}{cm^2} \right] \quad (5.55)$$

Sau khi thay giá trị độ rộng vùng nghèo như trong phương trình (5.44) và (5.50) vào phương trình (5.55) chúng ta sẽ nhận được các biểu thức cho trường hợp chung và trường hợp tiếp giáp đột biến một phía như sau:

$$C_i = \frac{dQ}{dV} = \frac{\epsilon_s \epsilon_o}{W} = \frac{\epsilon_s \epsilon_o}{\sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_o (N_a + N_d)(V_b + V)}{qN_a N_d}}} \left[\frac{F}{cm^2} \right] \quad (5.56)$$

Khi tiếp giáp PN là đột biến một phía thì :

$$C_i = \frac{dQ}{dV} = \frac{\epsilon_s \epsilon_o}{W} = \frac{\epsilon_s \epsilon_o}{\sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_o (V_b + V)}{qN_d}}} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s \epsilon_o N_d}{2(V_b + V)}} \left[\frac{F}{cm^2} \right] \quad (5.57)$$

Khi bình phương và đảo ngược phương trình (5.57) chúng ta sẽ nhận được biểu thức sau :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_b + V)}{q\epsilon_s \epsilon_o N_d} \quad (5.58)$$

Từ phương trình (5.58) khi thay đổi thế phân cực đặt vào diốt PN thì lớp nghèo sẽ lan rộng ra và tương ứng với nó sẽ cho một giá trị điện dung. Trên cơ sở biết điện dung và thế phân cực cùng các thông số khác người ta có thể tính được giá trị nồng độ tạp chất N_d . Đây là cơ sở để đo nồng độ tạp chất phụ thuộc vào điện dung trong tiếp giáp

PN. Độ rộng lớp nghèo, phân bố điện trường nội và thế hiệu bên trong cũng như giá trị điện dung của chuyển tiếp PN tuyến tính có thể xác định tương tự theo phương pháp trên. Chúng tôi không trình bày ở đây.

5.2.4. Đặc trưng I-V với tính chỉnh lưu của chuyển tiếp PN

Bây giờ chúng ta tìm đặc trưng I- V của chuyển tiếp PN. Để đơn giản bài toán chúng ta đưa ra những giả thiết sau:

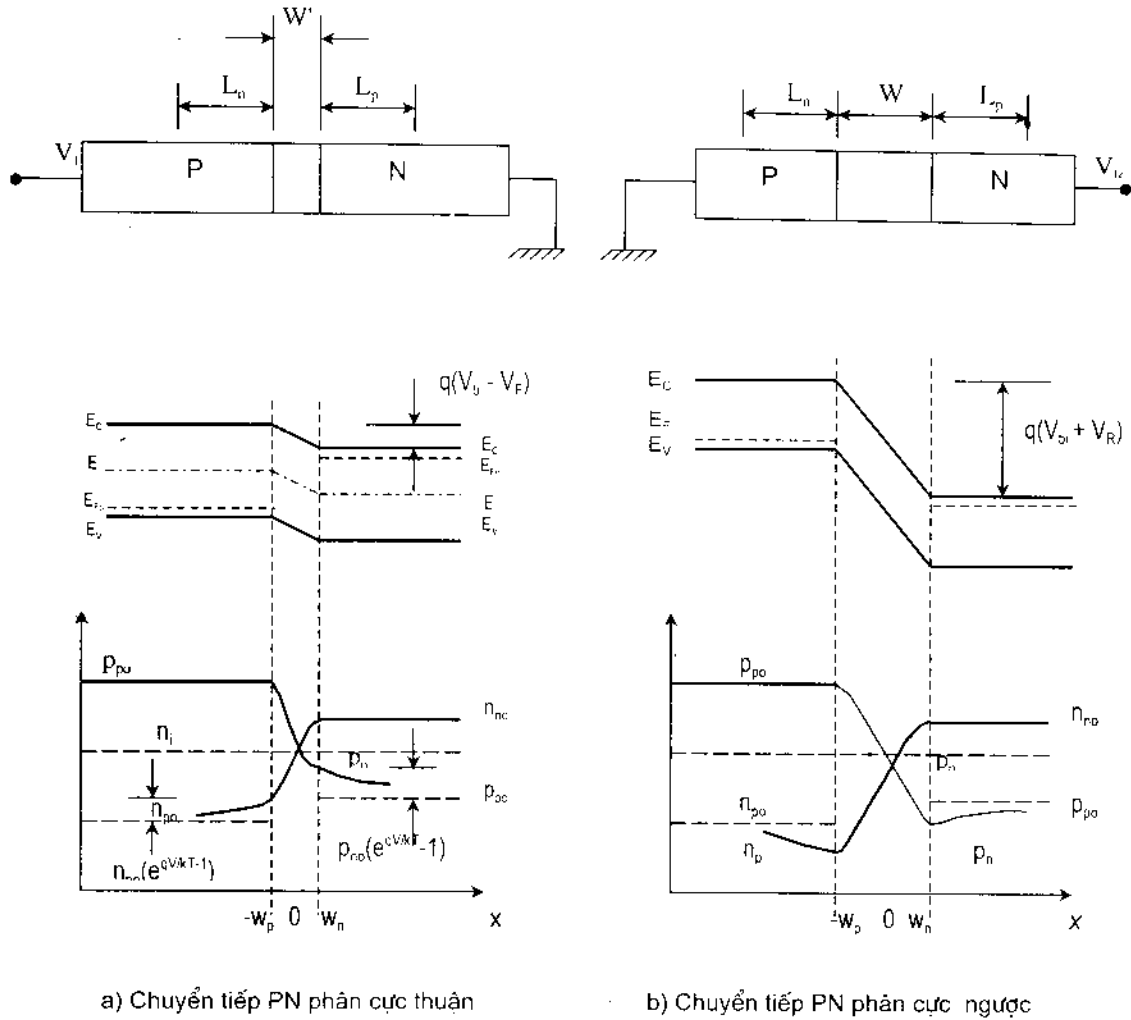
- Lớp chuyển tiếp là mỏng so với độ dài khuếch tán của hạt dẫn (L_D): $L_D > W = (W_n + W_p)$, có nghĩa là hạt tải điện đi qua vùng điện tích không gian không bị tái hợp, (xem Hình vẽ 5.13).
- Hai miền bán dẫn loại p và n của chuyển tiếp được pha tạp mạnh, nghĩa là: $p_p = p_o \gg n_i$; $n_n = n_o \gg n_i$.
- Giả thiết không có hiện tượng tái hợp bề mặt.
- Điện áp đặt vào chuyển tiếp chỉ rơi trên lớp nghèo. Các tiếp xúc kim loại với hai miền bán dẫn p và n của chuyển tiếp có tính ohmic và không ảnh hưởng đến tính chất của chuyển tiếp.

Trên hình (5.13) biểu diễn sơ đồ của chuyển tiếp PN, khi phân cực thuận thì lớp nghèo của chuyển tiếp PN vẫn tồn tại song chiều dày rất nhỏ, còn khi phân cực ngược thì lớp nghèo lan rộng ra về hai phía phụ thuộc vào tỷ lệ nồng độ tạp chất ở hai bên.

Khi đặt thế phân áp vào chuyển tiếp PN, ở chiều thuận thì rào thế thấp, có một dòng hạt tải đa số chạy từ miền P sang miền N. Khi phân cực ngược cho chuyển tiếp PN rào thế rất cao, hạt tải khó có thể đi từ miền này sang miền kia, chỉ có thành phần dòng dò nhỏ đóng góp vào dòng điện chạy qua điốt. Để tính toán dòng điện trong chuyển tiếp PN chúng ta cần phải xác định phân bố hạt tải điện đa số và thiểu số với các điều kiện biên và ban đầu xác định nào đấy, sau đó sử dụng phương trình mật độ dòng để tính dòng điện điện tử và lỗ trống trong miền vùng nghèo và vùng trung hòa của chuyển tiếp PN, tiếp đó giải phương trình phân bố hạt tải trong trường hợp phân cực thuận và phân cực ngược.

Tại cân bằng nhiệt, mật độ hạt tải đa số về cơ bản bằng nồng độ đã pha tạp vào bán dẫn. Chúng ta kí hiệu các chữ n và p là loại dẫn, còn kí hiệu "o" biểu thị giá trị tại cân bằng nhiệt. Như vậy n_{no} và p_{po} là các nồng độ điện tử tại cân bằng nhiệt trong miền N và P. Tương tự chúng ta có p_{no} và n_{po} là nồng độ lỗ trống tại cân bằng trong miền N, P. Biểu thức về điện thế nội của chuyển tiếp PN có thể viết ở dạng khác với dạng phương trình (5.39) như sau:

$$V_m = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} = \frac{k_B T}{q} \ln \frac{n_{no}}{n_{po}} \quad (5.59)$$



Hình 5.13. Chuyển tiếp PN khi phân cực thuận a) và phân cực ngược b)

ở đó theo định luật bảo toàn khối lượng chúng ta có: $n_{no} \cdot p_{pu} = n_i^2$. Biến đổi phương trình (5.59) chúng ta có thể nhận được biểu thức về nồng độ hạt tải đa số trong miền N như sau :

$$n_{no} = n_{po} \exp\left(\frac{qV_{bi}}{k_B T}\right) \quad (5.60)$$

Tương tự chúng ta có thể viết nồng độ lỗ trống, hạt tải đa số cho miền p như sau :

$$p_{po} = p_{no} \exp\left(\frac{qV_{bi}}{k_B T}\right) \quad (5.61)$$

Như vậy, chúng ta thấy rằng các nồng độ hạt tải đa số tại hai biên tiếp giáp ở vùng nghèo có quan hệ mật thiết với điện thế nội V_{bi} (còn gọi là hiệu thế năng tích điện) của tiếp giáp PN và tất nhiên khi đặt một thế hiệu bên ngoài vào chuyển tiếp PN thì nồng độ hạt tải cũng phụ thuộc vào tổng thế năng của thế bên trong và bên ngoài.

Khi đặt một điện thế thuận (V_F) vào thì hiệu thế năng bây giờ sẽ là $(V_{bi} - V_F)$, còn khi đặt một thế ngược vào thì hiệu thế năng sẽ là $(V_{bi} + V_R)$, chuyển tiếp PN bây giờ không còn ở cân bằng nữa. Kí hiệu thế hiệu đặt vào gọi chung là V có thể là dương (chiều thuận) hay âm (chiều nghịch). Mối quan hệ giữa nồng độ điện tử n_n , hạt tải đa số tại biên lớp nghèo bên miền N và nồng độ điện tử, hạt tải thiểu số thiểu số tại biên lớp nghèo bên miền P là n_p có thể viết như sau:

$$n_n = n_p \exp\left(\frac{q(V_{bi} - V)}{k_B T}\right) \quad (5.62)$$

Trong trường hợp mức tiêm kích hạt tải thấp, mật độ hạt tải thiểu số tiêm kích vào là rất nhỏ so với mật độ hạt tải đa số, nghĩa là: $n_n \approx n_{no}$. Sử dụng giả thiết này và thay phương trình (5.60) vào phương trình (5.62), biến đổi chúng ta sẽ có mật độ điện tử tại biên lớp nghèo bên phía miền p ($x = -W_p$) như sau:

$$n_p = n_{po} \exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) \quad (5.63)$$

$$n_p - n_{po} = n_{po} \exp\left[\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1\right] \quad (5.64)$$

Tương tự chúng ta có đối với lỗ trống tại biên vùng nghèo tại phía tiếp giáp bên miền N:

$$p_n - p_{no} = p_{no} \exp\left[\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1\right] \quad (5.65)$$

Trên Hình 5.13 ở phía dưới mô tả phân bố hạt tải thiểu số và đa số ở bên trong cấu trúc PN và tại biên vùng nghèo như đã được mô tả trong các phương trình từ (5.60) đến (5.65). Các phương trình trên cũng là các phương trình rất quan trọng về các điều kiện để giải phương trình tìm đặc trưng I-V lí tưởng.

Với những điều kiện lí tưởng và không có thành phần dòng sinh ra trong vùng nghèo, các thành phần dòng đều sinh ra trong miền trung hoà điện và trong vùng trung hoà không có điện trường, như vậy phương trình liên tục ở trạng thái dừng sẽ được viết ở dạng sau:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{no}}{D_p \tau_p} = 0 \quad (5.66)$$

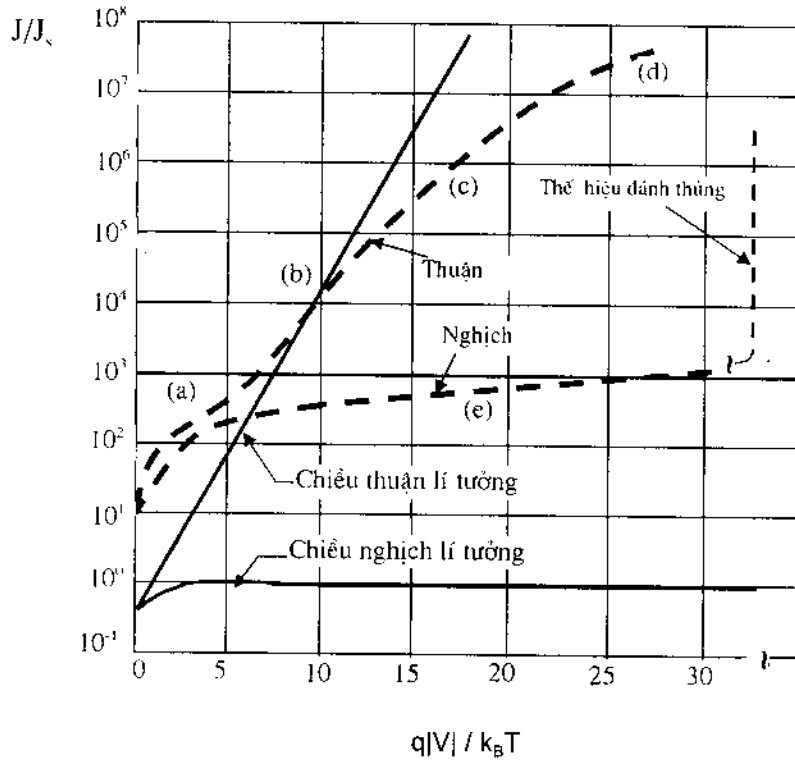
Lời giải của phương trình (5.66) với các điều kiện biên như phương trình (5.65) và tại $x = \infty$ ta có $p_n(x \rightarrow \infty) = p_{no}$ sẽ có dạng như sau:

$$p_n - p_{no} = p_{no} \left[\exp \frac{eV}{k_B T} - 1 \right] \exp \frac{-(x + W_p)}{L_p} \quad (5.67)$$

ở đó $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ là chiều dài khuếch tán của lỗ trống, hạt tải thiểu số trong miền n.

Tại $x = W_n$ mật độ dòng có thể viết :

$$J_p(W_n) = -qD_p \frac{dp_n}{dx} = \frac{qD_p p_{no}}{L_p} \left[\exp \left(\frac{eV}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (5.68)$$



Hình 5.14. Đặc tuyến I-V của chuyển tiếp PN lí tưởng và thực tế

Tiến hành tương tự chúng ta tính được mật độ dòng điện tử tại $x = W_p$:

$$n_p - n_{po} = n_{po} \left[\exp \frac{eV}{k_B T} - 1 \right] \exp \frac{(x + W_p)}{L_n} \quad (5.69)$$

$$J_n(-W_p) = qD_n \frac{dn_p}{dx} = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} \left[\exp \left(\frac{eV}{k_B T} \right) - 1 \right] \quad (5.70)$$

trong đó $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ là chiều dài khuếch tán của điện tử. Mật độ dòng luôn luôn không đổi do vậy chúng ta có thể viết mật độ dòng điện chạy qua chuyển tiếp như sau:

$$J = J_n(x) + J_p(x) = J_s \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (5.71)$$

trong đó

$$\begin{aligned} J_s &= J_{sn} + J_{sp} = q \left[\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right] = q n_i^2 \left[\frac{D_n}{L_n p_0} + \frac{D_p}{L_p n_0} \right] \\ J_s &= q \left[\frac{n_n L_n}{\tau_n} + \frac{p_p L_p}{\tau_p} \right]. \end{aligned} \quad (72a,b)$$

Biểu thức (5.71) chính là đặc trưng V-A của chuyển tiếp PN. Trên hình (5.14) biểu diễn đặc tuyến I-V lý tưởng và thực tế của chuyển tiếp PN theo thang log. Đặc tính I-V của chuyển tiếp PN có tính chỉnh lưu cao: ở chiều thế thuận có một dòng điện lớn chạy qua, còn ở chiều nghịch có một dòng điện nhỏ chạy qua chuyển tiếp PN.

5.2.5. Các hiện tượng gây sai lệch khỏi đặc tuyến I-V lý tưởng

Trong thực tế có nhiều hiện tượng làm cho đặc tuyến I-V sai lệch khỏi đặc tính lý tưởng. Các hiện tượng đó là:

a) Sự ảnh hưởng của nhiệt độ

Như chúng ta đã biết, nhiệt độ có ảnh hưởng rất lớn tới nhiều thông số của vật liệu và linh kiện bán dẫn. Mật độ dòng điện tỷ lệ với nhiệt độ theo hàm sau:

$$J_s \approx \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \approx q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \sim \left[T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \right] T^{\gamma/2} = T^{(3+\gamma/2)} \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (5.73)$$

trong đó γ là một hằng số phụ thuộc vào từng loại vật liệu bán dẫn. Các thông số khác trong biểu thức đã trình bày trong các phần trước đây. Như vậy chúng ta thấy dòng điện phụ thuộc khá mạnh vào nhiệt độ.

b) Hiện tượng phát sinh tái hợp trong vùng điện tích không gian

Trong thực tế luôn tồn tại quá trình phát sinh và tái hợp trong vùng điện tích không gian của chuyển tiếp PN phụ thuộc vào vật liệu và cấu trúc của linh kiện cũng như các điều kiện kích thích khác nhau. Mật độ dòng điện phát sinh được sinh ra trong vùng điện tích không gian có độ rộng là W với thời gian sống hiệu dụng của hạt tải τ_{eff} với tốc độ (phát sinh) hay tái hợp là U được tính như sau:

$$J_{gen} \cong \int_0^W q |U| dx \approx q |U| W = \frac{q n_i W}{\tau_{eff}} \quad (5.74)$$

Dòng phát sinh phụ thuộc vào cấu trúc của tiếp giáp PN: nếu tiếp giáp PN là đột biến một phía thì dòng phát sinh sẽ tỷ lệ như sau: $J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{1/2}$, trong trường hợp chuyển tiếp là tuyến tính thì $J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{1/3}$. Còn dòng tái hợp tổng cộng được biểu thị bằng biểu thức:

$$J_R = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D}} + \frac{qn_i W}{\tau_{eff}} \quad (5.75)$$

Ở đây cần lưu ý rằng quá trình tái hợp có thể xảy ra ở bên trong lớp điện tích không gian hoặc ở bên ngoài lớp điện tích không gian, vì vậy biểu thức dòng có hai thành phần như biểu thức trên. Các quá trình không lý tưởng đã làm ảnh hưởng trực tiếp đến dạng của đặc tuyến I-V. Chúng ta có thể đưa các ảnh hưởng đó vào một thông số gọi là *Hệ số lý tưởng "n" trong biểu thức I-V*. Với cách biểu thị này mật độ dòng thuận J_F ở giá trị lớn có thể tỷ lệ theo dạng sau đây:

$$J_F \sim \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (5.76)$$

trong đó, khi quá trình tái hợp là nổi trội thì giá trị $n = 2$, đoạn a) trong đặc trưng I-V trên Hình 5.14. Khi quá trình khuếch tán nổi trội thì $n=1$ (đoạn b), khi cả hai quá trình đều xuất hiện có thể so sánh với nhau thì n có giá trị giữa 1 và 2. Khi ở điện thế cao và có điện trở nối tiếp với giá trị lớn đáng kể thì dòng thuận có xu hướng tăng chậm, đặc trưng I-V thể hiện như đoạn d) trên Hình 5.14.

c) Hiệu ứng xuyên hầm

Khi nồng độ tạp chất của hai miền P,N trong chuyển tiếp PN cao thì rào thế sẽ mỏng, sẽ có khả năng hạt tải chui qua rào thế tạo nên một thành phần dòng, gọi là dòng xuyên hầm. Giá trị dòng này được viết như sau:

$$J_i = \frac{\sqrt{2m^*} q^3 E V}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3qE\hbar}\right) \quad (5.77)$$

ở đó m^* là khối lượng hiệu dụng, E là điện trường ở miền tiếp giáp, V là điện thế, E_g là độ rộng vùng cấm của vật liệu bán dẫn.

d) Hiện tượng đánh thủng trong chuyển tiếp PN

Khi thế hiệu ngược đặt vào chuyển tiếp PN đến một giá trị ngưỡng nào đấy, phụ thuộc vào vật liệu bán dẫn tạo nên chuyển tiếp PN, hiện tượng đánh thủng sẽ xảy ra vào cấu trúc và nồng độ tạp chất ở hai miền P và N.... Bản chất của hiện tượng này là khi thế hiệu cao tạo ra điện trường lớn trong miền tiếp giáp thì các hạt tải có thể nhận thêm năng lượng làm tăng tốc độ của chúng lên. Chúng va chạm vào nhau và vào mạng tinh thể làm sinh ra nhiều hạt tải điện khác. Cứ như vậy quá trình nhân hạt tải có thể xảy ra. Hiện tượng này còn gọi là quá trình thác lũ, làm cho dòng điện

tăng lên đột ngột, nó xảy ra tại một điện thế xác định. Điện thế này gọi là thế hiệu đánh thủng của chuyển tiếp PN. Nếu thế đặt vào chuyển tiếp bằng hay lớn hơn thế này thì chuyển tiếp sẽ bị phá hủy. Thế hiệu đánh thủng V_B của chuyển tiếp đột biến một phía được tính theo biểu thức sau :

$$V_B = \frac{E_m W}{2} = \frac{\epsilon_s E_m^2}{2q} (N_B)^{-1} \quad (5.78)$$

Đối với chuyển tiếp PN tuyến tính thì thế hiệu đánh thủng sẽ là:

$$V_B = \frac{2E_m W}{3} = \frac{4E_m^3}{3} \left(\frac{2\epsilon_s}{q} \right)^{1/2} (a)^{1/2} \quad (5.79)$$

trong đó a là gradient tạp chất có thứ nguyên là cm^{-1} , N_B là nồng độ tạp chất của vật liệu làm đế bán dẫn.

Bài tập minh họa

Bài 1. Tính thế hiệu bên trong (V_m) của tiếp giáp PN silic đột biến với nồng độ pha tạp $N_A = 10^{19} \text{ ng/cm}^3$ và $N_D = 10^{16} \text{ ng/cm}^3$. Cho giá trị $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ ng/cm}^3$ tại 300°K , tính độ rộng vùng nghèo W (giả thiết chỉ lan sang một phía n) và trường cực đại E_m khi thế phân cực $V = 0$?

Giải:

Thế hiệu nội, độ rộng vùng nghèo và điện trường cực đại được tính như sau:

$$V_m = (0,0259) \ln \frac{10^{19} \times 10^{16}}{(1,45 \times 10^{10})^2} = 0,874 \text{ V}$$

$$w \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_s V_m}{q N_A}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,5 \cdot \epsilon_0 \cdot 0,874}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{19}}} = 0,337 \mu\text{m}$$

$$E_m = \frac{q N_B W}{\epsilon_s} = 5,4 \times 10^4 \text{ V/cm}$$

Bài 2. Cho điốt P⁺N silic có lớp đế bán dẫn là loại n có nồng độ là $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, lớp khuếch tán loại P pha tạp indium có nồng độ là 10^{18} cm^{-3} . Cho nồng độ hạt tải thuần $n_i = 1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, mật độ các trạng thái ở vùng dẫn là $N_C = 2,8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; mật độ các trạng thái ở vùng hóa trị là $N_V = 1,0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ tại 300°K . Tính:

a) Vị trí các mức Fermi (E_{Fn} và E_{Fp}) so với mép vùng dẫn và mép vùng hóa trị trong bán dẫn loại n và loại p ?

b) Xác định thế năng tiếp xúc (thế năng nội eV_m) của điốt?

c) Tính các độ rộng lớp nghèo lan ra hai phía bên bán dẫn loại n và loại p ($W(p) = ?$; $W(n) = ?$)

Giải:

a) Vị trí mức Fermi so với mép vùng dẫn hay so với mức Fermi thuần bên bán dẫn loại n được xác định theo các công thức sau:

$$n_n = n_i \exp \left[\frac{-(E_{Fi} - E_{Fn})}{k_B T} \right]$$

$$n_n = N_c \exp \left[\frac{-(E_c - E_{Fn})}{k_B T} \right]$$

Vị trí mức Fermi so với mép vùng hóa trị hay so với mức Fermi thuần bên bán dẫn loại p được xác định theo các công thức sau :

$$P_p = n_i \exp \left[\frac{(E_{Fi} - E_{Fp})}{k_B T} \right]$$

$$P_p = N_v \exp \left[\frac{(E_v - E_{Fp})}{k_B T} \right]$$

Biết các giá trị nồng độ hạt tải thuần, mật độ các trạng thái trong vùng dẫn và vùng hóa trị sẽ tính được mức Fermi như sau :

$$E_{Fn} = E_c + k_B T \ln \frac{n_n}{N_c} = E_c - (0.026 \text{ eV}) \times 7.937 = E_c - 0.206 \text{ eV}$$

$$E_{Fp} = E_v - k_B T \ln \frac{P_p}{N_v} = E_v + (0.026 \text{ eV}) \times 2.3 = E_v + 0.06 \text{ eV}.$$

b) Thế năng nội của điốt (hay thế năng tiếp xúc) được xác định bởi :

$$eV_{bi} = E_g - (E_{Fn} + E_{Fp}) = 1.1 \text{ eV} - 0.06 - 0.206 \text{ eV} = 0.834 \text{ eV}.$$

Có thể tính thế năng theo công thức $V_{bi} = (kT/e) \cdot \ln(n_n/n_p)$ cũng cho ra kết quả tương tự.

c) Độ rộng lớp nghèo :

$$W_p(V_{bi}) = \left\langle \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{e} \left[\frac{N_d}{N_a(N_a + N_d)} \right] \right\rangle^{1/2}$$

$$= \left\langle \frac{2 \times (11.9 \times 8.84 \times 10^{-12} \text{ F/m}) \times 0.834 \text{ V}}{1.6 \times 10^{19} \text{ C}} \left[\frac{10^{22} \text{ m}^{-3}}{10^{24} \text{ m}^{-3} (10^{24} \text{ m}^{-3} + 10^{22} \text{ m}^{-3})} \right] \right\rangle^{1/2} = 3.2 \times 10^{-9} \text{ m}$$

vì bên bán dẫn loại n có nồng độ nhỏ hơn 100 lần so với bên bán dẫn loại p nên lớp nghèo bên loại n lớn hơn 100 lần, nghĩa là $W_n(V_{bi}) = 0.32 \text{ } \mu\text{m}$.

Bài 3. Cho điốt PN silic (coi điốt này là điốt lí tưởng) với $N_d = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ và $N_a = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; diện tích của điốt là $A = 10^{-3} \text{ cm}^2$. Một số thông số của vật liệu bán dẫn được cho như sau : nồng độ hạt tải thuần $n_i = 1.45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ tại 300°K , giả thiết tạp chất bị ion hoá hoàn toàn. Phía bên lớp bán dẫn silic loại n :

$$\mu_p = 300 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}; \mu_n = 1300 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$D_p = 7.8 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}; D_n = 33 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

Phía bên bán dẫn silic loại n

$$\mu_p = 100 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}; \mu_n = 280 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$D_p = 2.6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}; D_n = 7.3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}.$$

Giả thiết rằng thời gian sống của điện tử và lỗ trống giống nhau $\tau_n = \tau_p = 10^{-6} \text{ sec}$.

Tính dòng bão hoà của điốt ($I_s = ?$) và dòng điện ở thế thuận tại $V = 0,7 \text{ V}$ ($I_F = ?$)

Giải:

Để tính dòng điện bão hòa I_s chúng ta cần tính độ dài khuếch tán của điện tử và lỗ trống.

- Độ dài khuếch tán của hạt tải thiểu số (lỗ trống) bên bán dẫn loại n là:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = (7.8 (\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}) \times 1.0 \times 10^{-6} \text{ s})^{1/2} = 2.79 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

- Độ dài khuếch tán của hạt tải thiểu số (điện tử) bên lớp bán dẫn loại p là:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = (7.3 \times 10^{-6})^{1/2} = 2.7 \times 10^{-3} \text{ cm}$$

- Dòng bão hòa của điốt được tính như sau:

$$I_s = eA \left[\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p \right]$$

trong đó

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n}; \quad n_p = \frac{n_i^2}{p_p}$$

Thay số ta có:

$$I_s = (1.6 \times 10^{-19} \text{ C}) (10^{-2} \text{ m}^2) \left[\frac{7.8 \times 10^{-4} (\text{m}^2 \text{ s}^{-1})}{2.79 \times 10^{-3} (\text{m})} \times (2.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}) + \frac{7.3 \times 10^{-4} (\text{m}^2 \text{ s}^{-1})}{2.7 \times 10^{-3} (\text{m})} \times 2.1 \times 10^8 (\text{m}^{-3}) \right]$$

$$I_s = 0.94 \times 10^{-14} \text{ A}.$$

Dòng thuận của điốt PN tại $V=0,7 \text{ V}$ được tính như sau:

$$I(V=0,7\text{V}) = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{k_n T}\right) - 1 \right] \cong 0.94 \times 10^{-14} \exp\left(\frac{0.7\text{V}}{0.026\text{V}}\right) = 0.422 \mu\text{A}.$$

5.3. CHUYỂN TIẾP DỊ CHẤT

5.3.1. Khái niệm về chuyển tiếp dị chất

Cho đến nay ta chỉ mới xét loại chuyển tiếp PN đồng chất, nghĩa là chuyển tiếp mà trong đó miền N và miền P đều là một loại chất bán dẫn đơn tinh thể.

Tiếp giáp dị chất là tiếp giáp được hình thành giữa hai loại vật liệu bán dẫn khác nhau. Khi hai bán dẫn có cùng loại dẫn (cùng loại p hay loại n) thì tiếp giáp gọi là tiếp giáp dị chất đồng loại. Khi các loại dẫn khác nhau thì tiếp giáp được gọi là tiếp giáp dị chất khác loại. Năm 1951 Shockly đã đưa ra patent về tiếp giáp dị chất đột biến một phía sử dụng có hiệu quả trong tiếp giáp Emitter - Base của transistor lưỡng cực. Sau

đó nhiều tác giả đã nghiên cứu vấn đề này và tiếp giáp dị chất đã gây nên sự chú ý đáng kể trong lĩnh vực chế tạo linh kiện bán dẫn quang điện tử.

Chuyển tiếp dị chất thường được chế tạo bằng phương pháp epitaxy hiện đại như công nghệ epitaxy chùm tia điện tử (MBE)... Đến nay rất nhiều linh kiện bán dẫn quang điện tử, quang tử, giếng lượng tử ... đã sử dụng tiếp giáp dị chất, cụ thể như trong các laser bán dẫn, các diốt phát quang, các pin mặt trời, linh kiện biến điệu quang và đặc biệt khi thay đổi các lớp mỏng có độ dày cỡ từ 80-100 Å theo chu kỳ đan xen nhau tạo nên cấu trúc siêu mạng. Do tính phức tạp đến nay còn có nhiều vấn đề chưa hiểu biết rõ nên trong phần này chúng ta chỉ khảo sát những nét cơ bản nhất của chuyển tiếp PN dị chất.

5.3.2. Mô hình cơ sở của chuyển tiếp dị chất

Mô hình dải năng lượng của chuyển tiếp dị chất đột biến lí tưởng không có các bẫy bề mặt đã được đưa ra bởi Anderson trên cơ sở các công trình của W. Shockley. Mô hình này nhìn chung đã giải thích được những hiện tượng và quá trình vận chuyển hạt tải cơ bản trong tiếp giáp dị chất, tuy nhiên cũng cần điều chỉnh một số điểm khi tiếp giáp không lí tưởng, nó chứa đựng một số đặc điểm phi tuyến ví dụ như khi trên bề mặt có các bẫy hạt tải. Hình 5.15.a) biểu thị sơ đồ năng lượng của hai mẫu bán dẫn khác biệt loại n và loại p có bề rộng vùng cấm khác nhau là E_{g1} và E_{g2} , có hằng số điện môi tương đối ϵ_1 và ϵ_2 khác nhau, có ái lực điện tử χ_1 và χ_2 khác nhau, có công thoát khác nhau. Sự chênh lệch về năng lượng giữa hai cạnh vùng dẫn của hai bán dẫn được kí hiệu là ΔE_c và độ chênh lệch giữa hai mép vùng hóa trị được kí hiệu là ΔE_v .

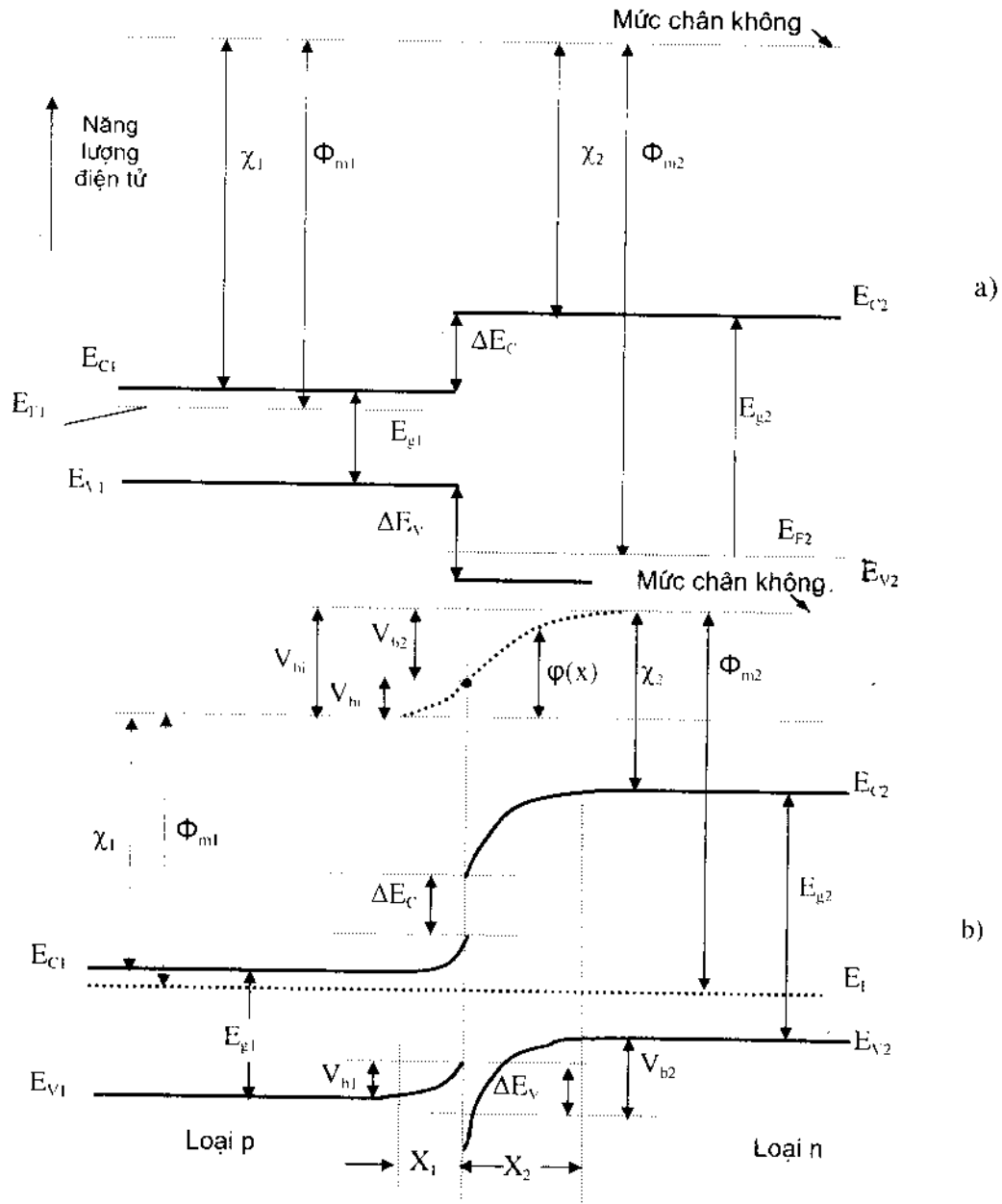
Khi hai chất bán dẫn loại p và n trên tiếp xúc với nhau để hình thành tiếp giáp dị chất thì giản đồ năng lượng được biểu thị như hình 5.15.(b). Tại cân bằng thì các mức Fermi cần nằm trùng nhau suốt ở hai miền. Ngoài ra, mức chân không song song với mép vùng năng lượng và nó có một đoạn không liên tục.

Sự chênh lệch giữa hai mép vùng dẫn và vùng hóa trị coi là không đổi khi ái lực điện tử của bán dẫn không phụ thuộc vào quá trình pha tạp (các bán dẫn chưa suy biến). Thế năng nội tổng cộng của tiếp giáp dị chất bằng tổng các thế năng nội riêng phần ($V_{b1} + V_{b2}$), ở đó V_{b1} , V_{b2} là các thế năng nội tĩnh điện tại cân bằng của hai bán dẫn loại p (kí hiệu là 1) và bán dẫn loại n (kí hiệu là 2). Độ chênh lệch giữa hai đáy vùng dẫn ký hiệu $\Delta E_c = E_{c2} - E_{c1}$ và hiệu hai đỉnh vùng hoá trị là $\Delta E_v = E_{v2} - E_{v1}$. Từ hình (5.15.b) chúng ta nhận thấy: $\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2$. Điện thế tiếp xúc V_{bi} được xác định như sau: $V_{bi} = (V_{b1} + V_{b2})$, trong đó độ lớn của V_{b1} và V_{b2} là chiều cao độ cong vùng năng lượng của hai phần bán dẫn trong điều kiện cân bằng ở trên mặt tiếp giáp giữa hai bán dẫn.

Giải phương trình Poisson với điều kiện biên dựa trên tính liên tục của vectơ cảm ứng điện trường: $\epsilon_1 \mathbf{E}_1 = \epsilon_2 \mathbf{E}_2$ tại biên giới $x = 0$, có thể tìm được biểu thức của bề dày lớp điện tích không gian lan về hai phía bán dẫn như sau :

$$X_i = \left[\frac{2N_{A2}\epsilon_1\epsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{D1}(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})} \right]^{1/2} \quad (5.80.a)$$

$$X_2 = \left[\frac{2N_{D1}\epsilon_1\epsilon_2(V_{bi} - V)}{qN_{A2}(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})} \right]^{1/2} \quad (5.80.b)$$



Hình 5.15. Tiếp giáp dị chất khi chưa tiếp xúc a) và sau khi đã tiếp xúc với sự hình thành vùng nghèo và rào thế năng

Điện dung của chuyển tiếp PN dị chất được biểu thị như sau :

$$C = \left[\frac{qN_{D1}N_{A2}\epsilon_1\epsilon_2}{2(\epsilon_1N_{D1} + \epsilon_2N_{A2})(V_{bi} - V)} \right]^{1/2} \quad (5.81)$$

trong đó V là điện thế đặt vào lớp chuyển tiếp. Điện thế rơi trên hai phần của chuyển tiếp là V_1 và V_2 liên quan bởi hệ thức sau:

$$\frac{V_{b1} - V_1}{V_{b2} - V_2} = \frac{N_{A2}\epsilon_2}{N_{D1}\epsilon_1} \quad (5.82)$$

trong đó $V = V_1 + V_2$. Có thể thấy rằng các biểu thức trên có thể trở về các biểu thức của tiếp giáp PN bình thường khi hai chất bán dẫn trở về bán dẫn cùng một chất.

Trong trường hợp bán dẫn dị chất đồng loại dẫn, ví dụ từ hai vật liệu bán dẫn khác nhau cùng loại N-N', do công thoát của bán dẫn có vùng cấm lớn hơn là nhỏ, các mức năng lượng vùng bề mặt tiếp giáp ở mỗi bên sẽ cong theo chiều đối nghịch với nhau (xem hình 5.16.a).

5.3.3. Dạng đặc tuyến I-V của chuyển tiếp dị chất

Hệ thức giữa $(V_{b1} - V_1)$ và $(V_{b2} - V_2)$ có thể thu được từ điều kiện biên về sự liên tục của vectơ dịch chuyển điện tại bề mặt. Đối với sự tích tụ ở trong bán dẫn 1 theo phân bố thống kê Boltzmann, vectơ dịch chuyển điện, $\mathbf{D}$ tại biên tiếp giáp được cho bởi phương trình sau:

$$\mathbf{D}_1 = \epsilon_1 \mathbf{E}_1(x_0) = \left\{ 2\epsilon_1 q N_{D1} \left[\frac{k_B T}{q} \left(\exp \frac{q(V_{b1} - V_1)}{k_B T} - 1 \right) - (V_{b1} - V_1) \right] \right\}^{1/2} \quad (5.83)$$

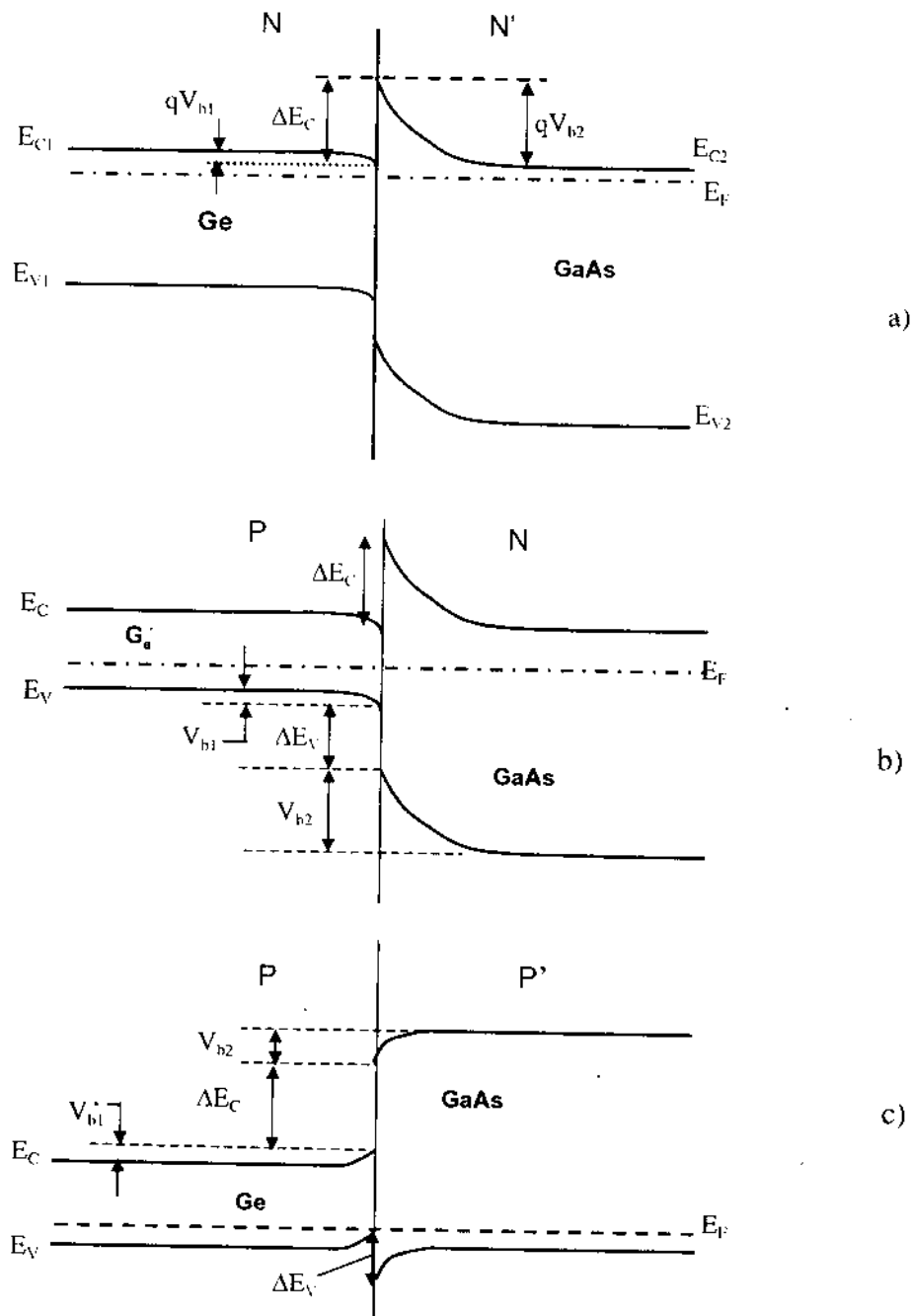
Sự dịch chuyển điện tại biên đối với một lớp nghèo ở trong miền bán dẫn 2 được cho bởi:

$$\mathbf{D}_2 = \epsilon_2 \mathbf{E}_2(x_0) = [2\epsilon_2 q N_{A2} (V_{b2} - V_2)]^{1/2} \quad (5.84)$$

Vì vectơ dịch chuyển điện $\mathbf{D}$ tại biên phân cách là liên tục nên phương trình (5.83) và (5.84) bằng nhau tại biên ($\mathbf{D}_1 = \mathbf{D}_2$), từ đó sẽ tính được mối quan hệ giữa $(V_{b1} - V_1)$ và $(V_{b2} - V_2)$, mối quan hệ này là rất phức tạp. Tuy nhiên, nếu tỉ số $\epsilon_1 N_{D1} / \epsilon_2 N_{A2}$ có độ lớn gần bằng 1 và $V_{bi} (= V_{b1} + V_{b2}) \gg k_B T / q$, khi đó chúng ta sẽ nhận được biểu thức gần đúng sau:

$$\exp \left[\frac{q(V_{b1} - V_1)}{k_B T} \right] \approx \frac{q}{k_B T} (V_{b1} - V_1) \quad (5.85)$$

trong đó V là thế hiệu tổng cộng đặt vào và $V = V_1 + V_2$. Hình 5.15.b) và Hình 5.16.b) đồng thời cũng chỉ ra sơ đồ năng lượng cân bằng lí tưởng với tiếp giáp loại p có vùng cấm hẹp và loại n có vùng cấm rộng.



Hình 5.16. Các dạng cấu trúc dị chất và giản đồ năng lượng :
tiếp giáp dị chất N-N', tiếp giáp dị chất PN b), và tiếp giáp dị chất PP' c)

Đặc tuyến I-V sẽ được khảo sát trong trường hợp hình 5.16.(a). Cơ chế dẫn được sử dụng trong quá trình này là cơ chế dẫn bằng phát xạ nhiệt. Mật độ dòng điện được cho bởi biểu thức sau:

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qV_{b2}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_2}{kT}\right) - \exp\left(\frac{qV_1}{kT}\right) \right] \quad (5.86)$$

trong đó A^* là hằng số Richardson hiệu dụng. Sau khi thay một số đại lượng và biến đổi sẽ được biểu thức sau.

$$J = J_0 \left(1 - \frac{V}{V_{bi}} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.87)$$

trong đó :

$$J_0 \equiv \frac{qA^*TV_{bi}}{k} \exp\left(-\frac{qV_{bi}}{kT}\right) \quad (5.88)$$

Biểu thức (5.87) về mật độ dòng trong tiếp giáp dị chất, hơi khác với biểu thức trong trường hợp tiếp xúc kim loại-bán dẫn. Giá trị J_0 phụ thuộc vào nhiệt độ. Dòng ngược J_0 không bao giờ đạt đến bão hoà mà tăng tuyến tính với thế hiệu. Trong chiều thuận sự phụ thuộc của mật độ dòng J vào $qV/k_B T$ tỷ lệ (hoặc có thể tính gần đúng) hàm logarit tự nhiên, nghĩa là:

$$J \propto \exp\left(\frac{qV}{nk_B T}\right) \quad (5.89)$$

Biểu thức này có dạng giống đặc trưng I-V lệch khỏi lí tưởng với *hệ số lí tưởng* n có giá trị khác 1. Ở đây n có thể lấy các giá trị lớn khác nhau, không hạn chế giống như trong trường hợp tiếp giáp bán dẫn PN đơn chất.

5.3.4. Các cấu hình linh kiện trên tiếp giáp dị chất

Tiếp giáp dị chất được sử dụng rất rộng rãi trong chế tạo các linh kiện hiện đại. Các linh vực ứng dụng quan trọng như sau:

a) Dùng để chế tạo các linh kiện quang điện tử

Các linh kiện này bao gồm các laser bán dẫn, các linh kiện thu tín hiệu quang và các pin mặt trời, các bộ biến điệu quang, các cấu hình đa giếng lượng tử ...các phần này sẽ được trình bày trong các chương 6,7.

b) Cấu trúc siêu mạng

Phần này đã được bàn khái quát trong chương 3, 4.

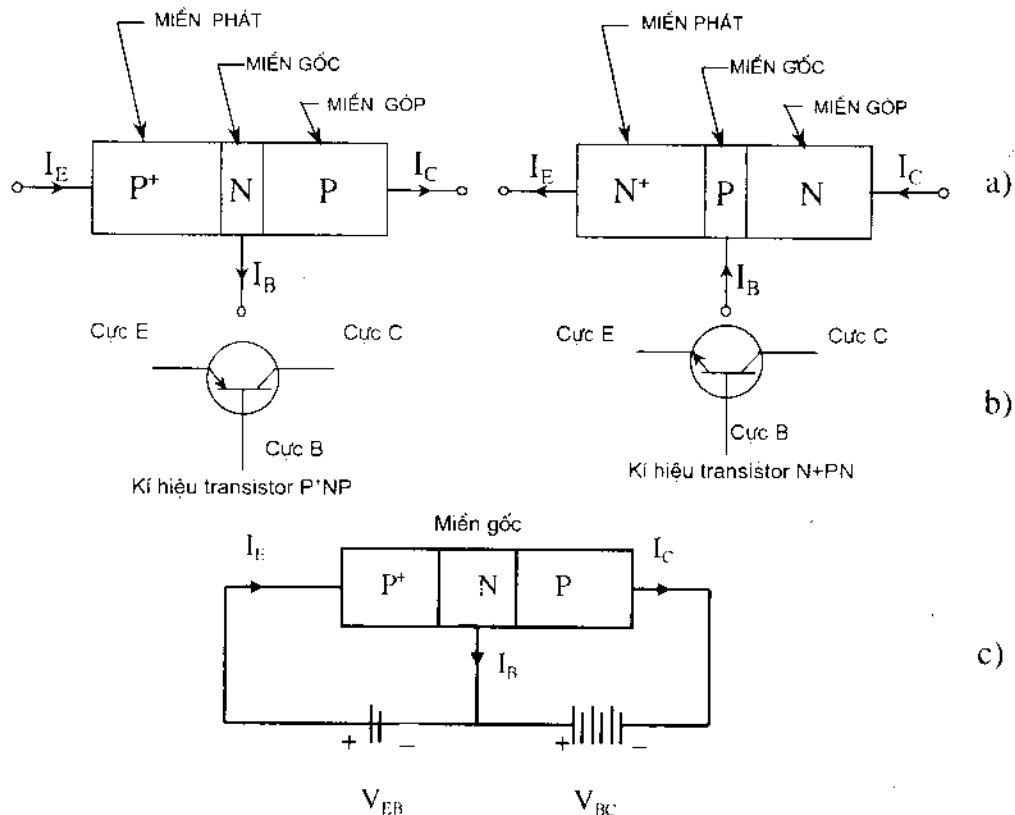
c) Dùng trong chế tạo transistor lưỡng cực dị chất

Hiện nay vật liệu bán dẫn chế tạo chuyển tiếp dị chất là các hợp chất nhóm III-V như GaAs và vật liệu bán dẫn hợp thức ba thành phần như $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, trong đó x có thể thay đổi từ 0 đến 1. Khi $x = 0$, GaAs có $\Delta E_g = 1,42\text{eV}$, hằng số mạng là $5,6533 \text{ \AA}$ ở 300°K , khi $x = 1$; AlAs có $\Delta E_g = 2,17\text{eV}$ hằng số mạng bằng $5,6605 \text{ \AA}$. Ta thấy hợp chất bán dẫn này có độ rộng vùng cấm thay đổi nhưng hằng số mạng về cơ bản là thay đổi rất nhỏ, chỉ thay đổi cỡ 0,1 % độ lớn.

5.4. QUÁ TRÌNH KHUẾCH ĐẠI DÒNG TRONG TRANSISTOR VÀ MỘT SỐ THÔNG SỐ CƠ BẢN

5.4.1. Transistor

Transistor là một linh kiện cơ bản quan trọng trong họ các linh kiện bán dẫn và vi mạch, nó đã được phát minh bởi ba nhà khoa học W. Schoocley, Bardeen và Bratain với giải thưởng Nobel vào năm 1948. Transistor thuộc họ linh kiện lưỡng cực, có hai loại hạt tải điện cùng tham gia dẫn điện đó là điện tử và lỗ trống. Từ transistor bắt nguồn từ hai từ tiếng Anh là: transfer resistor có nghĩa là "chuyển đổi điện trở" giữa điện trở đầu vào và điện trở đầu ra.



Hình 5.17. Cấu trúc của hai loại transistor P⁺NP và N⁺PN a), kí hiệu của chúng b) và chế độ phân cực, cũng như các dòng điện và thể hiện trong các tiếp giáp transistor P⁺NP c)

Cấu tạo của transistor gồm 3 lớp tương ứng với ba miền PNP (hoặc NPN) tạo nên hai tiếp giáp PN. Các miền này là miền emitter (gọi là miền phát E), miền base (gọi là miền gốc B) và miền collector (gọi là miền góp C).

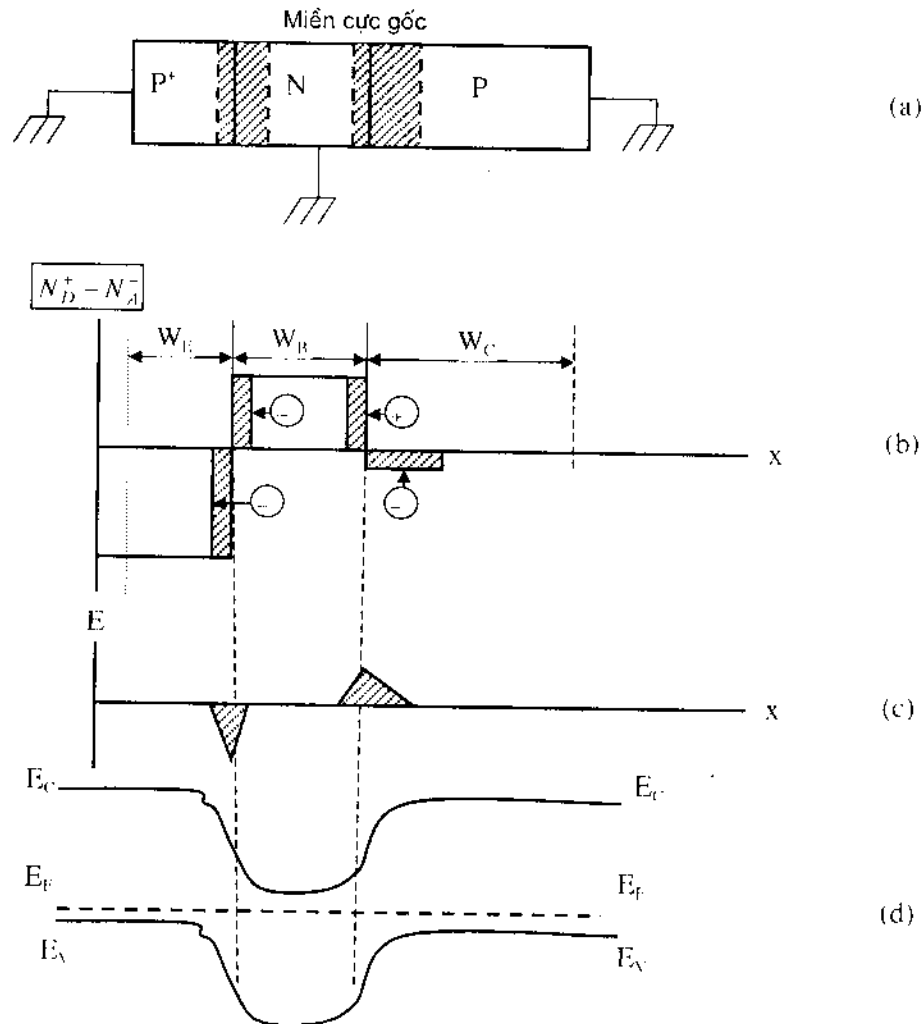
Các điện cực có ở ba miền gọi là cực phát (E), cực gốc (B) và cực góp (C). Hình 5.17 miêu tả cấu trúc của hai loại transistor. Miền cực phát (E) có nồng độ tạp chất khá cao nên đôi khi có dấu "+" đặt thêm vào chữ kí hiệu cực phát. Miền cực gốc (B) có nồng độ cao vừa phải, thường có kích thước khá mỏng. Tính chất của lớp cực gốc này quyết định tới hoạt động của transistor. Miền cực góp bao gồm một lớp bán dẫn với nồng độ thấp, thông thường lớp này được nuôi trên phiến vật liệu bán dẫn để có nồng độ bán dẫn cao để giảm giá trị điện trở nối tiếp. Ngày nay đã có nhiều công nghệ hiện đại được áp dụng để chế tạo các transistor có đặc tính rất tốt.

5.4.2. Transistor hoạt động trong mode tích cực

Hình 5.18.a) biểu thị cấu trúc của transistor P'NP tại cân bằng nhiệt, ở đó cả ba điện cực đều được nối với đất. Hình 5.18.b) biểu thị khái quát có tính tượng trưng mật độ tạp chất đã được pha vào trong 3 miền của transistor. Hình 5.18.c) biểu thị phân bố điện trường trong hai miền nghèo của hai tiếp giáp PN. Hình 5.18.d) biểu thị giản đồ năng lượng tại cân bằng nhiệt. Tại cân bằng nhiệt, không có dòng điện chạy trong transistor vì mức fermi là ngang bằng nhau trong cả 3 miền. Hình 5.19. miêu tả cấu trúc transistor được phân cực ở mod tích cực trong cấu hình cực gốc (B) chung nối đất. Sự phân bố điện tích ở trong các miền và phân bố điện trường, giản đồ năng lượng của transistor được biểu thị ở đây.

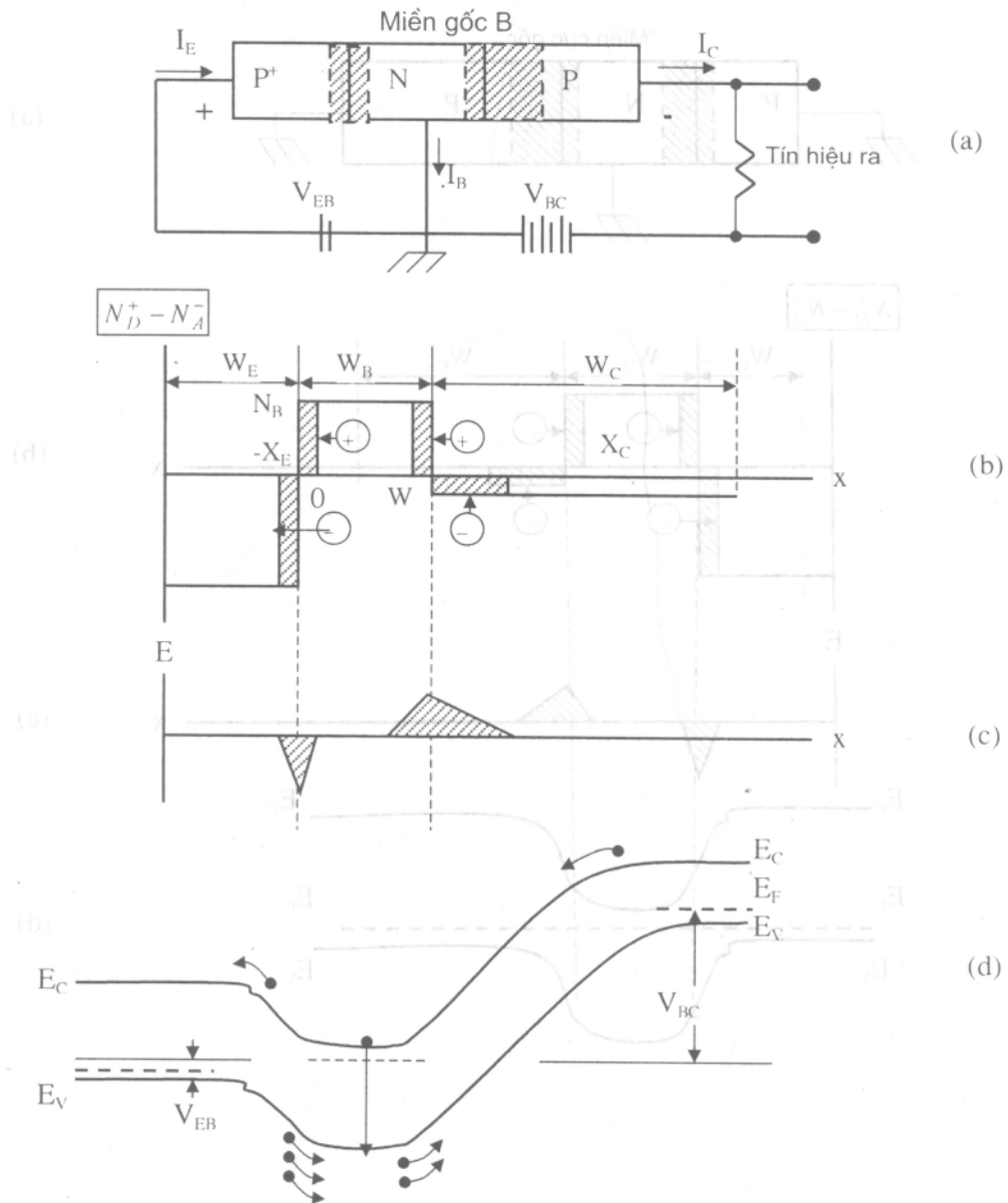
Trong mode tích cực, tiếp giáp cực phát -cực gốc (E- B) được phân cực thuận do vậy có một dòng lỗ trống lớn chảy từ miền E sang miền B, đồng thời các điện tử cũng được tiêm từ miền B sang miền E. Với các điều kiện của diốt lí tưởng, giả thiết không có miền phát sinh tái hợp ở trong miền nghèo, thì hai dòng này tạo nên dòng emitter tổng cộng (I_E).

Tiếp giáp C-B là tiếp giáp phân cực ngược, do vậy có một dòng điện bão hòa tương đối nhỏ chảy trong tiếp giáp này. Tuy nhiên nếu miền cực gốc (B) có độ rộng khá nhỏ so với độ dài khuếch tán thì các lỗ trống tiêm từ miền cực phát (E) có thể khuếch tán qua miền cực gốc (B) đến cạnh miền nghèo của tiếp giáp B-C, và như vậy dòng tiêm lỗ trống (I_E) sẽ có thể được cuốn qua tiếp giáp B-C phân cực ngược này để đến cực góp (C). Nếu phần lớn các lỗ trống tiêm chính đạt tới cực góp (C) mà không bị tái hợp với điện tử ở trong miền cực gốc (B) thì dòng lỗ trống cực gốc sẽ gần bằng với dòng lỗ trống cực phát, nghĩa là $I_E \approx I_C$. Do vậy, dòng điện của các hạt tải cơ bản đã tiêm từ tiếp giáp E-B qua miền B rồi đi qua tiếp giáp phân cực ngược B-C vẫn có một giá trị rất lớn tại cực góp C. Đây là một điều cần hết sức lưu ý trong transistor và nó có vai trò quan trọng trong quá trình khuếch đại dòng. Kết quả này chỉ có thể thu được khi hai tiếp giáp E-B và B-C là tương đối gần nhau, tức là miền B rất mỏng, để các quá trình vật lí có thể tương tác qua lại với nhau như đã được miêu tả ở trên.



Hình 5.18. Transistor ở trạng thái cân bằng nhiệt khi ba cực đều nối đất.
cấu trúc a), độ lớn phân bố tạp chất và độ rộng vùng nghèo b),
phân bố điện trường c, và giản đồ năng lượng của transistor d)

Thế nhưng nếu hai tiếp giáp PN là tương đối xa nhau thì các lỗ trống đã được tiêm từ emitter sang base sẽ bị tái hợp phần lớn ở trong miền cực gốc B trước khi đạt tới tiếp giáp B-C. Lúc này vai trò của transistor bị mất đi. Cấu trúc PNP trở thành hai điốt rời rạc mắc đối chiều vào nhau, sự khuếch đại dòng không còn nữa.

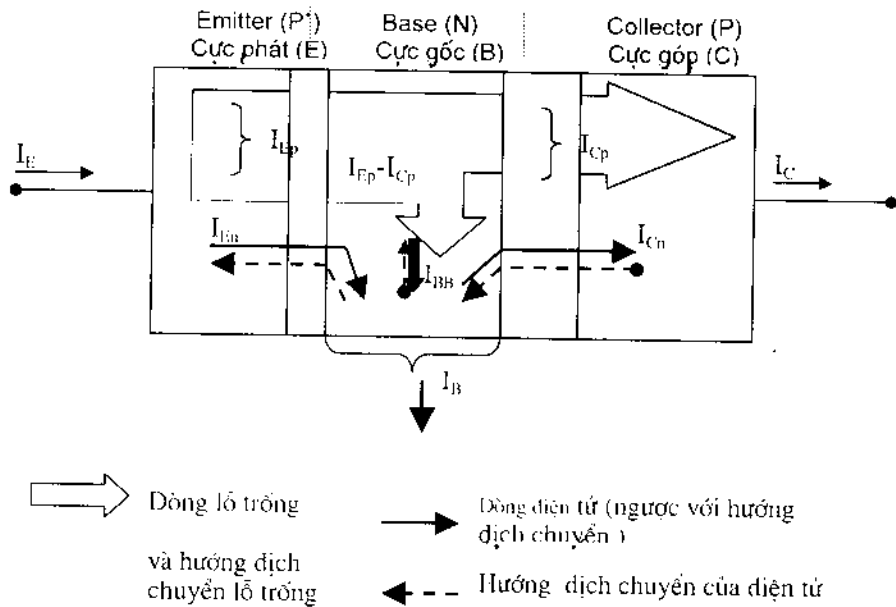


Hình 5.19. Transistor hoạt động ở trong mod tích cực có cực B chung nối đất. Cấu trúc và phân cực a), độ lớn phân bố tạp chất và độ rộng vùng nghèo b), phân bố điện trường c) và giản đồ năng lượng của transistor d)

5.4.3. Quá trình khuếch đại dòng

Hình 5.20. chỉ ra các thành phần dòng khác nhau trong transistor PNP lý tưởng trong mode tích cực. Các lỗ trống tiêm kích từ miền Emitter tạo nên dòng I_{Ep} , dòng này là lớn nhất trong các transistor được thiết kế tốt. Một phần lỗ trống bị tái hợp trong miền cực gốc (thành phần có mũi tên rẽ nhánh trong B). Còn phần lớn các lỗ

trống đã được tiêm thích vào B sẽ đạt tới và đi qua tiếp giáp B-C cho thành phần dòng I_{Cp} . Có 3 thành phần dòng điện tử ở trong cực gốc được kí hiệu là I_{En} , I_{BB} và I_{Cn} . Thành phần I_{En} tương ứng với dòng sinh ra từ các điện tử được tiêm từ miền B vào miền E. Thành phần dòng điện này không mong muốn xảy ra. Dòng này có thể được giảm thiểu khi pha tạp trong miền Emitter cao hoặc khi sử dụng tiếp giáp E-B dị chất. Thành phần dòng I_{BB} tương ứng với các điện tử, các điện tử này được cung cấp bởi cực gốc để thay thế các điện tử đã bị tái hợp với lỗ trống đã được tiêm thích vào ($I_{BB} = I_{Ep} - I_{Cn}$). Thành phần dòng I_{Cn} sinh ra ở phía tiếp giáp (B-C) và được chạy từ cực C tới cực gốc B. Trên Hình 5.20 có biểu thị chiều dịch chuyển của điện tử (đường đứt nét) và chiều của dòng điện tử (đường liền nét).



Hình 5. 20. Các thành phần dòng chạy trong transistor và hướng dịch chuyển của các hạt tải khi transistor hoạt động ở mode tích cực

Chúng ta có thể biểu thị mối quan hệ các dòng điện trong transistor như sau:

$$I_E = I_{Ep} + I_{En} \quad (5.90)$$

$$I_C = I_{Cp} + I_{Cn} \quad (5.91)$$

$$I_B = I_E - I_C = I_{En} + (I_{Ep} - I_{Cp}) - I_{Cn} \quad (5.92)$$

Một thông số quan trọng ở trong đặc tính của transistor là hệ số khuếch đại dòng cực gốc chung, kí hiệu là α_0 . Đại lượng này được định nghĩa như sau:

$$\alpha_0 \equiv \frac{I_{cp}}{I_E} \quad (5.93)$$

Thay các đại lượng tương ứng có trong các phương trình từ (5.90) đến (5.92) vào phương trình (5.93), biến đổi ta sẽ có:

$$\alpha_0 = \frac{I_{cp}}{I_{Ep} + I_{En}} = \left[\frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \right] \left[\frac{I_{cp}}{I_{Ep}} \right] \quad (5.94)$$

Thừa số thứ nhất ở bên vế phải được gọi là *hiệu suất emitter*, kí hiệu là γ , thông số này biểu thị tỷ số dòng lỗ trống đã tiêm chính đạt tới cực collector so với dòng emitter tổng cộng, hoặc có thể viết ở dạng sau:

$$\gamma \equiv \frac{I_{Ep}}{I_E} = \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \quad (5.95)$$

Thừa số thứ hai được gọi là *thừa số chung chuyển bazơ (base transfer factor)*, được kí hiệu là α_T :

$$\alpha_T \equiv \frac{I_{cp}}{I_{Ep}} \quad (5.96)$$

Như vậy hệ số khuếch đại dòng khi cực gốc chung nối đất sẽ là

$$\alpha_0 = \gamma \alpha_T \quad (5.97)$$

Đối với các transistor thiết kế tối ưu và chế tạo tốt, cả hai thừa số γ và α_T có giá trị gần bằng 1 và α_0 rất gần với 1. Chúng ta có thể biểu thị dòng collector bằng biểu thức sau:

$$I_C = I_{cp} + I_{cn} = \alpha_T I_{Ep} - I_{cn} = \gamma \alpha_T \left[\frac{I_{Ep}}{\gamma} \right] + I_{cn} = \alpha_0 I_E + I_{cn} \quad (5.98)$$

trong đó dòng I_{cn} tương ứng với dòng điện tử qua tiếp giáp B-C khi cực emitter để hở ($I_E = 0$). Bây giờ chúng ta kí hiệu dòng I_{cn} là I_{CBO} , với hai chữ đầu CB là biểu thị cho hai cực tiếp giáp còn chữ "O" biểu thị cho trạng thái chân thứ ba để hở không nối vào đâu. Như vậy dòng điện I_{CBO} biểu thị dòng ngược giữa B-C khi cực E để hở. Dòng collector tổng cộng ở trong cấu hình cực bazơ chung được biểu thị dưới đây:

$$I_C = \alpha_0 I_E + I_{CBO} \quad (5.99)$$

Chúng ta cũng có thể dẫn ra nhiều biểu thức liên quan khác đối với transistor PNP hoạt động ở trong chế độ tích cực. Trong phần dưới đây chúng ta sẽ nghiên cứu đặc tuyến I-V tĩnh và các phương trình miêu tả dòng điện tương ứng phụ thuộc vào nồng độ tạp chất và thời gian sống của hạt tải.

5.4.4. Các thành phần dòng điện và các mode hoạt động của transistor

a) Các giả thiết

Để dẫn dắt ra biểu thức I-V đối với transistor lí tưởng chúng ta cần sử dụng các giả thiết sau:

- Transistor có phân bố tạp chất đồng đều ở trong các miền .
- Sự tiêm chính hạt tải trong transisstor ở mức thấp.
- Không có thành phần dòng điện phát sinh tái hợp trong miền nghèo.
- Bỏ qua các điện trở nối tiếp ở trong linh kiện.

Các giả thiết này được sử dụng để dẫn dắt ra đặc tuyến I-V của tiếp giáp E-B và tiếp giáp C-B và các mối quan hệ giữa chúng, giống như đối với diốt PN lí tưởng đã bàn ở phần 5.3.

b) Các thành phần dòng điện trong mode tích cực của transistor

Hình 5.18 và Hình 5.19 biểu thị phân bố điện trường tại các vùng nghèo trong transistor ở cân bằng và khi phân cực. Phân bố hạt tải thiểu số trong miền cực gốc (B) trung hòa có thể được miêu tả bởi phương trình liên tục trong trạng thái dừng không có điện trường như sau:

$$D_p \left[\frac{d^2 p_n}{dx^2} \right] - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} = 0 \quad (5.100)$$

trong đó D_p và τ_p là hệ số khuếch tán và thời gian sống của các hạt tải thiểu số. Lời giải tổng quát của phương trình trên được viết ở dạng :

$$p_n(x) = p_{no} + C_1 e^{x/L_p} + C_2 e^{-x/L_p} \quad (5.101)$$

trong đó $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, là chiều dài khuếch tán của lỗ trống. C_1 và C_2 là các hằng số sẽ được xác định bởi các điều kiện biên trong mod tích cực. Cụ thể:

$$p_n(0) = p_{no} e^{qV_{be}/kT} \quad (5.102)$$

và

$$p_n(W) = 0 \quad (5.103)$$

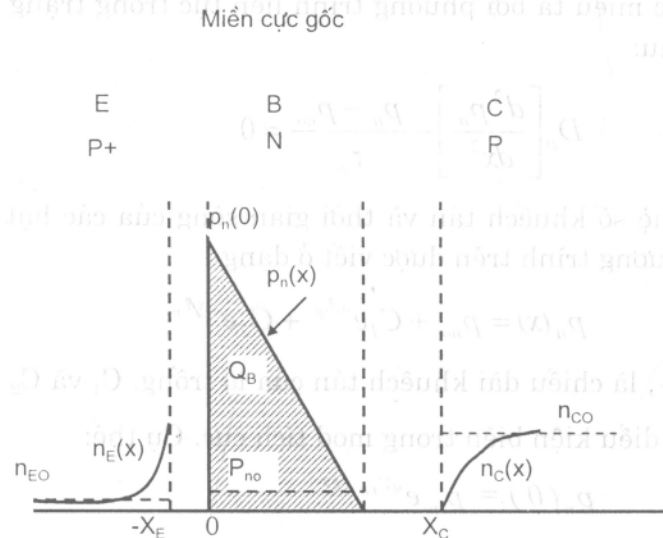
trong đó p_{no} là nồng độ hạt tải thiểu số cân bằng ở trong miền B. nó có giá trị bằng: $p_{no} = n_i^2 / N_B$ và N_B là nồng độ donor ở trong miền B. Điều kiện biên thứ nhất nói lên rằng dưới sự phân cực thuận, nồng độ hạt tải thiểu số tại mép vùng nghèo Emitter – Bazơ đã tăng trên giá trị cân bằng bởi một thừa số của hàm logarit tự nhiên. Điều kiện biên thứ hai nói lên khi phân cực ngược thì nồng độ hạt tải thiểu số tại cạnh của vùng nghèo tiếp giáp C-B là bằng không. Sau khi biến đổi và thay thế, sử dụng các điều kiện biên, mật độ hạt tải thiểu số ở trong miền cực gốc B được viết như sau:

$$p_n(x) = p_{no} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) \frac{\sinh\left[\frac{W-x}{L_p}\right]}{\sinh\left[\frac{W}{L_p}\right]} + p_{no} \left[1 - \frac{\sinh\left[\frac{x}{L_p}\right]}{\sinh\left[\frac{W}{L_p}\right]}\right] \quad (5.104.a)$$

Từ phương trình (5.104.a), ta thấy rằng phân bố nồng độ hạt tải thiểu số phụ thuộc rất nhiều vào tỷ số độ rộng miền B (là W) trên độ dài khuếch tán của hạt tải thiểu số L_p , tức là W/L_p . Đối với $W/L_p \gg 1$ thì phân bố này sẽ tiến tới phân bố hàm logarit đơn giản của tiếp giáp PN. Còn trong trường hợp $W/L_p \ll 1$ thì phân bố tiến tới một đường thẳng được cho bởi phương trình sau đây:

$$p_n(x) = p_n(0) \left[1 - \frac{x}{W}\right] = p_{no} e^{qV_{EB}/kT} \left[1 - \frac{x}{W}\right] \quad (5.104.b)$$

Các phân bố hạt tải thiểu số ở trong các miền của một transistor hoạt động trong chế độ tích cực được biểu thị trên hình 5.21, ở đó miền cực gốc B có độ rộng $W/L_p \leq 0.1$. Phân bố ở trong miền cực phát E và miền cực góp C cũng sẽ nhận được bằng cách dẫn dắt ra một cách tương tự.



Hình 5.21. Phân bố hạt tải đa số và thiểu số trong các miền E, B, C

Nếu chúng ta giả thiết rằng chiều sâu x_E và chiều x_C là lớn hơn nhiều so với chiều dài khuếch tán tương ứng L_E và L_C . Thay các điều kiện biên và biến đổi các phương trình, cuối cùng chúng ta sẽ nhận được các công thức sau:

$$n_E(x) = n_{E0} + n_{E0} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) \exp\left[-\frac{x + X_E}{L_E}\right] \quad \text{khí } x \leq -X_E \quad (5.105)$$

$$n_c(x) = n_{c0} - n_{c0} \exp \left[-\frac{x - X_c}{L_c} \right] \quad \text{khi } x \geq X_c \quad (5.106)$$

trong đó n_{EO} và n_{CO} là các nồng độ điện tử cân bằng ở trong miền cực phát E và miền cực góp C. Các phân bố này có thể xem trên Hình 5.21. Tại đây các điện tích thiểu số có trong miền B được chú ý đặc biệt (miền điện tích gạch chéo). Mỗi hạt tải tiêm chính vào miền B có điện tích là q . Tổng cộng số hạt tải thiểu số dư trong miền B sẽ có điện tích là Q_B được tính bởi biểu thức sau:

$$Q_B = qA \int_0^W [p_n(x) - p_{no}] dx \quad (5.107)$$

trong đó A là diện tích mặt cắt của linh kiện transistor. Khi $p_n(0) \gg p_{no}$, phương trình trên có thể viết gần đúng như là diện tích tam giác đã được gạch chéo ở trên Hình 5.21, ở đó W là chiều rộng của miền B và $p_n(0)$ là chiều cao. Độ lớn Q_B sẽ được tính như sau:

$$Q_B \cong \frac{qAWp_n(0)}{2} \quad (5.108)$$

Như vậy, đến đây các phân bố hạt tải thiểu số đã biết, các thành phần dòng điện đã được kí hiệu ở trong Hình 5.20 có thể tính toán được như sau:

$$I_{Ep} = A \left[-qD_p \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=0} \right] = qA \frac{D_p p_{no}}{L_p} \coth \left[\frac{W}{L_p} \right] \left[(e^{qV_{EB}/kT} - 1) + \frac{1}{\cosh(W/L_p)} \right] \quad (5.109)$$

Sau khi triển khai hàm hyperbolic với trường hợp $W/L_p \ll 1$ và thay $p_{no} = n_i^2/N_B$ vào, dòng điện I_{Ep} có thể viết như sau:

$$I_{Ep} \cong \frac{qAD_p n_i^2}{N_B W} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) + \frac{qAD_p n_i^2}{N_B W} \quad (5.110)$$

Dòng lỗ trống thu được ở tại cực góp C tại điểm $x = W$ có thể viết :

$$I_{Cp} = A \left[-qD_p \frac{dp_n}{dx} \Big|_{x=W} \right] = \frac{qAD_p p_{no}}{L_p} \frac{1}{\sinh \left[\frac{W}{L_p} \right]} \left[(e^{qV_{EB}/kT} - 1) + \cosh \left[\frac{W}{L_p} \right] \right] \quad (5.111)$$

Sau khi lấy gần đúng, chúng ta có thể viết ở dạng sau:

$$I_{Cp} \cong \frac{qAD_p n_i^2}{N_B W} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) + \frac{qAD_p n_i^2}{N_B W} \quad \text{khi } \frac{W}{L_p} \ll 1 \quad (5.112)$$

Dòng điện tử I_{En} gây ra bởi dòng chảy điện tử từ miền B sang miền E và dòng điện I_{Cn} gây ra bởi điện tử chảy từ C sang miền B được viết như sau:

$$I_{En} = A \left[-qD_E \frac{dn_E}{dx} \Big|_{x=-x_E} \right] = \frac{qAD_E n_{EO}}{L_E} (e^{qV_{EB}/kT} - 1) \quad (5.113)$$

$$I_{C0} = A \left[-qD_C \frac{dn_C}{dx} \right]_{x=x_C} = \frac{qAD_C n_{C0}}{L_C} \quad (5.114)$$

trong đó D_E và D_C là độ dài khuếch tán trong miền E và miền C.

Các dòng điện định danh tổng cộng bây giờ có thể nhận được từ các phương trình này. Dòng Emitter tổng cộng được viết như sau:

$$I_E = a_{11}(e^{qV_{EB}/k_B T} - 1) + a_{12} \quad (5.115)$$

trong đó các thừa số được viết như sau:

$$a_{11} \equiv qA \left[\frac{D_p p_{no}}{L_p} \coth \left[\frac{W}{L_p} \right] + \frac{D_E n_{E0}}{L_p} \right] \cong qA \left[\frac{D_p n_i^2}{N_B W} + \frac{D_E n_{E0}}{L_p} \right] \quad \text{ khi } \frac{W}{L_p} \ll 1 \quad (5.116)$$

$$a_{12} \equiv qA \frac{D_p p_{no}}{L_p} \frac{1}{\sinh \left[\frac{W}{L_p} \right]} \cong \frac{qAD_p n_i^2}{N_B W} \quad \frac{W}{L_p} \ll 1 \quad (5.117)$$

Một cách tương tự, dòng collector tổng cộng được viết như sau:

$$I_C = a_{21}(e^{qV_{EB}/k_B T} - 1) + a_{22} \quad (5.118)$$

với

$$a_{21} \equiv \frac{qAD_p p_{no}}{L_p} \frac{1}{\sinh \left[\frac{W}{L_p} \right]} \cong \frac{qAD_p n_i^2}{N_B W} \quad \text{ khi } \frac{W}{L_p} \ll 1 \quad (5.119)$$

$$a_{22} \equiv \frac{qAD_p p_{no}}{L_p} \coth \left[\frac{W}{L_p} \right] + \frac{qAD_C n_{C0}}{L_C} \cong qA \left[\frac{D_p n_i^2}{N_B W} + \frac{D_C n_{C0}}{L_C} \right] \quad \text{ khi } \frac{W}{L_p} \ll 1 \quad (5.120)$$

ở đây cần lưu ý rằng $a_{12} = a_{21}$. Dòng cực gốc I_B đối với transistor lí tưởng sẽ nhận được như sau:

$$I_B = (a_{11} - a_{21})(e^{qV_{EB}/k_B T} - 1) + (a_{12} - a_{22}) \quad (5.121)$$

Sử dụng một số phương trình xác định các thừa số đứng trước số mũ, thay vào, biến đổi chúng ta sẽ có biểu thức I_C phụ thuộc vào điện tích trong miền B như sau:

$$I_C \cong \frac{qAD_p p_n(0)}{W} = \left[\frac{2D_p}{W^2} \right] Q_B \quad (5.122)$$

Như vậy, từ biểu thức (5.122) chúng ta thấy rõ rằng dòng điện collector tỷ lệ một cách trực tiếp với tổng số điện tích hạt tải thiểu số cư trú ở trong miền cực gốc B, với độ

dài khuếch tán của hạt tải thiểu số và tỷ lệ nghịch với bình phương của độ rộng miền cực gốc W .

Từ các kết quả đã thảo luận ở trên chúng ta nhận thấy rằng các thành phần dòng điện ở trong 3 cực của transistor có liên quan mật thiết với phân bố hạt tải thiểu số trong miền B. Đối với các transistor thiết kế tốt thì dòng điện I_E và dòng điện I_C sẽ tỷ lệ với gradient hạt tải thiểu số (dp/dx) tại $x = 0$ và $x = W$.

Khi biết các thành phần dòng điện trong Hình 5.20 thì hiệu suất emitter biểu thị trong phương trình (5.95) có thể viết được dưới dạng phụ thuộc vào các thông số cấu trúc (hay còn gọi là thông số công nghệ) như sau:

$$\gamma \equiv \frac{I_{Ep}}{I_{Ep} + I_{En}} \cong \frac{\frac{D_p p_{n0}}{W}}{\frac{D_p p_{n0}}{W} + \frac{D_E n_{E0}}{L_E}} = \frac{1}{1 + \frac{D_E n_{E0} L_E}{D_p p_{n0} W}} \quad (5.123)$$

hoặc sau khi thay các nồng độ hạt tải đa số bằng nồng độ tạp chất có trong miền E và B ta sẽ có biểu thức sau:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{D_E N_B W}{D_p N_E L_E}} \quad (5.124)$$

ở đó $N_B = n_i^2/p_{n0}$ là tạp chất ở trong miền B và $N_E = n_i^2/n_{E0}$ là tạp chất ở trong miền E. Ta thấy rõ ràng rằng để thu được hiệu suất emitter cao, chúng ta cần giảm tỷ số N_B/N_E . Nghĩa là cần phải pha tạp miền E có nồng độ tạp chất cao hơn trong miền B. Điều này cũng giải thích nguyên nhân vì sao mà chúng ta sử dụng nồng độ pha tạp P' trong miền emitter.

Thừa số chung chuyển bazơ bây giờ có thể viết ở dạng phụ thuộc vào các thông số cấu trúc như sau:

$$\alpha_f \equiv \frac{I_{Ep}}{I_{Ep}} \cong \sec h \left[\frac{W}{L_p} \right] \cong 1 - \frac{W^2}{2L_p^2} \quad (5.125)$$

Để nâng cao hiệu suất α_T chúng ta cần đảm bảo tỷ số W/L_p có giá trị nhỏ nhất có thể, thế nhưng L_p thông thường có giá trị không đổi trong các điều kiện xác định, cho nên chỉ có thể giảm W sao cho tối ưu.

c) Tổng các mode hoạt động của transistor

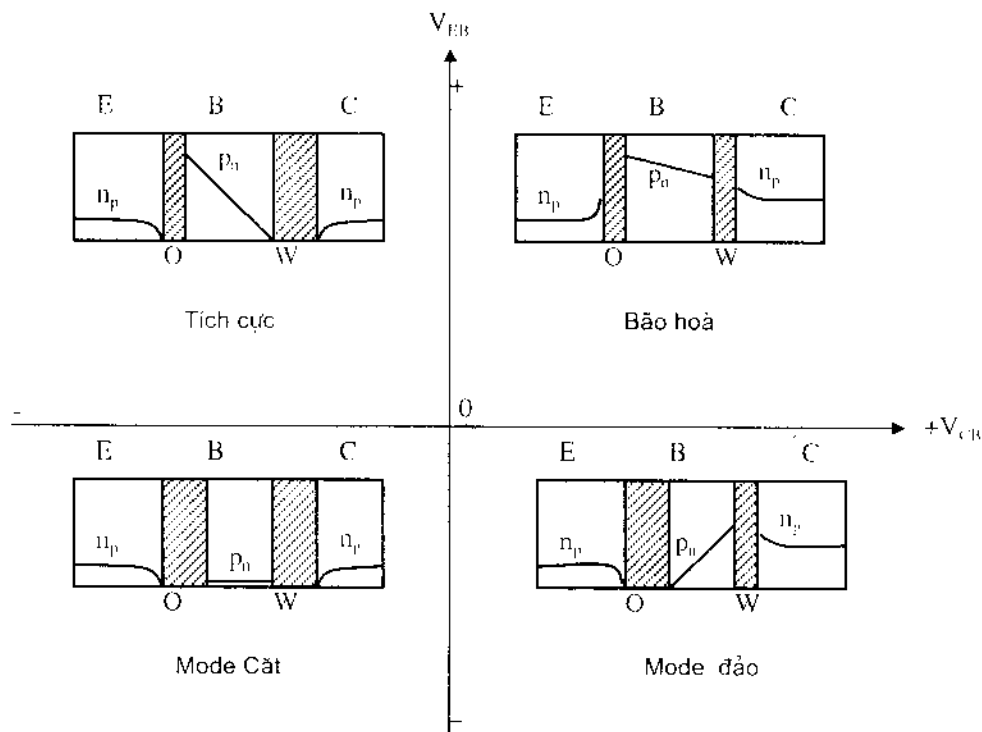
Transistor lưỡng cực có bốn mode hoạt động phụ thuộc vào chiều của thế hiệu đặt vào các tiếp giáp E-B và B-C. Hình 5.22 chỉ thể hiện V_{EB} và V_{CB} đối với bốn mode hoạt động của transistor PNP. Các trục thể hiệu dương âm tương ứng với thế phân cực rơi trên tiếp giáp là âm hay dương. Thí dụ, ở mode tích cực thể hiệu V_{EB} rơi trên tiếp giáp E-B là dương (ở phía chiều dương của trục V_{EB}), tiếp giáp mở hay còn gọi ở trong chiều thuận. Còn thể hiệu rơi trên tiếp giáp V_{CB} là âm (vì nằm ở phía chiều âm của trục

V_{CB}), tiếp giáp này đóng hay còn gọi là ở trong chiều ngược. Một cách tương tự chúng ta có thể thấy chiều điện thế rơi trên các tiếp giáp của các mod hoạt động khác nhau của transistor. Phân bố hạt tải thiểu số tương ứng cũng được biểu thị trên hình vẽ 5.22.

Trong *mode bão hoà*, cả hai tiếp giáp EB và BC đều ở chiều thuận và phân bố hạt tải điện tại biên $x=W$ sẽ có giá trị xác định. Trong mode bão hoà thế hiệu rơi trên transistor là nhỏ và dòng điện lối ra lớn. Transistor có trong trạng thái dẫn mạnh, nó có thể hoạt động như một chuyển mạch (contact) ở trong trạng thái dẫn (đóng mạch).

Mode cắt, cả hai tiếp giáp EB và BC đều ở chiều ngược. Điều kiện biên lúc này sẽ là $p_n(0)=p_n(W)=0$. Không có sự tích tụ điện tích trong miền B và dòng collector gần bằng 0. Mode cắt tương ứng với chuyển ở trong trạng thái hở, không có dòng điện đi qua.

Mode đảo còn được gọi là mode tích cực đảo. Trong trường hợp này tiếp giáp E-B là đóng và tiếp giáp C-B là mở. Mode đảo tương ứng với trường hợp ở đó miền cực góp C (collector) giữ vai trò hoạt động giống như miền cực phát, còn miền cực emitter hoạt động như là miền cực collector. Các tiếp giáp được sử dụng ở vai trò thay thế nhau so với mod tích cực. Hệ số khuếch đại dòng trong mode đảo là nhỏ hơn khá nhiều so với mode tích cực vì hiệu suất emitter rất thấp. Sở dĩ vậy là do phân bố tạp chất trong miền collector (lúc này giữ vai trò là emitter) là nhỏ hơn miền emitter (lúc này giữ vai trò là collector).



Hình 5.22. Transistor PNP lưỡng cực có 4 mode hoạt động: mode tích cực, mode bão hoà, mode cắt và mode đảo (từ trái sang phải, từ trên xuống dưới)

Đặc trưng I-V đối với các mode khác nhau có thể nhận được bằng cách tương tự giống với cách đã sử dụng cho mode tích cực với việc sử dụng các điều kiện biên phù hợp. Các biểu thức tổng quát áp dụng cho tất cả các trường hợp có thể viết như sau:

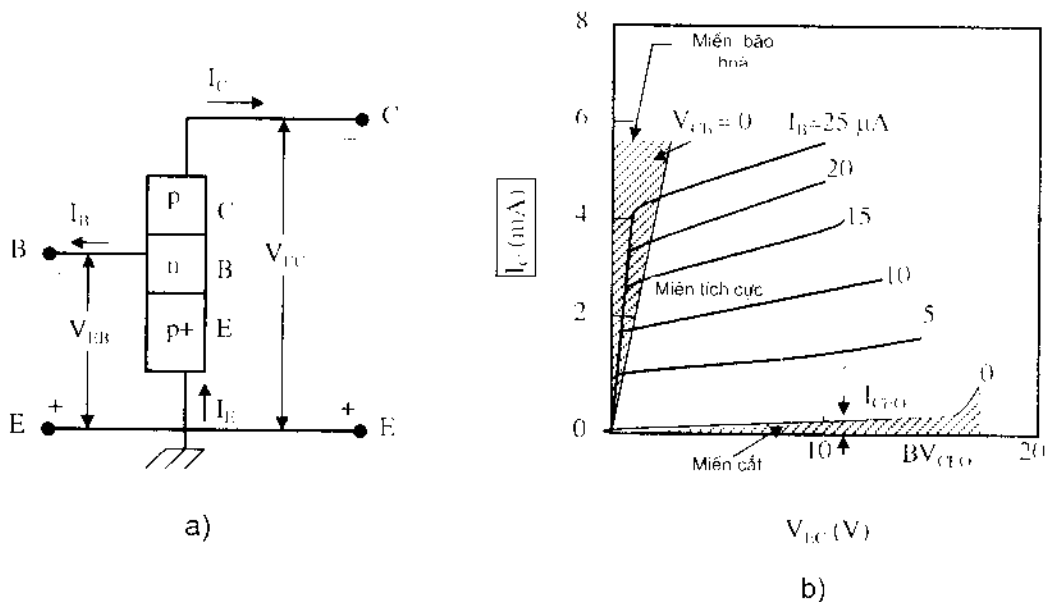
$$I_E = a_{11}(e^{qV_{EB}/k_B T} - 1) - a_{12}(e^{qV_{CB}/k_B T} - 1) \quad (5.126)$$

$$I_C = a_{21}(e^{qV_{EB}/k_B T} - 1) - a_{22}(e^{qV_{CB}/k_B T} - 1) \quad (5.127)$$

trong đó các hệ số a_{11} , a_{12} , a_{21} , a_{22} là các chỉ số. Lưu ý rằng hai phương trình này có thể hiệu phân cực với các tiếp giáp có thể là dương hoặc âm phụ thuộc vào mode hoạt động như đã thể hiện trong Hình 5.22. Khi thay vào cần chú ý sử dụng cho đúng.

5.4.5. Đặc tuyến tĩnh của transistor khi cực E chung nối đất

Tùy theo một cực nào đó của transistor được nối đất làm cực chung mà nó có đặc tuyến I-V đặc trưng tĩnh riêng biệt. Một trong những đặc tính quan trọng nhất của transistor là làm nhiệm vụ khuếch đại tín hiệu. Sự khuếch đại tín hiệu lớn nhất thu được là ở cấu hình cực phát E chung nối đất. Cấu hình E chung nghĩa là cực emitter được sử dụng chung đối với tín hiệu vào và cả với tín hiệu ra. Thông thường cực chung được nối với đất trực tiếp hoặc qua một điện trở rồi xuống đất. Cấu hình E chung được sử dụng thông dụng nhất trong các mạch sử dụng transistor. Và phototransistor cũng thường sử dụng cấu hình này cấu hình E chung để khuếch đại tín hiệu quang điện.



Hình 5.23. Sơ đồ transistor mắc ở cấu hình cực E chung a), và đặc tuyến I-V với các dòng cực gốc khác nhau b)

Hình 5.23.a) biểu thị transistor được mắc ở cấu hình E chung, còn Hình 5.23 b) biểu thị đặc tuyến I-V của transistor ở cấu hình này.

Dòng điện collector I_c trong cấu hình cực E chung có dạng như sau:

$$I_c = \alpha_0(I_B + I_c) + I_{CBO} \quad (5.128)$$

Khai triển ra để tìm dòng điện I_c ta sẽ có:

$$I_c(1 - \alpha_0) = \alpha_0 I_B + I_{CBO} \quad (5.129)$$

Biến đổi ta sẽ nhận phương trình sau:

$$I_c = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} I_B + \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_0} \quad (5.130)$$

Bây giờ chúng ta kí hiệu β_0 là *khuyến đại dòng trong cấu hình E chung*. Đại lượng này là tỷ số lượng tăng của dòng I_c cực góp so với lượng tăng của dòng cực gốc I_B . Và từ phương trình trên chúng ta có thể viết:

$$\beta_0 = \frac{\Delta I_c}{\Delta I_B} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \quad (5.131)$$

Chúng ta kí hiệu I_{CEO} bởi biểu thức sau:

$$I_{CEO} = \frac{I_{CBO}}{(1 - \alpha_0)} \quad (5.132)$$

Dòng điện này là dòng ngược của chuyển tiếp C-E khi cực B để hở ($I_B = 0$) như đã kí hiệu trên hình 5.23. Với các kí hiệu trên, bây giờ ta có thể viết dòng điện I_c như sau:

$$I_c = \beta_0 I_B + I_{CEO} \quad (5.133)$$

α_0 có giá trị gần bằng 1, nên giá trị β_0 là rất lớn. Thí dụ, khi $\alpha_0 = 0.99$, β_0 sẽ bằng 99. Còn nếu $\alpha_0 = 0.998$, thì β_0 sẽ bằng 998. Trong transistor lí tưởng, với cấu hình cực E chung, dòng I_c tại một dòng I_B cố định, về mặt lí thuyết, không phụ thuộc vào thế hiệu V_{EC} khi $V_{EC} > 0$. Nhưng trong thực tế đặc tuyến đo thực nghiệm thu được có dạng như hình 5.23.b), nghĩa là dòng I_c tăng lên chút ít khi V_{CE} tăng lên. Sở dĩ có sự sai lệch với lí thuyết là do chiều rộng của miền cực gốc (W) bị biến điệu, thường là nhỏ đi chút ít, khi thế V_{CE} tăng lên. Hiện tượng này gọi là hiệu ứng EARLY.

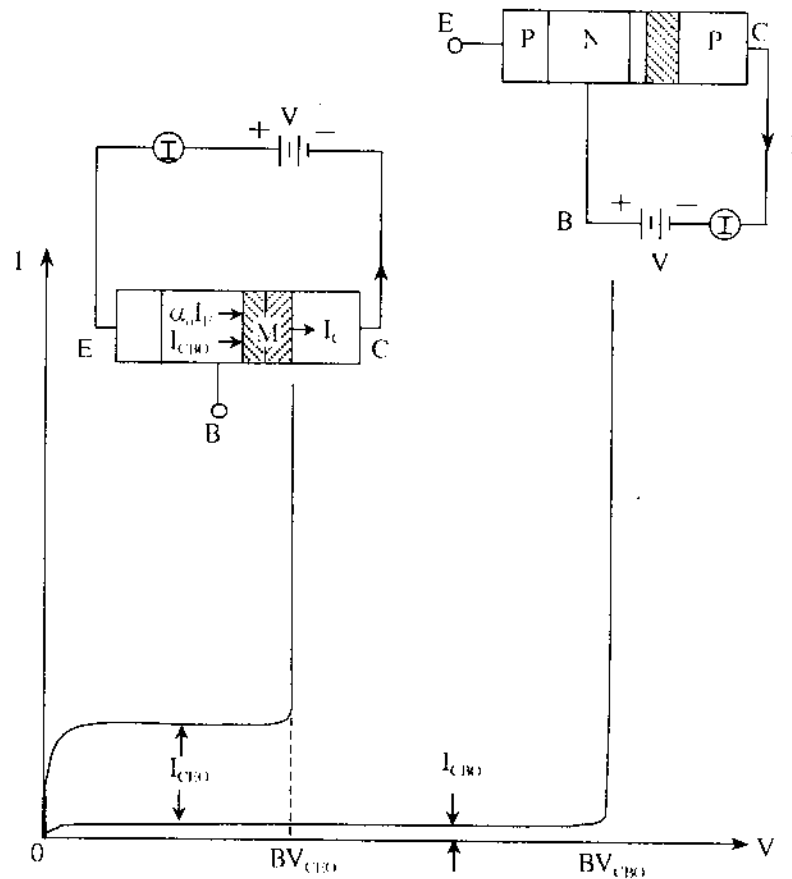
Bây giờ hệ số khuyến đại dòng khi mắc cực E chung có thể viết ở dạng phụ thuộc vào thông số hình học và công nghệ như sau:

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} = \frac{\gamma \alpha_f}{1 - \gamma \alpha_f} \approx \frac{\alpha_f}{1 - \alpha_f} = \frac{2L_p^2}{W^2} \quad (5.134)$$

Từ công thức (5.134) ta thấy β_0 tỷ lệ nghịch với bình phương của chiều dày cực gốc W. Như vậy chiều rộng càng mỏng thì hệ số khuyến đại càng lớn.

5.4.6. Dòng điện bão hoà và thế hiệu đánh thủng

Hình 5.24 biểu thị thế đánh thủng hay còn gọi là thế hiệu gãy và dòng bão hoà đối với hai trường hợp transistor có cực B chung và cực E chung. Trong trường hợp cực E chung, dòng bão hoà I_{CEO} tương ứng với dòng I_c khi không có dòng cực gốc $I_B=0$, tương ứng với cực gốc để hở. Lúc này tiếp giáp E-B sẽ mở chút ít. Do vậy dòng điện I_{CEO} tỉ lệ với gradien lỗ trống tại $x = W$ sẽ lớn hơn dòng I_{CBO} .



Hình 5.24. Dòng bão hoà và thế đánh thủng trong hai trường hợp cực B để hở (I_{CEO} và BV_{CEO}), và cực E để hở (I_{CBO} và BV_{CBO})

Thế hiệu đánh thủng (khi đó tiếp giáp có thể bị hỏng khi dòng điện lớn hơn giá trị cho phép) ở điều kiện cực B để hở nhận được như sau:

$$M = \frac{1}{1 - (V / BV_{CBO})^\eta} \quad (5.135)$$

ở đó M là hệ số nhân hạt tải tại tiếp giáp B-C, BV_{CBO} là thế hiệu đánh thủng khi cực phát E để hở mạch và η là một hằng số, có giá trị từ 2-6. Khi cực gốc để hở thì sẽ đo

được I_{CEO} và BV_{CEO} . Dòng điện I_{CBO} và $(\alpha_0 I_{CEO})$ được nhân với hệ số nhân hạt tải M . Do vậy ta có biểu thức sau:

$$M(\alpha_0 I + I_{CBO}) = I \quad (5.136)$$

Biến đổi chúng ta có :

$$I = \frac{MI_{CBO}}{1 - \alpha_0 M} \quad (5.137)$$

Dòng I sẽ được hạn chế bởi điện trở bên ngoài khi $\alpha_0 M = 1$ vì nếu không có điện trở bên ngoài mắc thêm vào thì dòng này có thể tăng lên khá lớn. Mỗi quan hệ thể hiệu đánh thủng BV_{CEO} ở cấu hình E chung (cực B để hở) và thể gãy của cấu hình cực B chung (cực E để hở) được biểu thị như sau :

$$BV_{CEO} : BV_{CBO}(1 - \alpha_0)^\eta \cong BV_{CBO}(\beta_0)^{1/\eta} \quad (5.138)$$

Giá trị η đối với vật liệu bán dẫn si dao động từ 2 đến 6. Khi β_0 lớn thì thể hiệu đánh thủng cực E chung BV_{CEO} là nhỏ hơn thể đánh thủng cực B chung BV_{CBO} .

5.4.7. Khuếch đại dòng điện xoay chiều và tần số cắt

Một trong những ứng dụng quan trọng nhất của transistor là khuếch đại tín hiệu xoay chiều khi cực E chung nối đất. Lúc này người ta đưa vào cực gốc một dòng điện tín hiệu xoay chiều với một tần số xác định nào đấy (xem trên hình 5.22.a).

Trong mạch điện này có điện trở tải là R . Với điện trở tải này chúng ta có thể vẽ đường điện trở tải, các tín hiệu xoay chiều i_b và i_c (Hình vẽ 5.25.b). Dòng điện xoay chiều i_c sẽ được khuếch đại lên theo công thức sau:

$$i_c = \beta_0 i_b \quad (5.139)$$

β_0 có giá trị rất lớn, cỡ vài trăm lần, do vậy giá trị i_c sẽ rất lớn so với i_b (xem Hình 5.25b). Hệ số khuếch đại β_0 phụ thuộc vào dòng điện I_C được biểu thị trên Hình 5.26. Chúng ta nhận thấy tại giá trị I_C nhỏ, do có dòng phát sinh tái hợp nổi trội sẽ làm giảm hệ số khuếch đại, còn tại dòng I_C lớn tại với mức tiêm thích cao thì hệ số khuếch đại dòng β_0 cũng giảm đi.

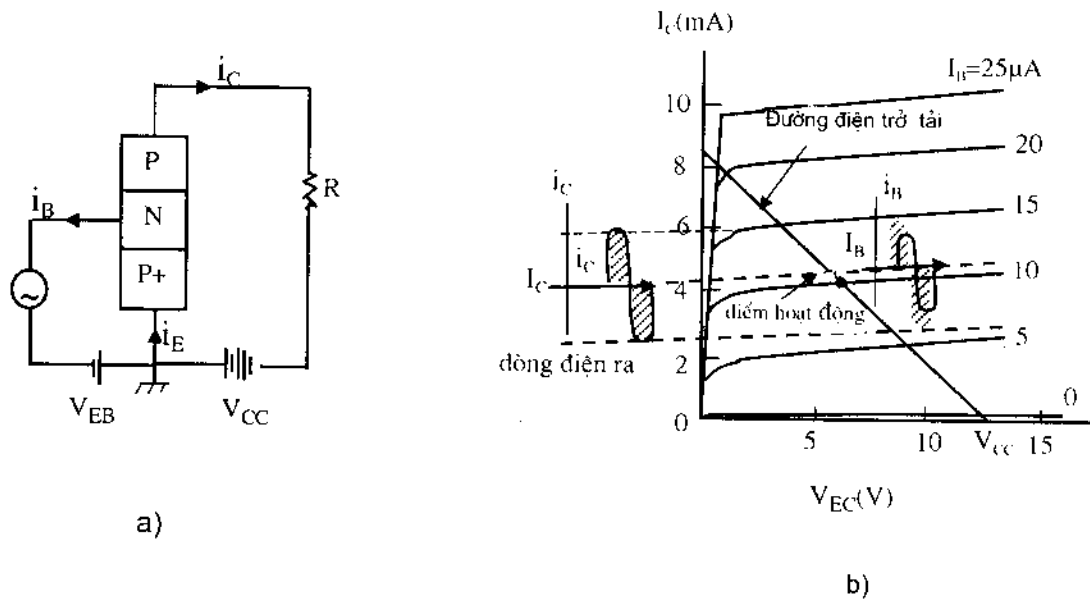
Khi tần số của tín hiệu xoay chiều chạy trong transistor thay đổi thì hệ số khuếch đại α và β sẽ biến đổi theo biểu thức sau :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 - j(f/f_\alpha)} \quad (5.140)$$

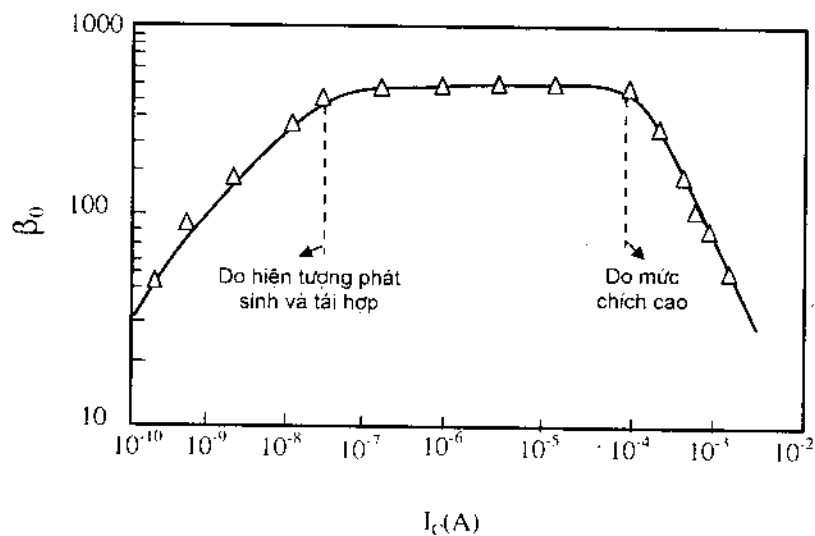
α_0 là hệ số khuếch đại của cấu hình cực gốc B chung tại vùng tần số thấp (hoặc dòng một chiều). Khi $f = f_\alpha$ thì độ lớn của $\alpha = 0,707\alpha_0$, tức giảm đi 3 dB. Do vậy người ta gọi f_α là tần số cắt trong cấu hình cực B chung nối đất. Chúng ta có thể viết biểu thức cho hệ số khuếch đại dòng khi cực E chung như sau:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{\beta_0}{1 - j(f/f_\beta)} \quad (5.141)$$

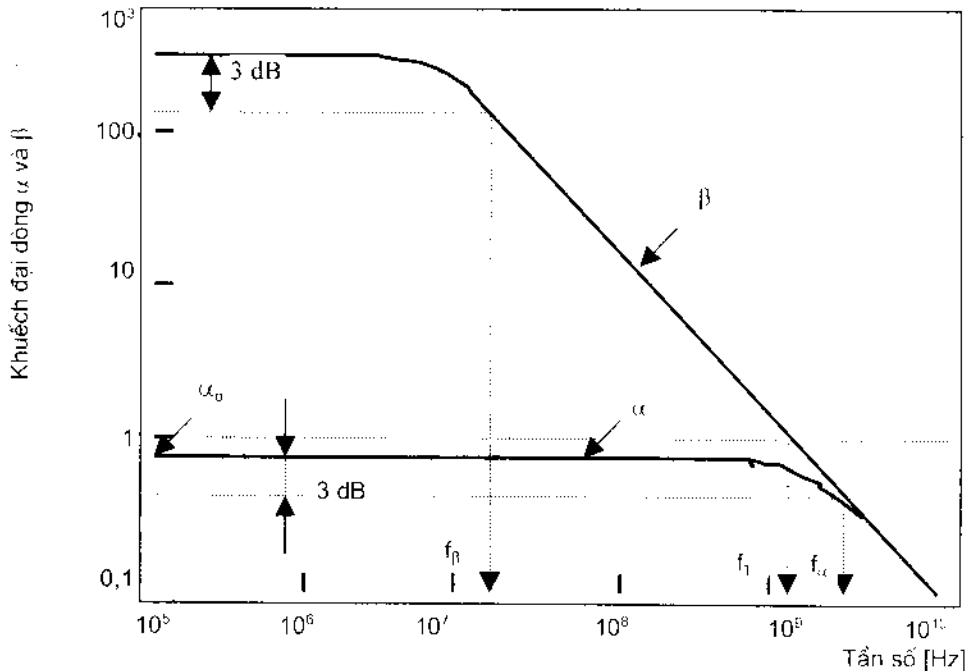
trong đó f_β là tần số cắt của cấu hình cực E chung nối đất.



Hình 5.25. Khuếch đại tín hiệu xoay chiều ở cấu hình E chung



Hình 5.26. Hệ số khuếch đại phụ thuộc vào độ lớn của dòng I_C



Hình 5.27. Sự biến thiên của hệ số khuếch đại α và β theo tần số

Giá trị f_β có thể tính được như sau :

$$f_\beta = (1 - \alpha_0) f_u \quad (5.142.a)$$

Vì $\alpha_0 \approx 1$ do vậy từ phương trình trên chúng ta thấy f_β nhỏ hơn f_u rất nhiều . Người ta còn đưa vào một thông số về tần số cắt f_T khi hệ số khuếch đại $|\beta| = 1$. Từ biểu thức trên có thể tính được f_T như sau:

$$f_T = \sqrt{\beta_0^2 - 1} f_\beta \approx \beta_0 (1 - \alpha_0) f_u \cong \alpha_0 f_u \quad (5.142.b)$$

Như vậy chúng ta thấy f_T có giá trị rất gần với f_u nhưng vẫn nhỏ hơn f_u . Trên Hình 5.27. biểu thị sự thay đổi vào tần số của khuếch đại dòng khi cực gốc B chung và cực E chung cùng với các tần số cắt .

Ví dụ minh họa

Bài 1 . Tìm hệ số khuếch đại dòng cực gốc chung đối với một transistor p-n-p lí tưởng với các nồng độ tạp là 10^{19} , 10^{17} và $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ trong miền E, miền B và miền C tương ứng. Các thông về hệ số khuếch tán và độ dài khuếch tán trong E, hệ số khuếch tán và độ dài khuếch tán của hạt tải thiểu số trong B của linh kiện sẽ là $D_E = 1 \text{ cm}^2/\text{V.s.}$, $D_B = 10 \text{ cm}^2/\text{V.s.}$, $L_E = 1 \mu\text{m}$, $L_B = 10 \mu\text{m}$ và độ dày miền B sẽ là $W = 0,5 \mu\text{m}$.

Bài giải:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{1}{10} \cdot \frac{10^{17}}{10^{19}} \cdot \frac{0.5}{1.0}} = 0.9995, \quad \alpha_T = 1 - \frac{W^2}{2L_p^2} = 0.9987, \quad \alpha_0 = \gamma\alpha_T = 0.9982.$$

Bài 2. Cho transistor n-p-n, ở 300 °K có các thông số sau đây :

Nồng độ ở emitter : $N_{de} = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Nồng độ ở base (cực gốc) : $N_{ab} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Độ rộng lớp base là : $W_{bn} = 1.0 \text{ } \mu\text{m}$. Hệ số khuếch tán ở emitter và base là : $D_b = D_c = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$. Tính hệ số khuếch đại dòng trong hai trường hợp :

- Thời gian sống của hạt tải thiểu số (cả điện tử và lỗ trống) là : 10^{-6} s
- Thời gian sống của hạt tải thiểu số (cả điện tử và lỗ trống) là : 10^{-9} s

Bài giải

Độ dài khuếch tán của hạt tải thiểu số trong E và B là :

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e} = (20 \times 10^{-6})^{1/2} = 44.7 \mu\text{m}$$

$$L_b = 44.7 \mu\text{m}.$$

Nồng độ hạt tải thiểu số trong E và B là :

$$p_{e0} = \frac{n_i^2}{N_{de}} = \frac{(1.5 \times 10^{-10})^2}{5 \times 10^{17}} = 4.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3},$$

$$n_{b0} = \frac{n_i^2}{N_{ab}} = \frac{(1.5 \times 10^{-10})^2}{10^{17}} = 2.25 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}.$$

Các hệ số khuếch đại dòng cực B, E chung sẽ là :

$$\alpha = \left[1 - \frac{p_{e0} D_c W_{bn}}{n_{b0} D_b L_c} \right] \left[1 - \frac{W_{bn}^2}{2L_b^2} \right]$$

$$= \left[1 - \frac{(4.5 \times 10^{-3})(20)(1.0 \times 10^{-4})}{(2.25 \times 10^{-3})(20)(44.7 \times 10^{-4})} \right] \left[1 - \frac{(1.0 \times 10^{-4})^2}{2(44.7 \times 10^{-4})^2} \right]$$

$$= (1 - 4.47 \times 10^{-3})(1 - 2.5 \times 10^{-4}) = (0.9955)(0.9998) = 0.9953$$

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{0.9953}{1 - 0.9953} = 212.$$

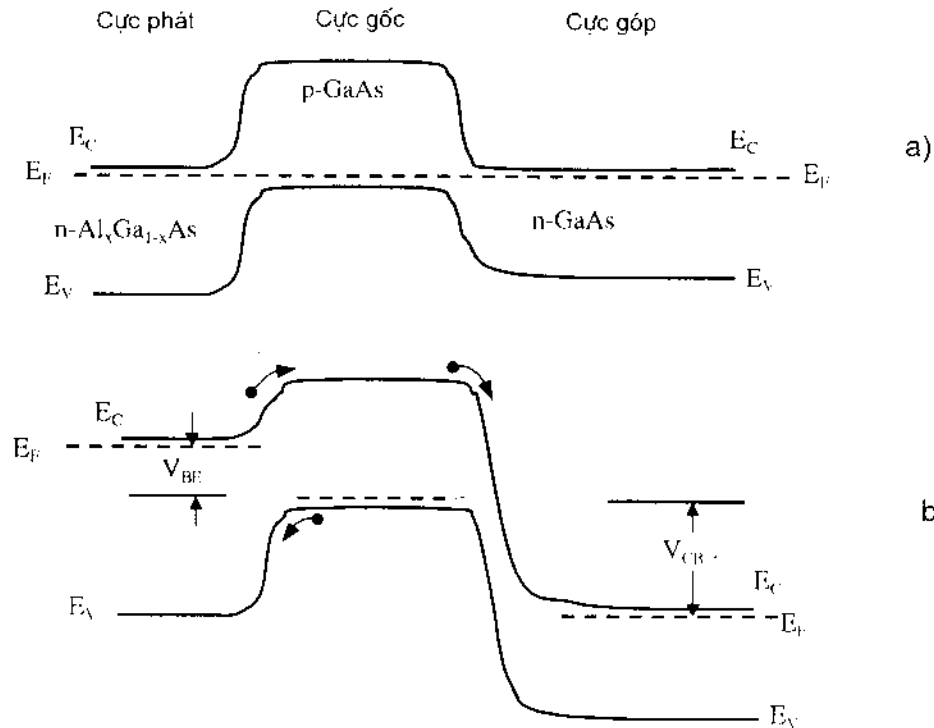
Tính cho trường hợp thứ hai một cách tương tự, sẽ có: $\alpha = 0.9696$; $\beta = 3.19$. Như vậy sự chênh nhau về độ khuếch đại rất lớn trong hai trường hợp.

5.4.8. Transistor tiếp giáp dị chất

Tiếp giáp dị chất đang được sử dụng ngày càng rộng rãi trong chế tạo các linh kiện hiện đại. Đặc biệt transistor dị chất đã đang rất được chú ý nghiên cứu chế tạo từ những năm cuối 1990 cho đến nay. Transistor lưỡng cực dị chất có thể cho tần số hoạt động rất cao, có khả năng tích hợp tốt với các linh kiện truyền thống và linh kiện

bán dẫn quang điện tử. Một trong các loại linh kiện transistor lưỡng cực dị chất đang được chú ý hiện nay là dựa trên vật liệu bán dẫn SiGe.

Hình 5.28 biểu thị sơ đồ năng lượng của một loại transistor lưỡng cực dị chất. Như đã trình bày về tiếp giáp dị chất trong phần chuyển tiếp PN ở phía trên, nó có nhiều ưu điểm khi chế tạo các tiếp giáp dị chất và siêu mạng.



Hình 5.28. Sơ đồ năng lượng của transistor dị chất lưỡng cực: sơ đồ năng lượng tại cân bằng a) và sơ đồ năng lượng cùng các rào thế năng b)

Về nguyên lý, transistor lưỡng cực dị chất hoạt động giống như transistor bình thường nhưng nó có rất nhiều ưu điểm, đó là:

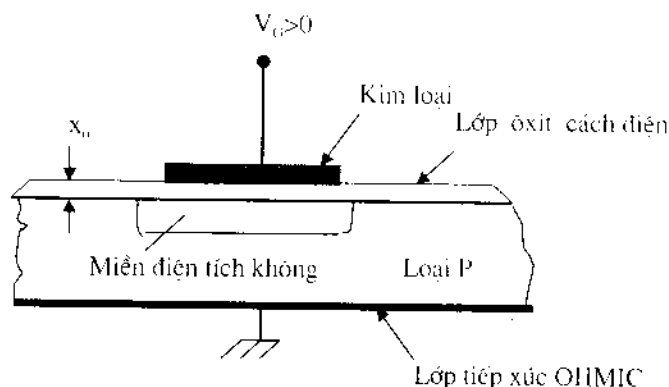
- Hiệu suất emitter cao hơn vì lỗ trống chảy từ miền B sang miền E bị ngăn chặn do hàng rào thế năng cao ở trong vùng hoá trị.
- Điện trở cực gốc B giảm vì miền B có thể pha tạp cao mà không bị ảnh hưởng bởi sự làm giảm hiệu suất emitter như trong transistor thông thường.
- Tích tụ dòng điện emitter nhỏ vì có thế thấp rơi trên tiếp giáp B-E.
- Dải tần số hoạt động được cải thiện do hệ số khuếch đại dòng cao hơn.
- Transistor lưỡng cực dị chất cho phép sử dụng những vật liệu có khả năng chịu nhiệt độ cao hơn.

5.5. CẤU HÌNH TIẾP GIÁP KIM LOẠI – ĐIỆN MÔI (ÔXIT) - BÁN DẪN

Trong họ linh kiện quang điện tử, cấu hình tiếp giáp kim loại - điện môi - bán dẫn (Metal- Insulator - Semiconductor-MIS), trong nhiều trường hợp lớp điện môi là một lớp ôxit cách điện như lớp SiO_2 , ôxit nitrid nên còn được gọi là tiếp giáp kim loại-ôxit-bán dẫn (Metal-Oxit-Semiconductor:MOS). Cấu trúc này chỉ được sử dụng trong một số ít cấu hình thu tín hiệu quang và xử lý ảnh như ma trận photodiốt CCD, cấu hình tiếp giáp MOS nhạy sáng. Như vậy cấu hình này chưa được dùng nhiều như cấu hình tiếp giáp PN. Trong phần này chúng ta chỉ xem xét một cách vắn tắt một số đặc điểm cơ bản về cấu hình MOS để độc giả có thể hiểu quá trình làm việc của các linh kiện quang điện tử sử dụng cấu trúc MOS, trong đó có cấu trúc CCD.

5.5.1. Vai trò của lớp ôxit điện môi trên bề mặt bán dẫn

Trong thực tế, các hiệu ứng bề mặt thường chi phối đáng kể tới các đặc trưng của dụng cụ bán dẫn. Một trong những nguyên nhân thành công chính của công nghệ planar trên vật liệu bán dẫn Si là việc nuôi thành công một lớp điôxít silic, SiO_2 cách điện dùng để che chắn và bảo vệ bề mặt bán dẫn. Việc che kín này đã làm giảm đáng kể nhiều hiệu ứng bề mặt góp phần nâng cao chất lượng của linh kiện bán dẫn, vi điện tử. Cũng chính vì có vai trò đặc biệt nên mặt phân cách Si/ SiO_2 đã được nghiên cứu rất kỹ lưỡng. Cũng cần phải nói thêm rằng, đến nay công nghệ planar chưa được thành công đối với nhiều loại vật liệu bán dẫn khác như đối với một số lớn các vật liệu bán dẫn hợp chất. Đây cũng chính là một trong những khó khăn trong công nghệ chế tạo các linh kiện quang điện tử, quang tử hiện nay.



Hình 5.29. Cấu trúc của tiếp giáp kim loại- ôxit - bán dẫn (MOS)

Các hiệu ứng bề mặt làm ảnh hưởng tới các đặc tính của các cấu hình tiếp giáp (MOS, PN...) do nhiều nguyên nhân song chủ yếu do các sai hỏng có trong lớp ôxit, do các điện tích có trong lớp ôxit, ở biên phân cách hoặc điện tích ở phía trên bề mặt bán dẫn, chúng có thể gây ra miền điện tích không gian bề mặt làm ảnh hưởng tới đặc tính và chất lượng của dụng cụ bán dẫn. vì vậy.

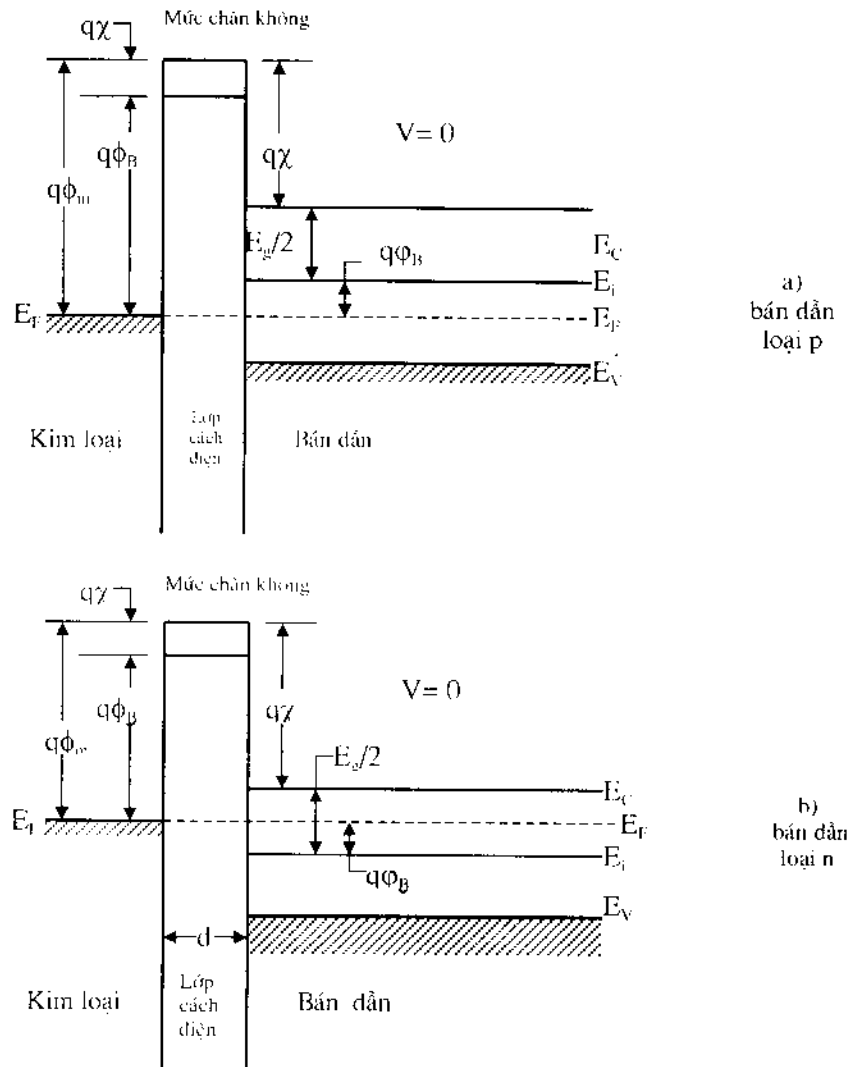
5.5.2. Cấu trúc của tiếp giáp kim loại- ôxit - bán dẫn (MOS)

Một cấu trúc MOS đặc trưng có thể nhìn thấy trên Hình 5.29, ở đó đế bán dẫn thường là loại p. Lớp ôxit cách điện thông thường là lớp SiO_2 hay ôxit nitrid có chất

lượng cao với độ dày x_0 cỡ vài trăm Å. Trên lớp ôxít được phủ lên một lớp kim loại mỏng bằng kỹ thuật bốc bay chân không hoặc bằng một kỹ thuật tạo màng kim loại khác. Trên màng kim loại đặt một thể hiệu V_G gọi là thể điều khiển cực cửa. Điện cực lấy ra từ kim loại trên ôxít gọi là điện cực cửa (Gate-G).

5.5.3. Giải đồ năng lượng của MOS, lớp giàu, lớp nghèo và lớp đảo

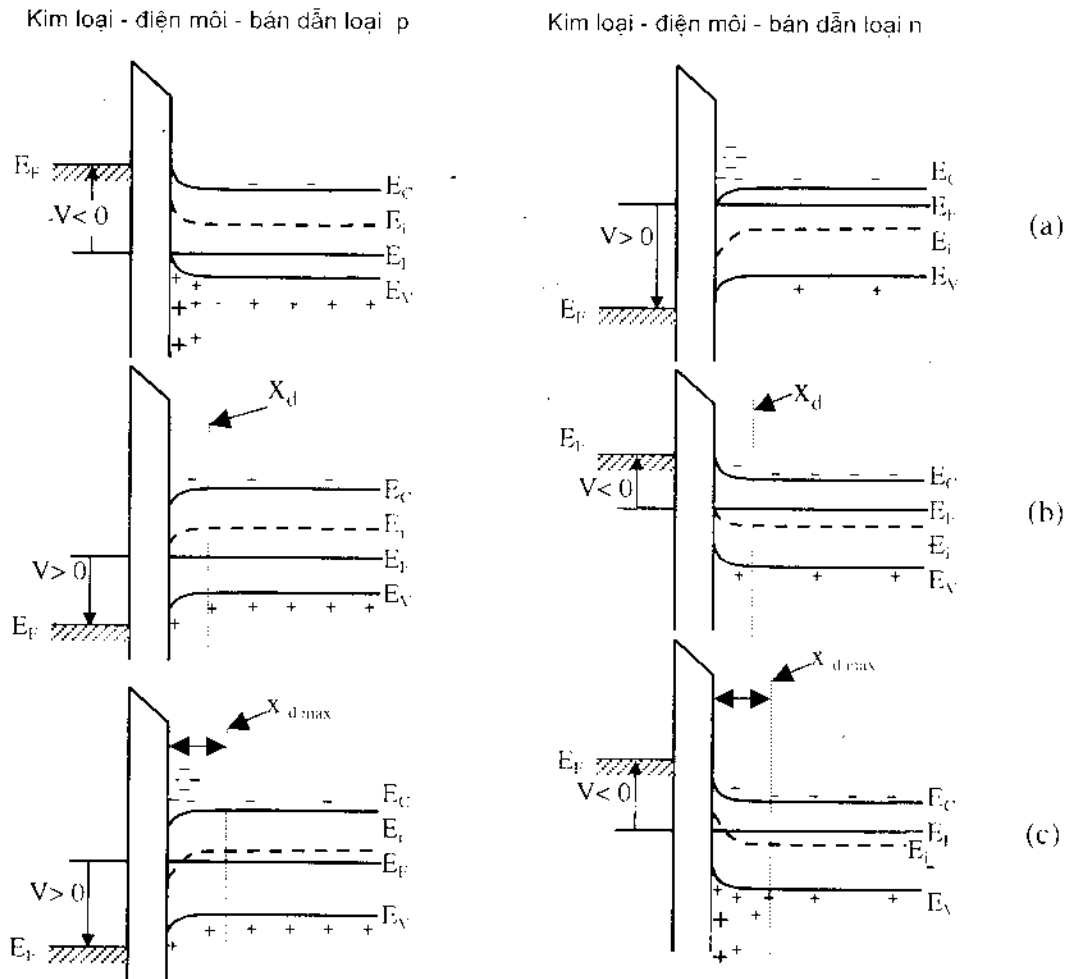
Hình 5.30. biểu thị sơ đồ năng lượng của cấu trúc MOS trên bán dẫn loại p và bán dẫn loại n tại thể hiệu $V=0$ đặt vào cấu trúc. Chúng ta nhận thấy dòng một chiều không thể chạy qua miền điện tích không gian, như vậy miền điện tích không gian bề mặt trong trường hợp kim loại - điện môi - bán dẫn sẽ ở trạng thái cân bằng nhiệt; nghĩa là $np = n_i^2$ và mức Fermi sẽ không đổi qua toàn miền điện tích không gian bề mặt.



Hình 5.30. Giải đồ vùng năng lượng tại cân bằng của cấu trúc MOS tại thể hiệu $V=0$ đối với bán dẫn loại p a), và bán dẫn loại n b)

Trên hình 5.31 là giản đồ năng lượng của cấu trúc MOS trên bán dẫn silic loại p và bán dẫn loại n tại ba giá trị thế hiệu khác nhau đặt vào cực cửa. Tùy theo đế bán dẫn là loại p hay loại n mà cần phải đặt lên cực cửa một thế hiệu âm $V < 0$ hay dương $V > 0$ như trên Hình 5.31. Để tạo ra lớp nghèo, lớp giàu hay lớp đảo dưới lớp ôxit thì thế hiệu đặt vào cực cửa trong từng trường hợp bán dẫn loại n và loại p là khác nhau. Chúng ta xem xét trường hợp đế là bán dẫn loại p (nửa hình 5.31, phía bên trái).

a) Khi đặt vào cực cửa một thế hiệu âm ($V_g < 0$), thế hiệu âm này sẽ kéo các điện tích dương (là các hạt tải điện đa số) về bề mặt bán dẫn. Trong trường hợp này, các điện tích dương tạo ra ở gần mặt phân cách ôxit-silic một nồng độ lớn hơn nồng độ trong khối bán dẫn loại p. Chúng ta gọi hiện tượng này là sự tích tụ các lỗ trống. Miền bán dẫn dưới lớp ôxit lúc này là một miền tích tụ các hạt tải đa số, còn được gọi là *lớp giàu*. Trong trường hợp sử dụng đế bán dẫn loại n với việc phân thế hiệu phù hợp thì sẽ có lớp giàu là các điện tử.



Hình 5.31. Sự hình thành lớp giàu a), lớp nghèo b) và lớp đảo trên cấu trúc MOS ở bán dẫn loại p và loại n với các thế hiệu cực cửa V_g khác nhau

b) Nếu đặt vào cửa một thế hiệu dương nhỏ ($V_g > 0$), thế hiệu dương đó sẽ cảm ứng, tạo ra ở miền bề mặt bán dẫn *một lượng điện tích âm*. Điện tích âm này trước hết do các lỗ trống bị đẩy khỏi miền lân cận mặt phân cách *tạo nên một miền nghèo gồm các ion acceptor*. Vậy lượng điện tích trong một đơn vị diện tích có trong bán dẫn Q_{sn} sẽ bằng lượng điện tích có trong miền nghèo này, nghĩa là

$$Q_{sn} = -qN_A x_d \quad (5.143)$$

trong đó x_d là độ rộng miền nghèo đã được hình thành ở bề mặt bán dẫn, N_A là nồng độ tạp chất acceptor trong bán dẫn loại p, q là điện tích của điện tử.

c) Nếu tiếp tục tăng thế dương đặt vào cửa thì thoát tiên độ rộng miền nghèo ở bề mặt tăng lên. Tương ứng độ biến thiên thế tĩnh điện tổng cộng trong silic (nó biểu diễn bởi sự uốn cong các vùng năng lượng) cũng tăng lên như chỉ ra trên Hình 5.31.c). *Song nếu các vùng năng lượng bị uốn cong hơn nữa, vùng dẫn có thể tiến sát tới mức Fermi, nồng độ điện tử ở gần mặt phân cách sẽ tăng lên đột ngột*. Sau đó, hầu hết các điện tích âm sinh thêm trong bán dẫn là do điện tích Q_n của các điện tử và kết quả có *một lớp đảo với điện tích âm rất mỏng được hình thành dưới lớp ôxit*. Khi lớp đảo hình thành thì độ rộng của miền nghèo ở bề mặt bán dẫn đạt cực đại, kí hiệu là x_{dmax} , lúc này lượng điện tích âm trong đơn vị diện tích được cảm ứng sinh ra trong bán dẫn sẽ tính như sau:

$$Q_s = Q_n - qN_A x_{dmax} \quad (5.144)$$

trong đó x_{dmax} là chiều dày cực đại của miền nghèo ở bề mặt. Trong đa số các trường hợp ta chỉ quan tâm đến sự nghèo và đảo. Các trường hợp này có thể mô tả khá đúng bằng phương pháp gần đúng nghèo đã dùng để nghiên cứu lớp chuyển tiếp PN.

5.5.4. Phân bố thế tĩnh điện tại bề mặt bán dẫn

Viết phương trình Poisson cho trường hợp bán dẫn bị nghèo và khi biết lượng điện tích trong bán dẫn cho bởi phương trình 5.143, tích tích phân sẽ cho phân bố thế tĩnh điện trong miền nghèo ở miền bề mặt như sau:

$$\varphi = \varphi_s \left(1 - \frac{x}{x_d}\right)^2 \quad (5.145)$$

trong đó φ_s là thế bề mặt, phương trình (5.145) biểu thị độ cong tổng cộng của vùng năng lượng từ trong khối bán dẫn đến bề mặt, được tính theo công thức:

$$\varphi_s = \frac{qN_A x_d^2}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} \quad (5.146)$$

trong đó ε_s là hằng số điện môi của bán dẫn, ε_0 là độ điện thẩm của không gian tự do. Ta nhận thấy phân bố thế năng này có dạng giống với phân bố thế năng đã tìm được đối với trường hợp lớp chuyển tiếp PN đột biến một phía.

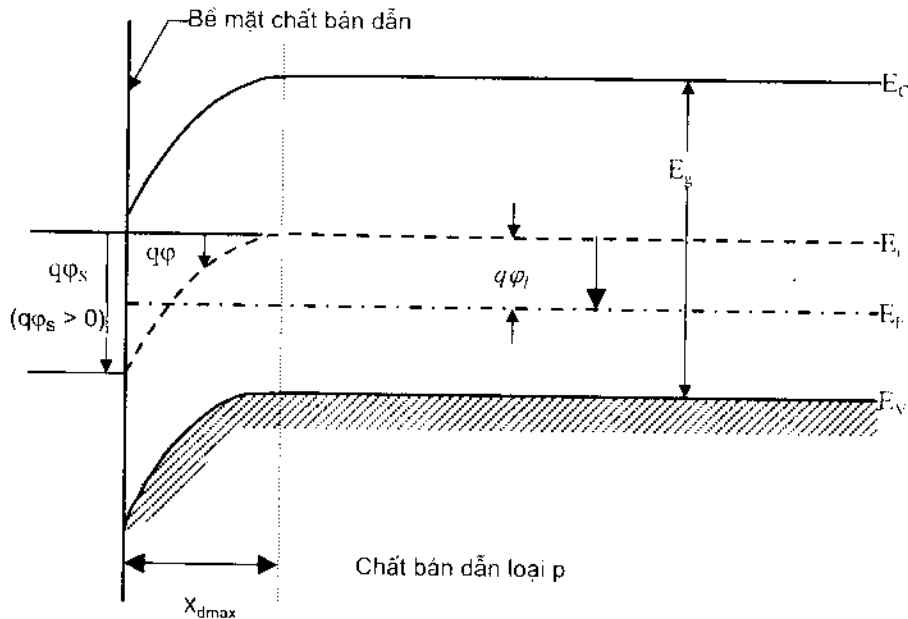
5.5.5. Điều kiện để hình thành lớp đảo

Điều kiện gần đúng cho sự xuất hiện trạng thái đảo mạnh là nồng độ điện tử trong đơn vị thể tích ở gần bề mặt phải vượt quá nồng độ các ion tạp chất N_A của đế trong trường hợp bán dẫn loại p, nghĩa là:

$$n_s \geq N_A \quad (5.147)$$

Với điều kiện này, từ công thức về nồng độ hạt tải điện có thể tính được mức Fermi ở bề mặt E_{FS} sẽ vượt qua mức Fermi thuần (E_F) một đoạn bằng đoạn từ mức Fermi trong khối tới mức Fermi thuần. Nghĩa là sau khi tính, độ cong tổng cộng của vùng khi xuất hiện đảo mạnh sẽ là:

$$\varphi_s = 2\varphi_F \quad (5.148)$$



Hình 5.32. Giảm độ năng lượng tại bề mặt của bán dẫn loại p.

Mức thế năng được định nghĩa bằng 0 trong khối, tính từ mức Fermi thuần.

Khi thế năng tại bề mặt là dương, $\varphi_s > \varphi_B$ thì lớp đảo sẽ hình thành

Như đã thấy ở trên độ rộng miền nghèo ở bề mặt đạt cực đại khi bề mặt bị đảo mạnh. Dùng phương pháp gần đúng nghèo, ứng với giá trị thế năng bề mặt khi xuất hiện đảo mạnh φ_s (đảo) như định nghĩa ở trên ta có thể xác định được độ rộng cực đại của miền nghèo ở bề mặt như sau :

$$x_{dmax} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0\varphi_s}{qN_A}} \quad (5.149)$$

Độ rộng miền nghèo ở bề mặt cực đại x_{dmax} này chỉ phụ thuộc vào nồng độ tạp chất, cũng giống như độ rộng miền nghèo của lớp chuyển tiếp P⁺N đột biến một phía khi thể phân cực bằng không chỉ phụ thuộc vào nồng độ tạp chất của đế. Hình 5.32 biểu thị thể năng bề mặt và độ rộng vùng nghèo ở trường hợp đã hình thành lớp đảo.

Một đại lượng quan trọng khác là điện tích trong đơn vị diện tích chứa trong miền nghèo ở bề mặt khi và sau khi xuất hiện sự đảo mạnh. Đối với bán dẫn loại p nó được tính theo công thức sau :

$$Q_B \equiv -qN_A x_{dmax} \quad (5.150)$$

Vậy điện tích tổng cộng trong silic sau khi đảo mạnh sẽ là :

$$Q_S = Q_n + Q_B \quad (5.151)$$

5.5.6. Một số tính chất của cấu trúc MOS lý tưởng

a) Đặc trưng điện dung - thế hiệu (C-V)

Nếu không có thế hiệu tiếp xúc hoặc sự chênh lệch công thoát giữa kim loại và bán dẫn thì khi đặt một thế hiệu bất kỳ vào cực cửa (G), một phần thế hiệu sẽ rơi trên lớp ôxit và một phần rơi trên bán dẫn silic. Như vậy ta có thể viết như sau:

$$V_G = V_n + \varphi_s \quad (5.152)$$

trong đó V_n và φ_s biểu thị độ lớn thế hiệu rơi trên lớp ôxit và trên bán dẫn. Khi không có các điện tích định xứ ở mặt phân cách giữa ôxit và bán dẫn, định luật Gauss đòi hỏi sự biến đổi cần phải liên tục ở mặt phân cách, ngoài ra nếu không có các điện tích tồn tại trong ôxit thì điện trường E_o ở trong lớp ôxit sẽ có giá trị đều và được tính bằng:

$$E_o = \frac{V_n}{x_o} \quad (5.153)$$

trong đó x_o là độ dày lớp ôxit. Theo định luật Gauss, điện trường ở bề mặt bán dẫn silic bằng:

$$E_s = -\frac{Q_S}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (5.154)$$

Sau khi biến đổi, ta tìm được độ sụt thế qua ôxit như sau :

$$V_n = -\frac{x_o}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} Q_S = -\frac{Q_S}{C_o} \quad (5.155)$$

trong đó $C_o \equiv \epsilon_{ox} \epsilon_0 / x_o$ là điện dung trên đơn vị diện tích của lớp ôxit, ϵ_{ox} là hằng số điện môi của lớp ôxit. Vậy thế hiệu cực cửa G có quan hệ với các đặc trưng của miền điện tích như sau:

$$V_G = -\frac{Q_S}{C_o} + \varphi_s \quad (5.156)$$

Một thông số có thể đo được một cách dễ dàng trong cấu trúc MOS là điện dung ở tín hiệu nhỏ. Nếu Q_G là điện tích trên đơn vị diện tích ở cực của thì điện dung này cho bởi :

$$C \equiv \frac{dQ_G}{dV_G} = - \frac{dQ_S}{dV_G} = - \frac{dQ_S}{-\frac{dQ_S}{C_o} + d\phi_S} \quad (5.157.a)$$

hoặc chúng ta có thể viết ở dạng:

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_S}} \quad (5.157.b)$$

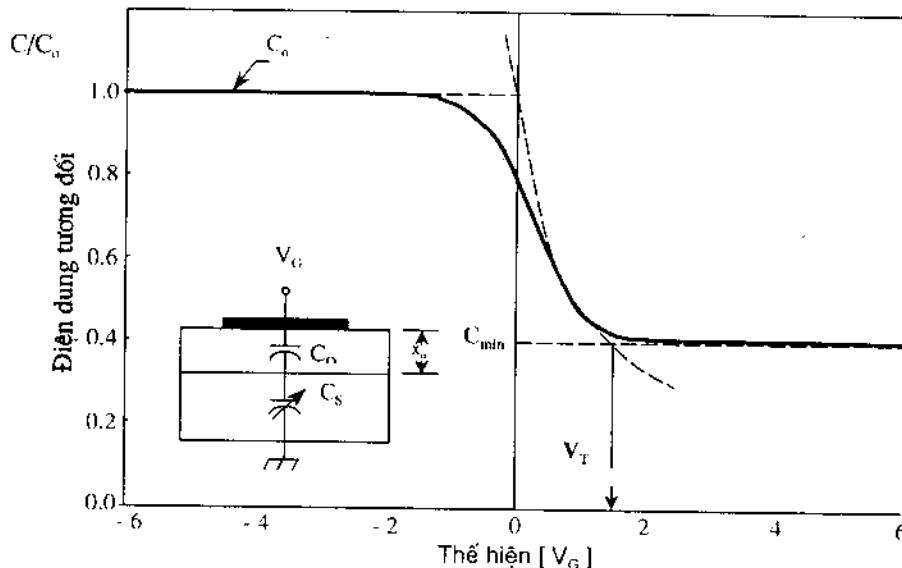
với giá trị điện dung trong bán dẫn sẽ được tính như sau:

$$C_S \equiv - \frac{dQ_S}{d\phi_S} = \frac{\epsilon_S \epsilon_o}{x_d} \quad (5.158)$$

trong đó C_S là điện dung trên đơn vị diện tích của miền điện tích không gian bề mặt ở trong bán dẫn. Như vậy điện dung trong cấu trúc MOS bao gồm 2 điện dung mắc nối tiếp là C_o và C_S . Điện dung C_o là điện dung của lớp ôxit, nó thường có giá trị cố định tại một hệ đã cho. Nếu chuẩn hoá chúng ta sẽ nhận được công thức cho điện dung của cấu trúc MOS như sau:

$$\frac{C}{C_o} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2\epsilon_{ox}^2 \epsilon_o}{qN_A \epsilon_S x_o^2} V_G}} \quad (5.159)$$

Biểu thức (5.159) nói lên điện dung MOS sẽ giảm theo căn bậc 2 của thế hiệu cực của G khi bề mặt bán dẫn bị nghèo.



Hình 5.33. Đặc trưng C-V của cấu trúc MOS phụ thuộc theo thế hiệu

Khi thế hiệu cửa bằng 0 hoặc âm, miền nghèo sẽ không tồn tại. Tuy vậy vẫn có giá trị điện dung nếu xét trên khía cạnh vẫn có sự tích tụ điện tích ở bề mặt. Khối bán dẫn có tác dụng đơn thuần như là một điện trở mắc nối tiếp với điện dung của ôxit. Như vậy điện dung đo được sẽ chỉ là C_o .

Khi chế độ đảo mạnh hình thành, độ rộng miền nghèo sẽ không tăng khi thế hiệu cực của V_G tiếp tục tăng. Điều đó xảy ra ở tại thế hiệu cực của G mà ở đó thiết lập nên mối quan hệ: φ_s (đảo) = $2\varphi_F$. Thay các đại lượng này vào phương trình (5.156) ta nhận được thế hiệu cực của lúc xuất hiện đảo mạnh và thế hiệu này được gọi là *thế hiệu dẫn hay thế hiệu ngưỡng*. Xuất phát điểm của việc gọi tên này là khi có lớp đảo thì độ dẫn điện trong lớp đảo rất lớn, và sẽ có một dòng điện đáng kể hình thành giữa cực nguồn (S) và cực máng (D) trong các cấu trúc linh kiện MOS. Biểu thức thế ngưỡng được tính như sau:

$$V_T \equiv -\frac{Q_B}{C_o} + \varphi_s \quad (5.160.a)$$

Thay giá trị φ_s vào và lưu ý điện tích tương đương trên một diện tích là $q \cdot N_A \cdot X_{dmax}$, sau khi biến đổi chúng ta có:

$$V_T = -\frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\varphi_F)}}{C_o} + 2\varphi_F \quad (5.160.b)$$

Giá trị điện dung tổng cộng bây giờ trở thành:

$$C_{min} = \frac{\epsilon_{ox}}{x_o + (\epsilon_{ox}/\epsilon_s)x_{dmax}} \quad (5.161)$$

Như vậy điện dung sẽ không đổi và giữ cố định ở giá trị xác định, giá trị này được cho bởi phương trình (5.158) khi $V_G = V_T$. Hình 5.33 minh họa đường đặc trưng điện dung - thế hiệu của một cấu trúc kim loại - silic dioxit - silic.

Trên đây là các biểu thức cho vật liệu đế bán dẫn loại p. Các công thức đối với đế bán dẫn loại n có thể dẫn ra một cách tương tự với các kí hiệu thích hợp. Tuy nhiên ở bán dẫn loại n thì khi hình thành lớp đảo sẽ là loại p, điện tích đa số trong lớp đảo này là lỗ trống không có các ưu điểm nổi trội như điện tử, chính vì vậy người ta ít dùng cấu trúc MOSFET có kênh loại p.

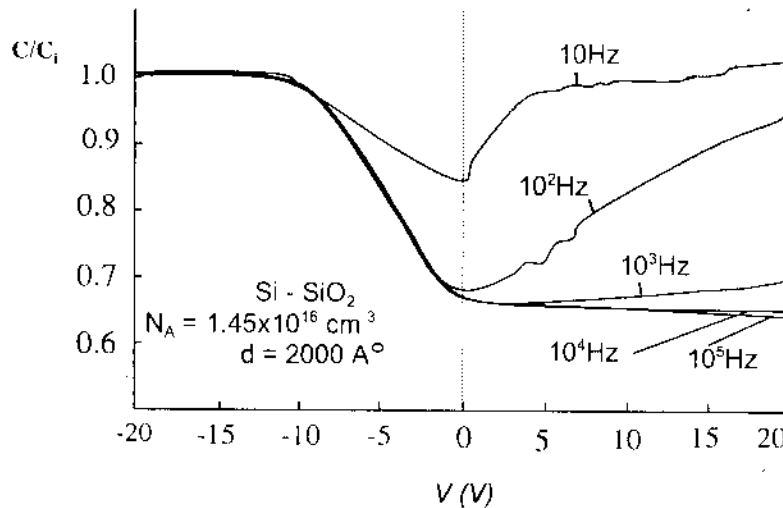
b) Ảnh hưởng của tần số lên đặc trưng C-V

Khi tính toán điện dung ta đã giả thiết rằng khi thế hiệu cực của biến thiên, toàn bộ điện tích gia tăng sẽ xuất hiện ở Biên miền nghèo. Giả thiết này đã dẫn tới một công thức đơn giản cho điện dung của miền điện tích không gian của bán dẫn như sau:

$$C_s = -\frac{dQ_s}{d\varphi_s} = \frac{\epsilon_s \epsilon_o}{x_d} \quad (5.162)$$

Giả thiết này chỉ đúng khi ở tần số cao. Khi tần số đủ thấp thì tốc độ phát sinh - tái hợp có thể bắt nhịp kịp với biến thiên của tín hiệu nhỏ. Khi đó thì cơ chế phát sinh - tái hợp có thể trao đổi điện tích với lớp đảo theo nhịp điệu của tín hiệu đưa vào. Trong trường hợp này, điện dung thu được sẽ có giá trị gần đúng với điện dung của riêng lớp ôxit.

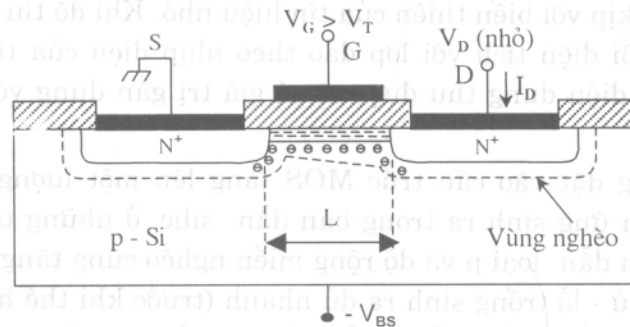
Khi thế hiệu dương đặt vào cấu trúc MOS tăng lên một lượng nhỏ, sẽ có một lượng điện tích âm cảm ứng sinh ra trong bán dẫn silic, ở những tần số cao, các lỗ trống bị đẩy ra khỏi bán dẫn loại p và độ rộng miền nghèo cũng tăng thêm một lượng nhỏ. Nếu các cặp điện tử - lỗ trống sinh ra đủ nhanh (trước khi thế hiệu giảm xuống) thì các lỗ trống sinh ra sẽ lấp đầy chỗ các lỗ trống bị đẩy ra khỏi miền nghèo và các điện tử sẽ bổ sung thêm vào trong lớp đảo. Kết quả là điện dung đo được chỉ là điện dung C_o của riêng lớp ôxit. Do đó các đặc trưng điện dung - thế hiệu của cấu trúc kim loại - ôxit - bán dẫn phụ thuộc tần số. Các phép đo thực nghiệm trên cấu trúc MOS được biểu diễn trên Hình 5.34 đối với các tần số đo khác nhau. Chúng ta nhận thấy ở những tần số thấp giá trị điện dung xấp xỉ với giá trị điện dung của lớp ôxit khi xuất hiện sự đảo mạnh.



Hình 5.34. Sự ảnh hưởng của tần số lên đặc trưng C-V của cấu trúc MOS

5.5.7. Độ dẫn điện của kênh hình thành bởi lớp đảo

Dùng cấu trúc transistor hiệu ứng trường bề mặt (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor - MOSFET) với cấu trúc như trên Hình 5.35 người ta có thể tiến hành một phép đo bổ xung quan trọng.



Hình 5.35. Cấu trúc của MOSFET đã hình thành kênh dẫn n ở dưới lớp ôxit khi $V_G > V_T$.

Với điều kiện này sẽ hình thành một dòng điện I_D từ cực mắg (D) đến cực nguồn (S)

qua kênh dẫn n dưới lớp ôxit. Khi thay đổi V_G có thể thay đổi được dòng điện

Việc xác định độ dẫn kênh này chỉ áp dụng khi độ sụt thế hiệu giữa 2 miền điện cực S và D là nhỏ so với $(V_G - V_T)$. Đó là phép đo độ dẫn của lớp đảo hoặc kênh dẫn gây ra bởi thế hiệu cực của dương (cho trường hợp đế loại p). Độ dẫn này được tính theo biểu thức sau :

$$g = \frac{z}{L} \int_0^x \sigma(x) dx \quad (5.163)$$

trong đó z là chiều rộng của kênh dẫn theo hướng vuông góc từ bề mặt vào, L là khoảng cách giữa 2 miền điện cực N^+ , còn gọi là độ dài kênh dẫn và $\sigma(x)$ là độ dẫn điện của lớp đảo và được tính bằng:

$$\sigma(x) = q \mu_n n(x) \quad (5.164)$$

Khi $x = x_i$, đây là khoảng cách dưới bề mặt, nơi bán dẫn thực sự trở thành độ dẫn thuần. Như vậy độ dẫn của kênh sẽ là

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n Q_n \quad (5.165)$$

trong đó Q_n là điện tích trên đơn vị diện tích tạo nên bởi các hạt tải điện linh động ở trong lớp đảo. Phối hợp các phương trình (5.165) với các phương trình (5.150), (5.151) chúng ta có thể viết :

$$g = -\frac{Z}{L} \mu_n [Q_s - Q_b] \quad (5.166)$$

Biến đổi tiếp sẽ thu được:

$$g = \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_T) \quad (5.167)$$

Biểu thức (5.167) biểu thị mối quan hệ giữa độ dẫn và thế hiệu đặt vào cực cửa. V_T là thế hiệu khi độ dẫn bắt đầu tăng, nên được gọi là thế hiệu dẫn. Lưu ý rằng sự xuất hiện độ dẫn tương ứng mật thiết với độ tăng của điện dung.

5.5.8. Ảnh hưởng của sự chênh lệch công thoát, các điện tích và các trạng thái lên đặc trưng MOS

a) Sự chênh lệch công thoát hay thế hiệu vùng bằng

Các năng lượng điện tử tại mức Fermi trong kim loại và trong bán dẫn của cấu trúc MOS nói chung là khác nhau. Sự khác nhau về năng lượng như vậy thường được biểu hiện bằng sự khác nhau về công thoát. Như trong phần tiếp xúc kim loại bán dẫn đã bàn tới, công thoát nói chung là năng lượng cần thiết để chuyển một điện tử từ mức Fermi trong vật liệu đã cho vào mức chân không. Giả sử khi kim loại của cấu trúc MOS được nối trực tiếp với bán dẫn (ở giữa không có lớp cách điện), các điện tử sẽ chạy từ kim loại sang bán dẫn (hoặc ngược lại) cho đến khi thế hiệu tạo ra giữa kim loại và bán dẫn làm cân bằng nhau. Khi cân bằng được thiết lập, mức Fermi trong kim loại bằng mức Fermi trong bán dẫn. Do đó sẽ có một sự biến thiên trong thế lĩnh điện tử miền kim loại sang bán dẫn.

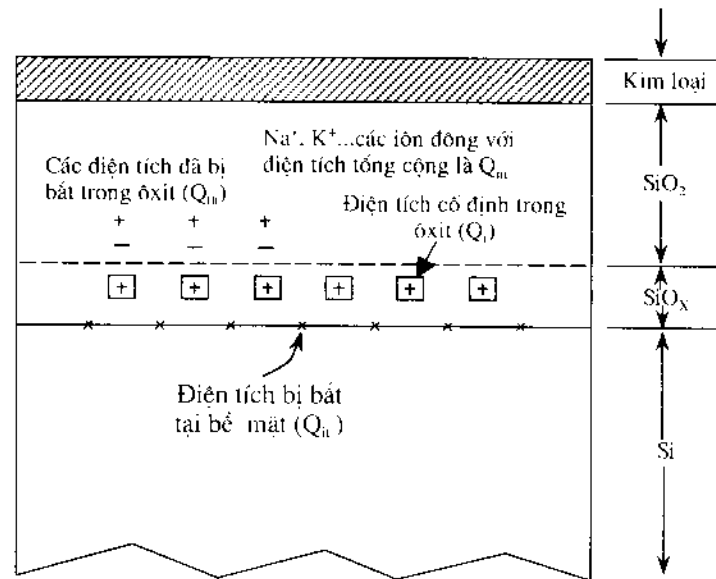
Để thấy rõ ảnh hưởng của sự chênh lệch công thoát lên đặc trưng MOS, chúng ta đặt một điện thế vào cực cửa G vừa đủ để cân bằng sự chênh lệch công thoát và duy trì trạng thái vùng bằng trong bán dẫn. Thế hiệu cực cửa V_G cần thiết để tạo nên trạng thái vùng bằng được gọi là thế hiệu vùng bằng, kí hiệu là V_{FB} . Nói tóm lại, thế hiệu vùng bằng chính là độ chênh lệch công thoát của hai vật liệu được viết như sau:

$$V_{FB}^I = \Phi_M - \Phi_S \equiv \Phi_{MS} \quad (5.168)$$

b) Các điện tích trong lớp ôxit điện môi

Các điện tích có trong chất điện môi là do nhiều nguyên nhân khác nhau, ví dụ do sự nhiễm bẩn iôn trong quá trình xử lí, hoặc các bẫy bắt bị ion hoá do chiếu xạ, do trong quá trình công nghệ có các điện tích lạ đã thâm nhập vào...Hãy xét điện tích Q trên đơn vị diện tích trong chất ôxit điện môi của cấu trúc kim loại - điện môi - bán dẫn. Trong trường hợp thế hiệu cửa bằng không, các điện tích lớp này sẽ gây ra một điện tích ảnh có thể cả trong kim loại và trong bán dẫn. Để tạo được trạng thái vùng bằng, nghĩa là không có điện tích cảm ứng trong bán dẫn, ta cần đặt vào kim loại một thế hiệu âm. Với thế hiệu âm tăng lên, ở kim loại sẽ có nhiều điện tích âm hơn và vì vậy phân bố điện trường dịch xuống phía dưới cho đến khi điện trường ở bề mặt bán dẫn bằng không. Trong điều kiện đó, điện tích bao trong đường phân bố điện trường là thế hiệu vùng bằng V_{FB} . Trên cơ sở hiện tượng vừa xét và từ phương trình Poisson chúng ta có thể viết:

$$V_{FB}^* = -\frac{xQ}{\epsilon_o \epsilon_{it}} = -\frac{x}{\epsilon_o} \frac{Q}{C_o} \quad (5.169)$$



Hình 5.36 Các loại điện tích tồn tại trong lớp ôxit trong cấu trúc MOS

Như vậy, từ công thức (5.169) chúng ta thấy thế hiệu vùng bằng không chỉ phụ thuộc vào mật độ điện tích Q mà còn phụ thuộc vào tọa độ x , nghĩa là phụ thuộc vào vị trí của điện tích đó trong lớp ôxit điện môi. Khi điện tích định xứ ở sát kim loại, nó không gây ra ảnh điện tích trong bán dẫn silic và vì vậy không có ảnh hưởng gì lên bề mặt bán dẫn. Ngược lại khi điện tích lớp định xứ ở sát bán dẫn, nó sẽ gây ảnh hưởng lớn nhất và dẫn tới một lượng thế hiệu vùng bằng kí hiệu là V_{FB}^* như sau:

$$V_{FB}^* = -\frac{x_0 Q}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} = -\frac{Q}{C_{ox}} \quad (5.170)$$

Sự có mặt của điện tích trong lớp ôxit như vậy luôn gắn liền với mặt biên phân cách SiO_2 - Si. Mật độ của nó được ký hiệu là Q_{ss} . Bằng cách suy luận và biến đổi ta có thể tính thế hiệu vùng bằng theo công thức sau:

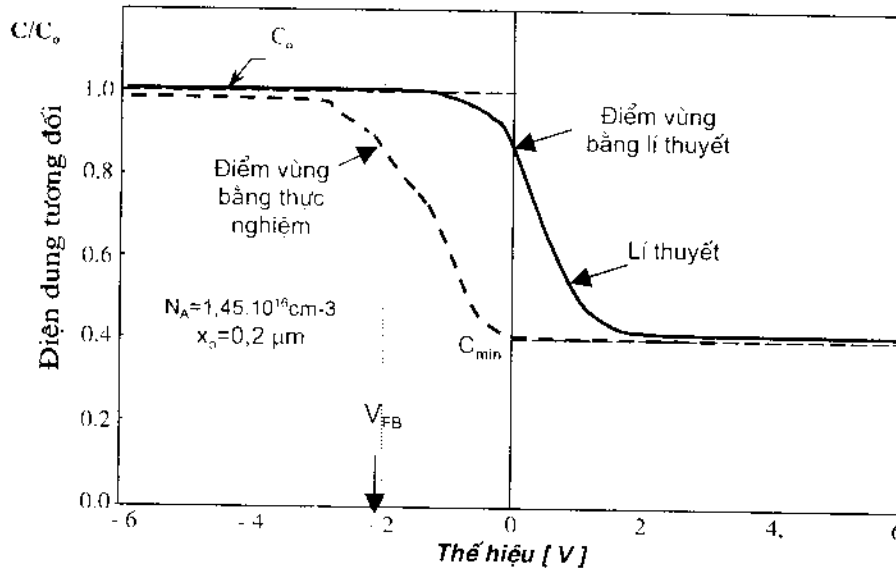
$$V_{FB}^* = -\frac{1}{C_{ox}} \int_0^{x_0} \frac{x}{x_0} \rho(x) dx \quad (5.171)$$

Như vậy ta thấy các ảnh hưởng của điện tích không gian, điện tích của mặt phân cách trong chất điện môi và sự chênh lệch công thoát kim loại - bán dẫn đều làm cho điểm vùng bằng dịch từ $V_G = 0$ dọc theo trục thế hiệu. Hình 5.37 biểu thị kết quả quan sát thực nghiệm về sự dịch thế hiệu vùng bằng. Chú ý rằng toàn bộ đường đặc trưng điện dung - thế hiệu đều dịch chuyển song song theo trục thế hiệu một lượng như nhau. Vậy độ dịch tổng cộng của thế hiệu vùng bằng từ các thành phần khác nhau được tính như sau :

$$V_{FB} = \Phi_{MS} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} - \frac{1}{C_{ox}} \int_0^{x_0} \frac{x}{x_0} \rho(x) dx \quad (5.172)$$

Như vậy có thể so sánh trực tiếp lí thuyết với thực nghiệm bằng cách biểu diễn các đường thực nghiệm theo $(V_G - V_{FB})$ chứ không phải chỉ theo riêng V_G .

Hình 5.37 biểu diễn các kết quả thực nghiệm đối với SiO_2 oxy hoá nhiệt. Nếu với độ dày lớp ôxit SiO_2 và nồng độ N_A thay đổi thì dạng đường cong về cơ bản vẫn tương tự như kết quả đã vẽ trên hình 5.37 song độ lớn về điện dung C_{min} sẽ tăng lên hay giảm đi do ảnh hưởng của nồng độ tạp chất đế và độ dày ôxit gây ra.



Hình 5.37. Thế hiệu vùng bằng theo lí thuyết và đo được bằng thực nghiệm

c) Các trạng thái bề mặt

Nếu có các trạng thái năng lượng trong vùng cấm bắt nguồn từ các tâm phát sinh - tái hợp bề mặt như đã nghiên cứu ở các chương trước thì xác suất chiếm các trạng thái bề mặt này sẽ thay đổi do sự biến thiên độ cong của vùng, và khoảng cách giữa mức Fermi và mức năng lượng của các trạng thái bề mặt bị thay đổi. Hiệu ứng này sẽ nổi trội đối với các trạng thái bề mặt có mức năng lượng nằm gần giữa vùng cấm. Khi có sự tích tụ điện tích ở bề mặt, các trạng thái này sẽ được nâng lên trên mức Fermi. Như vậy xác suất để điện tử chiếm chỗ sẽ nhỏ và đại đa số các trạng thái này không bị chiếm. Khi bề mặt bị nghèo và đảo, các trạng thái bị kéo xuống dưới mức Fermi và xác suất chiếm chúng bởi các điện tử sẽ lớn, xấp xỉ đơn vị. Như vậy, các trạng thái mà điện tích của chúng có thể trao đổi và thay đổi dễ dàng như vậy được gọi là *các trạng thái bề mặt nhanh*. Tóm lại, điện tích trạng thái bề mặt nhanh sẽ thay đổi theo độ cong của vùng năng lượng hoặc thế năng bề mặt ϕ_s . Chính do sự thay đổi đó mà đường đặc trưng điện dung - thế hiệu hoặc độ dẫn - thế hiệu bị lệch khỏi đường đặc trưng lí thuyết một lượng, lượng này phụ thuộc vào thế năng bề mặt. Kết quả trên đường đặc trưng có thể xuất hiện các bậc, những gợn sóng không đồng đều hoặc trong một số trường hợp đường đặc trưng đo được có dạng uốn khúc hay thay đổi bất thường. Trong quá trình đo cần lưu ý các hiện tượng này.

5.6. TIẾP GIÁP MOS TRONG CÁC LINH KIỆN BÁN DẪN QUANG ĐIỆN TỬ

Cấu hình tiếp giáp MOS có vai trò đặc biệt quan trọng trong chế tạo các linh kiện bán dẫn và vi mạch số. Cấu hình này đã được nghiên cứu rất sâu trên tất cả các khía cạnh để có thể sử dụng tối ưu trong các mạch vi điện tử số. Hiện nay và trong tương lai gần họ linh kiện MOS sẽ được tối ưu hoá để đạt tới kích thước giới hạn dưới (đến cỡ trên 100 nm) để có thể sử dụng một cách tối ưu trong các mạch vi điện tử MOS siêu cỡ lớn. Cũng chính vì do có xu hướng phát triển tới giới hạn này nên sẽ kéo theo một số ngành khoa học mới ra đời trong tương lai cho đến nửa đầu thế kỉ 21. Trong đó hướng công nghệ vi điện tử kích thước nano, công nghệ linh kiện quang điện tử và quang tử, công nghệ vi điện tử vi cơ điện, kéo theo vật lí kích thước nano phát triển để nghiên cứu giải thích các hiện tượng và các hiệu ứng mới trong các cấu hình linh kiện siêu nhỏ này.

5.6.1. Các ứng dụng của cấu trúc MOS

Cấu trúc MOS có rất nhiều ứng dụng khác nhau, các nhóm linh kiện đặc trưng chính dựa trên cấu trúc MOS là:

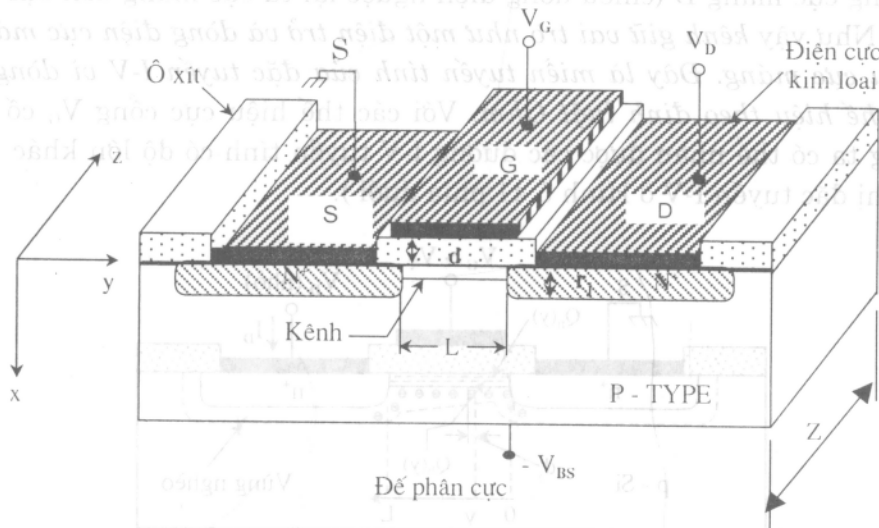
- a) Dùng làm tụ điện trong các vi mạch và vi điện tử quang.
- b) Làm các linh kiện lưu giữ và điều khiển điện tích như ma trận CCD, bộ nhớ...
- c) Lưới ma trận CCD sử dụng hiệu ứng quang điện ứng dụng trong các camera thu hình ảnh.
- d) Họ linh kiện điều khiển bằng hiệu ứng trường MOSFET.

Dưới đây chúng ta xem xét một vài đặc tính chính của cấu trúc MOSFET.

5.6.2. Cấu trúc MOS với transistor điều khiển bằng hiệu ứng bề mặt

a) Cấu tạo MOSFET

Transistor trường trên cấu trúc kim loại-ôxit-bán dẫn (Metal-Oxit-Semiconductor Field Effect Transistor - MOSFET) được chế tạo trên một đế bán dẫn, thông thường là loại p. Trên bề mặt bán dẫn người ta pha tạp bằng công nghệ khuếch tán hay cấy ion để tạo hai miền N⁺ mỏng, trên đó tạo ra hai lớp kim loại dùng làm cực nguồn S (Source) và cực máng D (Drain). Hai mép của hai miền N⁺ cách nhau một khoảng cách L. Một lớp ôxit mỏng với chiều dày là d_o cỡ vài trăm Å với chất lượng tốt được tạo ra giữa hai miền cực máng D và cực nguồn S. Trên lớp ôxit cần tạo một lớp kim loại, từ đây tạo ra một điện cực gọi là cực điều khiển hay cực của G (Gate). Cấu trúc của MOSFET cùng với các kích thước và sự phân cực có thể xem trên Hình 5.38.



Hình 5.38. Cấu trúc của MOSFET và thể hiệu phân cực vào các điện cực S, G và D

b) Miền tuyến tính và miền bão hoà trong đặc tuyến I-V

Kích thước của MOSFET sản xuất năm 1960 có các thông số đặc trưng: độ dài của kênh cỡ $20\text{ }\mu\text{m}$, chiều dài lớp ôxít cỡ 1000Å . Mặc dù đến nay, sau vài chục năm, cấu hình MOSFET có kích thước giảm nhỏ đáng kể nhưng việc lựa chọn vật liệu Si và lớp ôxít SiO_2 vẫn có tính sử dụng về lâu dài trong cấu trúc loại này.

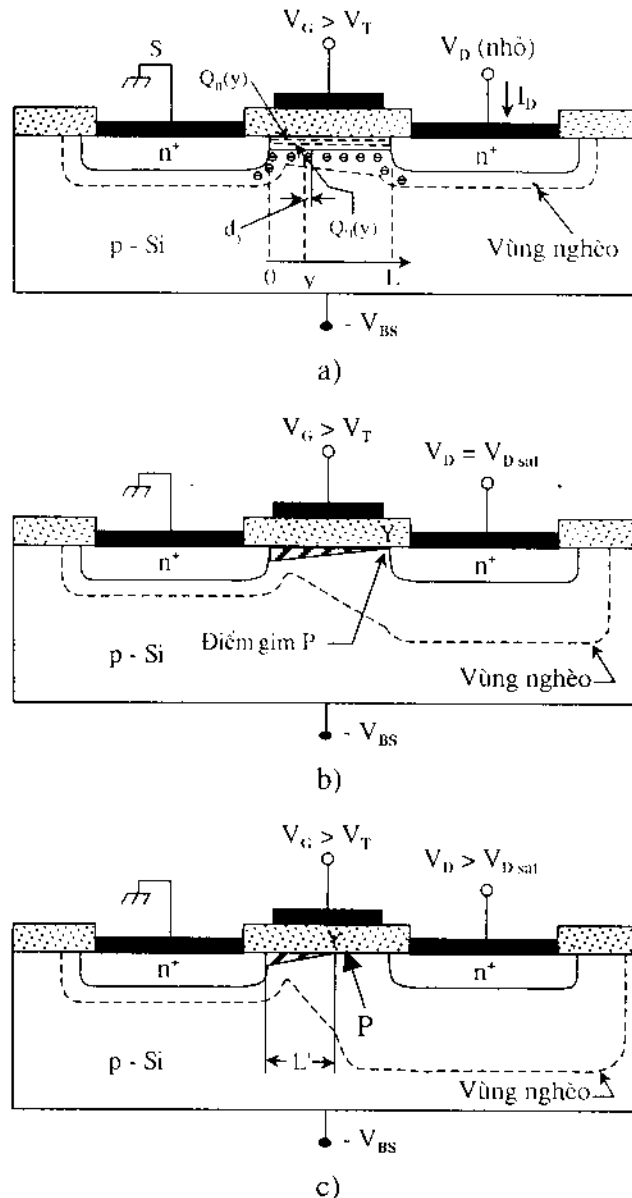
Trên hình 5.39 biểu thị mặt cắt của cấu trúc MOSFET tại 3 thể hiệu phân cực V_D khác nhau. Chiều dài kênh là L , đó chính là khoảng cách giữa hai tiếp giáp N^+P . Chiều rộng của kênh là Z (xem trên hình 5.38). Điện cực nguồn S sẽ được sử dụng như là điện cực có điện thế so sánh (thường nối đất).

Khi không có điện thế mắc vào cực G, các tiếp giáp của bán dẫn cực nguồn S và cực máng D với bán dẫn dưới cực cổng G tạo nên hai tiếp giáp N^+P mắc quay lưng vào nhau. Chỉ có dòng dò rất nhỏ chảy từ cực nguồn S tới cực máng D.

Khi chúng ta đặt một thể hiệu dương tương đối lớn vào cực cổng G, cấu trúc MOS sẽ có trong trạng thái đảo, nghĩa là có một lớp đảo chứa nhiều điện tử (kí hiệu là kênh n) hình thành ngay dưới lớp ôxít. Cực nguồn S và cực máng D được nối với nhau bởi một kênh n trên bề mặt bán dẫn dưới lớp ôxít (lớp đảo). Qua kênh này, một dòng điện lớn có thể chạy qua kênh. Độ dẫn của kênh này có thể biến điệu bằng cách thay đổi thể hiệu cực của G. Tiếp xúc bề mặt phía sau của đế có thể nối với thể hiệu so sánh ở cực nguồn S hoặc được phân cực ngược. Thể hiệu mặt sau có thể làm ảnh hưởng tới độ dẫn của kênh.

Chúng ta có thể mô tả một cách ngắn gọn về hoạt động của MOSFET như sau:

Khi thế hiệu cực của V_G đủ lớn, gây ra một lớp đảo trên bề mặt bán dẫn như hình 5.39.a), nếu đặt một thế hiệu nhỏ (V_D) vào cực máng D thì các điện tử sẽ chạy từ cực nguồn S sang cực máng D (chiều dòng điện ngược lại từ cực máng đến cực nguồn qua kênh dẫn). Như vậy kênh giữ vai trò như một điện trở và dòng điện cực máng I_D tỉ lệ với thế hiệu cực máng. Đây là miền tuyến tính của đặc tuyến I-V vì dòng điện tỉ lệ thuận với thế hiệu theo định luật Ohm. Với các thế hiệu cực cổng V_G cố định khác nhau chúng ta có thể nhận được các đường I-V tuyến tính có độ lớn khác nhau (xem hình biểu thị đặc tuyến I-V ở Hình 5.41 phía dưới).



Hình 5.39. Sự hoạt động của MOSFET tại các thế hiệu khác nhau: MOSFET hoạt động trong miền tuyến tính a), hoạt động tại điểm bão hòa b) và hoạt động trong miền bão hòa c)

Khi thế hiệu cực máng V_D tăng lên đạt tới điểm P, gọi là điểm gìm (pinch-off point) mà ở đó độ rộng của lớp đảo x_V tại điểm toạ độ $y=L$ giảm xuống đến 0, như trên hình 5.39.b), thì dòng cực máng I_D về cơ bản giữ không đổi khi tăng V_D lên. Do vậy số hạt tải đến điểm P từ cực nguồn S và dòng điện chạy từ cực máng D đến cực nguồn S giữ không đổi. Lúc này thế hiệu tại điểm P gọi là thế hiệu bão hoà, kí hiệu là V_{Dsat} . Sau thế hiệu V_{Dsat} , dòng điện I_D không tăng hay nói cách khác là linh kiện hoạt động trong miền bão hoà (xem đặc tuyến I-V ở dưới).

Khi tiếp tục tăng thế $V_D > V_T$ thì sẽ có sự thay đổi đáng kể: chiều dài kênh sẽ giảm từ giá trị L xuống giá trị L' như chỉ ra trên hình 5.39.c. Hạt tải tiêm chính từ miền p vào trong lớp nghèo cực máng là hoàn toàn giống với sự tiêm chính của hạt tải từ tiếp giáp cực phát - cực gốc (E-B) tới tiếp giáp lớp nghèo cực góp - cực gốc (B-C) trong transistor lưỡng cực.

Để dẫn ra đặc trưng I-V của MOSFET chúng ta phải giả thiết một số điều kiện lí tưởng sau:

- Cấu trúc cực cổng tương ứng với điốt MOS lí tưởng như đã xét trong phần trên, nghĩa là không có các bẫy ở trên biên phân cách, không có các điện tích định xứ hoặc không có sự chênh lệch công thoát giữa kim loại và bán dẫn.
- Chỉ có dòng cuốn là được xem xét đến.
- Độ linh động hạt tải trong lớp đảo là không đổi.
- Tạp chất trong kênh là đồng đều.
- Dòng dò ở chiều ngược là nhỏ không đáng kể.
- Trường điện chiều ngang, E_x vuông góc với dòng điện chảy trong kênh là lớn hơn nhiều so với trường điện dọc E_y song song với dòng chảy.
- Điều kiện cuối cùng còn gọi là phép gần đúng kênh thay đổi từ từ và thông thường đúng với trường hợp MOSFET có kênh dẫn dài.

Hình 5.40. biểu thị cấu trúc MOSFET hoạt động trong miền tuyến tính. Dưới những điều kiện lí tưởng như đã nêu ở trên, điện tích tổng cộng cảm ứng trong bán dẫn trên đơn vị diện tích tại một khoảng cách y từ cực nguồn S được chỉ ra ở trên hình 5.40.b), hình này là một phần phóng đại của Hình 5.40.a). Giá trị Q_s được cho bởi

$$Q_s(y) = -[V_G - \varphi_s(y)]C_o \quad (5-173)$$

trong đó $\varphi_s(y)$ là thế năng bề mặt tại y và $C_o = \epsilon_{ox}/d$ là điện dung cực của trên đơn vị diện tích. Điện tích ở trong lớp đảo được cho bởi phương trình sau:

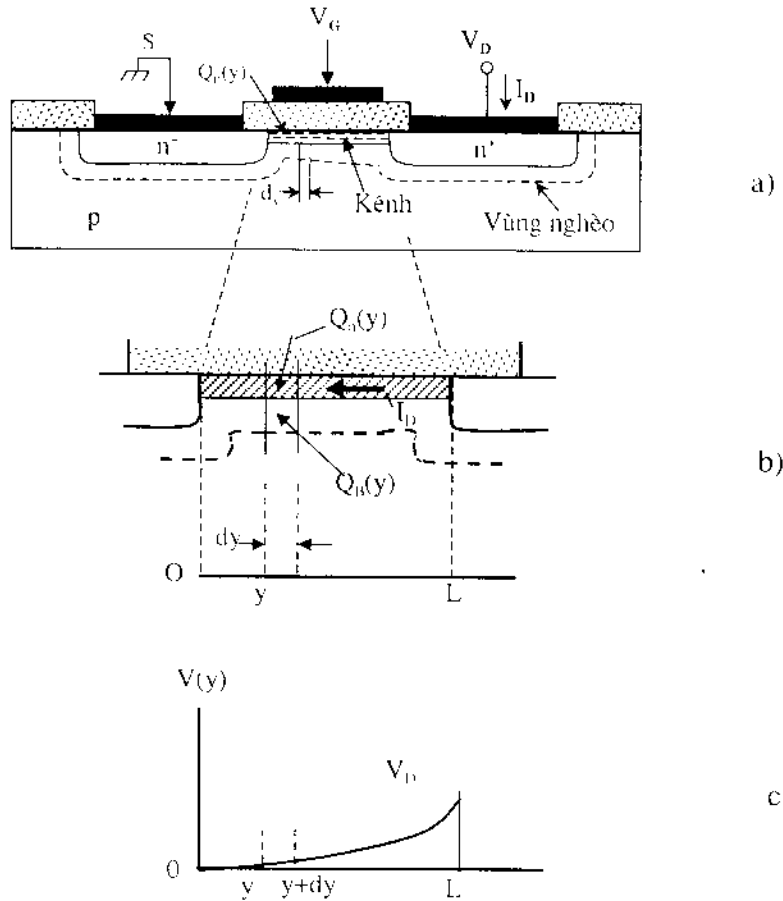
$$Q_n = Q_s(y) - Q_{ss}(y) = -[V_G - \varphi_s(y)]C_o - Q_{ss}(y) \quad (5-174)$$

Thế năng bề mặt $\varphi_s(y)$ tại lớp đảo có thể viết gần đúng bằng $(2\varphi_B + V(y))$, ở đó $V(y)$ là thế phân cực ngược giữa điểm y và cực nguồn S nối đất. Giá trị $V(y)$ được biểu diễn trên hình 5.40.c). Lượng điện tích trong miền nghèo bề mặt được tính như sau:

$$Q_{ss}(y) = -qN_A W_m \approx -\sqrt{2\epsilon_s q N_A} [V(y) + 2\varphi_B] \quad (5-175)$$

Ở đây cần lưu ý φ_B như đã cho trên hình 5.32, đó chính là thế năng từ mức Fermi thuần tới mức Fermi của bán dẫn loại p ở bên trong khối bán dẫn. Sau khi thay thế, chúng ta sẽ có:

$$Q_n(y) \approx -[V_{G1} - V(y) - 2\varphi_B]C_{ox} + \sqrt{2\epsilon_s \epsilon_0 q N_A [V(y) + 2\varphi_B]} \quad (5.176)$$



Hình 5.40. Cấu trúc MOSFET hoạt động trong miền tuyến tính a), sự phóng đại miền kênh n do lớp đảo tạo ra b) và thể hiệu cực máng rơi dọc theo chiều dài kênh c)

Độ dẫn của kênh tại vị trí tọa độ y được xác định gần đúng như sau:

$$\sigma(x) = qn(x)\mu_n x \quad (5.177)$$

Đối với độ linh động là không đổi, độ dẫn kênh sẽ được tính như sau:

$$g = \frac{Z}{L} \int_0^L \sigma(x) dx = \frac{Z\mu_n}{L} \int_0^L qn(x) dx \quad (5.178)$$

Thay thừa số tích phân ở vế phải bằng tổng điện tích trên đơn vị diện tích trong lớp nghèo bằng $|Q_n|$, sau đó có thể viết như sau:

$$g = \frac{Z\mu_m}{L} |Q_n| \quad (5.179)$$

Số gia của điện trở kênh trong một mặt cắt có độ dài dy được tính như sau:

$$dR = \frac{dy}{gL} = \frac{dy}{Z\mu_m |Q_n(y)|} \quad (5.180)$$

Trên cơ sở biết được số gia điện trở kênh trên số gia tăng của đơn vị độ dài, chúng ta có thể tính được một phần thể hiệu rơi trên nó là:

$$dV = I_D dR = \frac{I_D dy}{Z\mu_m |Q_n(y)|} \quad (5.181)$$

trong đó I_D là dòng cực máng, dòng này không phụ thuộc vào y . Sau khi thay giá trị $Q_n(y)$ có trong phương trình (5.174) vào phương trình (5.181), lấy tích phân từ cực nguồn S từ vị trí $y = 0$ và $V = 0$ tới vị trí $y = L$ và $V = V_D$. Sau khi biến đổi chúng ta sẽ có dòng cực máng I_D như sau:

$$I_D \approx \frac{Z}{L} \mu_n C_o \left\{ \left[V_G - 2\phi_B - \frac{V_D}{2} \right] V_D - \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2\epsilon_s \epsilon_o q N_A}}{C_o} \left[(V_D + 2\phi_B)^{3/2} - (2\phi_B)^{3/2} \right] \right\} \quad (5.182)$$

Biểu thức (5.182) chính là đặc trưng I-V lý tưởng của MOSFET. Hình (5.41) biểu thị đặc tính I-V này. Tại một thế cực cổng (V_G) đã cho, dòng cực máng đầu tiên tăng một cách tuyến tính với thế cực máng, đây là miền tuyến tính. Sau đó tăng từ từ đạt tới giá trị cực đại tại điểm gìm P, sau đấy dòng cực máng không tăng khi V_D vẫn tiếp tục tăng. Đây là miền bão hòa. Đường thẳng không liền nét ở trên đặc tuyến I_D - V_D là quỹ tích của thế cực máng bão hòa (V_{DSat}). Tại điểm này, dòng đạt tới giá trị cực đại. Đối với trường hợp V_D nhỏ, phương trình (5.182) trở về dạng đơn giản như sau:

$$I_D \approx \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_T) V_D \quad \text{khi } V_D \ll (V_G - V_T) \quad (5.183)$$

trong đó V_T là thế ngưỡng như đã bàn và đưa ra ở phần trên:

$$V_T \approx \frac{\sqrt{2\epsilon_s \epsilon_o q N_A} (2\phi_B)}{C_o} + 2\phi_B \quad (5.184)$$

Bằng cách vẽ I_D phụ thuộc vào V_G đối với một thế hiệu cực máng nhỏ đã cho, thế ngưỡng có thể xác định được bằng cách kéo dài đường cong ra để cắt đường V_G tại một điểm nào đó. Điểm cắt đó chính là giá trị V_T . Trong miền tuyến tính, từ phương trình (5.183), độ dẫn kênh g_D và độ dẫn chéo g_m được cho bởi phương trình sau:

$$g_D \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_D} \right|_{V_G = \text{const}} \approx \frac{Z}{L} \mu_n C_o (V_G - V_T) \quad (5.185)$$

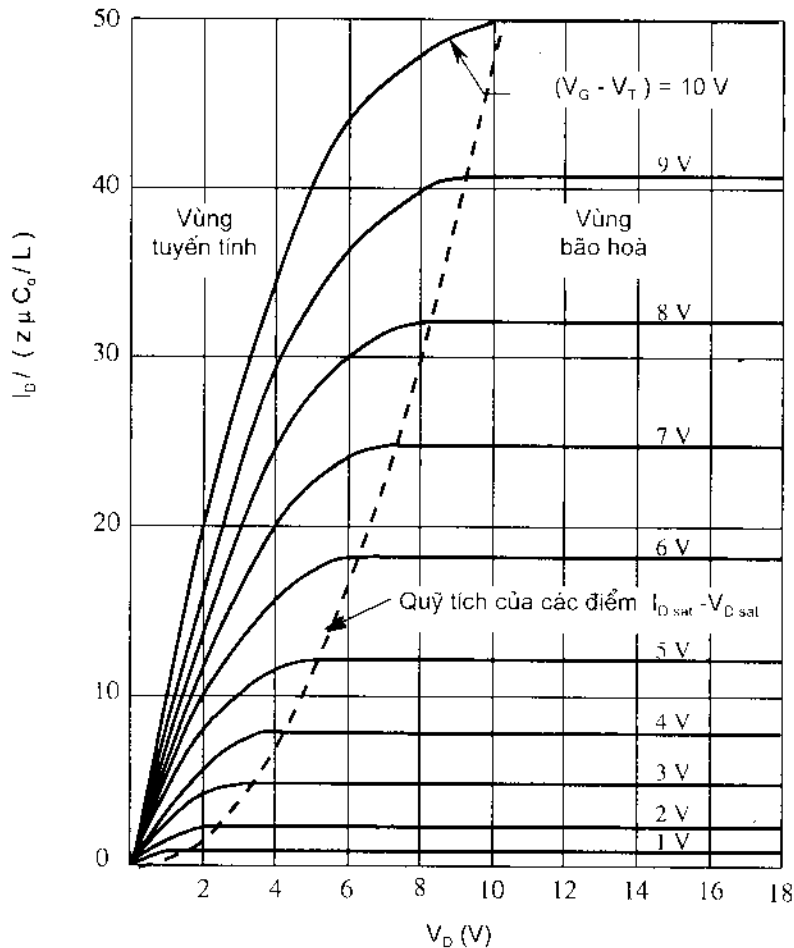
$$g_m \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D = \text{const}} \approx \frac{Z}{L} \mu_n C_o V_D \quad (5.186)$$

Khi thế hiệu cực máng giảm xuống điểm mà ở đó điện tích trong lớp đảo $Q_n(y)$ tại điểm $y=L$ bằng 0, số điện tử linh động tại cực máng giảm một cách nhanh chóng. Điểm này gọi là điểm gìm. Thế hiệu cực máng và dòng cực máng tại điểm này được kí hiệu là V_{Dsat} và I_{Dsat} . Những thế hiệu cực máng lớn hơn V_{Dsat} thì sẽ rơi vào vùng bão hoà. Chúng ta có thể nhận được giá trị của V_{Dsat} bằng cách dùng điều kiện cho $Q_n(L) = 0$

$$V_{Dsat} \approx V_G - 2\varphi_B + K^2 \left[1 - \sqrt{1 + 2V_G / K^2} \right] \quad (5.187)$$

trong đó

$$K \equiv \frac{\sqrt{\epsilon_s \epsilon_0 q N_d}}{C_0} \quad (5.188)$$



Hình 5.41. Đặc tuyến I_D - V_D của MOSFET lí tưởng với vùng tuyến tính và vùng bão hoà.

Đường đứt nét là quỹ tích của thế hiệu cực máng bão hoà V_{Dsat}

Dòng bão hòa có thể nhận được bằng cách thay thế hiệu bão hòa vừa tính ở trên vào phương trình đặc tuyến I-V, sau đó chúng ta có:

$$I_{Dsat} \approx \frac{Z\mu_n\epsilon_{ox}\epsilon_o}{2x_oL}(V_G - V_T)^2 = \frac{Z\mu_nC_o}{2L}(V_G - V_T)^2 \quad (5.189)$$

Ở đây cần lưu ý rằng thế ngưỡng V_T ở trong miền bão hòa đối với trường hợp pha tạp ở đế bán dẫn là thấp và lớp ôxit mỏng thì có dạng như phương trình (5.184). Trong trường hợp có mức pha tạp cao, V_T trở thành phụ thuộc vào V_G . Đối với MOSFET lí tưởng, độ dẫn kênh ở trong miền bão hòa là bằng 0, còn độ dẫn chéo sẽ được cho bởi phương trình sau:

$$g_m \equiv \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right|_{V_D=const} \approx \frac{Z\mu_n\epsilon_{ox}\epsilon_o}{x_oL}(V_G - V_T) = \frac{Z\mu_nC_o}{L}(V_G - V_T) \quad (5.190)$$

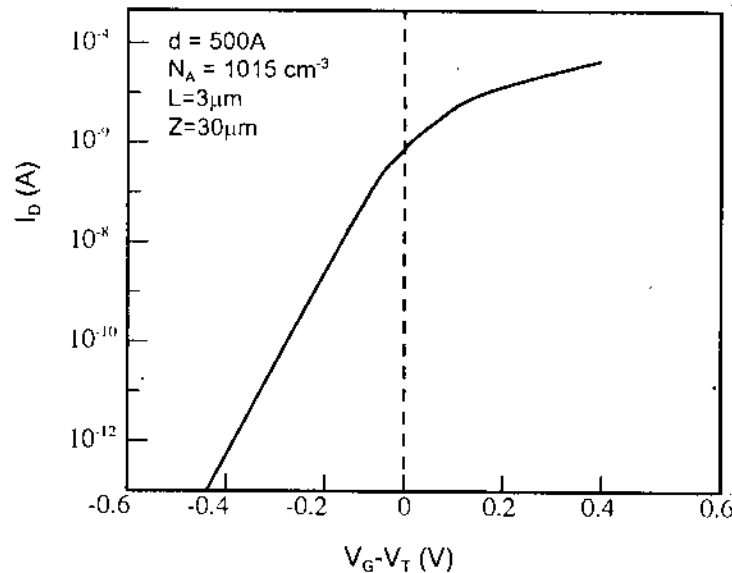
c) Tần số cắt và miền ngưỡng thấp của MOSFET

❖ Tần số cắt

Cấu trúc MOSFET thường được sử dụng rất rộng rãi trong vi mạch MOS, và đặc biệt trong thông tin quang thì chúng được dùng trong bộ tiền khuếch đại nhờ khả năng hoạt động ở tần số cao và điện trở vào lớn. Để xác định tần số giới hạn thông thường cần xác định mạch điện tương đương của linh kiện MOSFET. Giả thiết tần số cắt là f_T , tần số này chính là tần số mà tại đó tỉ số dòng điện ở lối ra trên dòng điện ở lối vào bằng 1, nghĩa là, linh kiện không có khả năng khuếch đại tín hiệu vào khi đầu ra được nối tắt. Sau khi viết biểu thức dòng điện lối vào với giả thiết lối ra bị nối tắt, ta sẽ tính được tần số cắt như sau:

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{in}} = \frac{\mu_n V_D}{2\pi L^2} \quad \text{khi } V_D \leq V_{Dsat} \quad (5.191)$$

❖ Miền dưới ngưỡng



Hình 5.42. Đặc tuyến I_D - V_G của MOSFET trong miền dưới ngưỡng

ở đây C_m là điện dung lối vào của linh kiện MOSFET. Để có tần số hoạt động cao hoặc là hoạt động với tốc độ lớn, điều quan trọng bậc nhất là phải làm giảm chiều dài của kênh dẫn L và làm tăng độ linh động của hạt tải. Đây cũng chính là hướng để phát triển và thách thức trong công nghệ MOS tiến tới giới hạn dưới.

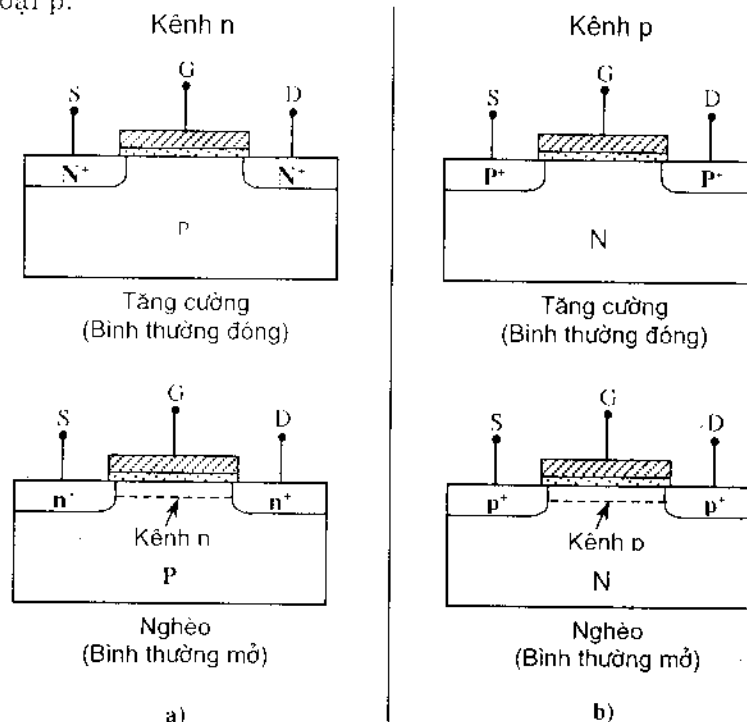
Khi thế cực cửa V_G có giá trị thấp hơn thế hiệu ngưỡng V_T , bề mặt bán dẫn ở trong trạng thái đảo nhẹ. Dòng điện cực máng I_D được gọi là *dòng điện dưới ngưỡng*. Miền dưới ngưỡng là đặc biệt quan trọng khi MOSFET hoạt động ở chế độ thế hiệu thấp và công suất thấp. Chế độ này có rất nhiều ứng dụng ở trong các mạch logic số và các bộ nhớ. Miền dưới ngưỡng cũng đóng vai trò rất quan trọng đối với mức tín hiệu khi sử dụng ở chế độ đóng và mở. Trong miền dưới ngưỡng, dòng cực máng I_D chủ yếu do dòng khuếch tán gây ra thay vì dòng cuốn. Chúng ta có thể dẫn ra dòng điện này. Cụ thể, với việc thay thế mật độ điện tử tại các điểm đầu kênh dẫn, $y = 0$ và cuối kênh dẫn, $y = L$ và thay thế năng bề mặt ϕ_s gần bằng $(V_G - V_T)$, dòng cực máng sẽ phụ thuộc theo hàm mũ khi $V_G < V_T$ như sau:

$$I_D \approx e^{q(V_G - V_T)/kT} \quad (5.192)$$

Đường cong đặc trưng đối với miền dưới ngưỡng được biểu thị trên Hình (5.42).

d) Các loại MOSFET

Cấu trúc MOSFET có thể chế tạo trên đế bán dẫn loại p hay loại n. Trên đế bán dẫn loại p thì lớp đảo trên bề mặt bán dẫn là kênh n. Còn sử dụng đế loại n thì lớp đảo trên bề mặt hay kênh dẫn là loại p. Hình 5.43 biểu thị 4 loại MOSFET trên đế bán dẫn loại n và loại p.



Hình 5.43. Bốn cấu hình MOSFET trên đế bán dẫn loại p a), và bán dẫn loại n b).

ở chế độ tăng cường không có lớp nghèo (không có kênh) MOSFET đóng

Nếu tại thế cực cửa bằng 0, độ dẫn của kênh là rất thấp. Chúng ta cần đặt một điện thế dương vào cực cổng để tạo ra kênh dẫn n. Khi đó linh kiện MOSFET kênh n ở trạng thái đóng. Nếu có một kênh n tồn tại ở thế hiệu phân cực bằng 0, chúng ta cần đặt một thế hiệu âm vào cực cổng G để làm nghèo các hạt tải ở trong kênh, làm giảm độ dẫn của kênh. Khi đó ta có cấu trúc MOSFET kênh n thường xuyên mở.

Một cách tương tự, chúng ta cũng có cấu trúc MOSFET kênh p thường xuyên đóng và kênh p thường xuyên mở. Các mặt cắt của bốn loại MOSFET, đặc tuyến ra (dòng điện I_D phụ thuộc vào V_D) và đặc tuyến chéo (I_D phụ thuộc vào V_G) của bốn loại được chỉ ra ở trên hình 5.44. ở đây chúng ta cần lưu ý rằng linh kiện kênh n bình thường đóng, thế phân cực cổng dương lớn hơn thế ngưỡng V_T cần phải được đặt vào trước khi có dòng cực máng. Đối với linh kiện kênh n thường xuyên mở tại $V_G = 0$ và dòng điện có thể tăng lên hoặc giảm đi bằng cách thay đổi cực cửa. Đối với các linh kiện kênh loại p chúng ta cũng có thể suy luận tương tự. Khi sử dụng các linh kiện MOSFET cần hết sức lưu ý kéo có thể gây ra sự phóng điện, làm hỏng linh kiện MOSFET.

Loại	Ký hiệu	Đặc tuyến ra	Đặc tuyến chéo
Kênh n tăng cường (bình thường đóng)			
Kênh n nghèo (bình thường mở)			
Kênh p tăng cường (bình thường đóng)			
Kênh P nghèo (bình thường mở)			

Hình 5.44. Các ký hiệu, các đặc tuyến ra và đặc tuyến chéo của 4 loại MOSFET

e) Các ứng dụng và xu thế giảm kích thước của MOSFET

Linh kiện MOSFET có ứng dụng rất rộng rãi và đang có ưu thế đặc biệt trong các mạch vi điện tử siêu cỡ lớn, siêu tốc độ hiện nay so với mạch vi điện tử lưỡng cực. Linh kiện này có ứng dụng rất rộng rãi trong rất nhiều lĩnh vực khác nhau như làm bộ

khuếch đại nhiều thấp với điện trở lối vào rất lớn, làm các mạch dao động, làm các bộ tiền khuếch đại, làm các bộ đồng ngắt siêu nhanh, ứng dụng trong các mạch công suất lớn, trong các mạch tiêu thụ năng lượng thấp... Đến nay có rất nhiều công nghệ MOS khác nhau đã được nghiên cứu phát triển và đã được ứng dụng trong chế tạo các mạch tổ hợp. Trong đó cấu hình CMOS (complementary MOS) và BiCMOS (Bipolar Complementary MOS) có những ưu điểm nổi bật và được sử dụng rất rộng rãi hiện nay. Xu thế giảm kích thước của MOSFET đến giới hạn dưới được dự đoán sẽ xảy ra vào năm 2010 với *thế hệ công nghệ* $0,13\mu\text{m}$, có nghĩa là kích thước chiều dài cực máng đạt cỡ $0,13\mu\text{m}$ với mật độ linh kiện siêu cỡ lớn cỡ 100 tỉ linh kiện trên một chip và với tốc độ vài chục GHz. Loại linh kiện này sẽ làm cơ sở cho các máy tính siêu cỡ lớn, siêu cao tốc trong tương lai.

Bài tập minh họa

Bài 1. Cho một điốt cấu trúc MOS lí tưởng với $N_A = 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ và độ dày lớp ôxit $x_o = 250\text{ \AA}$, tính điện dung cực tiểu của đường cong điện dung của MOS, biết rằng hằng số điện môi tương đối của SiO_2 là 3,9, giả thiết độ rộng lớp đảo là : $W_m = 0,3\mu\text{m}$

Bài giải:

Điện dung của lớp ôxit là :

$$C_o = \frac{\epsilon_o \epsilon_s}{x_o} = \frac{3,9 \times (8,85 \times 10^{-14})}{250 \times 10^{-8}} = 1,38 \times 10^{-7} \text{ F/cm}^2$$

Điện tích trong vùng điện tích không gian trong bán dẫn sẽ là :

$$Q_{sc} = -qN_A x_{dmax} = -1,6 \times 10^{-19} \times 10^{16} \times (3 \times 10^{-5}) = -4,8 \times 10^{-8} \text{ C/cm}^2$$

Thế năng để tạo lớp đảo tại bề mặt bán dẫn được tính như sau :

$$\phi(inv) = 2\phi_B = \frac{2kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} = 0,69\text{V}$$

Thế hiệu cực cổng mà ở đó tạo thành lớp đảo (thế hiệu ngưỡng) được tính như sau :

$$V_T = -\frac{Q_{sc}}{C_o} + 2\phi_B = 0,35 + 0,69 = 1,04\text{V}$$

Thế hiệu cực tiểu tại thế V_T sẽ là :

$$C_{min} = \frac{\epsilon_{ox}}{x_o + (\epsilon_{ox}/\epsilon_s)x_{dmax}} = \frac{3,9 \times (8,85 \times 10^{-14})}{2,5 \times 10^{-6} + (3,9/11,9)3 \times 10^{-5}} = 2,8 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$$

Ta thấy C_{min} có độ lớn khoảng cỡ 20% độ lớn của C_o .

Bài 2. Cho một cấu trúc MOS kênh n với các thông số sau: $Z=30\mu\text{m}$, $L=1\mu\text{m}$, $\mu_n=750\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$, điện dung của lớp ôxit $C_o=1,5 \times 10^{-7} \text{ F/cm}^2$ và thế ngưỡng $V_T=1\text{ V}$. Tính dòng cực máng tại

điểm gìm (I_{Dsat}) khi mắc vào cực của một thế hiệu $V_G=5V$ đối với trường hợp kênh dẫn là dài. Tính dòng bão hoà I_{Dsat} tại tốc độ hạt tải bão hoà $v_s=9 \times 10^6$ cm/sec. Xác định độ dẫn chéo tại hai trường hợp?

Bài giải:

Đối với trường hợp kênh dẫn dài thì chúng ta có thể tính dòng cực máng bão hoà và độ dẫn chéo như sau:

$$I_{Dsat} = \frac{z\mu_n C_o}{2L} (V_G - V_T)^2 = 27 \text{ mA} , \quad g_m = \frac{z\mu_n C_o}{L} (V_G - V_T) = 1,35 \times 10^{-2} \text{ S}$$

Tại tốc độ bão hoà của hạt tải thì dòng bão hoà cực máng I_{Dsat} và độ dẫn chéo được tính bởi các công thức sau:

$$I_{Dsat} = z\mu_n C_o v_s (V_G - V_T) = 16 \text{ mA} , \quad g_m = zC_o v_s = 4,05 \times 10^{-3} \text{ S}$$

Chúng ta thấy cả dòng bão hoà và độ dẫn chéo tại điểm gìm đều giảm. Sở dĩ có hiện tượng này là do khi tăng điện trường để hạt tải đạt tới tốc độ bão hoà thì sẽ xảy ra hiện tượng nhân hạt tải tại miền cực máng D. Điện tử sẽ chạy vào cực máng D, còn lỗ trống chảy vào miền đế để . Ngoài ra một số điện tử có năng lượng cao còn tiêm chính vào lớp oxit, các điện tử này có thể tương tác như thế là các điện tích định xứ trong lớp oxit, gây ra sự lệch thế ngưỡng.

Chương 6

HỘ LINH KIẾN BÁN DẪN PHÁT QUANG

6.1. MỘT SỐ KHÁI NIỆM CHUNG

6.1.1. Quá trình hấp thụ photon, phát xạ tự phát và phát xạ kích thích

Khi bơm điện tử vào một cấu hình vật liệu bán dẫn, tùy thuộc vào năng lượng bơm và cấu trúc vùng năng lượng của vật liệu bán dẫn, điện tử có thể nhảy lên các mức năng lượng khác nhau. Thường người ta gọi là hệ hai mức, hệ ba mức, hệ 4 mức năng lượng ... tùy theo số mức năng lượng tồn tại trong hệ mà điện tử có thể chiếm chỗ sau khi bơm. Để đơn giản, ở đây chúng ta chỉ xét hệ hai mức năng lượng.

Cho một hệ hai mức năng lượng E_1 và E_2 như hình 6.1.a) dưới đây. Lấy ví dụ hệ khảo sát là vật liệu bán dẫn có một mức năng lượng nằm trong vùng dẫn và mức kia nằm trong vùng hoá trị. Gọi mật độ cư trú hạt tải tại hai mức là N_1 và N_2 . Hiệu năng lượng giữa hai mức sẽ là ΔE (trong trường hợp bán dẫn là E_g) khi hai mức năng lượng nằm ở tại đáy vùng dẫn và đỉnh vùng hóa trị):

$$\Delta E = E_2 - E_1 \quad (= E_g) \quad (6.1)$$

Một điện tử ở trong trạng thái quá độ dịch chuyển trực tiếp có thể phát xạ hoặc hấp thụ photon. Giả sử điện tử ở mức năng lượng E_2 nhảy xuống mức E_1 thì tần số phát xạ photon sẽ là:

$$\nu_{21} = \frac{\Delta E}{h} = \frac{E_g}{h} \quad (6.2)$$

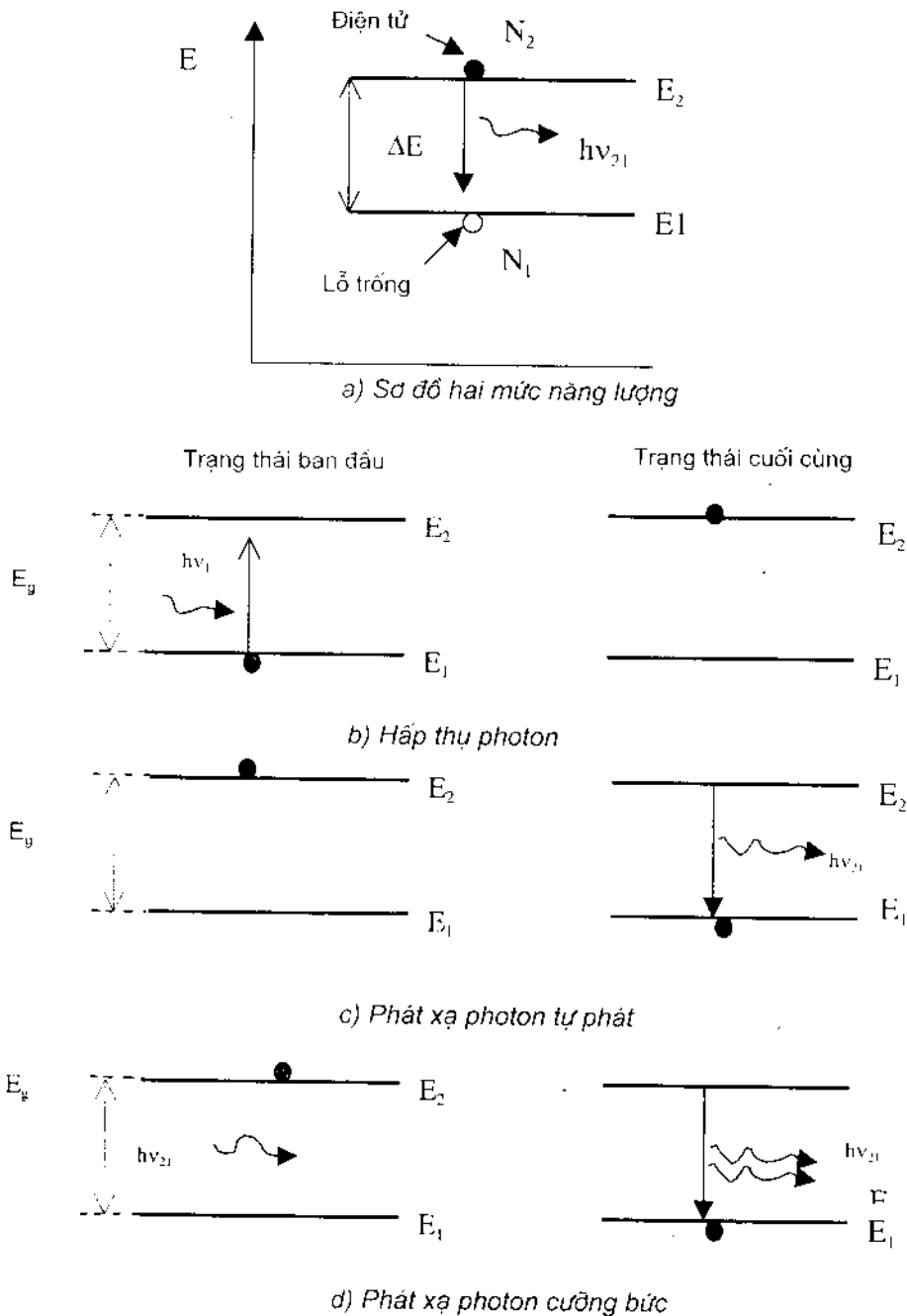
Trong điều kiện bình thường chúng ta không quan sát thấy quá trình phát xạ này vì chúng rất nhỏ. Gọi thời gian trung bình của một điện tử tồn tại trong trạng thái quá độ là τ_{21} , xác suất mà điện tử sẽ phát xạ tự phát trong khoảng thời gian dt sẽ là:

$$A_{21} \cdot dt = \frac{dt}{\tau_{21}} \quad (6.3)$$

với A_{21} là tốc độ dịch chuyển tự phát (spontaneous transition rate). Vì sự phát xạ tự phát mang tính ngẫu nhiên do vậy ánh sáng phát ra không có cùng pha và bước sóng, nói cách khác quá trình phát xạ tự phát sẽ cho ánh sáng không kết hợp.

Ngược lại, khi một hay nhiều điện tử ở trong trạng thái quá độ kích thích, khi có một photon kích thích chúng, chúng có thể nhảy xuống mức năng lượng thấp hơn và

phát ra ánh sáng kết hợp (coherent light). Ánh sáng này có cùng tần số, cùng pha, cùng độ phân cực, phát ra theo cùng một hướng xác định. Ánh sáng phát ra lớn hơn nhiều so với ánh sáng kích thích, kết quả là có một quá trình khuếch đại ánh sáng đã xảy ra. Sơ đồ hệ hai mức năng lượng, quá trình hấp thụ, phát xạ tự phát và phát xạ kích thích được mô tả trên hình 6.1. a, b, c, d).



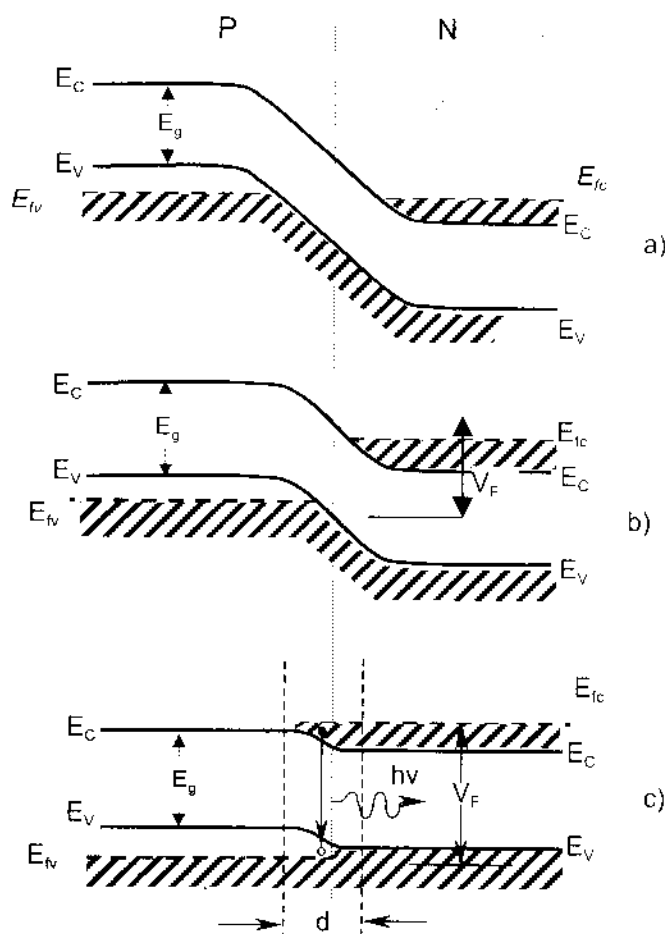
Hình 6.1. Sơ đồ hai mức năng lượng a), sự hấp thụ photon b), sự phát xạ tự phát c) và sự phát xạ photon kích thích d)

6.1.2. Một số phương pháp kích thích

Ánh sáng có thể phát ra từ một vật liệu bán dẫn do kết quả của quá trình tái hợp điện tử - lỗ trống (e-h). Ở nhiệt độ phòng, nồng độ của e-h sinh ra do kích thích nhiệt rất thấp, nên cường độ bức xạ phát ra không đáng kể. Có thể tạo ra nồng độ e-h cao hơn bằng nhiều cách kích thích như *chiếu sáng, chiếu chùm tia điện tử, cho dòng điện đi qua lớp chuyển tiếp PN...* Với các cách kích thích như trên có thể tạo ra bức xạ cường độ mạnh hơn. Tùy thuộc vào phương thức kích thích, các bức xạ được gọi là *quang huỳnh quang, huỳnh quang catốt, điện huỳnh quang...*

Các nguồn sáng bán dẫn (LASER, LED) trình bày ở phần dưới đây dựa trên cơ chế *điện huỳnh quang*. Cụ thể là khi chúng ta đặt vào lớp chuyển tiếp PN một thế thuận thì xảy ra hiện tượng phun hạt tải điện tử - lỗ trống vào một miền không gian, đó gọi là miền tích cực. Bức xạ do tái hợp e - h khi đó gọi là *điện huỳnh quang phun*.

6.1.3. Đảo mật độ trạng thái và điều kiện để có đảo mật độ trạng thái



Hình 6.2. Giản đồ năng lượng của tiếp giáp PN chế tạo từ bán dẫn suy biến tại cân bằng nhiệt a), Khi có thế hiệu thuận các mức năng lượng Fermi tách ra b) và giản đồ năng lượng dưới điều kiện mức tiêm chính cao c)

Để có phát xạ kích thích thì cần phải tạo ra được một số lượng lớn các điện tử và lỗ trống trong vùng dẫn và vùng hoá trị. Vậy khi nào và với điều kiện như thế nào thì có đảo mật độ trạng thái?

Chúng ta xét một chuyển tiếp PN được tạo ra trên cơ sở hai loại vật liệu bán dẫn loại n và loại p pha tạp cao đến mức suy biến. Mức Fermi bên bán dẫn loại n nằm vào bên trong vùng dẫn và mức Fermi trong bán dẫn loại p nằm vào bên trong vùng hoá trị. Tại cân bằng nhiệt mức Fermi hai bên bán dẫn loại n và loại p nằm trùng nhau, lúc này không có quá trình tiêm hạt tải (Hình 6.2.a). Khi phân cực thuận đủ lớn, các mức Fermi ở hai miền tách ra, lúc này thì các điện tử bên bán dẫn loại n và lỗ trống bên bán dẫn loại p được tiêm thích vào miền điện tích không gian (Hình 6.2.b). Khi thế thuận đặt vào chuyển tiếp PN tăng đủ lớn để quá trình tiêm thích này đạt đến mức tiêm thích cao thì trong miền điện tích không gian có độ rộng là d sẽ có một số lượng lớn các điện tử nằm trên vùng dẫn và một số lượng lớn lỗ trống nằm dưới vùng hoá trị. Trạng thái này gọi là *đảo mật độ trạng thái* (population inversion). Điện tử và lỗ trống có thể tái hợp phát ra photon (Hình 6.2.c).

Như vậy điều kiện để có đảo mật độ trạng thái là bán dẫn ở hai miền p và n phải pha tạp mạnh để các mức Fermi nằm vào bên trong vùng dẫn và vùng hoá trị. Thế phân cực thuận phải đủ lớn để điện tử và lỗ trống có thể tiêm thích vào vùng dẫn và vùng hoá trị. Hiệu hai mức Fermi ở hai vùng bán dẫn loại n và loại p lớn hơn năng lượng vùng cấm, nghĩa là:

$$E_{fc} - E_{fv} > E_g \quad (6.4)$$

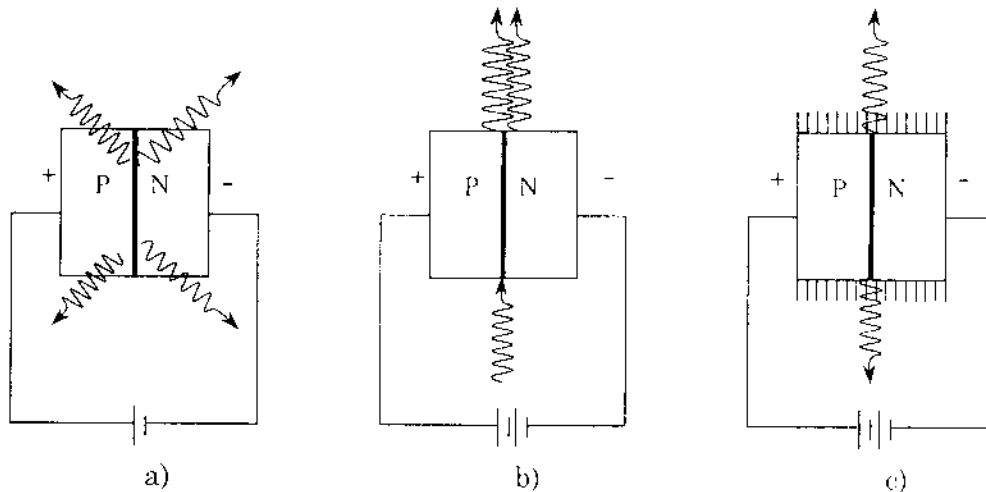
6.1.4. Diốt phát quang, khuếch đại laser và diốt laser phun

Diốt phát quang (LED) là một lớp chuyển tiếp PN được chế tạo trên bán dẫn có vùng cấm thẳng với cấu trúc PN tiếp giáp đơn hay tiếp giáp dị thể. Khi phân cực thuận LED phát ánh sáng. Tùy thuộc vào dòng thuận đặt vào, LED có thể phát ra ánh sáng tự phát yếu hay mạnh. Điều kiện đảo mật độ cư trú trong LED không bắt buộc phải đặt ra.

Nếu thế thuận đặt vào diốt đủ lớn, thì số điện tử và lỗ trống trong miền chuyển tiếp có thể đạt nhiều đến mức tạo ra sự đảo độ cư trú. Khi có photon tới với bức xạ kích thích mạnh hơn hấp thụ thì linh kiện sẽ phát ra là ánh sáng kết hợp. Lúc này diốt có lớp chuyển tiếp PN hoạt động như một *khuếch đại laser*.

Khuếch đại laser có thêm liên kết phản hồi quang được gọi là *diốt laser*. Trên Hình 6.3.a) biểu thị sơ đồ nguyên lý của diốt phát quang (LED), đó là một chuyển tiếp PN phân cực thuận, khi được kích thích bằng dòng điện, ánh sáng sẽ phát ra mọi phía. Quá trình phát sáng của LED là quá trình phát ra ánh sáng tự phát về mọi phía. Trên Hình 6.3.b) biểu thị nguyên lý làm việc của một khuếch đại laser. Khi chuyển tiếp được phân cực thuận đủ lớn và khi linh kiện được kích thích bằng tín hiệu quang đủ mạnh có thể thắng quá trình hấp thụ với một bước sóng xác định, thì một chùm tín hiệu photon sẽ (có bước sóng giống như tín hiệu quang kích thích) phát ra

ngoài, tín hiệu quang này đã được khuếch đại lên. Hình 6.3.c) biểu thị nguyên lý làm việc của diốt laser. Diốt laser cũng là một chuyển tiếp PN phân cực thuận. Khi dòng điện kích thích (hay còn gọi là dòng bơm hoặc dòng điện phun hạt tải) lớn hơn một giá trị dòng ngưỡng nào đấy của diốt laser thì diốt laser sẽ phát ra ánh sáng kết hợp có cùng bước sóng và cùng pha. Trong các phần sau chúng ta sẽ bàn luận kỹ hơn về đặc điểm, tính chất của từng loại linh kiện.



Hình 6.3. Tiếp giáp PN phân cực thuận hoạt động như một diốt phát quang LED a), như một khuếch đại laser b), và như một diốt laser bán dẫn c)

Các nguồn sáng bán dẫn là các bộ chuyển đổi điện tử thành photon có hiệu suất cao, dễ biến điệu bằng cách điều khiển dòng bơm. Các ưu điểm chính của chúng là kích thước nhỏ, hiệu suất cao, dễ tương thích với các hệ điện tử. Nhờ vậy, chúng có nhiều ứng dụng dùng làm đèn chỉ thị, dụng cụ hiển thị, hệ thống quét, đọc, in, ứng dụng trong hệ thông tin cáp quang, hệ nhớ dữ liệu quang như đĩa compact v.v...

6.2. DIỐT PHÁT QUANG (LIGHT EMITTING DIODE -LED)

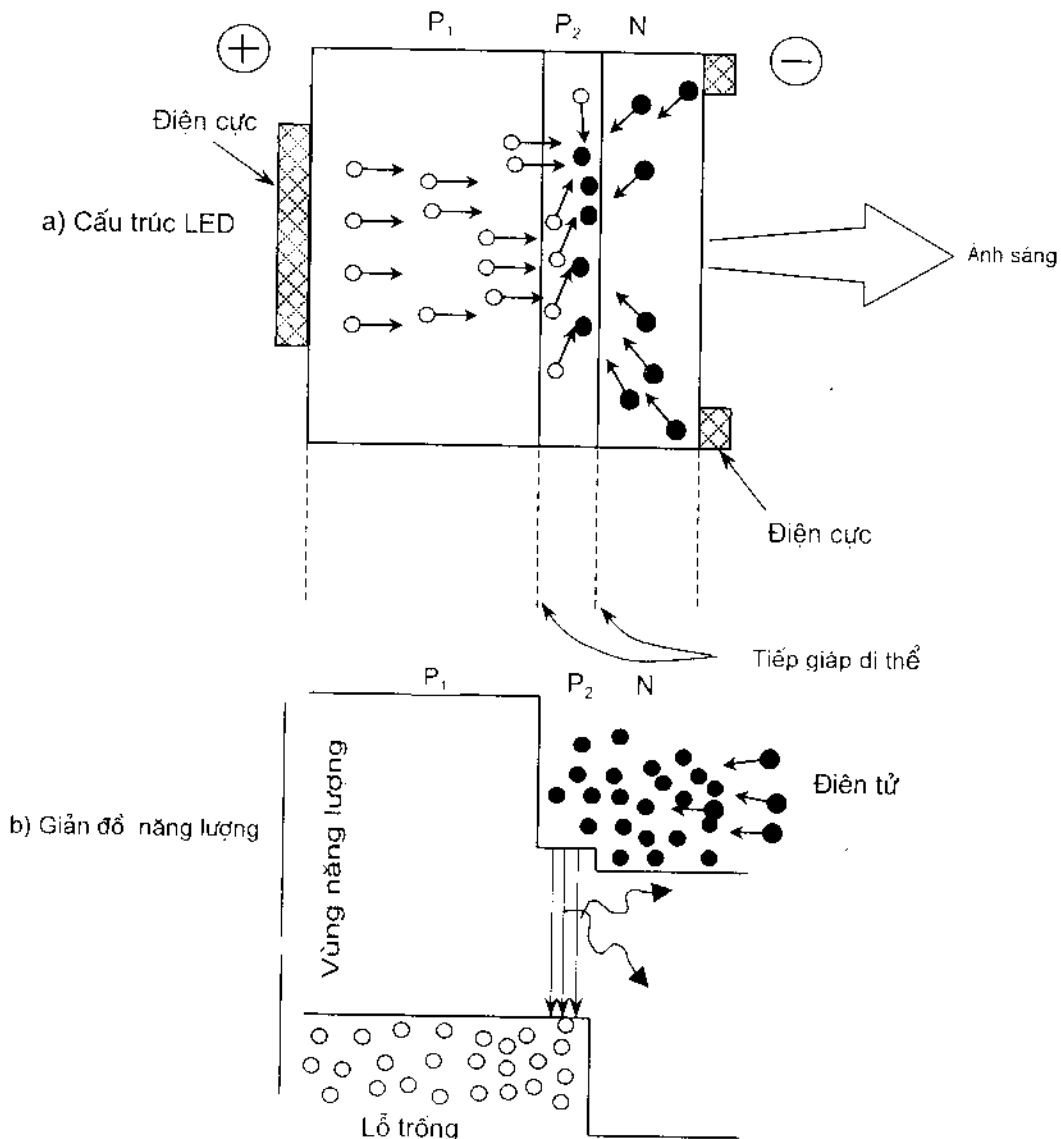
6.2.1. Hiện tượng điện huỳnh quang phun

a) Điện huỳnh quang trong trạng thái cân bằng nhiệt

Tại nhiệt độ phòng, nồng độ của các điện tử và lỗ trống sinh ra do dòng kích thích nhiệt rất nhỏ, vì thế dòng photon được phát ra rất yếu. Thí dụ với vật liệu GaAs ở nhiệt độ phòng, nồng độ e và h là $p=n=n_i = 1,8 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Vì thông số tái hợp e - h bức xạ có giá trị là $R_p = 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$, tốc độ điện huỳnh quang sẽ là: $R_{np} = R_p n_i^{-2} \approx 324 \text{ photons/cm}^3.\text{s}$. Đối với vật liệu GaAs có độ rộng vùng cấm là $E_g = 1,42 \text{ eV} = 1,42 \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}$, tốc độ bức xạ này tương ứng với mật độ quang: $324 [\text{photons/cm}^3.\text{s}] \times 1,42 \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ J} = 7,4 \times 10^{-17} \text{ w/cm}^3$. Nếu một lớp GaAs có độ dày $l = 2 \mu\text{m}$ nó sẽ phát ra bức xạ có cường độ $I = 1,5 \times 10^{-20} \text{ w/cm}^2$, giá trị bức xạ này rất bé có thể bỏ qua.

b) Điện huỳnh quang ở trạng thái phun hạt tải

Tốc độ bức xạ photon có thể được tăng một cách đáng kể nếu chúng ta dùng dòng điện để kích thích làm tăng nồng độ cặp e - h. Nếu đặt điện thế phân cực thuận vào lớp chuyển tiếp PN như đã thảo luận, thì các cặp hạt tải sẽ được phun vào lớp chuyển tiếp như đã biết. Kí hiệu tốc độ phun cặp e - h là R , nó đóng vai trò như tốc độ bơm laser, số cặp hạt tải điện được phun vào một thể tích $V=1\text{ cm}^3$ trong laser. Gọi nồng độ của các hạt tải điện tử, lỗ trống ở trạng thái dừng là $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$, trong đó n_0 , p_0 là nồng độ e, h khi không được phun, $\Delta n = \Delta p$ là nồng độ e, h được sinh ra khi phun. Hình 6.4 biểu thị các điện tử (chấm đen) và lỗ trống (chấm trắng) trong hai miền n, p cũng như trong vùng dẫn và trong vùng hoá trị.



Hình 6.4. Cấu trúc của LED với tiếp giáp dị thể P_1P_2N : sự chích điện tử và lỗ trống từ hai phía, chúng tái hợp phát ra ánh sáng tự phát a) và giản đồ năng lượng với sự tích tụ các hạt tải trong miền tiếp giáp, chúng tái hợp phát xạ ánh sáng tự phát b)

Tốc độ tái hợp cặp e - h sẽ là $\Delta n/\tau$, trong đó τ là thời gian tái hợp của e - h toàn phần gồm tái hợp bức xạ và tái hợp không bức xạ. Ở trạng thái dừng, tốc độ phun hay còn gọi là tốc độ bơm phải cân bằng với tốc độ tái hợp, nghĩa là: $R = \Delta n/\tau$. Từ đó suy ra:

$$\Delta n = R\tau \quad (6.5)$$

nghĩa là nồng độ hạt tải sinh ra tỷ lệ với tốc độ bơm. Số hạt tải sinh ra trong thể tích V trong thời gian 1 giây là RV cũng bằng số tái hợp bức xạ mới sinh ra photon, nên dòng photon phát ra từ thể tích V trong thời gian 1s là:

$$\varphi = \eta_i RV = \eta_i \frac{v \Delta n}{\tau} = \frac{v \Delta n}{\tau_r} \quad (6.6)$$

Ở đây $\eta_i = \tau/\tau_r$ gọi là hiệu suất lượng tử nội, biểu thị số phần tái hợp bức xạ trong tổng số tái hợp, τ_r được gọi là thời gian tái hợp e - h bức xạ. Như vậy, dòng photon sinh ra bên trong diốt sẽ tỷ lệ với tốc độ phun các cặp hạt tải R , do đó tỷ lệ với nồng độ cặp e - h được sinh ra trong trạng thái dừng là Δn . Hiệu suất lượng tử nội η_i đóng vai trò quyết định chất lượng của dụng cụ biến đổi từ điện tử sang photon. Bán dẫn vùng cấm thẳng có η_i lớn hơn bán dẫn vùng cấm nghiêng (với GaAs $\eta_i = 0.5$; còn ở bán dẫn Si thì $\eta_i = 10^{-5}$). Hiệu suất η_i phụ thuộc vào mức độ pha tạp, nhiệt độ và nồng độ khuyết tật của vật liệu. Thí dụ: Bức xạ khi có phun hạt tải: Trong GaAs có: $\tau = 50\text{ns}$, $\eta_i = 0.5$, $\Delta n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, sinh ra nồng độ dòng photon $\eta_i \Delta n/\tau = 10^{21} \text{ photons/cm}^3 \cdot \text{s}$. Mật độ quang sẽ có giá trị cỡ $\sim 2.3 \cdot 10^5 \text{ w/cm}^2$ đối với photon có năng lượng $E_g = 1.42 \text{ eV}$. Một lớp bán dẫn dày $2 \mu\text{m}$ sẽ phát ra bức xạ cường độ $\sim 46 \text{ w/cm}^2$, gấp 10^{21} lần cường độ bức xạ ở trạng thái cân bằng nhiệt.

c) Mật độ phổ của các photon điện huỳnh quang

Mật độ phổ của ánh sáng điện huỳnh quang có thể được xác định bằng lý thuyết bức xạ vùng - vùng. Tốc độ bức xạ tự phát được kí hiệu là $r_{sp}(v)$, đó là số photon trong đơn vị thời gian (1sec), trong dải phổ 1 Hz, trong một đơn vị thể tích là:

$$r_{sp}(v) = \frac{1}{\tau_r} \rho(v) f_e(v) \quad (6.7)$$

trong đó τ_r là thời gian sống tái hợp của cặp e-h bức xạ, $\rho(v)$ là mật độ trạng thái tương tác với photon có tần số v bằng:

$$\rho(v) = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi \hbar^2} (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (6.8)$$

với m_r là khối lượng rút gọn của e và h ($1/m_r = 1/m_v + 1/m_c$) và

$$f_e(v) = f_c(E_2) [1 - f_v(E_1)] \quad (6.9)$$

là xác suất để trạng thái vùng dẫn có năng lượng:

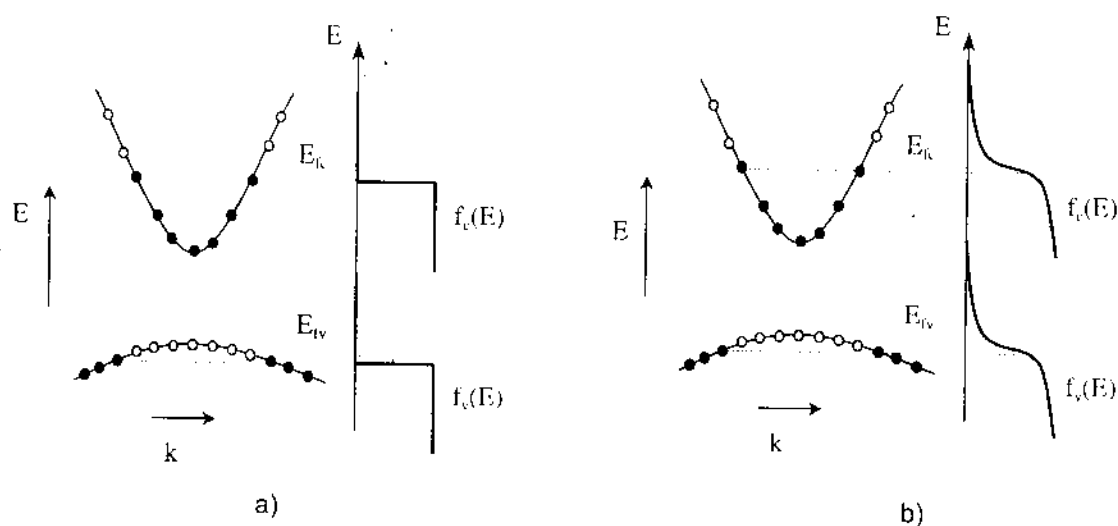
$$E_2 = E_c + \frac{m_p}{m_i} (h\nu - E_g) \quad (6.10)$$

bị chiếm đầy. Trạng thái vùng hóa trị có năng lượng ($E_1 = E_2 - h\nu$) không bị chiếm chỗ (trống) có xác suất là:

$$f_v(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{fv}}{k_B T}\right) + 1} \quad (6.11)$$

$$f_c(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{fc}}{k_B T}\right) + 1} \quad (6.12)$$

Đây là các hàm Fermi. E_{fc} , E_{fv} là các mức chuẩn Fermi trong vùng dẫn và vùng hóa trị. Hình 6.5 biểu thị các hàm Fermi tại hai nhiệt độ khác nhau ở 0 K và $T > 0$ K.



Hình 6.5. Các dải năng lượng và các hàm Fermi đối với một bán dẫn trong trạng thái giả cân bằng ở nhiệt độ $T = 0$ K a) và tại nhiệt độ $T > 0$ K b)

Dòng photon phát ra từ thể tích V sẽ là:

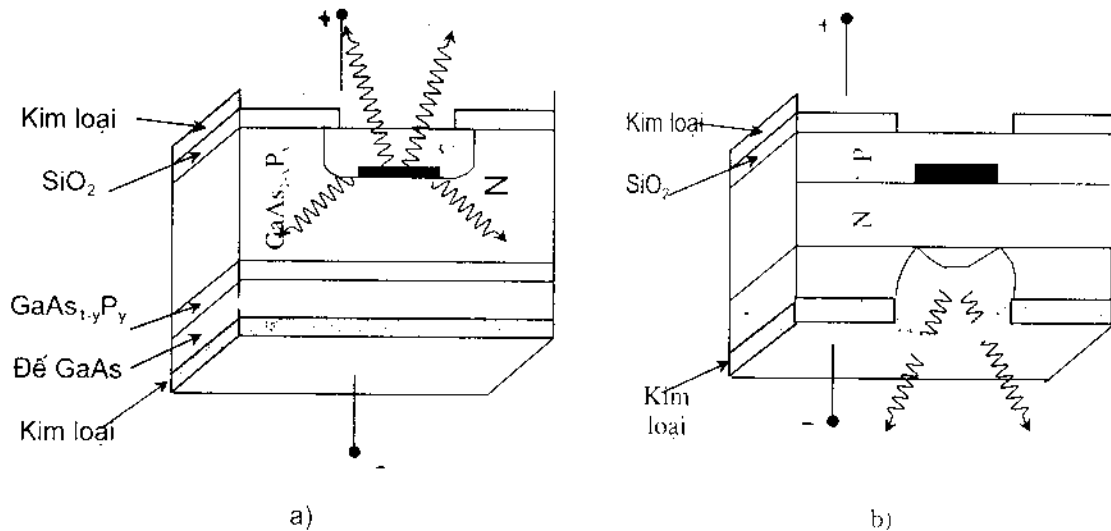
$$\phi = V \int_0^\infty r_{sp}(v) dv \frac{v(m_r)^{3/2}}{\sqrt{2\pi^3 \hbar^3 \tau_r}} (k_B T)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{fc} - E_{fv} - E_g}{k_B T}\right) \quad (6.13)$$

Khi mức phun R tăng lên, An sẽ tăng, làm cho mức chuẩn Fermi E_{fc} dịch về phía vùng dẫn sau đó đi vào vùng dẫn, mức chuẩn Fermi E_{fv} dịch về phía vùng hoá trị và sau đó đi vào vùng hóa trị. Điều đó làm tăng xác suất $f_c(E_2)$ tìm thấy trạng thái vùng dẫn có năng lượng E_2 bị chiếm đầy bởi điện tử, làm tăng xác suất $[1 - f_v(E_1)]$ tìm thấy

trạng thái vùng hoá trị có năng lượng E_v bị trống (bị lấp đầy bởi lỗ trống). Kết quả là khi tăng R , xác suất tái hợp bức xạ $f_r(v) = f_v(E_v)[1 - f_v(E_v)]$ tăng, do đó tốc độ tái hợp bức xạ tự phát $r_{sp}(v)$ tăng, làm thông lượng của dòng photon tự phát ϕ cũng tăng lên.

6.2.2. Cấu tạo của LED

Cấu trúc thực của LED được làm từ vật liệu bán dẫn loại n thường là GaAs hoặc $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$, sau đó pha tạp chất tạo một lớp p trên bán dẫn loại n này, như vậy người ta thu được một tiếp giáp PN dị chất. Khi phân cực thuận ánh sáng phát ra mọi phía. Tùy theo mục đích hướng ánh sáng về phía nào mà người ta có thể chế tạo thêm một lớp hấp thụ ánh sáng hay lớp trong suốt để sau đó ánh sáng phản hồi qua gương đi ra phía mặt ngoài. Lớp hấp thụ ánh sáng có thể tạo ra ở phía sau lớp đế, lớp này là vật liệu GaAs hoặc $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ với thành phần xác định. Ở phía sau lớp đế cũng có thể tạo một lớp vật liệu trong suốt cùng với các gương để hướng ánh sáng ra ngoài, có thể dùng vật liệu GaP và hợp kim $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ với các thành phần xác định. Hình 6.6 biểu thị cấu trúc thực của hai kiểu LED.



Hình 6.6. Cấu hình LED phẳng $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ a) và LED kiểu Burus b)

6.2.3. Các đặc trưng của diốt phát quang (LED)

Trong phần này chúng ta sẽ định nghĩa công suất ra, phân bố phổ, phân bố không gian của ánh sáng phát ra từ LED và đưa ra các biểu thức hiệu suất, độ nhạy và thời gian đáp ứng của LED.

a) Dòng photon nội

Như trên đã thấy, để làm tăng dòng photon một cách đáng kể, cần phải tạo ra nhiều điện tử và lỗ trống trong cùng một miền không gian gọi là *miền tích cực*. Điều này có thể thực hiện dễ dàng bằng cách đặt vào lớp chuyển tiếp PN một thế phân cực

thuận. Nếu gọi cường độ dòng điện qua điốt là i , tổng số hạt điện tử đi qua miền chuyển tiếp trong 1 giây là i/q , q là điện tích của hạt tải. do đó tốc độ phun (hay tốc độ bơm) hạt tải điện có thứ nguyên (hạt/s.cm³) sẽ được tính theo công thức sau :

$$R = \frac{i / q}{V} \quad (6.14)$$

trong đó V là thể tích miền kích hoạt quang nằm trong miền chuyển tiếp PN. Vì mật độ hạt tải ở trạng thái dừng là $\Delta n = R \cdot \tau$ nên ta có thể viết :

$$\Delta n = \frac{(i / q) \tau}{V} \quad (6.15)$$

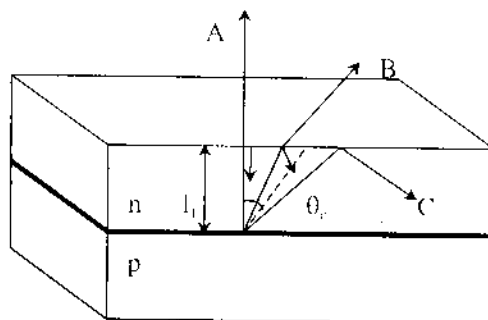
Dòng photon được sinh ra là $\phi = \eta_i R V$, nên:

$$\phi = \eta_i \frac{i}{q} \quad (6.16)$$

η_i là tỷ số của số photon sinh ra và số điện tử được phun vào chuyển tiếp, được gọi là *hiệu suất lượng tử nội*.

b) Dòng photon ngoài và hiệu suất

Trong điốt phát quang (LED), dòng photon nội sinh ra trong lớp chuyển tiếp PN



Hình 6.7. Các hướng phát quang của LED và dòng ló ra bên ngoài, phần ánh sáng phát ra phía để bị hấp thụ hết không vẽ ở trên hình

được phát đều ra theo mọi phương, nhưng dòng photon ló ra từ điốt phụ thuộc vào hướng bức xạ (xem trên hình 6.7). Hãy xét các tia sáng truyền đi theo 3 hướng A,B,C.

Dòng photon truyền theo hướng A bị yếu đi một thừa số là : $\eta_e = \exp(-\alpha l_i)$ trong đó α là hệ số hấp thụ của bán dẫn loại n, l_i là khoảng cách từ lớp chuyển tiếp đến mặt ngoài của dụng cụ. Ngoài ra, sự phản xạ còn xuất hiện ở mặt phân cách bán dẫn - không khí nên chỉ cho phép một phần ánh sáng được truyền qua:

$$\eta_e = 1 - \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} = \frac{4n}{(n+1)^2} \quad (6.17)$$

trong đó n là chiết suất của chất bán dẫn. Độ truyền qua toàn phần của dòng photon theo hướng A sẽ còn là $\eta_A = \eta_1 \eta_2$.

Dòng photon đi theo hướng B phải đi đoạn đường dài hơn, do đó bị hấp thụ nhiều hơn, tia này cũng bị phản xạ nhiều hơn, do đó độ truyền qua của tia B nhỏ hơn so với tia A, hiệu suất bé hơn, $\eta_B < \eta_A$.

Dòng photon đi theo hướng C, nằm ở góc giới hạn phản xạ toàn phần θ_c , sẽ chịu phản xạ toàn phần và hoàn toàn không truyền ra ngoài dụng cụ được. Phần ánh sáng phát ra nằm trong giới hạn của góc này là:

$$\eta_s = 1 - \cos \theta_c = 1 - \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)^{1/2} \approx \frac{1}{2n^2} \quad (6.18)$$

Như vậy, với $n = 3,6$ chỉ có 3,9% dòng photon được sinh ra cụ thể truyền ra ngoài dụng cụ.

Dòng photon ngoài tức là dòng photon ló ra được phía ngoài, kí hiệu là ϕ_o sẽ là:

$$\phi_o = \eta_c \phi = \eta_c \eta_s \frac{i}{q} \quad (6.19)$$

trong đó η_c là hệ số truyền qua toàn phần, biểu thị số phần của dòng photon ló được ra bên ngoài cấu trúc LED. Đặt kí hiệu: $\eta_{ev} = \eta_c \eta_s$ đại lượng này được gọi là *hiệu suất lượng tử ngoài*, nó biểu thị tỷ số của số photon thoát ra ngoài dụng cụ và số hạt tải phun vào trong thời gian 1s. Khi đó:

$$\phi_o = \eta_{ev} \frac{i}{q} \quad (6.20)$$

Công suất quang của LED được kí hiệu là P_o sẽ tỷ lệ với dòng photon ngoài, do đó có thể tính như sau :

$$P_o = h\nu \phi_o = h\nu \eta_{ev} \frac{i}{q} \quad (6.21)$$

Để đánh giá tính chất của LED người ta còn dùng một đại lượng khác gọi là hiệu suất lượng tử toàn phần η (còn gọi là hiệu suất biến đổi công suất), được định nghĩa là tỷ số của công suất ánh sáng phát ra và công suất tiêu thụ điện của LED. Như vậy

$$\eta = \frac{P_o}{iU} = \eta_{ev} \frac{h\nu}{qU} \quad (6.22)$$

trong đó U là điện thế đặt vào dụng cụ LED. Đối với các LED thông thường $h\nu \approx q.U$ nên

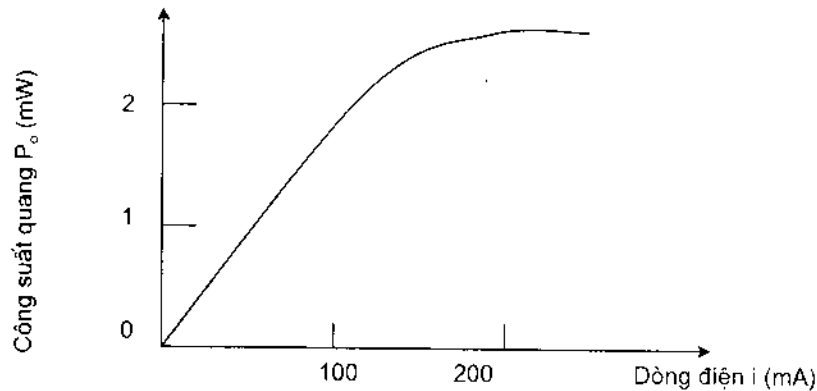
$$\eta \approx \eta_{ev} \quad (6.23)$$

c) Độ nhạy

Độ nhạy được kí hiệu là $\mathfrak{R}$ của LED được định nghĩa là tỷ số của công suất quang phát ra P_o và cường độ dòng điện phun i , nghĩa là:

$$\mathfrak{R} = \frac{P_o}{i} = \frac{h\nu\phi_o}{i} = \eta_{ex} \frac{h\nu}{q} = \eta_{ex} \frac{hc}{q\lambda_o} = \eta_{ex} \frac{1,24}{\lambda_o} \quad (6.24)$$

trong đó $\lambda_o = c/\nu$, đo bằng μm , $c = 3 \cdot 10^{10}$ m/sec là tốc độ ánh sáng trong không khí, ν là tần số. $\mathfrak{R}$ đo bằng đơn vị W/A. Với các LED thông thường, η_{ex} có giá trị trong khoảng từ 1 đến 5%, do đó độ nhạy của LED có giá trị từ 10 đến $50 \mu\text{W}/\text{mA}$. Công suất quang P_o phải tỷ lệ với dòng phun i .



Hình 6.8. Công suất quang phụ thuộc vào dòng điện phun vào LED

Nhưng trong thực tế, quan hệ này chỉ đúng trong một khoảng hẹp. Thí dụ: trên Hình 6.8 dẫn ra đặc trưng $P_o(i)$ của LED thường gặp P_o chỉ tỷ lệ với i khi $i < 75\text{mA}$. trong miền này độ nhạy có giá trị không đổi bằng $25 \mu\text{W}/\text{mA}$. Với dòng lớn hơn, độ nhạy không còn là hằng số nữa mà giảm khi i tăng.

e) Phân bố phổ

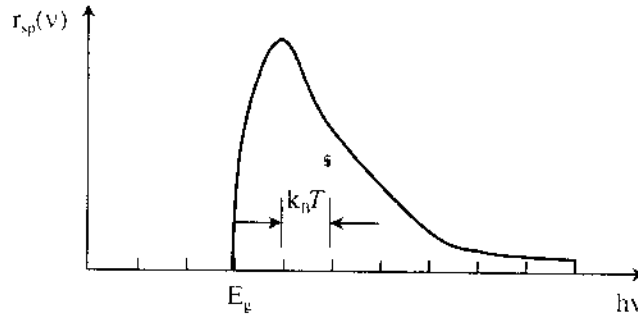
Đối với LED, mật độ phổ của ánh sáng phát ra một cách tự phát từ chất bán dẫn trong trạng thái chuẩn cân bằng là hàm số của nồng độ hạt tải phun vào Δn . Trong điều kiện phun yếu, sao cho $E_c - E_{fc} \gg k_B T$ và $E_{fv} - E_c \gg k_B T$ tốc độ huỳnh quang có thể biểu diễn như sau:

$$r^{(v)}_{sp} = D(h\nu - E_g)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu - E_g}{k_B T}\right) \quad h\nu \geq E_g \quad (6.25)$$

trong đó D là mật độ phổ của bức xạ tự phát, có thể viết dưới dạng sau:

$$D = \frac{(2m_r)^{3/2}}{\pi h^2 \tau_r} \exp\left(\frac{E_{fc} - E_{fv} - E_g}{k_B T}\right) \quad (6.26)$$

Đại lượng này được vẽ trên hình 6.9, nó bắt đầu tăng nhanh từ giá trị E_g và đạt giá trị cực đại tại tần số $\nu_o = (E_g + k_B T/2)/h$.



Hình 6.9. Mật độ phổ của tốc độ điện huỳnh quang phun trực tiếp
vùng - vùng $r_{sp}(\nu)$ phụ thuộc vào $h\nu$ [photon/s/Hz/cm³]

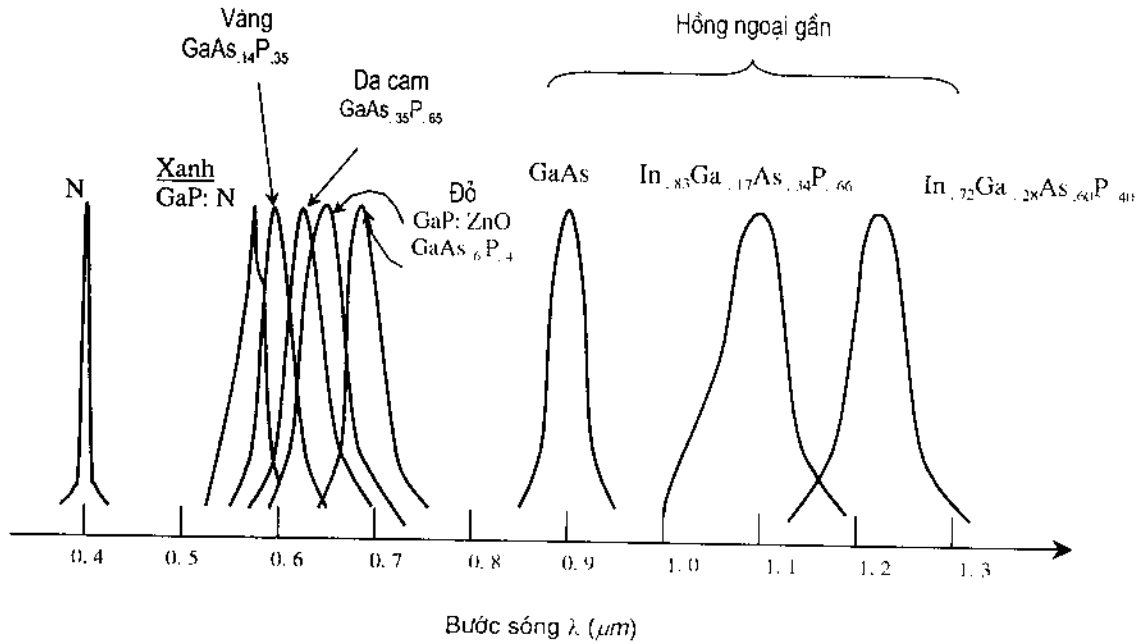
Độ bán rộng phổ là $\Delta\nu \approx 1,8k_B T/h$, giá trị này không phụ thuộc vào tần số ν . Độ rộng bước sóng $\Delta\lambda$ ứng với độ rộng tần số trên được biểu thị như sau :

$$\Delta\lambda = 1,45 \lambda_p^2 k_B T \quad (6.27)$$

trong đó $k_B T$ tính ra eV, $\lambda_p = c/\nu_p$ là bước sóng có giá trị $r_{sp}(\nu)$ cực đại, ở đó thứ nguyên λ_p tính ra μm . Sự tỷ lệ của $\Delta\lambda$ vào λ_p^2 có thể thấy rõ trên hình vẽ. Đối với mật độ phổ của một số LED hoạt động trong vùng nhìn thấy và hồng ngoại gần, ở $T = 300\text{ K}$ nếu $\lambda_p = 1\text{ }\mu\text{m}$ thì giá trị $\Delta\lambda \approx 36\text{ nm}$.

f) Các vật liệu dùng để chế tạo LED

Như chỉ ra trên hình 6.10, các LED hoạt động từ vùng tử ngoại gần đến vùng hồng ngoại gần. Trong vùng hồng ngoại gần, nhiều chất bán dẫn 2 thành phần được sử dụng để làm LED vì có hiệu suất cao do có vùng cấm thẳng, ví dụ như GaAs ($\lambda_g = 0,87\text{ }\mu\text{m}$), GaSb ($1,7\text{ }\mu\text{m}$), InP ($0,92\text{ }\mu\text{m}$), InAs ($3,5\text{ }\mu\text{m}$), InSb ($7,3\text{ }\mu\text{m}$). Các hợp chất 3 hay 4 thành phần có vùng cấm thẳng cũng được dùng rộng rãi. Các vật liệu này có ưu điểm là bằng cách thay đổi thành phần, có thể điều chỉnh bước sóng bức xạ của chúng, thí dụ như $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ phát quang trong dải sóng từ $0,75$ đến $0,87\text{ }\mu\text{m}$ và $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ phát từ $1,1$ đến $1,6\text{ }\mu\text{m}$... Để hoạt động trong vùng tử ngoại và vùng nhìn thấy, một số vật liệu có vùng cấm nghiêng cũng được dùng (như GaN, GaP, GaAs_{1-x}) mặc dù hiệu suất lượng tử trong của chúng rất thấp. Những vật liệu này thường được pha tạp với một số nguyên tử tạp thích hợp, chúng đóng vai trò là những tâm tái hợp để làm tăng tái hợp bức xạ.



Hình 6.10. Mật độ phổ tương đối theo bước sóng đối với một số vật liệu bán dẫn dùng trong chế tạo LED

g) Thời gian phản ứng của LED

Thời gian phản ứng của LED chủ yếu bị giới hạn bởi thời gian sống τ của các hạt tải thiểu số được phun vào, các hạt tải này quyết định trong quá trình tái hợp bức xạ. Khi tốc độ phun khá nhỏ, quá trình phun tái hợp được mô tả bởi một phương trình vi phân tuyến tính bậc nhất và do vậy linh kiện sẽ có sự đáp ứng đối với các tín hiệu hình sin. Việc xác định thực nghiệm về tần số hoạt động cao nhất, tại đây một LED sẽ có khả năng biến điệu tốt, được tiến hành bằng cách đo công suất ánh sáng ra theo sự phản ứng của các dòng điện dạng hình sin có các tần số khác nhau. Nếu dòng phun có dạng $i = i_0 + i_1 \cos(\Omega t)$, trong đó i_1 có giá trị đủ nhỏ để công suất quang phát ra là $p = p_0 + p_1 \cos(\Omega t + \varphi)$ thay đổi tuyến tính với dòng phun thì hàm phản ứng được định nghĩa là $\mathcal{H}(\Omega) = (p_1/i_1) \exp(j\varphi)$, sẽ có dạng đặc trưng cho mạch điện có chứa điện trở - tụ điện như sau :

$$\mathcal{H}(\Omega) = \frac{\mathcal{H}}{1 + j\Omega\tau} \quad (6.28)$$

Nếu thời gian tăng lên của LED kí hiệu là τ giây thì độ rộng của băng tần ở chỗ suy giảm 3 dB sẽ được tính như sau :

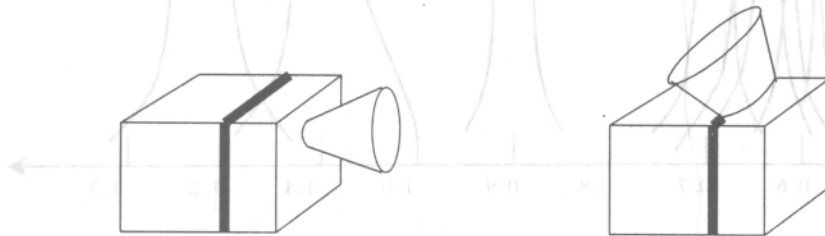
$$B = \frac{1}{2\pi\tau} (\text{Hz}) \quad (6.29)$$

Muốn tăng băng tần B thì phải giảm giá trị τ . Do $1/\tau = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr}$, nên nếu giảm thời gian sống của hạt tải không bức xạ τ_{nr} thì τ sẽ giảm, khi đó sẽ lại kéo theo sự giảm

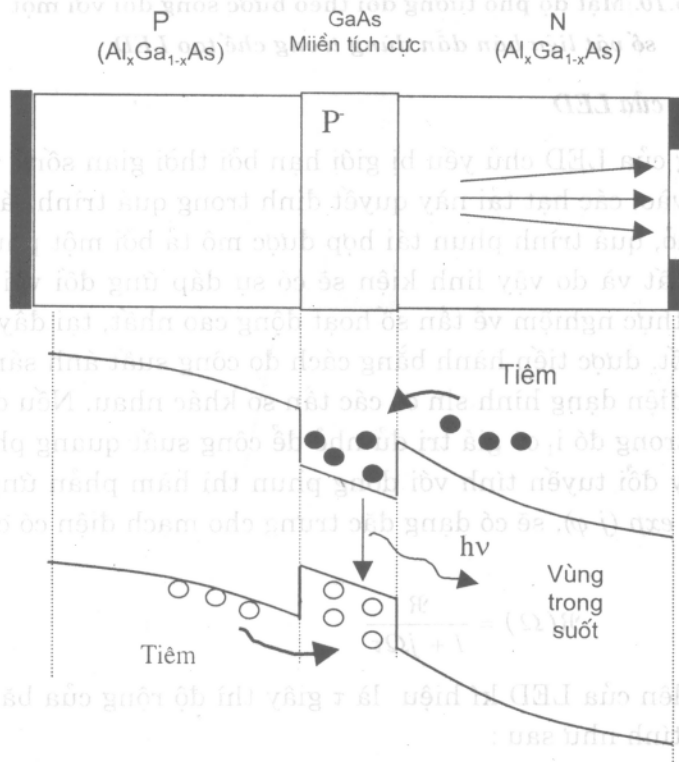
của hiệu suất lượng tử nội ($\eta_i = \tau_i/\tau_r$) đó là điều không mong muốn. Do vậy chúng ta cần chọn phương pháp tổ hợp tối ưu. Trong thực tế người ta muốn tăng tích số $\eta_i B = 1/2\pi\tau_r$ hơn là chỉ tăng bằng tần B. Điều này có thể làm được bằng cách chỉ giảm τ_r . Muốn giảm τ_r người ta chọn vật liệu bán dẫn có nồng độ pha tạp chất thích hợp. Thông thường thời gian tăng của các LED nằm trong khoảng từ 1 đến 50ns, ứng với độ rộng dải lớn cỡ vài trăm MHz.

h) Các loại cấu trúc của LED

Các LED có thể có cấu trúc theo kiểu phát sáng bề mặt hoặc phát sáng cạnh bên như ở hình 6.11.



Hình 6.11. Cấu trúc LED phát sáng bề mặt a) và phát từ cạnh b)



Hình 6.12. LED có tiếp giáp dị thể sử dụng bán dẫn vùng cấm hẹp làm vùng tích cực. Các hạt tải được tiêm vào giếng lượng tử rồi tái hợp phát ra ánh sáng đi qua lớp trong suốt ra ngoài

LED phát sáng bề mặt sẽ phát kiểu ánh sáng từ mặt của dụng cụ theo chiều vuông góc với mặt phẳng lớp chuyển tiếp. Ánh sáng phát ra từ mặt đối diện bị hấp thụ

bởi bề của linh kiện rồi mất mát, hoặc bị phản xạ từ tiếp xúc kim loại nếu dùng để trong suốt. Ngày nay với các công nghệ tiên tiến và với việc sử dụng vật liệu có vùng cấm hẹp làm vùng tích cực có thể chế tạo được các loại LED có chất lượng cao. Hình 6.12 biểu thị một loại LED làm từ vật liệu có vùng cấm hẹp để tích tụ hạt tải và lớp bán dẫn loại n là lớp bán dẫn trong suốt để cho ánh sáng truyền qua ra phía ngoài.

i) Giảm độ không gian của ánh sáng do LED phát ra

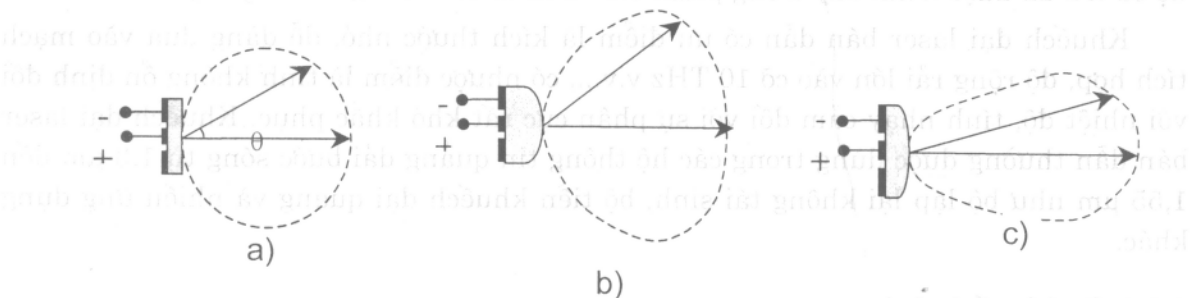
Giản đồ định hướng của ánh sáng phát ra được vẽ trên hình 6.13:

a) Không có thấu kính : giản đồ phát có dạng tròn, không định hướng cao.

b) Có thấu kính bán cầu : có định hướng tốt hơn nhưng góc vẫn to.

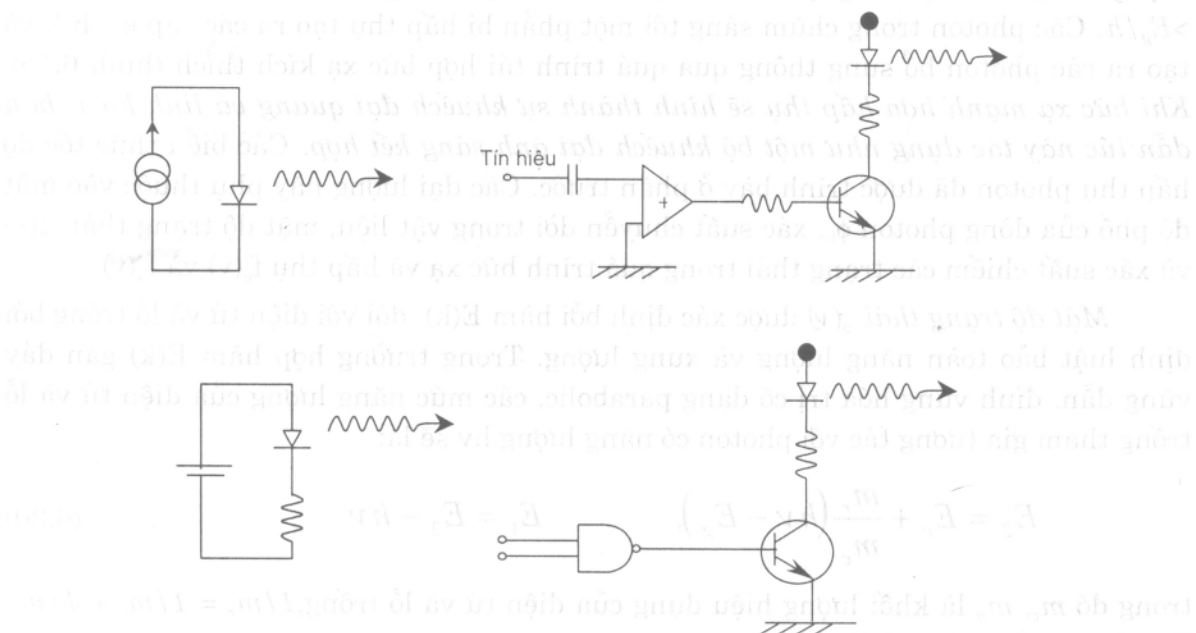
c) Có thấu kính parabol: có định hướng tốt nhất, góc định hướng hẹp và mạnh.

Các thấu kính làm bằng epoxy thường làm giảm sự mở rộng góc của chùm sáng.



Hình 6.13. Giản đồ phát sáng không gian của LED

k) Mạch điện tử sử dụng LED



Hình 6.14. Một số sơ đồ mạch điện để cung cấp dòng cho LED

Để sử dụng, LED thường được nối vào một nguồn dòng điện như hình 6.14. Ánh sáng phát ra có thể được biến điệu dễ dàng theo kỹ thuật tương tự hay kỹ thuật số nhờ điều khiển dòng phun như trên hình dưới. Hoạt động của các mạch này có thể được hoàn thiện bằng cách bổ sung các mạch điều chỉnh dòng, mạch phối hợp trở kháng, mạch bù trừ phi tuyến, mạch phản hồi quang v.v...

6.3. KHUẾCH ĐẠI LASER BÁN DẪN

Nguyên lý hoạt động của khuếch đại laser bán dẫn như các loại khuếch đại laser khác: Phải tạo ra được độ đảo độ cư trú hạt tải, làm cho quá trình bức xạ kích thích mạnh hơn quá trình hấp thụ. Sự đảo độ cư trú thường đạt được bằng cách đặt vào lớp chuyển tiếp PN một điện thế thuận. Khi đó xảy ra sự phun hạt tải vào lớp chuyển tiếp, ở đó chúng tái hợp bức xạ kích thích. Điều kiện và cách tạo ra đảo mật độ nồng độ cư trú đã được trình bày trong phần 6.1 và hình 6.2 trong chương này.

Khuếch đại laser bán dẫn có ưu điểm là kích thước nhỏ, dễ dàng đưa vào mạch tích hợp, độ rộng dải lớn vào cỡ 10 THz v.v..., có nhược điểm là tính không ổn định đối với nhiệt độ, tính nhạy cảm đối với sự phân cực rất khó khắc phục. Khuếch đại laser bán dẫn thường được dùng trong các hệ thống tin quang dải bước sóng từ 1,3 μm đến 1,55 μm như bộ lặp lại không tái sinh, bộ tiền khuếch đại quang và nhiều ứng dụng khác.

6.3.1. Sự khuếch đại

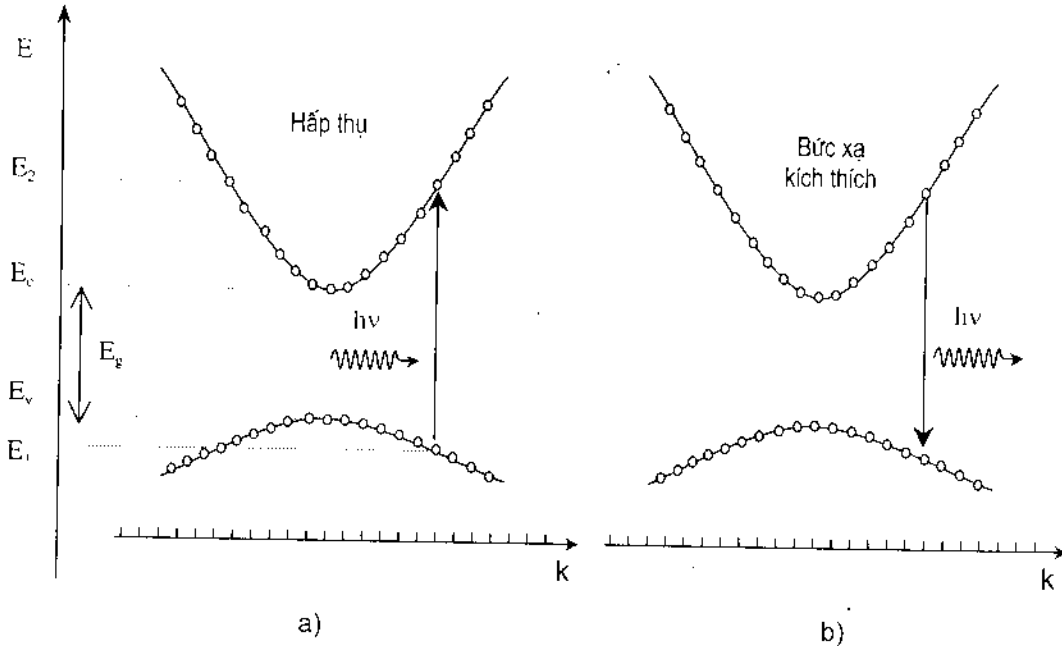
Ánh sáng tới có tần số ν có thể tương tác với các hạt tải trong bán dẫn có năng lượng vùng cấm E_g thông qua các chuyển dời vùng - vùng, nếu thỏa mãn điều kiện $\nu > E_g/h$. Các photon trong chùm sáng tới một phần bị hấp thụ tạo ra các cặp $e-h^+$, và tạo ra các photon bổ sung thông qua quá trình tái hợp bức xạ kích thích (hình 6.15). *Khi bức xạ mạnh hơn hấp thụ sẽ hình thành sự khuếch đại quang và linh kiện bán dẫn lúc này tác dụng như một bộ khuếch đại ánh sáng kết hợp.* Các biểu thức tốc độ hấp thụ photon đã được trình bày ở phần trước. Các đại lượng này phụ thuộc vào mật độ phổ của dòng photon ϕ_ν , xác suất chuyển dời trong vật liệu, mật độ trạng thái $\zeta(\nu)$ và xác suất chiếm các trạng thái trong quá trình bức xạ và hấp thụ $f_e(\nu)$ và $f_h(\nu)$.

Mật độ trạng thái $\zeta(\nu)$ được xác định bởi hàm $E(k)$ đối với điện tử và lỗ trống bởi định luật bảo toàn năng lượng và xung lượng. Trong trường hợp hàm $E(k)$ gần đáy vùng dẫn, đỉnh vùng hóa trị có dạng parabolic, các mức năng lượng của điện tử và lỗ trống tham gia tương tác với photon có năng lượng $h\nu$ sẽ là:

$$E_2 = E_c + \frac{m_r}{m_c} (h\nu - E_g), \quad E_1 = E_2 - h\nu \quad (6.30)$$

trong đó m_e , m_v là khối lượng hiệu dụng của điện tử và lỗ trống. $1/m_r = 1/m_c + 1/m_v$. Khi đó mật độ trạng thái có dạng sau :

$$\rho(\nu) = \frac{(2m_e)^{3/2}}{\pi \hbar^2} (h\nu - E_g)^{1/2}, \quad h\nu \geq E_g. \quad (6.31)$$



Hình 6.15. Sự hấp thụ một photon, kết quả là làm sinh ra cặp điện tử lỗ trống a),
sự tái hợp điện tử lỗ trống sẽ tạo ra một photon b)

Xác suất chiếm các trạng thái $f_c(\nu)$, $f_v(\nu)$ được xác định bởi tốc độ bơm thông qua các mức chuẩn Fermi E_{F_c} , E_{F_v} . $f_c(\nu)$ là xác suất để trạng thái vùng dẫn có năng lượng E_2 được chiếm đầy bởi điện tử và trạng thái vùng hóa trị có năng lượng E_1 được chiếm đầy bởi lỗ trống; $f_v(\nu)$ là xác suất để trạng thái vùng dẫn với năng lượng E_2 bị trống và trạng thái vùng hóa trị năng lượng E_1 bị chiếm đầy bởi điện tử.

Thừa số đảo Fermi:

$$f_g(\nu) = f_c(\nu) - f_v(\nu) = f_c(E_2) - f_v(E_1) \quad (6.32)$$

biểu diễn mức độ của sự đảo độ cư trú. $f_g(\nu)$ phụ thuộc vào hàm Fermi đối với vùng dẫn và đối với vùng hóa trị. Các đại lượng $f_c(E)$ và $f_v(E)$ được viết dưới dạng sau:

$$f_c(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{F_c}}{k_B T}\right) + 1}; \quad f_v(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_{F_v}}{k_B T}\right) + 1} \quad (6.33)$$

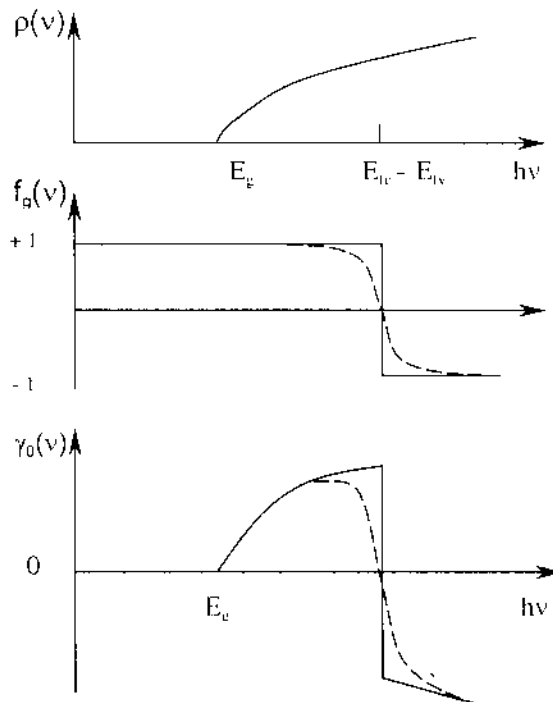
$f_c(E)$, $f_v(E)$ là hàm của nhiệt độ và các mức chuẩn Fermi, do đó phụ thuộc vào tốc độ bơm. Hệ số khuếch đại quang viết ra theo định nghĩa sau đó thay thế các đại lượng vào chúng ta có thể viết như sau:

$$\gamma_o(\nu) = \frac{r_{st}(\nu) - r_{ab}(\nu)}{\phi_\nu} = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_r} g(\nu) f_g(\nu) \quad (6.34)$$

a) Độ rộng dải khuếch đại

Như đã trình bày ở trên, môi trường bán dẫn sẽ cho khuếch đại ánh sáng ở tần số ν khi $f_c(E_g) > f_v(E_v)$. Ngược lại, sẽ làm yếu ánh sáng khi $f_c(E_g) < f_v(E_v)$. Như vậy bán dẫn trong trạng thái cân bằng nhiệt (pha tạp hoặc không pha tạp) không thể khuếch đại ánh sáng ở bất kỳ nhiệt độ nào. Đó là vì khi ở tại cân bằng các mức Fermi ở vùng dẫn và vùng hóa trị trùng nhau ($E_{fc} = E_{fv} = E_F$). Sự bơm bên ngoài là cần thiết để tách các mức Fermi của 2 vùng để đạt được sự khuếch đại. Nếu tốc độ bơm là đủ mạnh sao cho khoảng cách giữa 2 chuẩn mức Fermi vượt quá năng lượng vùng cấm E_g thì năng lượng photon phát ra sẽ phải thỏa mãn điều kiện $E_g < h\nu < E_{fc} - E_{fv}$, nghĩa là bán dẫn tác dụng như một bộ khuếch đại ánh sáng có tần số nằm trong dải:

$$\frac{E_g}{h} < \nu < \frac{E_{fc} - E_{fv}}{h} \quad (6.35)$$



Hình 6.16 Sự phụ thuộc về năng lượng của mật độ trạng thái quang liên kết $\rho(\nu)$, thừa số đảo Fermi $f_g(\nu)$ và hệ số khuếch đại $\gamma_o(\nu)$ tại $T = 0$ K (liền nét) và tại nhiệt độ 300 K (đường đứt nét)

Với $h\nu < E_g$ môi trường bán dẫn là trong suốt, với $h\nu > E_{fc} - E_{fv}$ môi trường là đục hoạt động như một bộ suy giảm, chứ không phải là bộ khuếch đại. Từ (6.31) chúng ta nhận thấy rõ rằng độ rộng dải khuếch đại tăng khi tăng $E_{fc} - E_{fv}$, nghĩa là tăng với mức bơm. Các phép tính về tính chất khuếch đại sẽ đơn giản nếu kích thích nhiệt có thể bỏ qua (thí dụ như ở $T = 0$ K). Các hàm Fermi khi đó sẽ là:

$$f_c(E_2) = 1 \quad , \text{ khi } E_2 < E_{fc} \\ = 0 \quad , \text{ ở các trường hợp khác.}$$

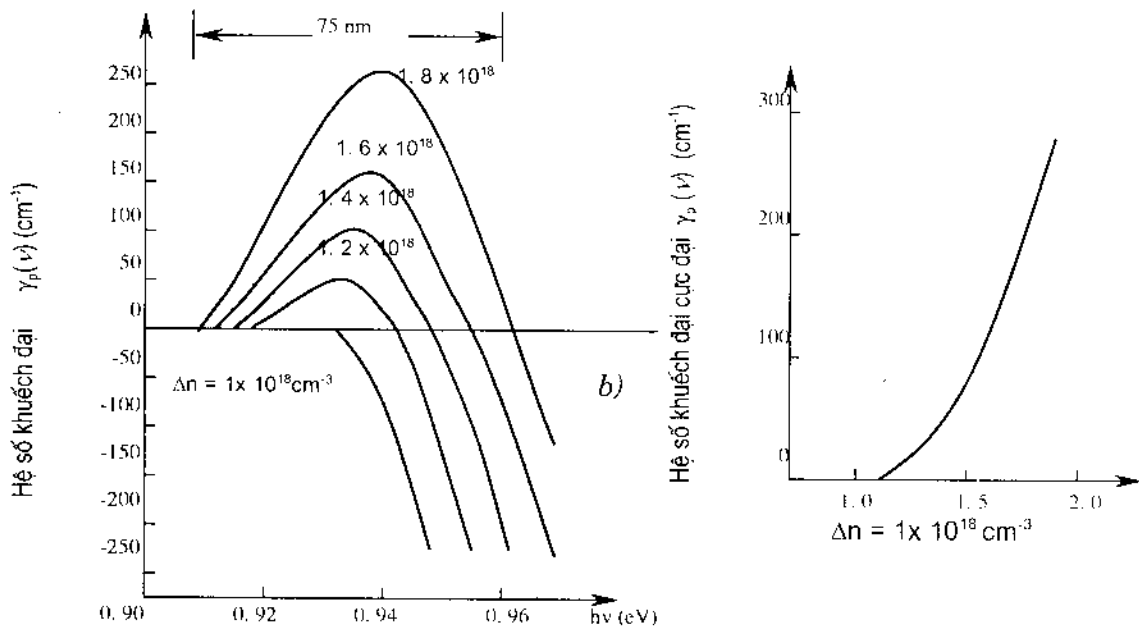
Trong trường hợp này thừa số đảo Fermi sẽ là :

$$f_g(\nu) = +1 \quad , \text{ khi } h\nu < E_{fc} - E_{fv} \\ f_g(\nu) = -1 \quad , \text{ trong các trường hợp khác.} \quad (6.36)$$

Đồ thị biểu diễn $\rho(\nu)$, $f_g(\nu)$ và $\gamma_o(\nu)$ được trình bày ở hình 6.16.

b) Sự phụ thuộc của hệ số khuếch đại vào mức bơm

Khi tốc độ bơm R tăng thì hệ số khuếch đại $\gamma_o(\nu)$ tăng cả về độ rộng và độ lớn. Tốc độ bơm R sẽ tạo ra nồng độ cặp $e - h$ dư bằng: $\Delta n = \Delta p = R\tau$. Biết nồng độ toàn phần của $e - h$ là $n = n_o + \Delta n$ và $p = p_o + \Delta n$ ta có thể xác định được các mức Fermi, ta có thể tính $\gamma_o(\nu)$ theo (6.34). Sự phụ thuộc của $\gamma_o(\nu)$ vào Δn và do đó vào R được minh họa trên hình 6.16.a) đối với khuếch đại laser InGaAsP. Như thấy rõ trên hình 6.17.a,b) cả độ rộng dải khuếch đại, lẫn giá trị cực đại của hệ số khuếch đại γ_p đều phụ thuộc theo độ lớn Δn . Năng lượng mà tại đó hệ số khuếch đại cực đại cũng tăng theo Δn .



Hình 6.17. Hệ số khuếch đại đã tính toán $\gamma_p(\nu)$ đối với khuếch đại InGaAsP phụ thuộc vào năng lượng photon khi nồng độ hạt tải tiêm là thay đổi tại $T = 300$ K.

Ngoài ra, khoảng độ rộng trong đó hệ số khuếch đại tăng lên, đạt đến cực đại sau đó giảm phụ thuộc vào giá trị Δn , đó là do kết quả của sự hình thành các trạng thái đuôi vùng làm giảm độ rộng năng lượng vùng cấm. Tại giá trị Δn lớn nhất ($\Delta n = 1,8 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) các photon có năng lượng từ 0,91 đến 0,97 eV được khuếch đại. Khoảng năng lượng này tương ứng với độ rộng băng tần dải khuếch đại 15 THz hoặc ứng với khoảng độ rộng bước sóng 75 nm, giá trị này lớn hơn so với phần lớn độ rộng vạch nguyên tử.

c) Hệ số khuếch đại gần đỉnh

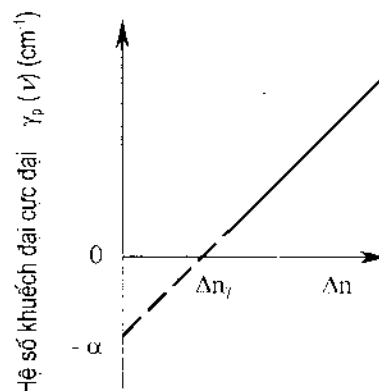
Sự phụ thuộc phức tạp của hệ số khuếch đại vào nồng độ hạt tải được phun vào làm cho việc phân tích bộ khuếch đại bán dẫn và laser bán dẫn trở nên rất khó khăn. Vì thế, người ta thường tiếp cận vấn đề qua phương pháp thực nghiệm, giả thiết rằng hệ số khuếch đại gần đỉnh cực đại γ_p phụ thuộc tuyến tính vào Δn đối với các giá trị của Δn gần điểm làm việc, biểu thức này được biểu thị như sau:

$$\gamma_p \approx \alpha \left(\frac{\Delta n}{\Delta n_T} - 1 \right) \quad (6.37)$$

Từ công thức (6.37) ta thấy:

- Khi $\Delta n = 0$ thì $\gamma_p = -\alpha$, trong đó α là hệ số hấp thụ của chất bán dẫn khi không có dòng phun.
- Khi $\Delta n = \Delta n_T$ (Δn_T là nồng độ hạt tải ngưỡng phun vào có giá trị xác định ở một linh kiện) thì $\gamma_p = 0$, như vậy, khi mà quá trình bức xạ và hấp thụ cân bằng nhau, thì môi trường chất bán dẫn bắt đầu trở thành trong suốt.

Khi tăng nồng độ Δn từ thấp đến giá trị vượt quá Δn_T , chất bán dẫn sẽ biến từ một chất hấp thụ mạnh [$f_g(\nu) < 0$] thành chất khuếch đại ánh sáng có hệ số khuếch đại cao [$f_g(\nu) > 0$] (xem hình 6.18).

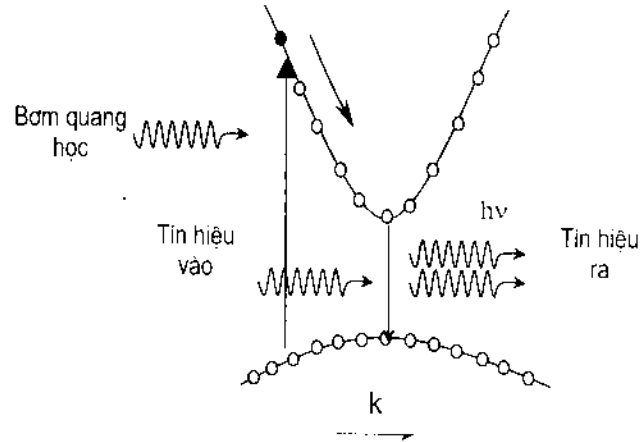


Hình 6.18. Giá trị của hệ số khuếch đại cực đại phụ thuộc vào nồng độ hạt tải phun vào theo mô hình gần tuyến tính, α là hệ số suy hao khi không có phun hạt tải và Δn_T là nồng độ hạt tải tiêm ở đó sự phát xạ và hấp thụ cân bằng nhau

6.3.2. Quá trình bơm

a) Bơm quang học

Quá trình bơm có thể thực hiện bằng cách sử dụng ánh sáng bên ngoài, nếu năng lượng photon của nó đủ lớn ($>E_g$). Các photon bơm được bán dẫn hấp thụ, sinh ra các cặp hạt tải e-h. Các e và h được sinh ra sẽ chuyển dịch về đáy vùng dẫn và đỉnh vùng hoá trị. Nếu thời gian hồi phục bên trong vùng ngắn hơn nhiều so với thời gian hồi phục giữa các vùng-vùng, thì sẽ tạo ra đảo độ cư trú, tạo ra điều kiện phát ra ánh sáng kết hợp.



Hình 6.19. Phương pháp bơm quang học cho khuếch đại laser bán dẫn

b) Bơm bằng dòng điện

Quá trình bơm này thường dùng để phun cặp e-h vào lớp chuyển tiếp PN pha tạp mạnh. Khi bơm dòng điện các mức chuẩn Fermi sẽ cách nhau xa hơn, sao cho đảo được độ cư trú mạnh và xảy ra sự khuếch đại ánh sáng trong dải năng lượng $E_g < h\nu < E_c - E_v$ ở trong toàn miền tích cực (miền quang hoạt). Chiều dày l của miền quang hoạt trong vùng chuyển tiếp là một thông số quan trọng, về cơ bản nó được xác định bởi chiều dài khuếch tán của hạt tải thiểu số ở cả 2 phía của lớp chuyển tiếp. Giá trị của miền quang hoạt l trong laser chế tạo từ InGaAsP có độ lớn cỡ 1 đến 3 μm . Nếu có một dòng điện có cường độ là I đi qua diện tích $A = Wd$, với W và d là chiều rộng và chiều dài của dụng cụ và thể tích $V = lA$, thì tốc độ phun hạt tải trong trạng thái dùng sẽ là:

$$\Delta n = \tau R = \frac{i\tau}{eA} = \frac{\tau}{el} J \quad (6.38)$$

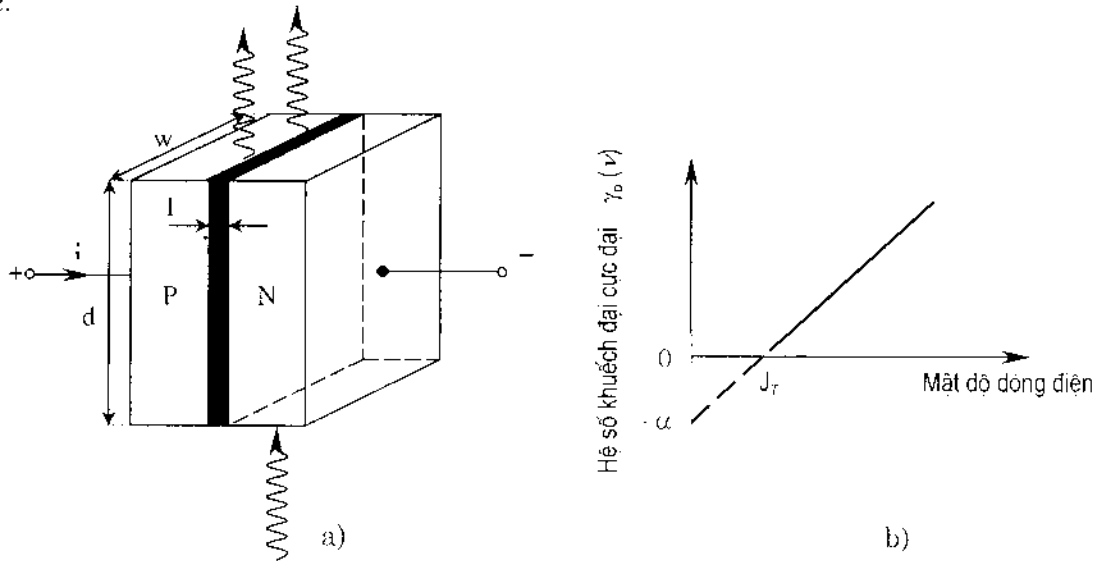
Vì nồng độ hạt tải được phun vào tỷ lệ thuận với mật độ dòng điện phun, nên biểu thức (6.38) có thể viết như sau:

$$\gamma_p = \alpha \left(\frac{J}{J_T} - 1 \right) \quad (6.39)$$

trong đó J_T là mật độ dòng ngưỡng, tại đây chất bán dẫn bắt đầu chuyển hẳn sang trạng thái trong suốt. J_T có giá trị:

$$J_i = \frac{el}{\eta_i \tau_i} \Delta n_i \quad (6.40)$$

Sơ đồ bơm bằng dòng điện và γ_p phụ thuộc vào J được trình bày trên Hình 6.20. Về bơm dòng điện trong khuếch đại laser cũng giống như trong LED, tuy nhiên cần lưu ý rằng cấu trúc của LED không cho phép khuếch đại và dao động trong vùng tích cực.



Hình 6.20. Sơ đồ hình học của khuếch đại laser bán dẫn bơm bằng dòng điện a) và sự phụ thuộc của hệ số khuếch đại quang cực đại vào hàm của dòng điện b)

Khi $J = 0$, thì hệ số khuếch đại có giá trị $\gamma_p = -\alpha$ và nó trở thành hệ số suy giảm. Khi $J = J_T$ thì $\gamma = 0$, vật liệu bắt đầu là trong suốt, lúc này không có khuếch đại và không làm yếu ánh sáng. Ánh sáng chỉ được khuếch đại khi $J > J_T$. Chú ý là J_T tỷ lệ thuận với độ dày l của lớp chuyển tiếp. Muốn giảm J_T phải làm sao cho chiều dày l của lớp quang hoạt thật mỏng. Đó là vấn đề quan trọng khi thiết kế bộ khuếch đại và các laser bán dẫn. Đó cũng là thách thức về công nghệ cần phải vượt qua để có thể chế tạo các lớp quang hoạt thật mỏng. Chúng ta xét ví dụ sau để thấy vai trò của lớp quang hoạt.

Thí dụ: Trong khuếch đại laser InGaAsP tại nhiệt độ 300K, $\tau_p = 2,5$ ns; $\eta_c = 0,5$; $An_T = 1,25 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; $\alpha = 600 \text{ cm}^{-1}$. Lớp chuyển tiếp có độ dày (lớp tích cực) $l = 2 \mu\text{m}$, chiều dài $d = 200 \mu\text{m}$, chiều rộng $W = 10 \mu\text{m}$. Dùng công thức (6.36) ta tính được $J_T = 3,2 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$. Nếu $J = 3,5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ thì $\gamma_p = 56 \text{ cm}^{-1}$. Điều đó dẫn đến hệ số khuếch đại $G = \exp(\gamma_p d) = \exp(1,12) \approx 3$. Tuy nhiên, vì diện tích của lớp chuyển tiếp $A = Wd = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$, nên để đạt được mật độ dòng như trên, cần phải dùng dòng điện phun có cường độ khá lớn $i = J A = 700 \text{ mA}$.

c) Những vấn đề cấp thiết thúc đẩy việc chế tạo cấu trúc dị chất

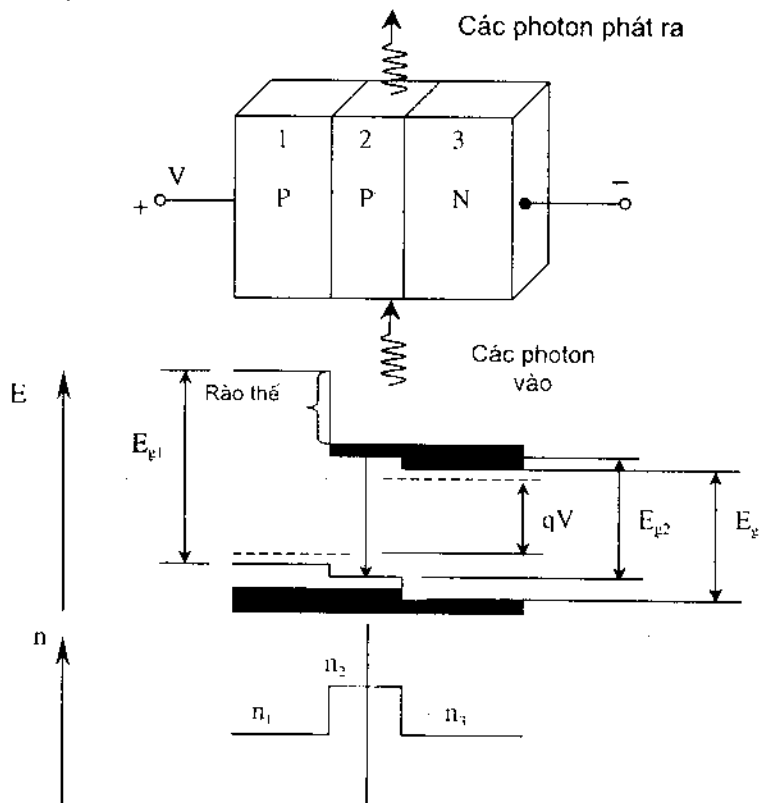
Trong phần phân tích ở trên chúng ta đã nhận thấy, nếu độ dày l của miền tích cực giảm từ $2 \mu\text{m}$ xuống $0,1 \mu\text{m}$ thì mật độ dòng J_T sẽ giảm rất nhiều lần, giảm 20 lần.

Vì thể tích được bơm vào giảm, nên bộ khuếch đại này có thể làm việc với mật độ dòng phun thấp hơn nhiều. Tuy nhiên, vì độ dài khuếch tán của điện tử và lỗ trống trong InGaAsP vào cỡ một vài μm , nên các hạt tải sẽ có xu hướng khuếch tán ra phía ngoài miền có thể tích nhỏ hơn này. Vấn đề đặt ra là có cách nào có thể giữ các hạt tải ở trong một miền tích cực có độ dày nhỏ hơn độ dài khuếch tán của chúng không? Tất nhiên là có. Đó là cách sử dụng tiếp với *cấu trúc dị chất*. Các dụng cụ này cũng có thể giữ được tia sáng trong một miền tích cực có chiều dày nhỏ hơn bước sóng của nó. Đặc điểm đó sẽ làm cho dụng cụ có nhiều ưu điểm quan trọng khác. Tuy nhiên điều quan trọng hơn trong vấn đề này là khi giảm giá trị dòng ngưỡng thì sẽ rất tiện lợi, đứng về mặt tiêu thụ năng lượng, giải quyết nguồn năng lượng cung cấp bằng pin và tiếp đó có thể tích hợp các bộ khuếch đại hay laser vào trong các mạch tích hợp.

6.3.3. Cấu trúc dị chất

a) Đặc điểm của khuếch đại laser có cấu trúc dị chất kép

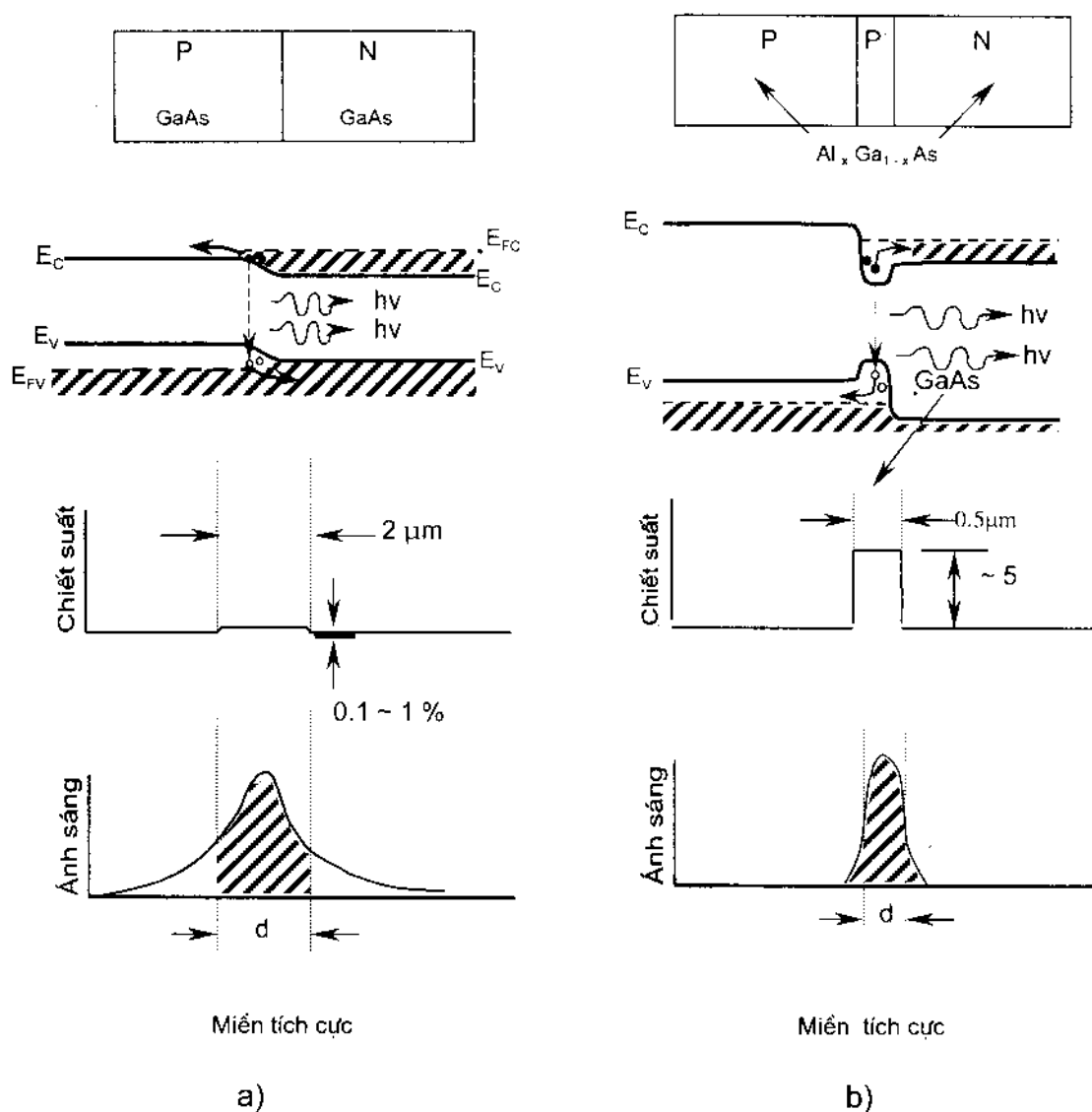
Trong các phần trước chúng ta đã thảo luận về cấu trúc dị chất. Một tiếp giáp PN chế tạo từ một vật liệu hợp chất bán dẫn với hai loại dẫn p và n sẽ tạo nên một tiếp giáp PN đơn, thí dụ như tiếp giáp PN Si, tiếp giáp PN GaAs.. Khi tiếp giáp PN chế tạo từ hai vật liệu hợp chất bán dẫn có vùng cấm khác nhau sẽ tạo ra tiếp giáp dị chất. Tiếp giáp PN dị chất kép có thể là cấu trúc PPN hay NNP, ở đó 3 lớp bán dẫn thông thường có độ lớn vùng cấm khác nhau tạo nên chuyển tiếp PN cấu trúc dị chất kép (xem hình 6.21).



Hình 6.21. Cấu trúc của tiếp giáp dị chất, giản đồ vùng năng lượng và hệ số chiết suất n là hàm vị trí của cấu trúc dị chất kép

b) Sự giam hạt tải và giam photon trong cấu trúc dị chất kép

Trên Hình 6.22, chúng ta có thể nhìn thấy cấu trúc của hai loại tiếp giáp PN phát ra ánh sáng (có thể là cấu trúc của LED hoặc của LD). Hình 6.22.a) mô tả về cấu trúc của tiếp giáp PN đơn làm từ GaAs, cấu trúc vùng năng lượng khi phân cực thuận, giá trị chiết suất theo không gian của các lớp và mật độ ánh sáng phát ra. Trong trường hợp này độ rộng vùng tích cực khá rộng cỡ $2\ \mu\text{m}$, độ chênh lệch số chiết suất giữa vùng điện tích không gian và các lớp loại p và n-GaAs rất nhỏ cỡ 1%. Ánh sáng phát ra trong một diện tích không gian rộng, không tập trung. Nếu cấu trúc này sử dụng trong laser thì ánh sáng này bao gồm rất nhiều mode.



Hình 6.22. So sánh một số đặc tính của cấu trúc tiếp giáp PN đơn a) và cấu trúc PPN dị chất kép b). Hàng trên cùng là cấu trúc linh kiện, sau đó là giản đồ năng lượng, hệ số chiết suất dọc theo các lớp và độ rộng ánh sáng phát ra

Hình 6.22.b) biểu thị cấu trúc tiếp giáp PN dị chất kép. Lớp điện tích không gian rất hẹp, cỡ $0,5 \mu\text{m}$. Hệ số chiết suất trong miền này cũng rất lớn so với hai miền bên cạnh. Hạt tải điện tập trung trong một miền hẹp như thế này nên mật độ có thể rất cao. Mặt khác, vì có chiết suất lớn nên khi các hạt tải tái hợp phát ra photon, các photon này khó lọt ra hai miền bên cạnh, ta nói các photon bị giam trong miền tích cực này cho đến khi có đủ độ lớn thì chúng phát ra ngoài. Ánh sáng phát ra trong một thể tích hẹp nên rất mạnh và sắc nét. Người ta đưa vào khái niệm hệ số giam ánh sáng. Theo định nghĩa, đó là tỷ số mật độ ánh sáng trong miền tích cực trên tổng số mật độ ánh sáng có trong miền tích cực và ở ngoài miền tích cực.

Hệ số giam ánh sáng được cho bởi biểu thức sau:

$$\Gamma \cong 1 - \exp(-C \cdot \Delta n \cdot d) \quad (6.41)$$

trong đó C là hằng số, Δn là hiệu hệ số chiết suất giữa miền tích cực và miền ngoài bao quanh, d là chiều dài miền tích cực. Trong trường hợp cấu trúc dị chất kép thì hệ số giam ánh sáng có độ lớn cỡ gần bằng 1.

Như trên đã thấy, hệ số khuếch đại đỉnh γ_p biến thiên tỷ lệ nghịch với độ dày l của miền tích cực. Miền quang hoạt được xác định bởi độ dày khuếch tán của các hạt tải thiểu số ở cả hai phía của lớp chuyển tiếp. Trong cấu trúc dị chất kép những hàng rào thế dị chất ở hai phía lớp chuyển tiếp PN tạo một giếng thế năng, giếng thế năng này sẽ hạn chế các hạt tải thiểu số khuếch tán ra ngoài. Hàng rào thế ở lớp chuyển tiếp xác lập nên miền không gian giam giữ các hạt thiểu số, miền tích này rất hẹp có độ dày nhỏ vào cỡ $0,01 \mu\text{m}$ trong các cấu trúc laser giếng lượng tử. Ánh sáng được khuếch đại cũng có thể được giam trong miền tích cực nếu như chiết suất của miền này lớn hơn đáng kể so với miền xung quanh. Cấu trúc như thế này có tác dụng như một ống dẫn sóng ánh sáng.

Cấu trúc dị chất kép (Double Heterojunction) gồm 3 lớp làm từ vật liệu khác nhau, nhưng gần giống nhau về mạng tinh thể. Hình 6.21 biểu thị cấu trúc này.

Lớp 1: loại p, có E_{g1} , n_1

Lớp 2: loại p, có E_{g2} , n_2

Lớp 3: loại n, có E_{g3} , n_3

Các vật liệu được chọn sao cho E_{g1} , E_{g3} lớn hơn E_{g2} để có thể giam hạt tải, giá trị n_2 lớn hơn n_1 và n_3 để giam ánh sáng. Lớp quang hoạt (lớp 2) được làm rất mỏng ($0,1 - 0,2 \mu\text{m}$) để làm giảm thiểu mật độ dòng J_T và làm tăng hệ số khuếch đại γ_p . Bức xạ kích thích xảy ra trong miền chuyển tiếp PN giữa lớp 2 và lớp 3.

Những ưu điểm chính của cấu trúc dị chất kép là :

- Khuếch đại tăng vì độ dày lớp tích cực giảm, các hạt tải thiểu số đã được phun vào bị giam trong miền tích cực mỏng giữa 2 rào thế cản trở sự khuếch tán sang các lớp xung quanh.

- Khuếch đại tăng vì ánh sáng bị giam trong lớp quang hoạt là do chiết suất của lớp này lớn hơn. Môi trường miền tích cực có tác dụng như 1 ống dẫn sáng.

• Sự mất mát giảm vì lớp 1 và 3 không thể hấp thụ photon do vùng cấm của chúng lớn hơn năng lượng photon ($h\nu = E_{g2} < E_{g1}, E_{g3}$).

Thí dụ: Khuếch đại laser diốt cấu trúc dị chất kép AlGaAs/GaAs: Các lớp xung quanh (1 và 3) được chế tạo từ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ với $E_g > 1,43 \text{ eV}$ và chiết suất $n < 3,6$ (từ 5 $\rightarrow$ 10%). Khuếch đại này làm việc trong vùng bước sóng từ 0,82 đến 0,88 μm nếu sử dụng AlGaAs hợp thức với $x = 0,35 - 0,5$.

6.3.4. Ứng dụng của khuếch đại laser

Khuếch đại laser bán dẫn thường được dùng trong các hệ thống tin quang dải bước sóng từ 1,3 - 1,55 μm như trong bộ lặp lại không tái sinh, bộ tiền khuếch đại quang, bộ khuếch đại điều hướng vùng hẹp... Khuếch đại laser dùng cho hệ thống quang tuyến tính chung để bù cho suy hao trong các mạng rẽ nhánh. Nếu dòng phân cực bộ khuếch đại bị ngắt, các cửa đầu vào và đầu ra sẽ tách ra, ở trạng thái mở sẽ có khuếch đại tín hiệu, các bộ khuếch đại này cho phép tạo ra các mạng định tuyến sợi quang suy hao nhỏ. Khi tổ hợp nhiều chuyển mạch có thể đưa ra được một ma trận chuyển mạch để định luồng tín hiệu. Có 3 ứng dụng cơ bản của bộ khuếch đại quang laser như sau:

a) Dùng làm bộ khuếch đại quang trên đường truyền

Trong kết nối đơn mode ảnh hưởng của méo là nhỏ, do đó các bộ lặp có nhiệm vụ giải quyết vấn đề suy hao quang. Như vậy một đường truyền không cần thiết phải tạo lại toàn bộ tín hiệu mà chỉ đơn giản là cải thiện lại biên độ tín hiệu quang. Như vậy bộ khuếch đại quang có thể được dùng để giảm suy hao truyền dẫn và tăng khoảng cách giữa các bộ lặp.

b) Dùng làm tiền khuếch đại

Bộ khuếch đại quang có thể được dùng như bộ tiền khuếch đại kết cuối trước bộ thu quang. Do đó tín hiệu quang yếu có thể được khuếch đại trước khi được tách quang. Như vậy có thể làm giảm đi tỷ lệ nhiễu trên tín hiệu gây ra bởi nhiễu nhiệt trong các mạch điện tử của bộ thu. So với các thiết bị kết cuối trước khác, như diode quang thác lũ thì bộ tiền khuếch đại quang cung cấp nhiều yếu tố thuận lợi và một băng thông rộng.

c) Dùng làm khuếch đại Booter

Trong mạng cục bộ (LAN), có thể dùng bộ khuếch đại Booter hay khối khuếch đại tuyến tính để bù vào suy hao ghép đôi và suy hao do phát tán công suất.

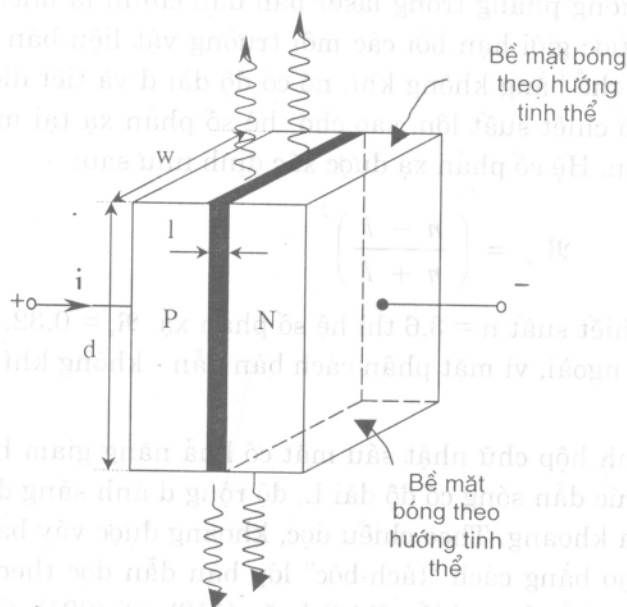
6.4. LASER BÁN DẪN PHUN (INJECTION SEMICONDUCTOR LASER)

6.4.1. Cấu tạo của laser bán dẫn

Một laser phun bán dẫn (gọi là laser bán dẫn) là một khuếch đại laser bán dẫn có đường phản hồi quang. Như đã nói ở mục trên, một khuếch đại laser bán dẫn là một

lớp chuyển tiếp PN pha tạp mạnh, được phân cực thuận, lớp p và n được chế tạo từ vật liệu bán dẫn vùng cấm thẳng, có cấu trúc tiếp giáp dị thể kép. Như vậy trong laser bán dẫn cần có dòng phun (còn gọi là dòng bơm) đủ lớn, có buồng cộng hưởng quang để tạo phản hồi và dao động. Phản hồi quang được tạo ra bởi các gương, các gương này được tạo ra bằng cách “tách” (còn gọi là bóc) lớp bán dẫn dọc theo các mặt tinh thể của nó. Sự khác nhau rõ rệt về chiết suất giữa tinh thể và môi trường xung quanh làm cho các mặt đã được “tách” ra có tác dụng như những gương phản xạ. Như vậy tinh thể bán dẫn tác dụng như một môi trường khuếch đại và như một hộp cộng hưởng quang như trên hình 6.23. Điốt laser (LD) cũng giống như LED, trong cả hai loại linh kiện, dùng năng lượng là dòng điện phun (bơm) vào lớp chuyển tiếp PN. Tuy nhiên ánh sáng phát ra từ LED là do bức xạ tự phát, còn ánh sáng phát ra từ LD là do bức xạ kích thích. Sự khác biệt này chính là do đặc điểm cấu trúc của hai loại linh kiện quyết định. Trong điều kiện hệ số khuếch đại đủ lớn, sự phản hồi sẽ biến bộ khuếch đại quang thành bộ dao động quang (laser).

So sánh với các loại laser khác, laser phun có một số ưu điểm sau: Kích thước bé, hiệu suất cao, có khả năng tích hợp với các linh kiện điện tử, dễ dàng bơm và biến điệu bởi dòng điện phun. Tuy nhiên, độ rộng vạch thường lớn hơn độ rộng vạch phổ của các loại laser khác.



Hình 6.23. Sơ đồ hình học của laser bán dẫn khí phân cực thuận và phát ánh sáng

6.4.2. Khuếch đại, phản hồi và dao động

a) Sự khuếch đại của laser

LASER (Light Amplifier Stimulated Emission Radiation) mặc dù mang tên như vậy, nhưng nó hoạt động giống như một bộ dao động (oscillator) hơn là một bộ khuếch đại. Trong laser, quá trình phản hồi dương sẽ được thiết lập bằng cách đặt một môi trường khuếch đại giữa một cặp gương, đây là bộ cộng hưởng quang học Fabry - Perot. Trong thực tế rất khó tạo ra hai gương thật sự phẳng song song nhau, tuy nhiên vẫn

phải đảm bảo các gương có độ phẳng dưới $\lambda/100$. Nếu hai gương không thật song song nhau thì ánh sáng sẽ phản xạ ra ngoài sau một vài lần phản xạ.

Như phần trên đã thảo luận, hệ số khuếch đại $\gamma_0(v)$ của khuếch đại laser bán dẫn có giá trị xác định ở miền cực đại $\gamma_p(v)$, giá trị này tỷ lệ với nồng độ hạt tải được phun vào, nồng độ này lại tỷ lệ với mật độ dòng phun J . Do đó ta cũng có thể viết ở dạng sau:

$$\gamma_p \approx \alpha \left(\frac{J}{J_T} - 1 \right), \quad J_T = \frac{el}{\eta_i \tau_r} \Delta n_T \quad (6.42)$$

trong đó τ_r là thời gian sống tái hợp bức xạ của cặp $e-h$, $\eta_i = \tau/\tau_r$ là hiệu suất lượng tử nội, l là độ dày của miền tích cực, α là hệ số hấp thụ, Δn_T và J_T là nồng độ hạt tải và mật độ dòng cần thiết để làm cho chất bán dẫn trở thành trong suốt. Biểu thức này có ý nghĩa rất quan trọng trong thực tế.

b) Hộp cộng hưởng và phản hồi quang

Khoang cộng hưởng thường là một hộp chữ nhật gồm 6 mặt dùng để tạo cộng hưởng trong laser. Khoang cộng hưởng Fabry-Perot là một trong những khoang cộng hưởng quang đơn giản nhất thường được sử dụng trong laser bán dẫn. Khoang cộng hưởng với hệ thống gương phẳng trong laser bán dẫn chính là miền tích cực (còn gọi là miền quang hoạt) được giới hạn bởi các môi trường vật liệu bán dẫn có chiết suất thấp và một số mặt có thể bằng không khí, nó có độ dài d và tiết diện là $A = L.w$. Vật liệu bán dẫn thường có chiết suất lớn, sao cho hệ số phản xạ tại mặt phân cách bán dẫn không khí là rất lớn. Hệ số phản xạ được xác định như sau:

$$\mathfrak{R}_r = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (6.43)$$

thí dụ: đối với GaAs: chiết suất $n = 3,6$ thì hệ số phản xạ $\mathfrak{R}_r = 0,32$. Khi đó không cần thiết phải dùng gương ngoài, vì mặt phân cách bán dẫn - không khí tác dụng gần như một gương.

Khoang là một hình hộp chữ nhật sáu mặt có khả năng giam hãm photon và các hạt tải điện, với cấu trúc dẫn sóng có độ dài L , độ rộng d ánh sáng đi ra ngoài qua hai mặt theo chiều dọc của khoang. Theo chiều dọc, khoang được vây bằng một cặp gương phẳng. Nó được chế tạo bằng cách "tách-bóc" lớp bán dẫn dọc theo mặt phẳng phân tách tự nhiên của tinh thể, theo chiều (110) hoặc (110) với (001). Các mặt phân tách tạo nên những cặp gương phẳng chất lượng cao với độ phản xạ vào khoảng 0.3 - 0.4 tùy thuộc vào chất bán dẫn. Độ dài đặc trưng của khoang cộng hưởng vào khoảng 150 μm - 1 mm tùy thuộc vào từng cấu trúc của laser diốt. Trong khoang cộng hưởng này, có một vài mode có thể tạo nên những trạng thái bền vững. Khi "bơm" vào laser, độ khuếch đại dần dần được thiết lập, tăng lên và đến một điều kiện xác định nào đó sẽ thắng được tổn hao của khoang cộng hưởng. Tại thời điểm đó, một số mode quang có thể bắt đầu có các phát xạ kích thích. Khi khoang được bơm mạnh hơn, một hai mode có tần số nằm gần đỉnh năng lượng của đường cong khuếch đại được khuếch đại mạnh hẳn lên và nổi trội chiếm ưu thế. Trong thực tế, trong quá trình hoạt động của laser

thường có một số mode cùng phát xạ nổi trội, do đó độ chọn lọc của laser có khoang cộng hưởng Febry - Perot không được lý tưởng.

Khoang cộng hưởng Febry-Perot có một độ rộng d nhất định, độ rộng này quyết định số mode ngang của ánh sáng phát ra. Do đó đầu ra của khoang cộng hưởng Febry - Perot không chỉ có các mode dọc mà nói chung còn có một số mode ngang nữa. Khi dòng phun tăng lên, độ lớn của các mode cũng thay đổi. Mode dọc có cường độ photon cao nhất là mode có độ dài sóng gần với đỉnh nhất trong phổ khuếch đại. Vì phổ khuếch đại dịch chuyển theo sóng mang của dòng phun nên mode đỉnh cũng dịch chuyển theo.

Nếu sự giam hãm sóng quang theo chiều ngang yếu (nghĩa là d rộng) thì có thể có một vài mode ngang với tần số nằm gần nhau. Khi cường độ dòng phun tăng lên, Tín hiệu đầu ra của khoang cộng hưởng Febry - Perot có thể bao gồm các mode ngang khác nhau tạo ra các "nút", nó gây ra nhiễu trong quá trình truyền quang. Để tránh các "nút" này cần phải bảo đảm một cấu trúc giam hãm photon theo chiều ngang hợp lý. Điều đó có thể đạt được bằng các phương pháp cải tiến cấu trúc của laser.

c) Các mode quang

Trong khoang cộng hưởng có một số mode dao động, mỗi mode đặc trưng bởi ba số nguyên i, j, k tương ứng với số lượng các cực đại của phân bố mật độ năng lượng điện tử theo ba hướng trục giao x, y, z (mode ngang, bên, dọc).

Đối với mode dọc, khi dao động xảy ra trong laser thì giữa hai gương phản xạ xuất hiện các sóng đứng như biểu thị ở trên Hình 6.24. Số lượng các sóng đứng xuất hiện trong buồng cộng hưởng được gọi là các mode dọc. Trong khoang cộng hưởng có chiết suất n đồng nhất, chiều dài L , điều kiện cộng hưởng là chiều dài khoang phải là số nguyên lần của nửa bước sóng:

$$m \frac{\lambda_k}{2n} = L \quad (6.44)$$

trong đó m là số mode dọc, λ_k là bước sóng trong không gian của mode thứ k nào đấy (có m mode, số mode m trong laser bán dẫn có hàng trăm đến nghìn mode), n là chiết suất, Tần số của mode thứ k sẽ là:

$$f_k = m_k \frac{c}{2nL} \quad (6.45)$$

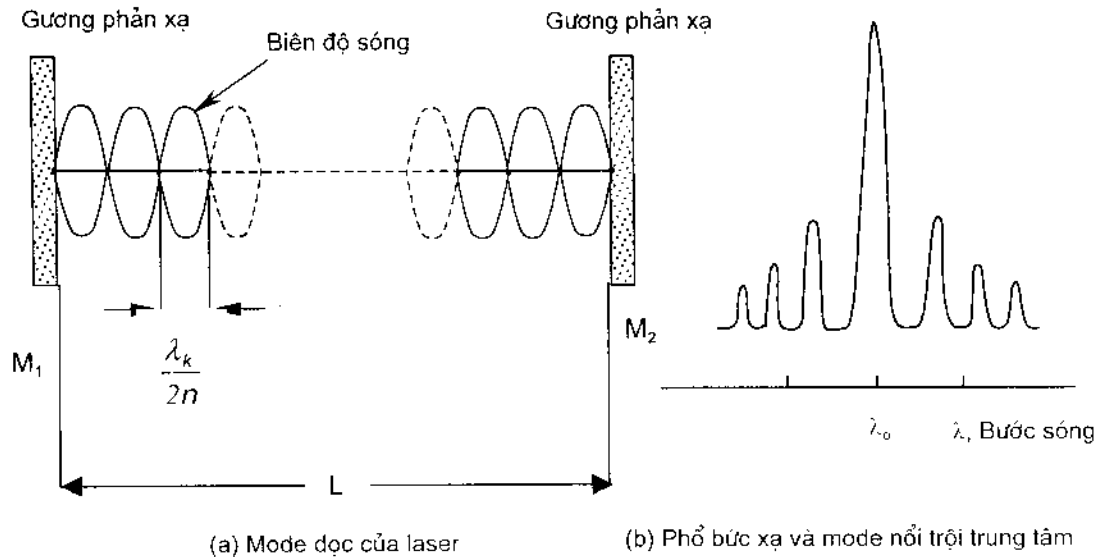
Khoảng cách giữa hai mode dọc được tính như sau :

$$\Delta\lambda_k = \frac{\lambda_o^2}{2nL} \quad (6.46)$$

trong đó λ_o là bước sóng hoạt động nổi trội tại trung tâm của laser diốt. Khoảng cách giữa các mode dọc tỷ lệ thuận với bình phương độ dài bước sóng trung tâm và tỷ lệ nghịch với chiều dài khoang cộng hưởng và chiết suất.

Đối với các mode sóng ngang, với laser nói chung, mode ngang cơ bản chỉ xuất hiện ngay khi giá trị dòng bơm vượt dòng ngưỡng. Khi công suất bơm tăng hơn nữa sẽ kích thích các mode ngang bậc cao xuất hiện, điều này sẽ gây ảnh hưởng đến cả phân

bố phổ và bức xạ của laser. Khoảng cách tần số của các mode ngang bé hơn của các mode dọc.



Hình 6.24. Sự hình thành mode dọc trong hộp cộng hưởng a) và phổ phát xạ của laser với mode nổi trội trung tâm cùng các mode lân cận b)

d) Mất mát trong hộp cộng hưởng

Các mất mát chính của hệ thống là do một số quá trình sau:

- Do một phần tín hiệu truyền qua tại các gương (ở gương phải phản xạ hoàn toàn nhưng thực tế không như vậy. Sự truyền qua chỉ ở một gương xác định để cho tín hiệu hữu ích ra ngoài khi tín hiệu quang đạt đến một mức nào đấy).

- Sự hấp thụ và tán xạ tại gương.
- Sự hấp thụ trong môi trường laser.
- Sự tán xạ tại môi trường không đồng đều trong môi trường laser.
- Tán sắc tại gương.

Để cho đơn giản, ta coi các mất mát nằm chung trong một thừa số α , α gọi là thừa số mất mát và coi sự khuếch đại hiệu dụng địa phương là g , hiệu giữa khuếch đại địa phương và mất mát sẽ là $(g - \alpha)$. Chúng ta cần xác định độ khuếch đại ngưỡng bằng cách xem xét sự thay đổi của bức xạ tia ánh sáng chạy được một vòng kín (đi từ một phía gương M_1 sang gương M_2 bên kia, sau đó quay trở lại M_1 rồi lại phản xạ lại) trong buồng cộng hưởng. Hai gương là M_1 M_2 cách nhau một khoảng cách là L (xem trên hình 6.24). Khi trong lúc chạy từ M_1 đến M_2 bức xạ biến đổi từ giá trị I_0 đến I_1 . Sự liên hệ giữa chúng có thể viết như sau:

$$I_1 = I_0 \exp[g - \alpha]L \quad (6.47)$$

Sau khi phản xạ tại M_2 với hệ số phản xạ của gương $\mathcal{R}_{r2}$ ta có:

$$I_2 = I_1 \mathcal{R}_{r2} = \mathcal{R}_{r2} I_0 \exp[(g - \alpha)L] \quad (6.48)$$

Tia I_2 sau khi quay lại bị phản xạ quay lại bởi gương M_1 với hệ số phản xạ là $\mathfrak{R}_{r1}$. Như vậy độ lớn của tia I_3 sau khi đi một vòng kín bắt trở lại phía gương M_2 sẽ là:

$$I_3 = \mathfrak{R}_{r1} I_2 = \mathfrak{R}_{r1} I_0 \mathfrak{R}_{r2} \exp[(g - \alpha)L] = \mathfrak{R}_{r1} I_1 \mathfrak{R}_{r2} \quad (6.49)$$

Độ khuếch đại của tín hiệu quang sau khi đi một vòng sẽ là:

$$G = \frac{I_3}{I_0} = \mathfrak{R}_{r1} \mathfrak{R}_{r2} \exp[(g - \alpha)L] \quad (6.50)$$

Khi có giá trị G lớn hơn 0 (hoặc nhỏ hơn 0), thay vào phương trình (6.50) chúng ta có thể biết thông tin về mối liên hệ giữa hệ số phản xạ và các thông số trong phương trình (6.50).

Về nguyên tắc, nguồn gốc của những mất mát trong hộp cộng hưởng là do sự phản xạ một phần tại các mặt của tinh thể. Đối với một hộp cộng hưởng có chiều dài d , hệ số mất mát phản xạ là:

$$\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} = \frac{1}{2d} \ln \frac{1}{\mathfrak{R}_{r1} \mathfrak{R}_{r2}} \quad (6.51)$$

Nếu 2 mặt có cùng giá trị độ phản xạ nghĩa là $\mathfrak{R}_{r1} = \mathfrak{R}_{r2} = \mathfrak{R}_r$, khi đó

$$\alpha_m = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{\mathfrak{R}_r} \quad (6.52)$$

Ngoài mất mát phản xạ, còn có các nguồn mất mát khác bao gồm cả sự hấp thụ các hạt tải tự do trong chất bán dẫn và sự tán xạ từ những chỗ không đồng nhất về mặt quang học. Chúng ta kí hiệu α_s biểu thị các nguồn mất mát khác. Hệ số mất mát toàn phần có thể viết là:

$$\alpha_t = \alpha_m + \alpha_s = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{\mathfrak{R}_r} + \alpha_s \quad (6.53)$$

Hệ số α_s sẽ tăng nếu nồng độ các khuyết tật ở các mặt phân cách và tạp chất trong cấu trúc dị chất tăng. Độ lớn của α_s có thể có giá trị trong khoảng từ 10 đến 100 cm^{-1} . Ở đây cần lưu ý phân biệt số hạng mất mát α trong biểu thức (6.42) ứng với sự hấp thụ quang trong chất bán dẫn cũng đóng góp một phần lớn vào mất mát liên quan với hệ số khuếch đại γ_p và α_r trong (6.53).

Một nguyên nhân quan trọng khác làm mất mát là sự lan toả năng lượng quang học ra ngoài lớp tích cực (theo phương vuông góc với mặt lớp chuyển tiếp). Điều này đặc biệt có hại nếu độ dày của miền tích cực l là mỏng. Vấn đề này có thể khắc phục bằng cách sử dụng cấu trúc dị chất kép, trong đó lớp giữa được chế tạo từ vật liệu có chiết suất lớn hơn, sao cho nó hoạt động như một ống dẫn sóng giữ năng lượng ánh sáng ở bên trong. Phần mất mát này được biểu thị bằng một đại lượng gọi là thừa số giam Γ như đã trình bày ở phương trình (6.41) và trên Hình 6.22. Γ biểu diễn phần năng lượng ánh sáng trong miền tích cực. Nếu giả thiết năng lượng ngoài miền quang hoạt là hoàn toàn nhỏ có thể bỏ qua, thì khi đó Γ là thừa số theo đó hệ số khuếch tán giảm, hoặc Γ là thừa số theo đó hệ số mất mát tăng (vì Γ thường nhỏ hơn 1). Do đó

cần phải đưa ra một hệ số mất mát α_r ở dạng bán thực nghiệm phù hợp để phản ánh mối liên hệ của thừa số Γ trong đó như sau:

$$\alpha_r = \frac{l}{L} \alpha_T = \frac{l}{L} (\alpha_s + \alpha_m) \quad (6.54)$$

6.4.3. Ngưỡng của laser bán dẫn

Điều kiện dao động của laser là khuếch đại phải vượt quá mất mát, nghĩa là $\gamma_p > \alpha_r$, hệ số khuếch đại ngưỡng là $\alpha_r (= \gamma_p)$. Đặt $\gamma_p = \alpha_r$ và $J = J_l$ và sử dụng các thông số đã bàn thay vào phương trình (6.42) biến đổi ta có mật độ dòng ngưỡng như biểu thức sau đây:

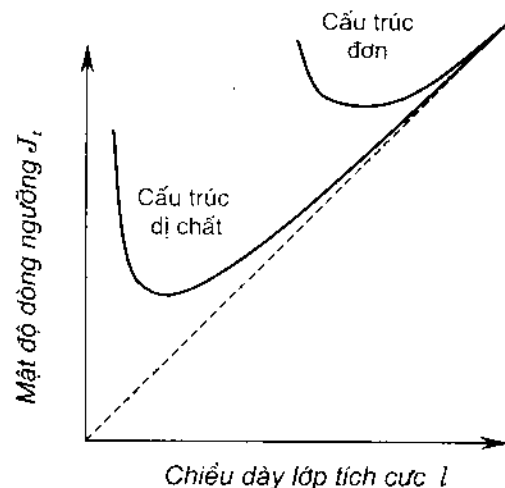
$$J_l = \frac{\alpha_r + \alpha}{\alpha} J_T \quad (6.55)$$

trong đó mật độ dòng trong suốt J_T , tại đó làm cho môi trường trở thành trong suốt sẽ là :

$$J_T = \frac{el}{\eta_i \tau_i} \Delta n_T \quad (6.56)$$

Mật độ dòng ngưỡng J_l là thông số then chốt đặc trưng cho hoạt động của laser điốt. J_l càng nhỏ, hoạt động của dụng cụ càng tốt, ở đây l là chiều dày miền tích cực.

Theo phương trình (6.55), có thể giảm J_l bằng cách tăng η_i , giảm α_r , Δn_T và l . Khi l giảm xuống quá một giá trị xác định, hệ số α_r trở nên lớn hơn vì thừa số giam Γ giảm. Do đó, J_l giảm cùng với sự giảm l đến một giá trị cực tiểu, tiếp tục giảm l thì J_l lại tăng như biểu thị ở phần trên. Trong laser cấu trúc dị chất kép, thừa số giam Γ gần bằng 1 với giá trị l thấp hơn nhiều. Lớp lớp tích cực (lớp quang hoạt) hoạt động như một ống dẫn sáng, kết quả là giá trị mật độ dòng ngưỡng J_l thấp hơn và laser hoạt động tốt hơn.



Hình 6.25. Sự phụ thuộc của dòng ngưỡng vào chiều dày của lớp tích cực đối với cấu trúc chuyển tiếp PN đơn và PN dị chất

Vì Δn_T và α phụ thuộc nhiệt độ, nên J_T và tần số tại đó có sự khuếch đại cũng phụ thuộc nhiệt độ. Vì thế để ổn định lối ra của laser cần phải khống chế nhiệt độ. Thực vậy người ta thường điều chỉnh tần số của ánh sáng phát ra bằng cách thay đổi nhiệt độ làm việc. Hình 6.25 biểu thị dòng ngưỡng của hai loại cấu trúc laser. Dòng ngưỡng trong trường hợp laser có cấu trúc tiếp giáp dị chất kép thấp hơn nhiều so với trường hợp laser có cấu trúc tiếp giáp đơn.

Thí dụ 1: Dòng ngưỡng đối với laser InGaAsP đồng chất: $\Delta n_T = 1,25 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$; $\alpha = 600 \text{cm}^{-1}$; $\tau_r = 2,5 \text{ns}$; $n = 3,6$; $\eta_i = 0,5$ tại $T = 300\text{K}$. Kích thước của lớp chuyển tiếp là $d = 200 \mu\text{m}$, $W = 10 \mu\text{m}$, $l = 2 \mu\text{m}$, $J_T = 3,2 \cdot 10^4 \text{A/cm}^2$. Sử dụng các công thức trên, độ phản xạ bề mặt là $\mathcal{R}_r = 0,31$, $\alpha_m = (1/d) \ln(1/\mathcal{R}_r) = 59 \text{cm}^{-1}$, giả thiết α_s cũng bằng 59cm^{-1} và $\Gamma \approx 1$, $\alpha_i = 118 \text{cm}^{-1}$. Do đó mật độ dòng ngưỡng $J_T = [(\alpha_s + \alpha)/\alpha] = [(118 + 600)/600][3,2 \cdot 10^4] = 3,8 \cdot 10^4 \text{A/cm}^2$. Dòng ngưỡng tương ứng $i_t = J_T \cdot wd = 760 \text{mA}$ khá cao. Laser cấu trúc đồng chất không thể làm việc lâu, nếu không có thiết bị dẫn nhiệt ra ngoài.

Thí dụ 2: Dòng ngưỡng đối với diốt laser InGaAsP cấu trúc dị chất. Giả sử các thông số đều giống như trên, chỉ khác là độ dày của lớp tích cực bây giờ là $l = 0,1 \mu\text{m}$ thay cho $2 \mu\text{m}$. Giá trị J_T giảm đi 20 lần, nghĩa là bằng $J_T = 1915 \text{A/cm}^2$. Cường độ dòng ngưỡng tương đương là: $i_t = 38 \text{mA}$. Sự giảm đáng kể dòng ngưỡng cho phép diốt laser này có thể làm việc lâu ở nhiệt độ phòng.

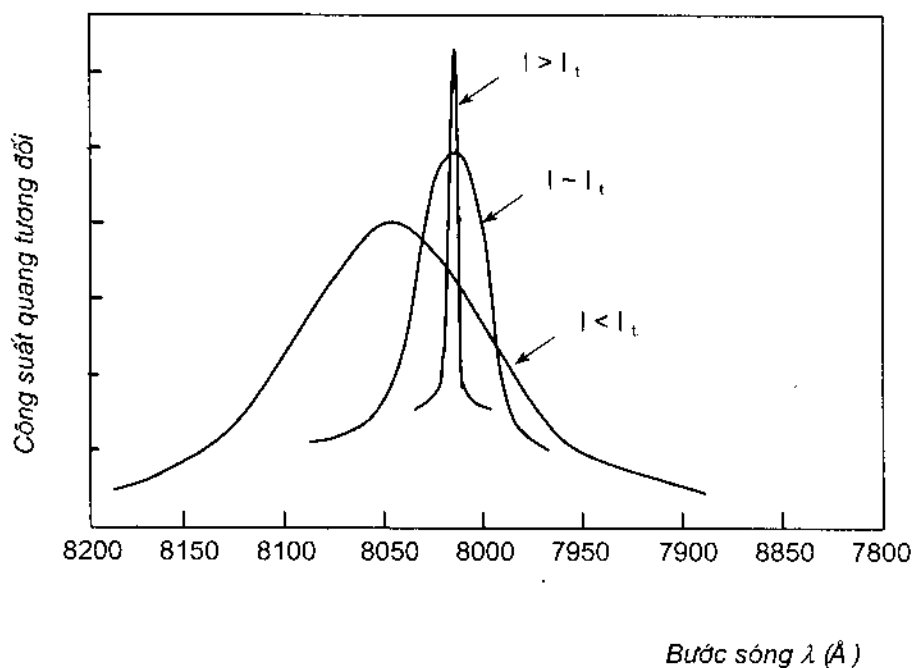
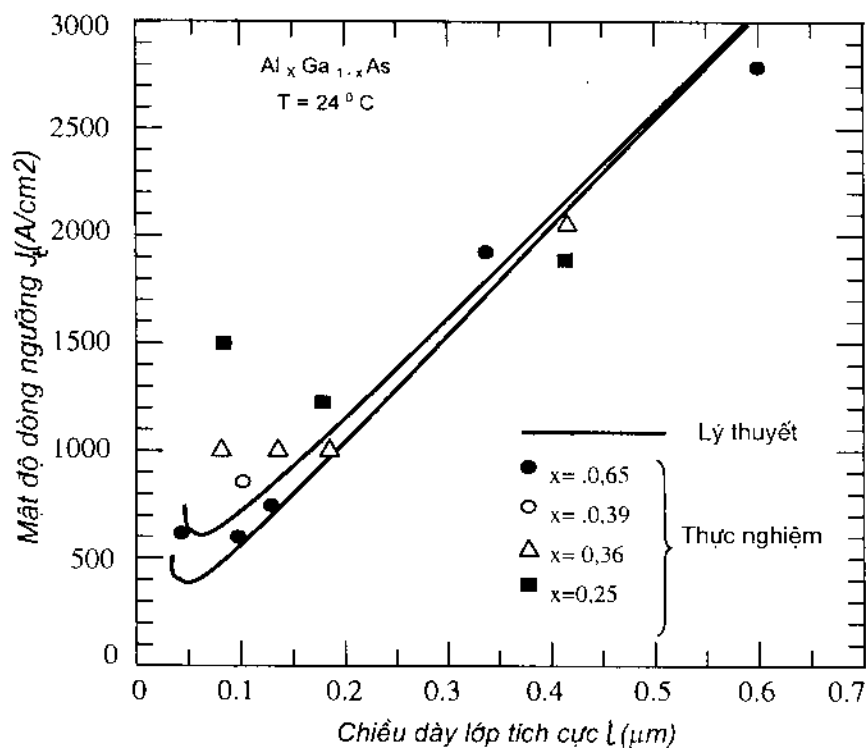
Hình. 6.26 biểu thị mật độ dòng ngưỡng J_T phụ thuộc vào chiều dày miền tích cực l đối với thành phần x trong vật liệu $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Như vậy với các thành phần x thay đổi từ 0,65 đến 0,25 thì dòng ngưỡng cũng thay đổi theo. Đường cong liền nét là đường lí thuyết, còn các điểm đo thực nghiệm cũng được biểu diễn trên Hình vẽ 6.24. Ở phía trên chúng ta xét mật độ dòng ngưỡng phụ thuộc vào cấu trúc của tiếp giáp laser là cấu trúc tiếp giáp đơn hay tiếp giáp dị thể, cũng như xét sự phụ thuộc dòng ngưỡng vào tỷ lệ thành phần vật liệu bán dẫn dùng trong chế tạo laser.

Khi cho laser hoạt động ở các dòng bơm khác nhau thì độ rộng phổ của laser phát ra cũng khác nhau: khi dòng bơm dưới ngưỡng thì phổ khá rộng, phổ chứa rất nhiều mode khác nhau, khi tăng dòng bơm lên bằng hay lớn hơn dòng ngưỡng thì phổ phát ra sẽ hẹp dần và có mật độ ánh sáng phát ra ngày càng mạnh. Hình 6.26 biểu thị rất rõ điều này.

6.4.4. Công suất laser

a) Dòng photon nội

Khi mật độ dòng điện đưa vào laser tăng vượt quá giá trị ngưỡng của nó (nghĩa là $J > J_T$), hệ số khuếch đại γ_p sẽ vượt quá hệ số mất mát trong hộp cộng hưởng, sao cho sự dao động có thể bắt đầu và dòng photon Φ trong hộp cộng hưởng có thể tăng lên.



Hình 6.26. Công suất quang tương đối của độ phổ laser phụ thuộc vào dòng ngưỡng trong dải bước sóng từ 7800 đến 8200 Å

Dòng photon nội ở trạng thái dừng tỷ lệ với hiệu số của tốc độ bơm R và tốc độ bơm ngưỡng, R_t , đại lượng này lại tỷ lệ với i , nên ta có thể viết:

$$\begin{aligned}\phi &= \eta_i \frac{i - i_t}{q} & \text{khi } i > i_t \\ \phi &= 0 & \text{khi } i < i_t\end{aligned} \quad (6.57a,b)$$

Như vậy, dòng photon nội bằng dòng điện tử (vượt quá giá trị ngưỡng) nhân với hiệu suất lượng tử nội η_i . Công suất laser nội trên mức ngưỡng được tính bằng:

$$P = h\nu\phi = \eta_i(i - i_t) \frac{1,24}{\lambda_o} \quad (6.58)$$

các đại lượng có thứ nguyên như sau : λ_o [μm], i [A] và P [W].

b) Dòng photon ra, hiệu suất và đặc tuyến laser

Dòng photon ra của laser, kí hiệu là ϕ_o , là tích của dòng photon nội với hiệu suất bức xạ η_e ; η_e là tỷ số của những mất mát liên quan tới sự truyền ánh sáng qua các gương và mất mát toàn phần trong hộp cộng hưởng α_r . Nếu chỉ có ánh sáng truyền qua gương thứ 1 được sử dụng thì

$$\eta_e = \frac{\alpha_{ml}}{\alpha_r} \quad (6.59)$$

còn trong các trường hợp khác nếu ánh sáng truyền qua cả 2 gương được sử dụng thì $\eta_e = \alpha_m/\alpha_r$, nếu 2 gương có độ phản xạ $\mathcal{R}_r$ như nhau thì $\eta_e = [(1/d)\ln(1/\mathcal{R}_r)]/\alpha_r$. Do đó dòng photon ra sẽ :

$$\phi_o = \eta_e \eta_i \frac{i - i_t}{q} = \eta_d \frac{i - i_t}{q} \quad (6.60)$$

Như vậy sự tỷ lệ giữa dòng photon ra ϕ_o và dòng điện tử trên ngưỡng bị chi phối bởi hiệu suất lượng tử vi sai ngoài. Nghĩa là η_d biểu thị tốc độ biến thiên của ϕ_o đối với dòng điện tử phun vào. Công suất ra của laser trên ngưỡng là $P_o = h\nu\phi_o = \eta_d(i - i_t)(h\nu/q)$, có thể viết dưới dạng:

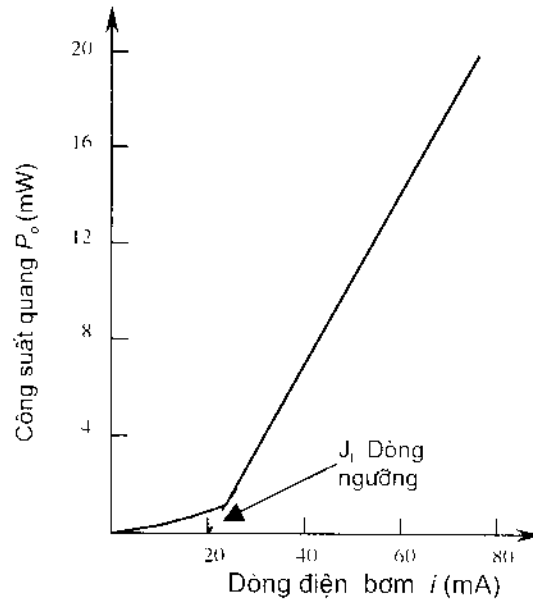
$$P_o = \eta_d(i - i_t) \frac{1,24}{\lambda_o} \quad (6.61)$$

trong đó thứ nguyên của các đại lượng sẽ là : λ_o [μm], i [A], P_o [W].

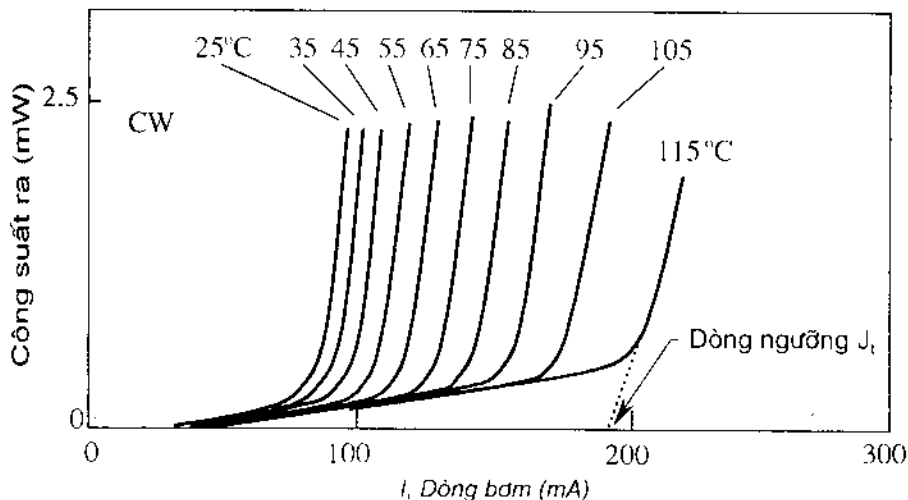
Sự phụ thuộc của P_o vào i , được vẽ trên hình 6.27, là của laser bán dẫn chế tạo từ vật liệu InGaAsP làm việc ở bước sóng 1,3 μm . Độ dốc của đường cong $P_o(i)$ là:

$$R_d = \frac{dP_o}{di} = \eta_d \frac{1,24}{\lambda_o} \quad (6.62)$$

R_d được gọi là độ nhạy vi sai của laser. Với các số liệu trên hình 6.27, $R_d=0,38$ W/A.



Hình 6.27. Mối quan hệ giữa công suất quang phát ra và dòng bơm trong trường hợp thực tế



Hình 6.28. Sự phụ thuộc vào nhiệt độ của dòng ngưỡng và công suất ra

Khi laser hoạt động ở các nhiệt độ khác nhau thì các giá trị dòng ngưỡng của laser cũng thay đổi theo chiều tăng của nhiệt độ. Hình 6.28 biểu thị một số đặc tuyến công suất ra của laser dị thể kép (DH) $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, công tắc tắt, làm việc ở chế độ liên tục (CW) phụ thuộc vào dòng bơm tại các nhiệt độ khác nhau. Kết quả của hình vẽ này cũng chỉ ra rằng khi laser làm việc cần giữ ở một nhiệt độ ổn định. Hình 6.27 và 6.28 là đặc tuyến dòng bơm và công suất ra của laser.

Hiệu suất toàn phần η là tỷ số của công suất ánh sáng laser phát ra và công suất điện iU bơm vào, U là hiệu điện thế đặt vào diốt laser:

$$\eta = \frac{P_o}{iU} = \eta_d \left(1 - \frac{i_r}{i}\right) \frac{h\nu}{qU} \quad (6.63)$$

Khi làm việc ở chế độ cao hơn ngưỡng nhiều ($i \gg i_r$) và khi $qU \sim h\nu$, như thường gặp, ta có $\eta \sim \eta_d$. Với các số liệu trên hình 6.27, hiệu suất toàn phần cỡ $\eta \sim 40\%$, lớn hơn hiệu suất của các laser khác. Tuy nhiên giá trị này vẫn còn thấp so với yêu cầu trong thực tế hiện nay.

6.4.5. So sánh hoạt động của diốt laser bán dẫn và LED

Laser diốt có thể phát ra ánh sáng ngay cả dòng bơm ở dưới mức ngưỡng nhưng đó là ánh sáng tự phát gần giống như ánh sáng do LED phát ra. Tuy nhiên, trong lý thuyết laser hiện nay người ta không bàn về sự hoạt động của laser trong vùng dưới ngưỡng. Trong thực tế các LED là các dụng cụ có cấu trúc dị chất kép phát ánh sáng ra phía cạnh. Các laser diốt hoạt động với sự phun hạt tải mạnh đáng kể để cho quá trình phát xạ kích thích lớn hơn hẳn quá trình phát xạ tự phát, *tuy nhiên với mức phản hồi nhỏ để cho ngưỡng phát là đủ cao, lúc này laser diốt còn được gọi là các LED siêu huỳnh quang.*

Các thông số của LED và diốt laser có một sự tương ứng:

LED		Diốt laser
- Hiệu suất lượng tử nội η_i	$\leftrightarrow$	η
- Hiệu suất truyền η_e	$\leftrightarrow$	Hiệu suất bức xạ η_e
- Hiệu suất lượng tử ngoài	$\leftrightarrow$	Hiệu suất lượng tử vi sai ngoài
$\eta_{ex} = \eta_i \eta_e$		$\eta_d = \eta_e \eta_i$
- Hiệu suất biến đổi toàn phần η	$\leftrightarrow$	η
- Độ nhạy $\mathcal{R}$	$\leftrightarrow$	Độ nhạy vi sai $\mathcal{R}_d$
- Dòng phun i	$\leftrightarrow$	Dòng phun trên ngưỡng ($i - i_r$)

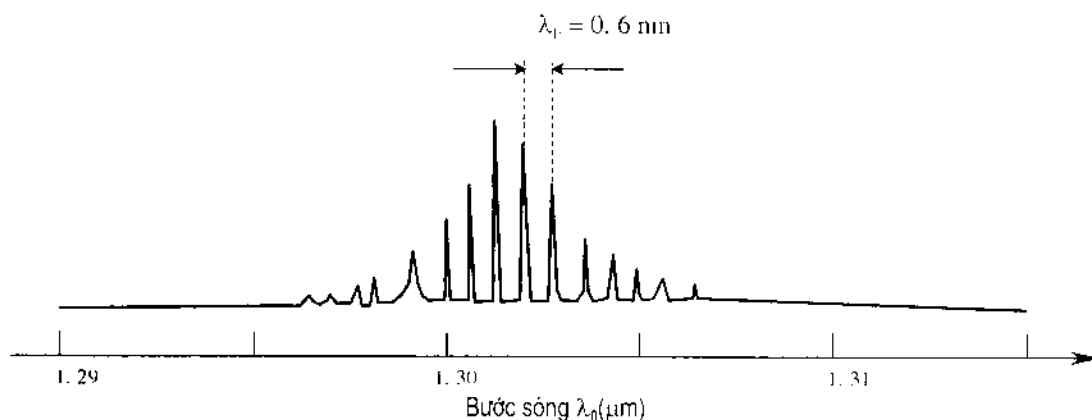
Tính ưu việt của diốt laser so với LED là có η_e rất lớn. Đó là do diốt laser hoạt động trên cơ sở bức xạ kích thích. Bức xạ này gây ra tia sáng laser chuyển động vuông góc với các mặt cắt của vật liệu. Với đặc tính này dẫn đến 3 ưu điểm: khuếch đại mạnh hơn hấp thụ, ngăn cản tia sáng khỏi bị bắt bởi các bề vì chúng đập vào mặt trong của vật liệu theo phương vuông góc (góc tới nhỏ hơn góc giới hạn), có khả năng nhân lên gấp bội vì chuyển động nhiều lần trong hộp cộng hưởng. Kết quả là diốt laser hoạt động trên ngưỡng có giá trị $\eta_d (\approx 40\%)$ vượt xa giá trị $\eta_{ex} (\approx 2\%)$ đối với LED.

6.4.6. Phân bố phổ

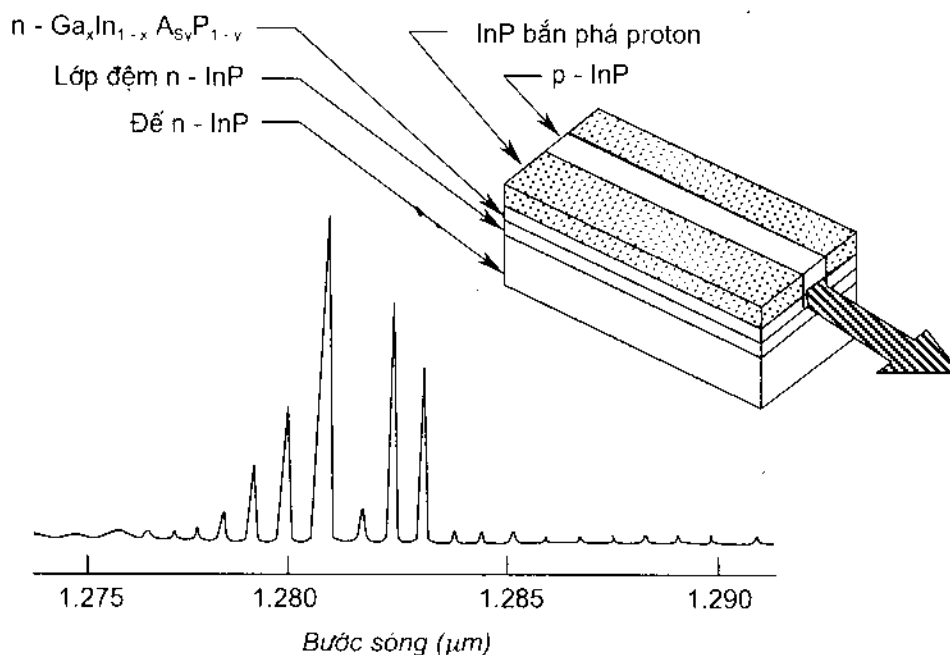
Phân bố phổ của ánh sáng laser phát ra bị chi phối bởi 3 yếu tố:

- Độ rộng phổ băng tần B trong đó hệ số khuếch đại $\gamma_\nu(\nu) >$ hệ số mất mát α_ν .
- Bản chất đồng nhất hoặc không đồng nhất của cơ chế mở rộng vạch.

• Các mode cộng hưởng, đặc biệt là khoảng tần số giữa các mode dọc $v_F = c/2d$, d là chiều dài của cột cộng hưởng. Các laser bán dẫn có một số đặc điểm sau: Độ rộng phổ của hệ số khuếch đại tương đối lớn vì các chuyển dời xảy ra giữa hai vùng năng lượng, chứ không phải giữa hai mức năng lượng gián đoạn. Trong phổ tồn tại đồng thời nhiều mode. Khoảng cách tần số giữa hai mode lân cận nhau $v_F = c/2d$ khá lớn, vì độ dài của hộp cộng hưởng d nhỏ.



Hình 6.29. Phân bố phổ của laser InGaAsP tại bước sóng $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$



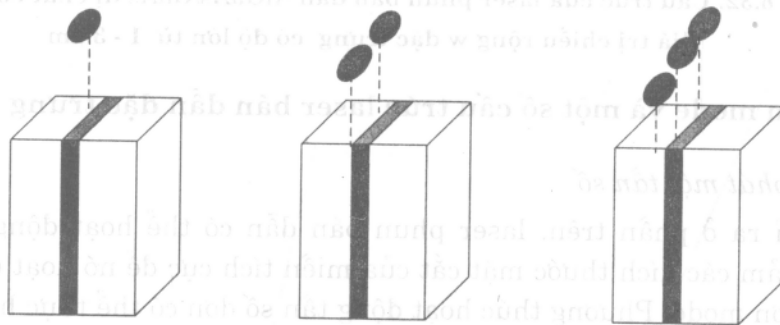
Hình 6.30. Phổ phát xạ phân giải cao của laser dị chất kép InP-Al_xGa_{1-x}As-GaAs

Trên hình 6.29 trình bày phân bố phổ của laser phun InGaAsP hoạt động ở bước sóng $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$ với khoảng 11 mode dọc đồng thời bị kích thích dao động.

Với mỗi số cấu trúc khác nhau của laser có thể làm thay đổi phổ của laser. Để cho laser có phổ phát xạ phân giải cao người ta phải chế tạo laser với tiếp giáp dị thể kép với các dải vật liệu có kích thước hình học xác định với điện trở suất rất cao, các dải này được tạo bằng cách cấy proton để tạo ra miền điện trở suất rất cao, nó nằm ở phía trên lớp bán dẫn loại $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$ (xem trên Hình 6.30). Bằng cách này điện tích phát ra laser bị thu hẹp vào vùng giữa, ở đó không cấy proton. Loại laser này có thể tạo ra độ rộng $\Delta\lambda=7,5 \text{ \AA}$.

6.4.7. Phân bố không gian

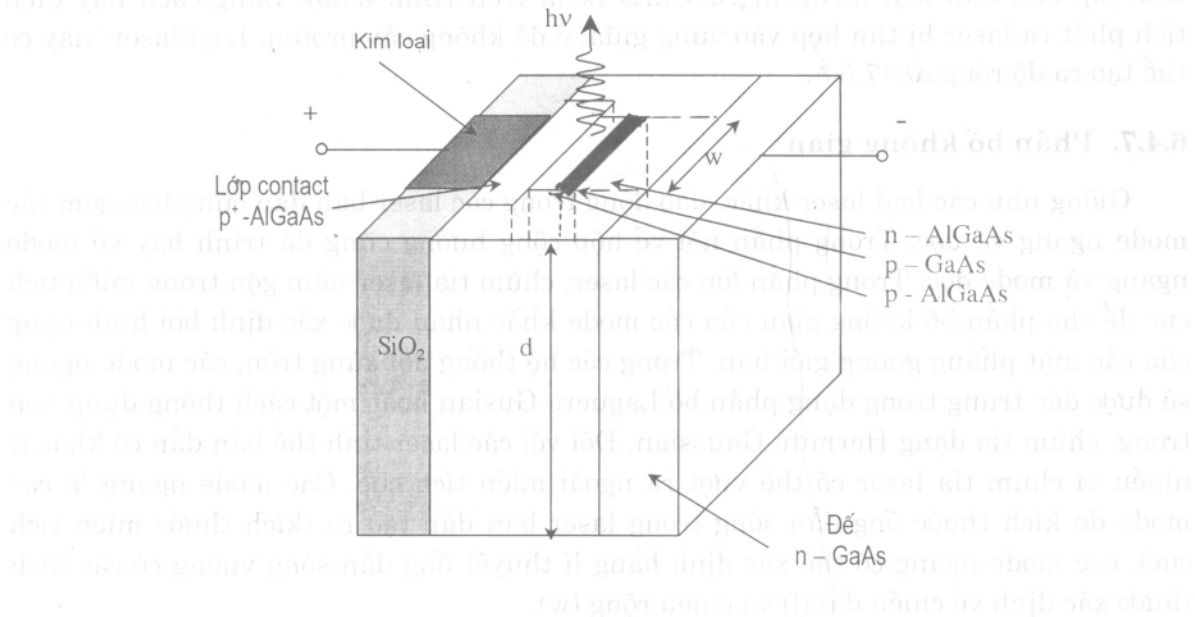
Giống như các loại laser khác, dao động trong các laser bán dẫn cũng bao gồm các mode ngang và dọc. Trong phần nói về hộp cộng hưởng cũng đã trình bày về mode ngang và mode dọc. Trong phần lớn các laser, chùm tia laser nằm gọn trong miền tích cực để cho phân bố không gian của các mode khác nhau được xác định bởi hình dạng của các mặt phẳng gương giới hạn. Trong các hệ thống đối xứng tròn, các mode ngang sẽ được đặc trưng trong dạng phân bố Laguerre-Gaussian hoặc một cách thông dụng hơn trong chùm tia dạng Hermite-Gaussian. Đối với các laser tinh thể bán dẫn có khác ít nhiều vì chùm tia laser có thể vượt ra ngoài miền tích cực. Các mode ngang là các mode do kích thước ống dẫn sóng trong laser bán dẫn tạo ra (kích thước miền tích cực), các mode ngang có thể xác định bằng lý thuyết ống dẫn sóng vuông có các kích thước xác định về chiều dài (l) và chiều rộng (w).



Hình 6.31. Phân bố không gian của mật độ quang đối với các mode dẫn sóng của Laser

Nếu giá trị l/λ_0 là nhỏ đáng kể, điều này thường xảy ra ở các laser dị chất kép, thì ống dẫn sóng chỉ cho phép một mode đơn trong chiều ngang vuông góc với mặt phẳng tiếp giáp. Thế nhưng độ lớn của w thường là lớn hơn λ_0 do vậy ống dẫn sóng có thể tạo ra một vài mode có chiều song song với mặt phẳng tiếp giáp gọi là mode cạnh (lateral mode). Tỷ lệ w/λ_0 càng lớn thì số các mode cạnh có khả năng càng nhiều. Vì rằng các mode cạnh có thứ tự bậc cao, hệ số mất mát α_r của chúng lớn hơn các mode có thứ tự bậc thấp, tóm lại là một số mode bậc cao không thỏa mãn các điều kiện dao động. Các mode khác sẽ dao động tại công suất thấp hơn, đó là các mode cơ bản (mode có thứ tự bậc thấp nhất). Để đảm bảo sự hoạt động của mode không gian đơn có công suất cao, một số các mode ống dẫn sóng cần giảm bằng cách giảm chiều rộng w của miền tích

cực. Việc giảm diện tích của miền tích cực cũng có tác dụng làm giảm dòng ngưỡng. Hình 6.31 và Hình 6.32 biểu thị phân bố không gian của các mode và cấu trúc của laser phun bán dẫn AlGaAs/GaAs.



Hình 6.32. Cấu trúc của laser phun bán dẫn AlGaAs/GaAs dị chất có lớp ăng.

Giá trị chiều rộng w đặc trưng có độ lớn từ $1 - 3 \mu\text{m}$

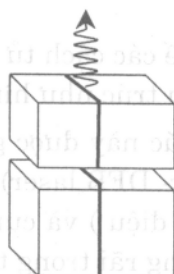
6.4.8. Lựa chọn mode và một số cấu trúc laser bán dẫn đặc trưng

Laser diốt phát một tần số

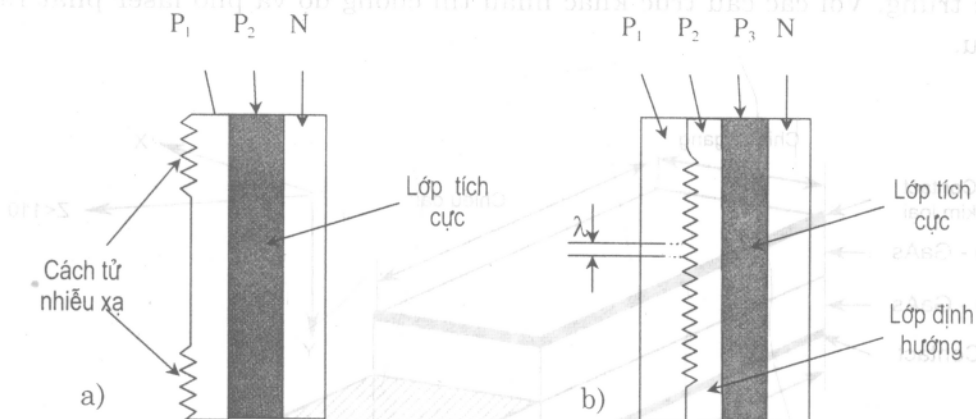
Như đã chỉ ra ở phần trên, laser phun bán dẫn có thể hoạt động ở một mode ngang với sự giảm các kích thước mặt cắt của miền tích cực để nó hoạt động như một ống dẫn sóng đơn mode. Phương thức hoạt động tần số đơn có thể thực hiện bằng cách giảm chiều dài d của bộ dao động sao cho tần số nằm giữa những mode dọc vượt quá chiều rộng phổ của môi trường khuếch đại.

Các phương pháp khác về hoạt động đơn mode bao gồm sử dụng các bộ cộng hưởng có nhiều gương. Laser diốt có hộp cộng hưởng kép có thể thực hiện bằng cách tách một khe (khoảng) vuông góc với lớp tích cực như được chỉ ra ở trên hình 6.33. Cấu trúc này có hai khoang kết nối. Sóng đứng của laser cần thỏa mãn các điều kiện biên tại các bề mặt của hai khoang.

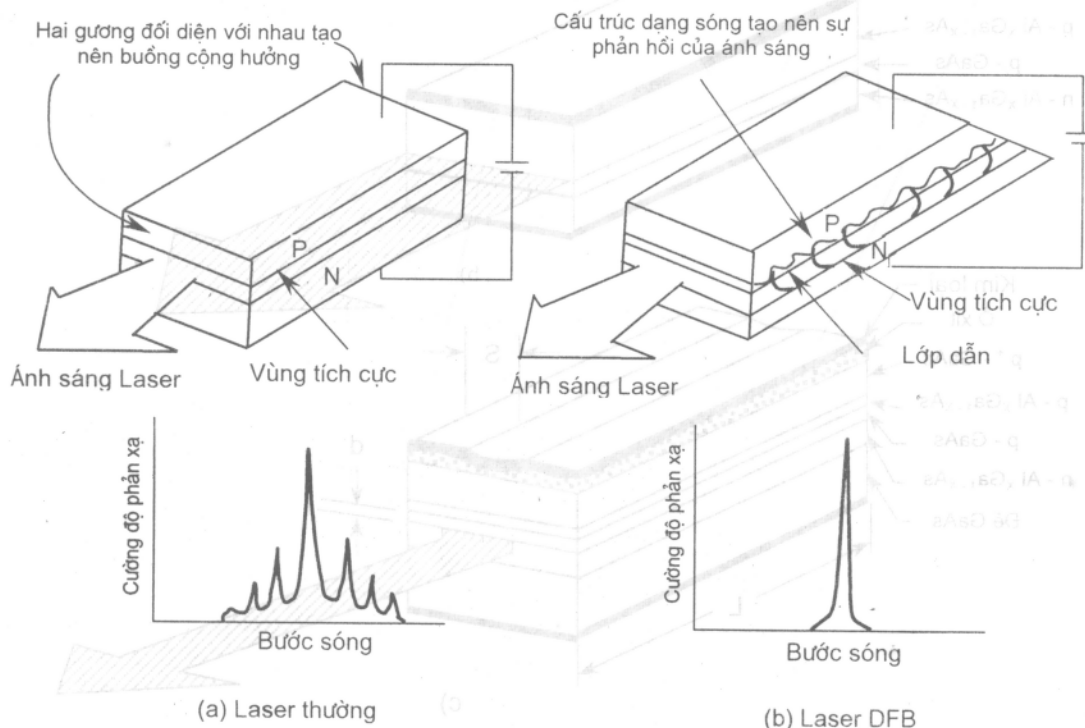
Một phương pháp hữu hiệu khác là các gương với sự phản xạ lựa lọc tần số được chế tạo trong laser, thí dụ như các cách tử song song với mặt phẳng tiếp giáp như trên hình 6.34. Cách tử là một cấu trúc lặp lại theo chu kỳ, cái đó sẽ chỉ phản xạ ánh sáng khi chu kỳ cách tử thỏa mãn điều kiện là một số nguyên của nửa ($\lambda/2$). Các phản xạ này được gọi là phản xạ Bragg và linh kiện có cấu trúc này được gọi là LASER DBR (Distributed Bragg Grating Laser).



Hình 6.33. Laser khoang kép tách (Cleaved Coupled Cavity-C³)

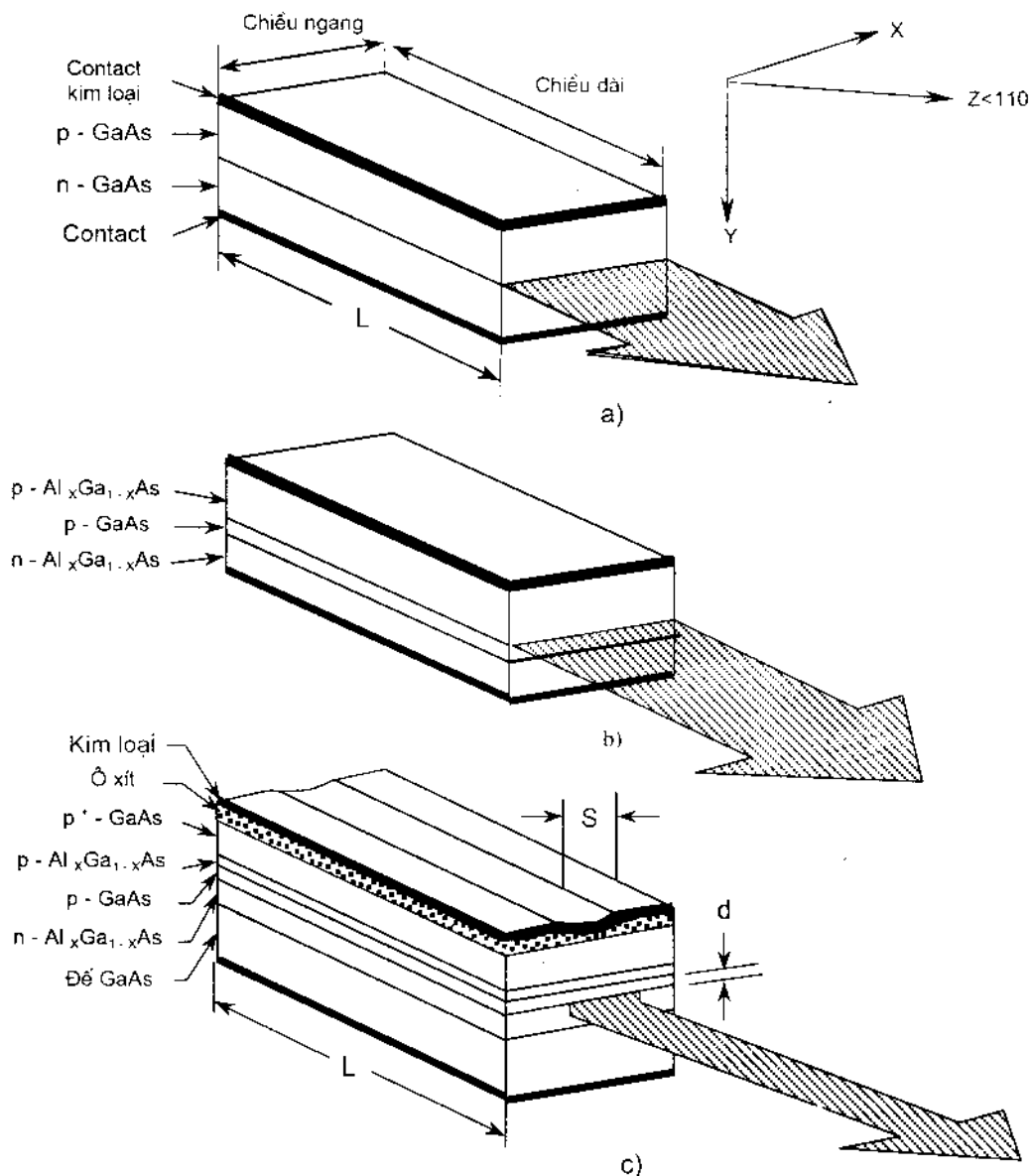


Hình 6.34. Cách tử nhiễu xạ ngoài hoạt động như các gương trong laser DBR a) và laser phản hồi phân chia b) (vẽ theo mặt cắt)



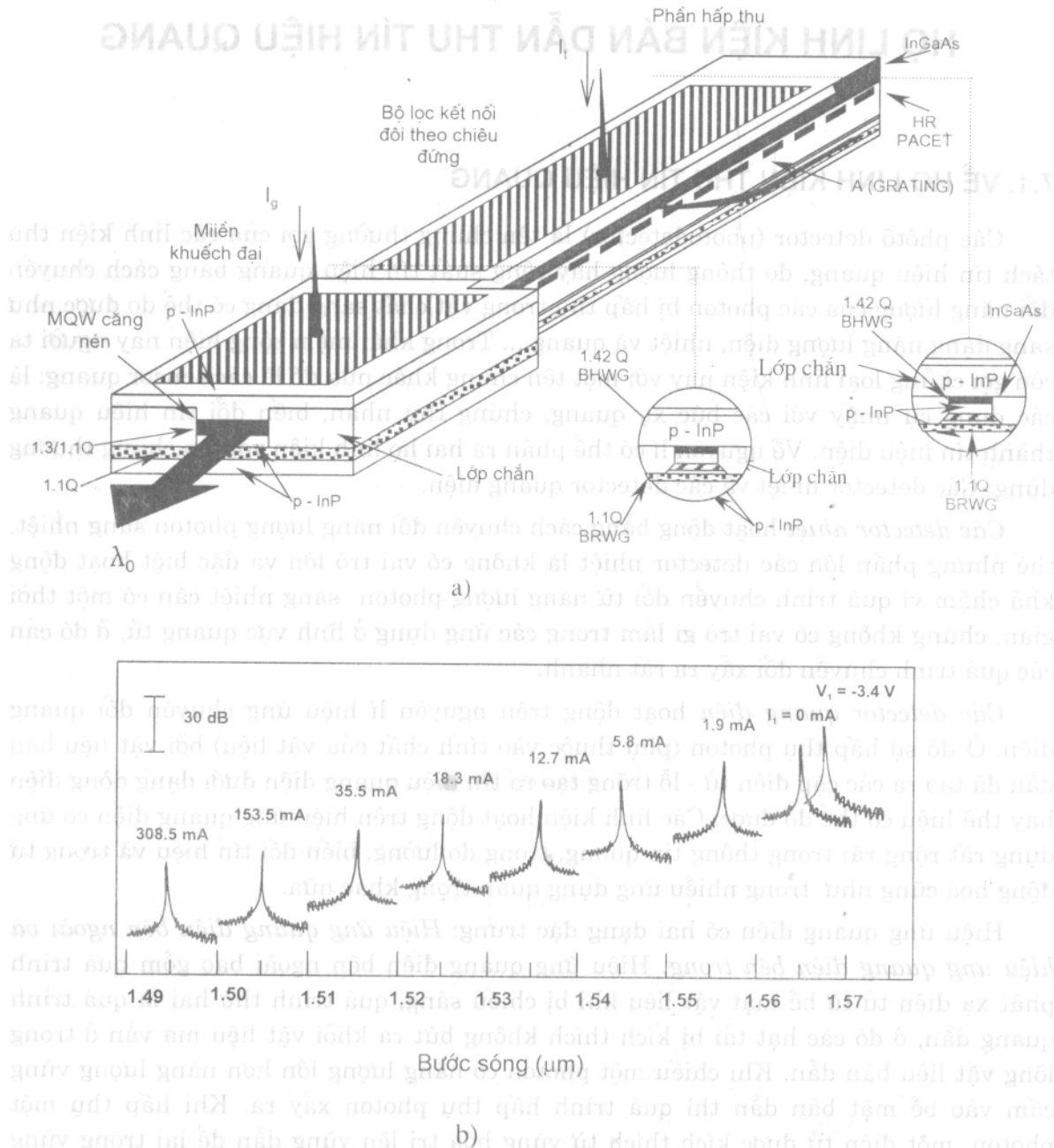
Hình 6.35. Cấu trúc và phổ laser phát của laser bán dẫn bình thường a) và laser DFB cho phổ phát ra rất hẹp b)

Còn một phương pháp khác thay thế các cách tử trực tiếp cạnh lớp tích cực bằng cách sử dụng ống dẫn sóng ngay trên cấu trúc như hình 6.34 b). Cách tử lúc đó hoạt động như bộ phận xạ phân chia. Cấu trúc này được gọi là laser có cấu trúc phản hồi phân chia (Distributed FeedBack Laser- DFB laser). Loại laser này hoạt động với độ rộng phổ nhỏ cỡ 10 MHz (không có biến điệu) và cung cấp cho băng tần biến điệu cỡ GHz. Loại laser này được sử dụng rất rộng rãi trong thông tin quang sợi dài ở dải sóng từ 1,3 - 1,55 μm . Hình 6.36 mô tả ba loại cấu trúc laser có khoang cộng hưởng Fabry Perot đặc trưng. Với các cấu trúc khác nhau thì cường độ và phổ laser phát ra cũng khác nhau.



Hình 6.36. Mô tả ba loại cấu trúc laser phổ biến với khoang cộng hưởng Fabry Perot: laser tiếp giáp đơn a), laser tiếp giáp dị chất kép (DH) b) và laser dị chất kép có cấu trúc dải

Trên Hình 6.37.a) mô tả khái quát một tổ hợp cấu trúc gồm các laser, bộ lọc, các cách tử... các lớp chắn ở đây chính là các lớp được cấy proton tạo miền điện trở cao chắn các tia sáng đi qua và Hình 6.37.b) là các tín hiệu laser phát ra tại các bước sóng khác nhau.



Hình 6.37. Tổ hợp cấu trúc laser a) và các tín hiệu phát ra b)

Chương 7

HỌ LINH KIỆN BÁN DẪN THU TÍN HIỆU QUANG

7.1. VỀ HỌ LINH KIỆN THU TÍN HIỆU QUANG

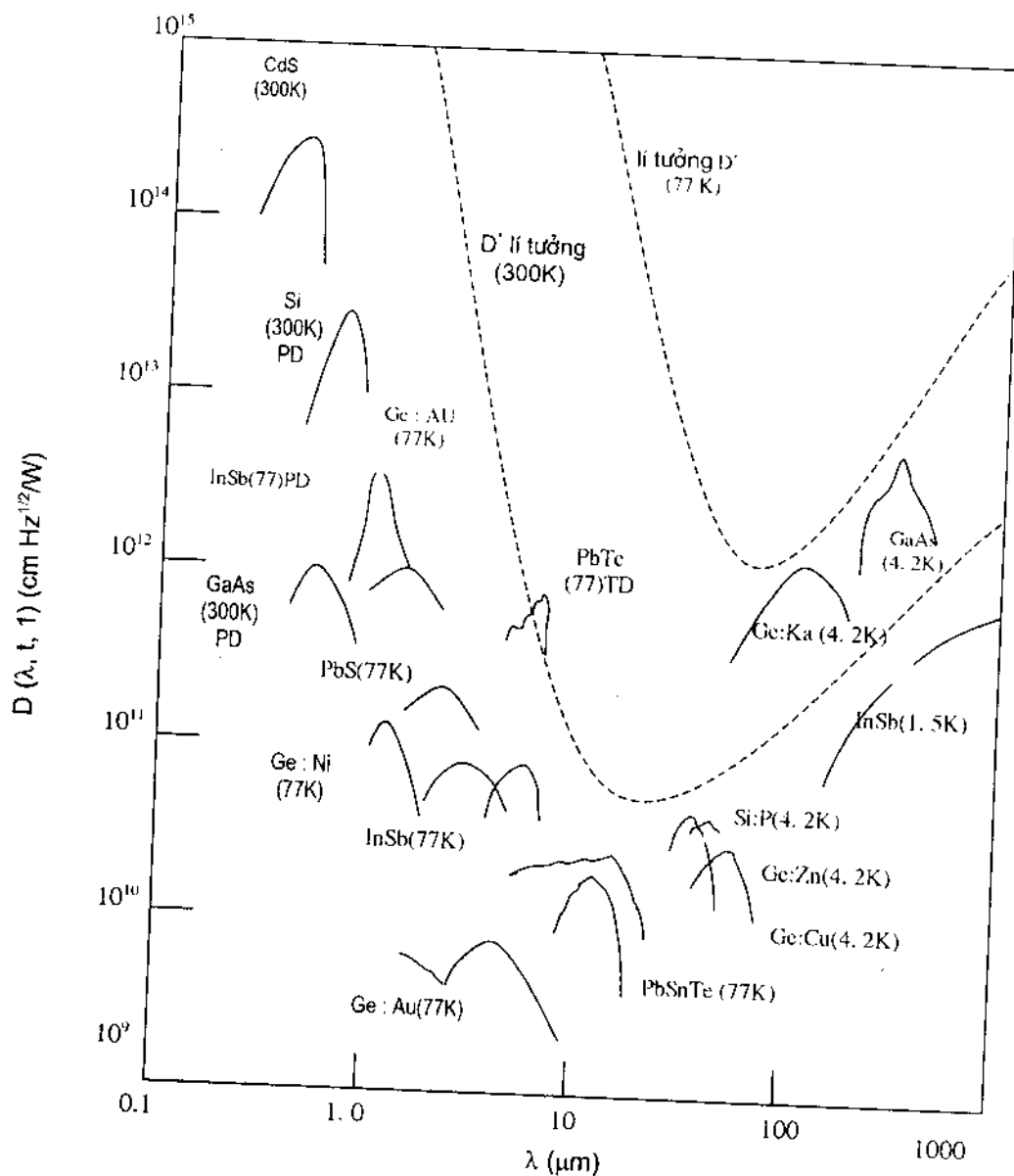
Các photô detector (photodetector) là tên chung thường gọi của các linh kiện thu tách tín hiệu quang, đo thông lượng hay công suất tín hiệu quang bằng cách chuyển đổi năng lượng của các photon bị hấp thụ trong vật chất sang dạng có thể đo được như sang dạng năng lượng điện, nhiệt và quang ... Trong khái niệm rộng hiện nay người ta còn gọi chung loại linh kiện này với một tên chung khác nữa đó là các sensor quang: là các dụng cụ nhạy với các bức xạ quang, chúng thu nhận, biến đổi tín hiệu quang thành tín hiệu điện. Về nguyên lý có thể phân ra hai họ linh kiện với tên chung thường dùng: Các detector nhiệt và các detector quang điện.

Các detector nhiệt hoạt động bằng cách chuyển đổi năng lượng photon sang nhiệt, thế nhưng phần lớn các detector nhiệt là không có vai trò lớn và đặc biệt hoạt động khá chậm vì quá trình chuyển đổi từ năng lượng photon sang nhiệt cần có một thời gian, chúng không có vai trò gì lắm trong các ứng dụng ở lĩnh vực quang tử, ở đó cần các quá trình chuyển đổi xảy ra rất nhanh.

Các detector quang điện hoạt động trên nguyên lý hiệu ứng chuyển đổi quang điện. Ở đó sự hấp thụ photon (phụ thuộc vào tính chất của vật liệu) bởi vật liệu bán dẫn đã tạo ra các cặp điện tử - lỗ trống tạo ra tín hiệu quang điện dưới dạng dòng điện hay thế hiệu có thể đo được. Các linh kiện hoạt động trên hiệu ứng quang điện có ứng dụng rất rộng rãi trong thông tin quang, trong đo lường, biến đổi tín hiệu và trong tự động hoá cũng như trong nhiều ứng dụng quan trọng khác nữa.

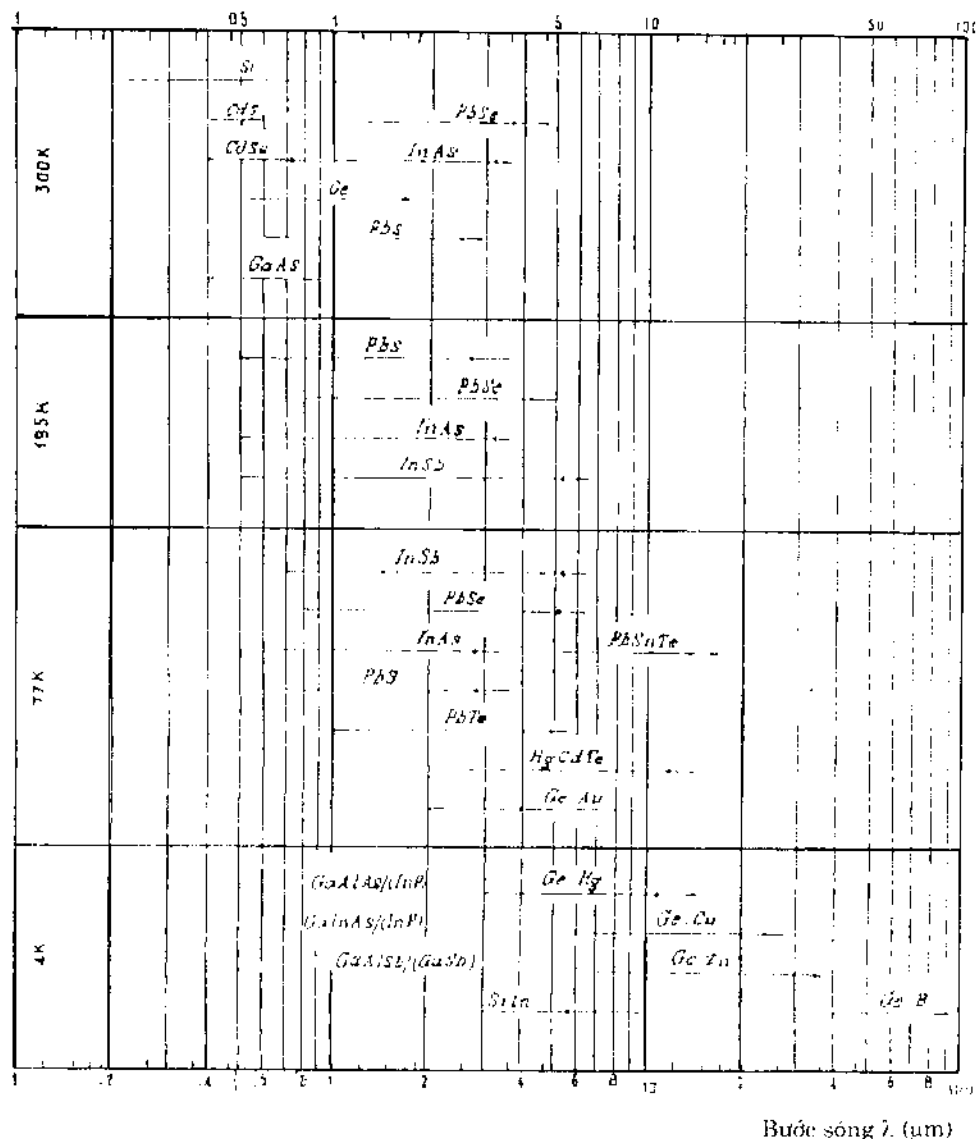
Hiệu ứng quang điện có hai dạng đặc trưng: *Hiệu ứng quang điện bên ngoài và hiệu ứng quang điện bên trong*. Hiệu ứng quang điện bên ngoài bao gồm quá trình phát xạ điện tử từ bề mặt vật liệu khi bị chiếu sáng, quá trình thứ hai là quá trình quang dẫn, ở đó các hạt tải bị kích thích không bật ra khỏi vật liệu mà vẫn ở trong lòng vật liệu bán dẫn. Khi chiếu một photon có năng lượng lớn hơn năng lượng vùng cấm vào bề mặt bán dẫn thì quá trình hấp thụ photon xảy ra. Khi hấp thụ một photon, một điện tử được kích thích từ vùng hóa trị lên vùng dẫn để lại trong vùng hóa trị một lỗ trống, ta nói photon đã tạo ra một cặp điện tử-lỗ trống. Khi có trường điện đặt vào linh kiện, kết quả là có sự chuyển rời các điện tích về hai cực tạo ra dòng

điện ở mạch ngoài, dòng điện này được gọi là dòng quang điện. Bình thường một photon chỉ có thể tạo ra một cặp điện tử-lỗ trống với giả thiết hiệu suất lượng tử bằng 1, nghĩa là với một lượng photon xác định chỉ có thể tạo ra một dòng điện xác định. Tuy nhiên trong một số loại linh kiện thu quang lại có khả năng hoạt động với cơ chế khuếch đại bên trong nghĩa là dòng quang điện có khả năng được khuếch đại lên nhiều lần do một số cơ chế đặc biệt của detector tạo ra. Linh kiện điển hình có khuếch đại trong là photodiốt thác lũ (APD), quang trở ...



Hình 7.1. Một số vật liệu dùng trong chế tạo photodiốt và các vùng nhạy quang của chúng biểu thị theo độ lớn của độ nhạy

Vùng sóng bức xạ quang mà các photodetector hoạt động nằm trong dải bức xạ của ánh sáng nhìn thấy (0,38-0,78 μm) vùng hồng ngoại gần và một phần vùng bức xạ hồng ngoại trung (0,78-15 μm).



Hình 7.2. Các vật liệu bán dẫn được sử dụng để chế tạo các photodetector hoạt động tại các dải sóng quang khác nhau và nhiệt độ khác nhau

Trong thực tế có nhiều linh kiện thu quang có khả năng thu được cả ánh sáng nhìn thấy và bức xạ hồng ngoại (như photodiốt si chẳng hạn), khó có thể gọi tách biệt ra được là linh kiện nhạy tại bước sóng nào. Đôi khi người ta còn phân chia

photodetector ra các họ như: họ linh kiện thu ánh sáng nhìn thấy, detector IR nhạy ở ba cửa sổ trong vùng IR. Riêng các detector nhạy trong vùng từ 3 - 12 μm còn được gọi là linh kiện thu (hay detector) ảnh nhiệt. Ngoài ra còn có các họ detector thu tia X, tia bức xạ α và β ... không bàn ở đây.

Các linh kiện thu quang bao gồm rất nhiều loại với những nguyên lý hoạt động khác nhau. Ngày nay các linh kiện thu quang với cấu trúc giăng lượng tử hay tổ hợp các cấu hình quang điện tử hiện đại với các cấu hình rất phức tạp đang được phát triển rất mạnh mẽ và đưa vào sử dụng ngày càng rộng rãi. Chúng có vai trò rất to lớn trong nghiên cứu khoa học công nghệ, trong quân sự và trong cuộc sống hàng ngày (thí dụ như các linh kiện thu các bức xạ laser ở vùng 1,3 và 1,55 μm , các detector ảnh nhiệt giữ vai trò rất quan trọng đặc biệt trong quân sự ...)

Các loại vật liệu thường được dùng trong chế tạo linh kiện thu ánh sáng nhìn thấy và hồng ngoại gần là Si, Ge, PbSe, InSb, CdSe, GaAs, HgCdTe... và tổ hợp của chúng. Hình 7.1 và 7.2 mô tả một cách đại thể và chi tiết một số vật liệu dùng để chế tạo photodetector, nhiệt độ hoạt động, độ nhạy D và vùng sóng nhạy quang của chúng.

Cho đến nay, lĩnh vực nghiên cứu chế tạo linh kiện thu quang rất đa dạng, phức tạp và được phát triển mạnh mẽ hơn so với các linh kiện phát quang. Điều này có lí do khách quan do bên thu có vai trò rất đặc biệt trong các thiết bị cũng như trong các hệ thống thông tin quang. Các thông số bên phía thu quang như độ nhạy, chất lượng thu tín hiệu, sự phát sinh nhiễu... có tính quyết định tới cả hệ thống thông tin quang.

Họ linh kiện thu quang bao gồm:

- Tế bào quang điện chân không, bộ nhân quang điện (vẫn còn được sử dụng)
- Quang trở
- Các loại photodiốt (PN, PIN, APD, Schottky...)
- Lưới hay ma trận photodiốt (photodiode arrays)
- Phototransistor
- Photothyristor
- Photo FET
- Các cấu hình photodiốt giăng lượng tử, các detector IR
- Các detector ảnh nhiệt (thermal detector)
- Các mạch tích hợp thu phát quang điện tử (OEIC)

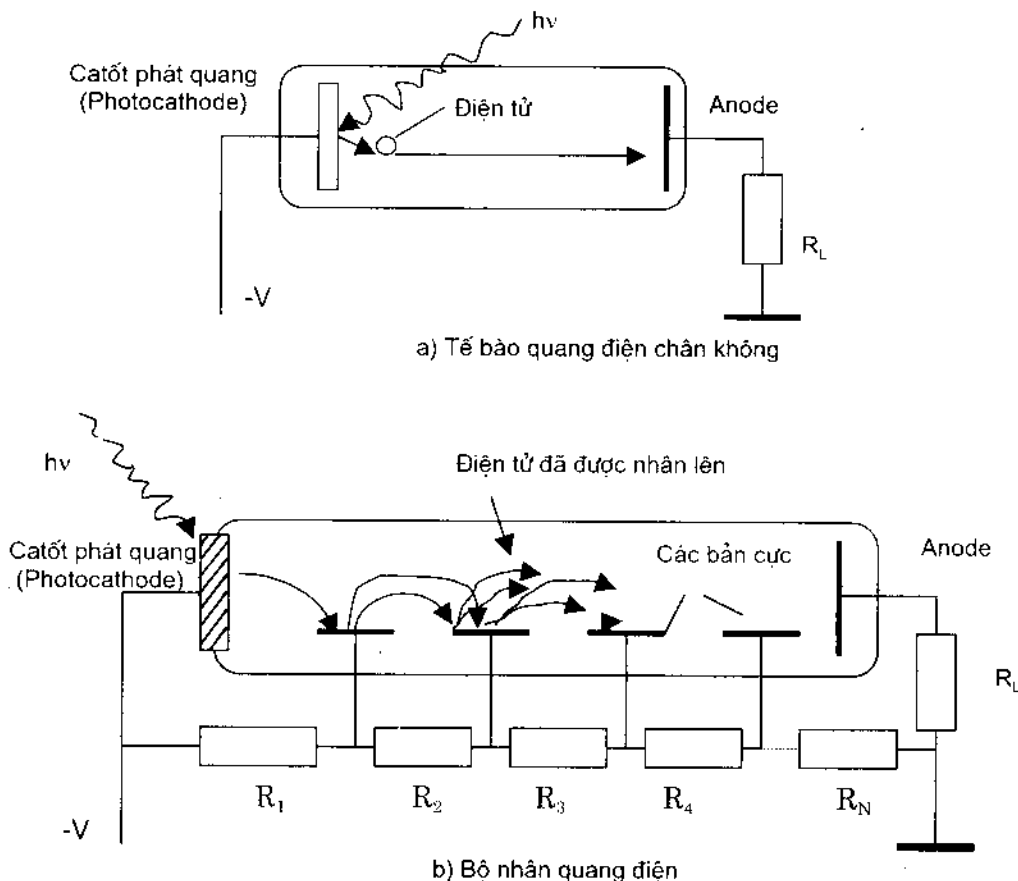
Trong chương này chúng ta khảo sát hai loại photodetector với hiệu ứng bên ngoài và hiệu ứng bên trong và sẽ xét kĩ hơn đối với một số linh kiện thu quang thông dụng như photodiốt (PN, PIN, APD), phototransistor và một số cấu hình photodetector hiện đại.

7.2. PHÁT XẠ QUANG ĐIỆN, TẾ BÀO QUANG ĐIỆN VÀ BỘ NHẬN QUANG ĐIỆN

Nếu năng lượng của photon đủ lớn chiếu vào bề mặt kim loại có trong chân không thì điện tử bị kích thích có thể vượt qua hàng rào thế năng của bề mặt vật liệu bay vào chân không trở thành điện tử tự do. *Quá trình này gọi là quá trình phát xạ điện tử quang như được biểu diễn ở trên Hình 7.3 a).* Một photon có năng lượng $h\nu$ chiếu vào bề mặt kim loại làm phát sinh ra một điện tử từ vùng dẫn. Năng lượng tích lũy cần thiết để điện tử phát xạ từ mức Fermi có dạng năng lượng động năng cực đại là:

$$E_{max} = h\nu - \phi_w \quad (7.1)$$

trong đó ϕ_w là công thoát, đó chính là hiệu năng lượng giữa mức chân không và mức Fermi của vật liệu. *Đây chính là phương trình phát xạ quang của Einstein.* Đối với các điện tử ở sâu dưới mức Fermi trong kim loại thì cần có một phần năng lượng thêm vào để đưa điện tử lên bề mặt Fermi rồi mới bật ra khỏi bề mặt kim loại. Giá trị thấp nhất của công thoát cỡ 2eV đối với một vài kim loại. Các detector quang hoạt động trên hiệu ứng quang ngoài từ vật liệu kim loại sạch chỉ hoạt động ở vùng tử ngoại và vùng nhìn thấy.



Hình 7.3. Một số cấu hình của photodetector phát xạ quang: tế bào quang điện chân không a), bộ nhận quang điện b)

Hiệu ứng phát xạ điện quang từ bề mặt bán dẫn được thể hiện trên Hình 7.3. b). Điện cực photocathode để ở một đầu trong hay ở chân thành ống chân không (như trên hình vẽ). Các điện tử đã được kích thích bởi photon, chúng được giải phóng và phát ra khỏi photocathode, chúng đập vào các bản cực làm phát sinh ra các điện tử khác, quá trình này gọi là phát xạ thứ cấp, và cứ như vậy số điện tử sẽ tăng lên nhiều lần khi ra tới Anode. Tương tự như biểu thức (7.1) chúng ta có thể viết cho điện tử từ đỉnh vùng hóa trị nhảy lên mức chân không:

$$E_{max} = h\nu - (E_g + \chi) \quad (7.2)$$

trong đó E_g là độ rộng vùng cấm, χ là ái lực điện tử của vật liệu, chính là hiệu năng lượng giữa mức chân không và đáy của vùng dẫn. Giá trị $(E_g + \chi)$ có độ lớn thấp cỡ 1.4 eV do vậy các detector phát xạ quang bán dẫn hoạt động ở vùng hồng ngoại gần, cả ở vùng nhìn thấy và tử ngoại. Các linh kiện thu quang hoạt động trên cơ sở phát xạ quang điện thường thường có ở dạng bóng đèn chân không. Các điện tử phát ra từ bề mặt của vật liệu nhạy quang từ cực catốt (cathode) sẽ bay đến điện cực anốt (anode), ở đây có thể năng cao hơn, kết quả là sự chuyển dịch điện tử giữa hai cực catốt và anốt tạo ra dòng điện tỷ lệ với dòng thông lượng quang chiếu vào bề mặt vật liệu. Các điện tử có thể tương tác với một số điện cực khác đặt trong bóng đèn chân không, các điện cực này lại phát ra điện tử thứ cấp, quá trình này gọi là quá trình phát xạ thứ cấp. Kết quả là sự khuếch đại của dòng điện tích được tăng lên rất nhiều lần (có thể đạt 10^7 lần, linh kiện hoạt động như thế này gọi là *bộ nhân quang điện*). Hình 7.3 biểu thị hai trong số nhiều loại photodetector hoạt động trên cơ sở phát xạ điện tử quang.

7.3. MỘT SỐ THÔNG SỐ ĐẶC TRƯNG CỦA HỌ LINH KIỆN BÁN DẪN THU QUANG

Có một số tính chất cơ bản chung đặc trưng cho các photodetector bán dẫn. Trước khi đi vào nghiên cứu từng loại detector riêng biệt chúng ta khảo sát một số đặc điểm chung nhất như sự hấp thụ ánh sáng trong bán dẫn, hiệu suất lượng tử, độ nhạy, thời gian phản ứng...

7.3.1. Sự hấp thụ quang trong chất bán dẫn

Khi có một photon (hay một chùm photon) được chiếu vào bề mặt bán dẫn, phụ thuộc vào năng lượng của photon, nó có thể bị hấp thụ làm phát sinh ra một cặp điện tử lỗ trống trong bán dẫn. Điện tử có thể nhảy từ vùng hóa trị lên vùng dẫn để lại trong vùng dẫn một lỗ trống. Quá trình này gọi là quá trình hấp thụ photon. Để cho một điện tử có trong vùng hóa trị nhảy lên được vùng dẫn thì năng lượng photon ít nhất phải bằng với năng lượng vùng cấm. Đây là hấp thụ vùng - vùng. Còn có một số khả năng hấp thụ khác nữa, ví dụ như khi điện tử không nhảy lên vùng dẫn mà nhảy lên một mức năng lượng của tạp chất có trong vùng cấm (ở bán dẫn pha tạp) hay trong các giếng lượng tử điện tử nhảy từ mức năng lượng thấp lên mức năng lượng cao ở

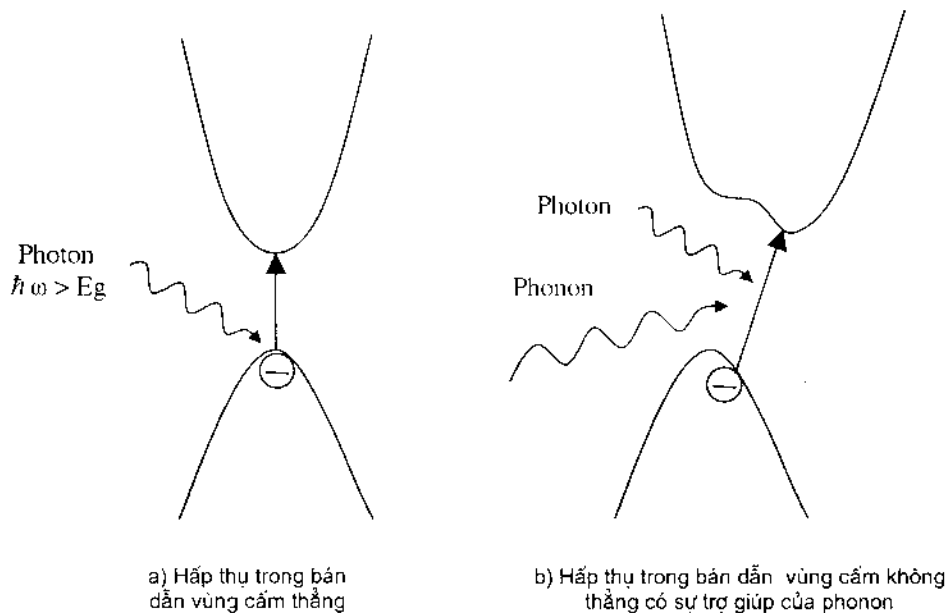
trong vùng. Trong các quá trình này năng lượng photon không cần lớn hơn năng lượng vùng cấm. Các quá trình hấp thụ này sẽ còn được nhắc tới trong các phần sau.

Quá trình hấp thụ photon là mạnh nhất khi photon có khả năng tác động một cách trực tiếp để một điện tử nhảy thẳng hay nhảy trực tiếp lên vùng dẫn. Vì động lượng của photon là khá nhỏ so với động lượng của điện tử, sự bảo toàn động lượng đòi hỏi rằng quá trình sinh cặp điện tử - lỗ trống có trong chiều không gian thẳng đứng với cùng giá trị số sóng k như trên hình 7.5 a). Quá trình dịch chuyển như thế này có thể thực hiện tại gần mép vùng cấm có cấu trúc thẳng của bán dẫn. Bán dẫn có cấu trúc vùng năng lượng như thế gọi là bán dẫn có vùng cấm thẳng hay vùng cấm trực tiếp). Hệ số hấp thụ đối với bán dẫn có vùng cấm thẳng có thể viết như sau:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{2\pi^2\hbar}{3n_r m_0^2 \epsilon_0} \frac{p_{cv}^2}{\hbar\omega} \frac{(\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\hbar\omega} \text{ cm}^{-1} \quad (7.3)$$

trong đó m_r^* là khối lượng hiệu dụng của e-h, n_r là hệ số chiết suất, $\hbar\omega$ là năng lượng photon, E_g là độ rộng vùng cấm và p_{cv} là các phần tử ma trận động lượng. đại lượng này cho phép quá trình dịch chuyển của hạt tải xảy ra m_0 là khối lượng của điện tử và ϵ_0 là hằng số điện môi trong môi trường tự do. Sau khi thay một số giá trị cụ thể, biến đổi biểu thức ta có :

$$\alpha(\hbar\omega) \cong 4 \times 10^6 \left(\frac{m_r^*}{m_0}\right)^{3/2} \frac{(\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{\hbar\omega} \text{ cm}^{-1} \quad (7.4)$$



Hình 7.4. Sự hấp thụ vùng - vùng trong bán dẫn có vùng cấm thẳng a) và vùng cấm không thẳng với sự tham gia của phonon b)

Khi bán dẫn có vùng cấm không thẳng, nghĩa là cực đại của vùng hoá trị và cực tiểu của vùng dẫn không nằm tại cùng hệ số sóng k , khi đó sự dịch chuyển theo chiều thẳng đứng k không thể xảy ra và các điện tử cũng có khả năng hấp thụ chỉ một photon nếu có một phonon (dao động mạng) tham gia trong quá trình hấp thụ, như trên hình 7.5.b).

Các quá trình hấp thụ gián tiếp này trong vùng cấm không thẳng là không mạnh như là các quá trình hấp thụ trong vùng cấm thẳng. Lúc này hệ số hấp thụ có dạng:

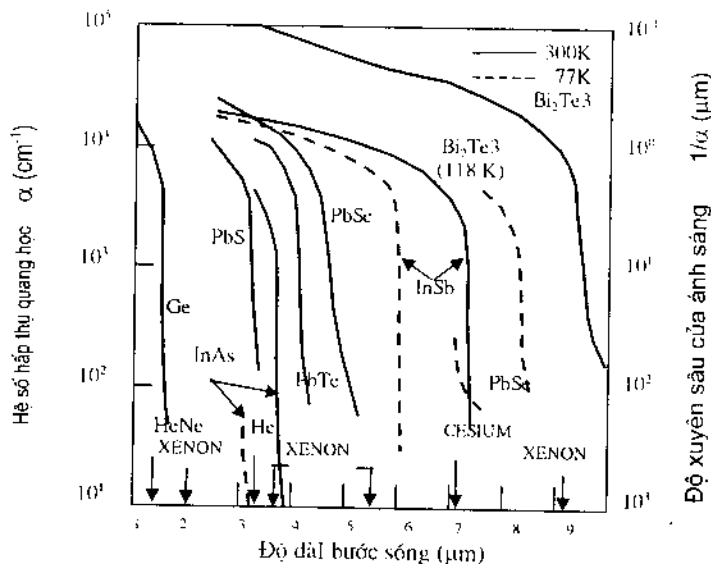
$$\alpha_{\text{indirect}} = (K_0 + K_1(T)) (\hbar\omega - E_g)^{-1} \quad (7.5)$$

trong đó K_0 là hằng số và $K_1(T)$ là thừa số phụ thuộc vào nhiệt độ. Khi nhiệt độ tăng thì $K_1(T)$ sẽ tăng và hệ số hấp thụ sẽ tăng vì lúc này mạng dao động mạnh. K_0 và $K_1(T)$ có giá trị sao cho giá trị hệ số hấp thụ của bán dẫn không thẳng nhỏ hơn cỡ 100 lần so với bán dẫn thẳng tại cùng một giá trị năng lượng của photon với độ lớn tối thiểu bằng giá trị vùng cấm ($\hbar\omega > E_g$).

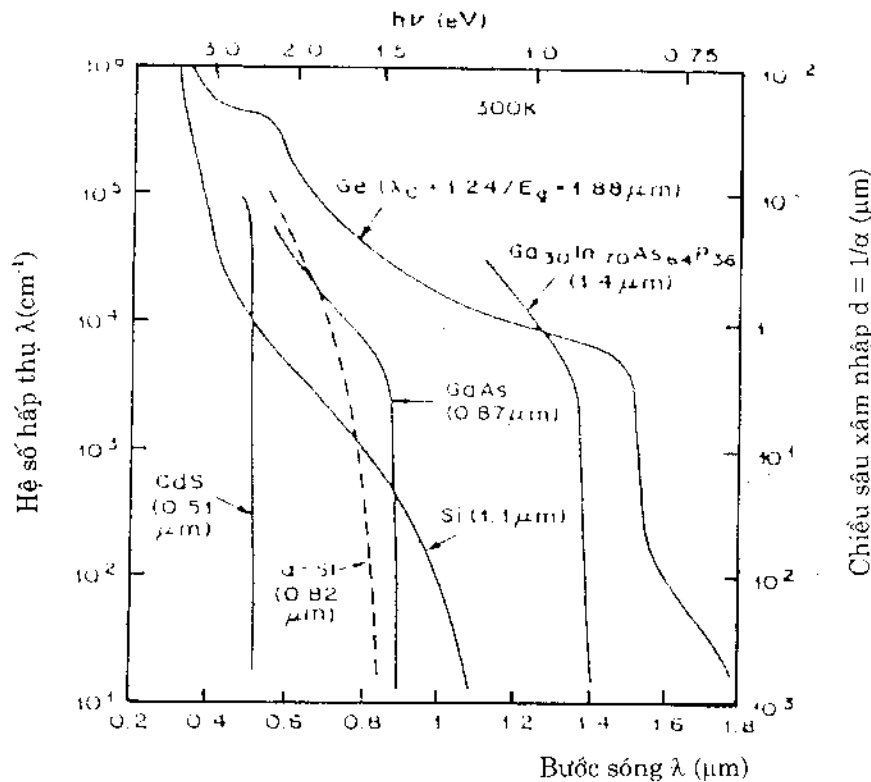
Từ phương trình (7.4) chúng ta nhận thấy hệ số hấp thụ quang sẽ bằng 0 khi năng lượng của photon bằng năng lượng vùng cấm và bước sóng photon khi hệ số hấp thụ bằng 0 gọi là bước sóng cắt (λ_c). Từ đó có thể suy ra tần số cắt như sau:

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g(eV)} (\mu\text{m}) \quad (7.6)$$

Hệ số hấp thụ quang của một số vật liệu bán dẫn được biểu diễn trên Hình 7.5. Tại đây biểu thị các chất bán dẫn có độ hấp thụ trong dải sóng từ 1-10 μm .

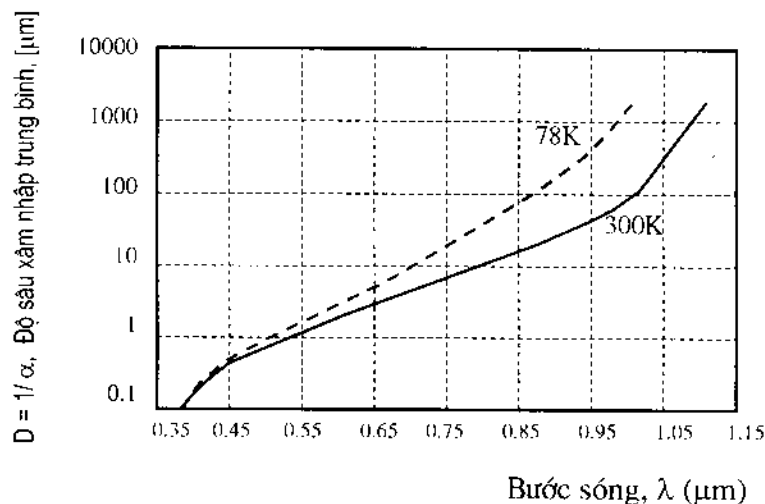


Hình 7.5. Hệ số hấp thụ của một số chất bán dẫn tại nhiệt độ 300K (đường liền nét) và 77K (đường đứt nét). Trục thẳng đứng bên tay trái là độ hấp thụ, phía bên phải là độ xuyên sâu của photon vào vật liệu bán dẫn



Hình 7.6. Hệ số hấp thụ của một số bán dẫn quan trọng

Hình 7.6 biểu thị hệ hấp thụ và độ xuyên sâu của photon một cách khá chi tiết của một số bán dẫn vùng cấm thẳng và không thẳng thường dùng trong chế tạo photodetector tại vùng bước sóng vùng nhìn thấy và hồng ngoại gần. Từ hình vẽ cũng có thể suy ra ngay được tần số cắt của các bán dẫn này.



Hình 7.7. Độ xuyên sâu của photon trong vật liệu bán dẫn Si dùng trong thiết kế detector

Trong thiết kế chế tạo detector rất cần biết độ xuyên sâu của photon để từ đó có thể thiết kế tính toán độ dày các lớp bán dẫn. Hình 7.7 mô tả chi tiết độ xuyên sâu của photon trong vật liệu bán dẫn tại hai nhiệt độ 78K và 300K. Thí dụ tại bước sóng $\lambda=0,90\text{ }\mu\text{m}$ độ xuyên sâu của photon là khoảng $20\text{ }\mu\text{m}$ tại 300 K còn tại 78 K độ xuyên sâu khá lớn.

Trong các photodetector không thuần (extrinsic detector), vật liệu bán dẫn được pha bởi một số tạp chất đặc biệt, có mức tâm nông để đảm bảo cho các mức năng lượng có thể tồn tại trong vùng cấm. Khi các điện tử bị kích thích bởi các photon có năng lượng nhỏ hơn vùng cấm, chúng có thể nhảy lên các mức năng lượng có trong vùng cấm này. Với quá trình này vật liệu bán dẫn cũng hấp thụ photon có năng lượng nhỏ và dựa trên cơ sở này người ta chế tạo ra các detector không thuần. Các photodetector không thuần này tạo thành một nhóm detector quan trọng đối với quá trình thu bức xạ sóng dài. Năng lượng bức xạ có khả năng nhỏ hơn nhiều so với vùng cấm. Trong thực tế detector không thuần có thể hoạt động đến tận bước sóng $120\text{ }\mu\text{m}$ tại nhiệt độ thấp khi vật liệu được pha thêm một số nguyên tử tạp chất vào Si và Ge.

7.3.2. Hiệu suất lượng tử và độ nhạy phổ

a) Hiệu suất lượng tử

Hệ số lượng tử được định nghĩa là xác suất để một photon rơi vào bề mặt linh kiện bị hấp thụ làm sinh ra một cặp điện tử lỗ trống góp phần vào dòng điện mạch ngoài. Khi có rất nhiều photon đến bề mặt bán dẫn thì hiệu suất lượng tử là tỷ số của thông lượng các cặp điện tử - lỗ trống sinh ra góp phần tạo ra dòng quang điện ở mạch ngoài trên thông lượng của photon tới. Như vậy một linh kiện thu quang bán dẫn không khuếch đại có dòng quang điện là I_L tỉ lệ với công suất bức xạ là Φ_L . Hiệu suất lượng tử, η , là tỷ số giữa số electron n_e chạy ở trong mạch và số photon n_{ph} rơi trên bề mặt đầu thu trong cùng một đơn vị thời gian:

$$\eta = \frac{n_e / t}{n_{ph} / t} = \frac{n_e}{n_{ph}} \quad (7.7 \text{ a})$$

Hiệu suất lượng tử còn có thể biểu thị theo một cách khác như sau :

$$\eta = (1 - \mathfrak{R}_s) \xi (1 - \exp(-\alpha d)) \quad (7.7 \text{ b})$$

với $\mathfrak{R}_s$ là hệ số phản xạ tại bề mặt linh kiện thu, ξ là tỷ phần của cặp điện tử lỗ trống tham gia vào dòng quang điện vì không phải tất cả các cặp điện tử - lỗ trống được sinh ra đều góp vào dòng điện, α là hệ số hấp thụ photon của vật liệu, d là chiều dày của photodetector. Thành phần thứ ba trong móc vuông thể hiện tỷ phần thông lượng photon bị hấp thụ trong lòng detector, như vậy detector càng có kích thước dày thì thành phần thứ ba càng lớn.

b) Sự phụ thuộc của hiệu suất lượng tử vào bước sóng

Tại bước sóng λ nào đấy, trong một đơn vị thời gian, số photon n_{ph} sẽ là:

$$n_{ph} = \frac{\Phi_{e,\lambda}}{hf} \quad (7.8)$$

trong đó $\Phi_{e,\lambda}$ là thông lượng quang. Số electron, n_e của dòng quang điện được tạo ra do hấp thụ của ánh sáng sẽ là:

$$n_e = \frac{I_{L,\lambda}}{q} \quad (7.9)$$

trong đó $I_{L,\lambda}$ là dòng điện ở mạch ngoài, q là điện tích của điện tử. Như vậy hiệu suất lượng tử tại một bước sóng sẽ là:

$$\eta(\lambda) = \frac{I_{L,\lambda} (hf)}{q \cdot \Phi_{e,\lambda} (hf)} = \frac{I_{L,\lambda} hc}{q \Phi_{e,\lambda} \lambda} \quad (7.10)$$

trong đó $hc/q = 1,24 \cdot 10^{-6} \text{ W.m/A}$, và đặt $I_{L,\lambda} / \Phi_{e,\lambda} = \mathcal{R}(\lambda)$ là độ nhạy theo bước sóng. Phương trình (7.10) sau khi thay các đại lượng tương ứng vào sẽ có dạng

$$\eta(\lambda) = 1,24 \cdot 10^{-6} \frac{\mathcal{R}(\lambda)}{\lambda} \quad (7.11)$$

Khi linh kiện thu có khuếch đại bên trong thì công thức (7.11) sẽ có dạng khác một chút. Chúng ta xét trường hợp này sau đây: trong nhiều trường hợp thu góp được một lượng điện tử ở mạch ngoài, kí hiệu là “ q^* ” có thể lớn hơn số điện tử “ e^* ” sinh ra trong lòng bán dẫn. Các linh kiện có đặc tính như thế này được gọi là linh kiện thu có khuếch đại bên trong. Người ta đưa vào hệ số khuếch đại kí hiệu là G . Hệ số khuếch đại G là số trung bình của các điện tử có trong mạch ngoài chia cho số cặp hạt tải quang điện đã được sinh ra. Hệ số khuếch đại được định nghĩa như sau:

$$G = \frac{q^*}{e^*} \quad (7.12)$$

Hệ số khuếch đại này có thể lớn hơn hoặc nhỏ hơn 1 đơn vị nhưng điều này sẽ được bàn thêm ở phần sau. Đến đây chúng ta có thể đưa ra biểu thức tổng quát hơn về dòng quang điện và độ nhạy được viết ở dạng dưới đây:

$$i_p = \eta q^* \Phi = G \eta e^* \Phi = \frac{G \eta e^* P}{h\nu} \quad (7.13)$$

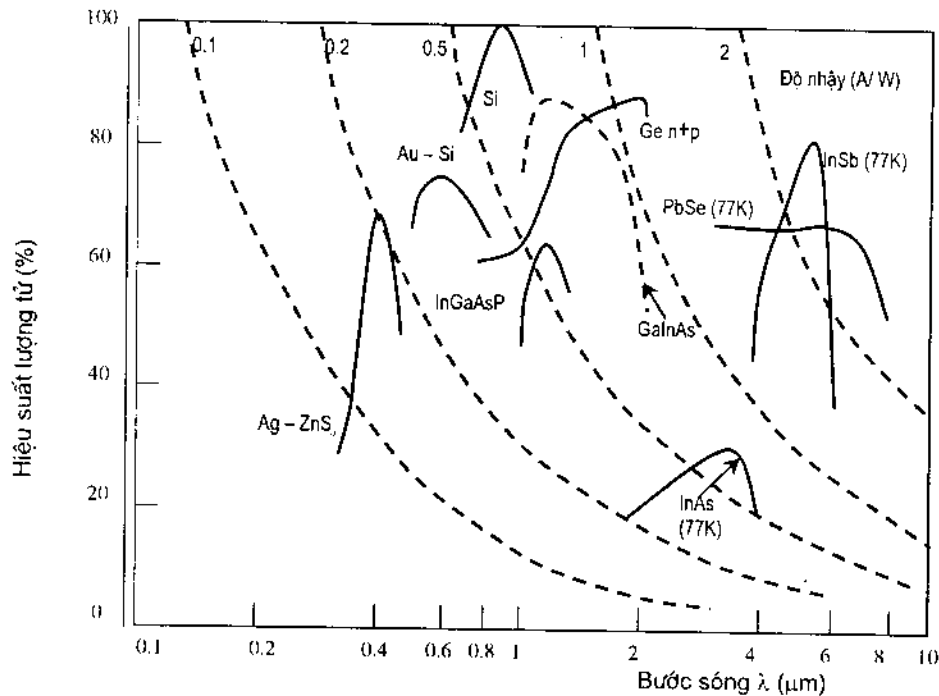
$$\mathcal{R} = \frac{G \eta e}{h\nu} = G \eta \frac{\lambda_0}{1,24} \quad (7.14)$$

ở đây thứ nguyên của một số đại lượng sẽ là: $G [A/W]$, $\lambda_0 [\mu m]$.

Độ nhạy phổ tuyệt đối khi hiệu suất lượng tử bằng 1 và hiệu suất lượng tử tương đối tại một bước sóng được viết như sau:

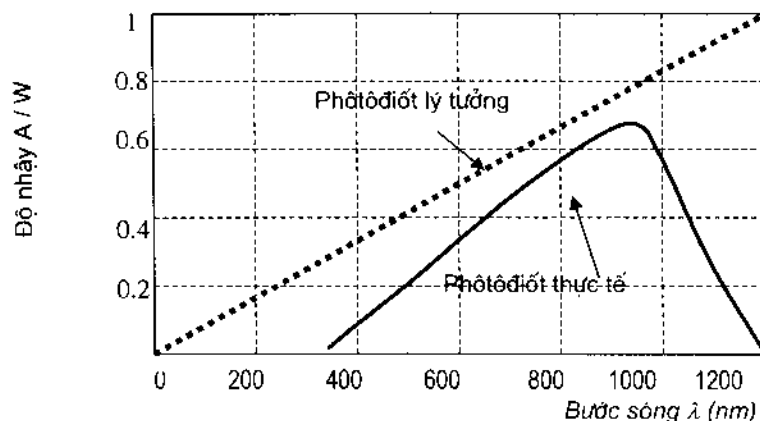
$$\mathfrak{R} = \frac{\lambda}{1,24 \cdot 10^{-6}} \quad (7.15)$$

$$\eta(\lambda) = \frac{\mathfrak{R}(\lambda)_{\max}}{\mathfrak{R}(\lambda)} \quad (7.16)$$



Hình 7.8. Hiệu suất lượng tử tương đối và độ nhạy phổ của vật liệu bán dẫn

Hình 7.8. biểu thị hiệu suất lượng tử tương đối và độ nhạy phổ của một số vật liệu bán dẫn theo bước sóng. Từ hình vẽ có thể nhận thấy rất ít vật liệu bán dẫn có hiệu suất lượng tử đạt giá trị gần bằng 1. Riêng đối với linh kiện thu quang chế tạo từ vật liệu bán dẫn Si thì hiệu suất lượng tử có giá trị cao chủ yếu ở vùng bước sóng hồng ngoại gần, khoảng 0,8 – 0,95 μm như trên Hình 7.9 và phụ thuộc vào nhiệt độ. Đường hiệu suất lượng tử lí tưởng biến đổi gần như tuyến tính cho đến tần số cắt cơ 1,2 μm sau đó đột ngột trở về 0. Còn đường hiệu suất lượng tử thực tế ở mọi bước sóng đều nhỏ hơn đường lí thuyết, đặc biệt vùng tử ngoại và vùng gần bước sóng cắt, hiệu suất lượng tử suy giảm rất mạnh do các hạt tải sinh ra ở các vùng này bị tái hợp mật hoặc không thể khuếch tán về phía bên kia của tiếp giáp góp phần vào dòng quang điện ở mạch ngoài.



Hình 7.9. Phổ độ nhạy của photodiode Si theo lý thuyết và thực tế

7.3.3. Tỉ số tín hiệu trên nhiễu và độ phân giải

Tỉ số tín hiệu (signal) trên nhiễu (noise), được kí hiệu bằng S/N , được biểu diễn bằng tỷ số công suất tín hiệu trên công suất nhiễu ở đầu ra trên tỷ số đó có ở đầu vào và được viết như sau:

$$\frac{S}{N} = \frac{P_{Sout}}{P_{Nout}} / \frac{P_{Sin}}{P_{Nin}} \quad (7.17)$$

trong đó P_{Sout} , P_{Nout} và P_{Sin} , P_{Nin} là công suất tín hiệu và công suất nhiễu tại đầu vào và đầu ra. Khi tỷ số $S/N = 1$ là lúc giá trị tín hiệu bằng giá trị nhiễu, hay còn nói tín hiệu bắt đầu chìm vào nền nhiễu không thể phân giải được nữa. Người ta thường dùng công suất nhiễu tương đương NEP (Noise Equivalent Power), nó được định nghĩa là giá trị bình phương trung bình (RMS -root mean square) của công suất bức xạ tới làm sinh ra một thế hiệu nội RMS ở đầu ra bằng với thế RMS nhiễu:

$$NEP = \frac{2\hbar\omega B}{\eta} \quad (7.18)$$

trong đó A là diện tích tích cực của linh kiện thu quang, ω là tần số sóng ánh sáng, B là độ rộng băng tần, η là hiệu suất lượng tử. Đối với các linh kiện thu, đặc biệt là linh kiện thu hồng ngoại, một thông số khác thường được sử dụng, đó là khả năng tách tín hiệu (detectivity, D^*). Nó tỷ lệ nghịch đảo với NEP và tỷ lệ thuận với căn bậc hai diện tích tích cực của linh kiện thu quang A và độ rộng băng tần B :

$$D^* = \frac{(A.B)^{1/2}}{NEP} \quad (7.19)$$

D^* tương ứng với tỉ số S/N trên một Watt của công suất quang tới bề mặt detector trên độ rộng băng tần 1 Hz.

7.3.4. Thời gian đáp ứng

Có ý kiến cho rằng điện tích sinh ra trong mạch ngoài của detector có giá trị độ lớn là $2e$ do hai loại hạt tải chạy về hai cực khi một photon làm sinh ra một cặp điện tử - lỗ trống trong bán dẫn. Ta hãy xét xem quan điểm này đúng hay sai. Trong thực tế điện tích sinh ra là e - điện tử như chúng ta đã thấy, mặt khác thời gian chạy ra mạch ngoài của điện tử và lỗ trống là không giống nhau do khối lượng của chúng không giống nhau (độ linh động khác nhau) mà xảy ra trong những khoảng thời gian dài ngắn khác nhau tùy theo cấu trúc và đặc điểm của vật liệu bán dẫn làm linh kiện thu quang. Cụ thể là các điện tử thì chạy nhanh, có thể đi về điện cực dương một cách nhanh chóng, còn các lỗ trống thì chạy chậm hơn về điện cực âm. Từng loại hạt tải chạy qua mạch ngoài đều cần có một khoảng thời gian. Thời gian này được gọi là thời gian lan truyền trung chuyển trong linh kiện. Đó là một thừa số giới hạn quan trọng đối với tốc độ hoạt động của tất cả các linh kiện thu quang bán dẫn.

Hãy xét một cặp điện tử - lỗ trống sinh ra bởi quá trình hấp thụ một photon tại một vị trí bất kì x nào đó trong vật liệu làm detector có chiều rộng là w và có thế hiệu đặt vào là V . Chúng ta chỉ xét sự chuyển động theo chiều x . Kí hiệu các hạt tải có điện tích tổng cộng là Q (cần lưu ý lỗ trống có điện tích là $+e$ và điện tử có điện tích là $-e$) chuyển động với tốc độ $v(t)$ trong chiều x tạo ra dòng điện trong mạch ngoài có dạng như sau :

$$i(t) = -\frac{Q}{t} = -\frac{Q}{w} v(t), \quad t = \frac{w}{v(t)} \quad (7.20)$$

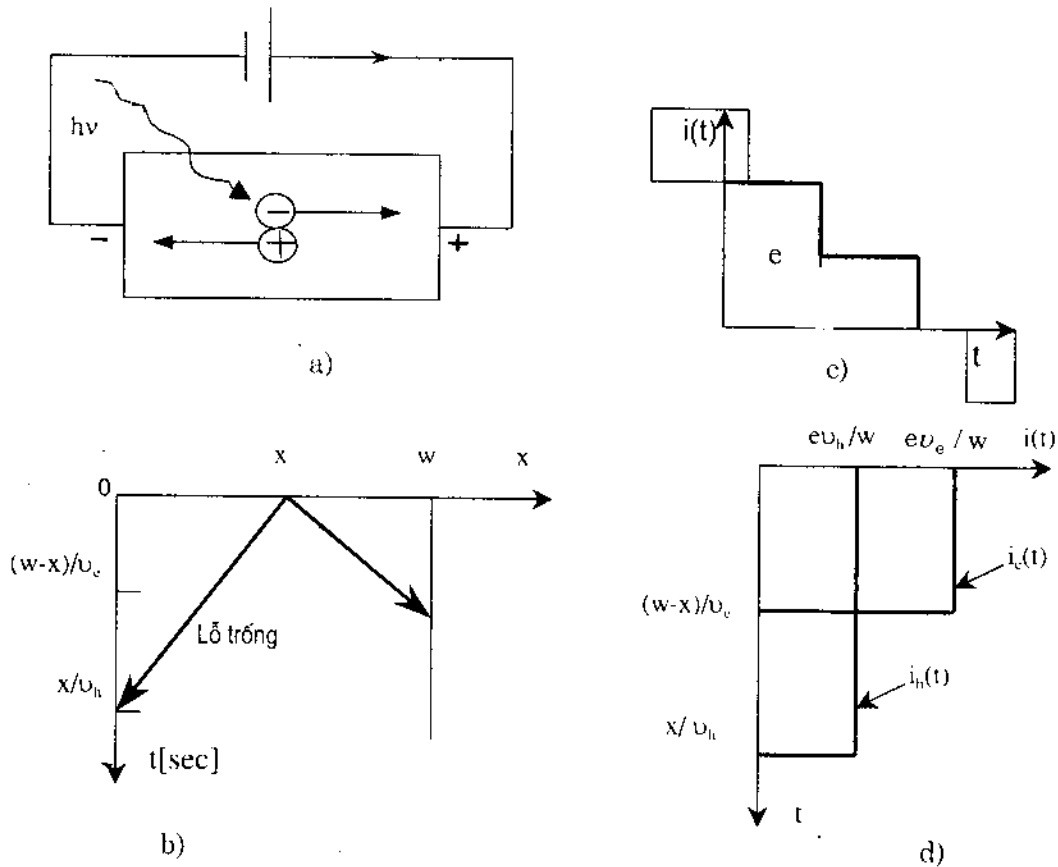
Trên hình 7.10.a) biểu thị cấu trúc linh kiện thu quang có một cặp điện tử lỗ trống sinh ra do hấp thụ photon tại toạ độ x , chúng di về hai cực. Hình 7.10.b) biểu thị tốc độ khác nhau, thời gian khác nhau của điện tử và lỗ trống đạt đến hai đầu của linh kiện thu.

Khi có điện trường E thì hạt tải trong vật liệu bán dẫn sẽ bị cuốn với tốc độ $v = \mu E$. Giả thiết rằng lỗ trống chuyển động với tốc độ không đổi v_h sang bên trái, còn điện tử chuyển động với tốc độ v_e sang phía bên phải. Độ lớn của dòng điện tử và lỗ trống có độ lớn khác nhau là i_h và i_e , thời gian mà lỗ trống chuyển động là x/v_h và thời gian chuyển động của điện tử là $(w-x)/v_e$. Trong vật liệu bán dẫn, tốc độ điện tử v_e thường lớn hơn tốc độ lỗ trống v_h . Vì vậy độ dài toàn phần của thời gian bay trong vật liệu do thời gian của lỗ trống quyết định (x/v_h). Dòng điện điện tử và dòng lỗ trống cũng như dòng điện tổng cộng của chúng được biểu thị trên hình vẽ 7.10.c), d).

Điện tích tổng cộng Q cảm ứng ở dòng điện bên ngoài được tính như sau:

$$Q = e \frac{v_h}{w v_h} x + e \frac{v_e}{w v_e} (w-x) = e \left(\frac{x}{w} + \frac{w-x}{w} \right) = e \quad (7.21)$$

Từ biểu thức này ta thấy rõ ràng rằng điện tích ở mạch ngoài chỉ là e chứ không phải là $2e$ như đã nói trên cho dù có hai loại hạt tải mang hai lượng điện tích chạy về hai cực của linh kiện thu tín hiệu quang.



Hình 7.10. Sự sinh cặp điện tử - lỗ trống trong quang trở a), sự quét của điện tử và lỗ trống ra hai điện cực của linh kiện với tốc độ và thời gian khác nhau b), tổng điện tích là e c) và dòng điện tử, dòng lỗ trống và dòng tổng cộng của chúng biến thiên theo thời gian d)

Trong thực tế, thời gian đáp ứng lại không tính toán từ thời gian bay của điện tử và lỗ trống như trình bày trong Hình 7.10 mà có thể tính khái quát theo cách sau đây: Ta gọi thời gian đáp ứng T_r của linh kiện thu quang giới hạn chủ yếu bởi điện dung và trở kháng của linh kiện thu như trong công thức dưới đây:

$$T_r = (R_D + R_A)(C_D + C_A) \quad (7.22)$$

trong đó R_D là điện trở của linh kiện và R_A là điện trở thuần lối vào của bộ khuếch đại. C_D , C_A là điện dung của linh kiện thu và bộ khuếch đại. Đối với bộ khuếch đại tốt sẽ có $R_A < R_D$ và $C_A < C_D$ do đó hằng số thời gian được xác định gần đúng bằng:

$$T_r \approx R_D C_D \quad (7.23)$$

Đối với linh kiện thu có thời gian đáp ứng nhanh thì cả R_D và C_D đều phải có giá trị thấp. Khi khảo sát nhiều thì giá trị R_D sẽ có vai trò nhất định. do vậy điều quan trọng cần lưu ý là giá trị nhỏ nhất của R_D bị giới hạn ở một giá trị nào đó khi đứng

trên quan điểm dung hòa tối ưu. Điện dung của chuyển tiếp có thể biểu thị như biểu thức sau đây :

$$C_j = A \frac{\epsilon}{W} \quad (7.24)$$

trong đó ϵ là hằng số điện môi, còn W là độ rộng lớp nghèo của chuyển tiếp, A là diện tích của linh kiện. Điện dung có thể có giá trị nhỏ nhờ pha tạp một lượng nhỏ vào vật liệu hoặc bởi tăng thế hiệu phân cực ngược đặt vào linh kiện để cho lớp nghèo W có độ rộng tăng lên. Tuy nhiên khi lớp nghèo tăng lên có thể làm gia tăng đáng kể quá trình phát sinh tái hợp trong lớp nghèo gây nên sự ảnh hưởng tới tỷ số tín hiệu trên nhiễu theo chiều hướng không có lợi. Từ công thức (7.24) ta cũng có thể nhận thấy vật liệu có hằng số điện môi ϵ nhỏ cũng sẽ cho giá trị điện dung nhỏ.

7.3.5. Độ nhạy phổ tại một bước sóng và phổ độ nhạy của photodetector

Gọi $\mathcal{R}$ là độ nhạy của linh kiện thu tại một bước sóng, nó được định nghĩa bằng tỉ số tín hiệu ra trên công suất tín hiệu quang chiếu vào. Nó có thứ nguyên là V/W hay A/W . Giá trị độ nhạy của linh kiện thu theo một dải bước sóng λ được gọi là phổ độ nhạy. Linh kiện thu sẽ nhạy với các photon có năng lượng lớn hơn hoặc bằng năng lượng vùng cấm của bán dẫn:

$$\frac{hc}{\lambda} \geq E_g \quad (7.25)$$

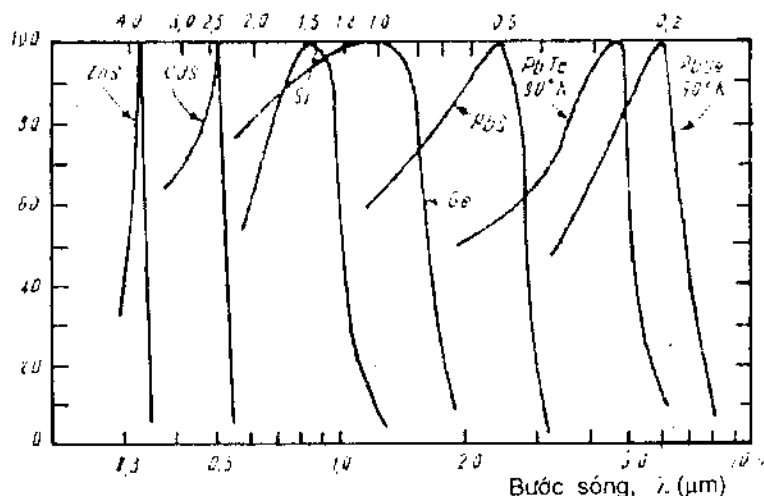
Các photon đáp ứng được điều kiện này sẽ bị hấp thụ và kích thích điện tử từ vùng hoá trị nhảy lên vùng dẫn. Trong trường hợp này, năng lượng kích thích bằng độ rộng vùng cấm E_g . Tất cả các bước sóng thoả mãn điều kiện kích thích điện tử sẽ nằm trong phổ độ nhạy của linh kiện, tuy nhiên không phải tại mọi bước sóng độ nhạy $\mathcal{R}$ đều như nhau. Trong thực tế người ta thường đo xác định phổ độ nhạy tương đối bằng cách lấy các giá trị đo chia cho giá trị độ nhạy cực đại, với cách này khi đo phổ độ nhạy không nhất thiết phải đo dạng phổ phát sáng của đèn. Hình 7.11. mô tả phổ độ nhạy tương đối của một số vật liệu bán dẫn được dùng làm linh kiện thu quang tại một số nhiệt độ nhất định.

7.3.6. Các vật liệu dùng trong chế tạo các linh kiện thu tín hiệu quang

Ngày nay về cơ bản tất cả các linh kiện thu tín hiệu quang đều dựa trên các vật liệu bán dẫn có thể chuyển đổi từ tín hiệu quang sang tín hiệu điện. Ở phần trên đã biểu thị các loại vật liệu khác nhau dùng trong chế tạo các linh kiện thu quang. Cần lưu ý trong cấu trúc các linh kiện thu quang thường bao gồm vật liệu bán dẫn làm đế, và vật liệu màng để làm detector trên đó.

Về các vật liệu đế: Công nghệ bán dẫn ngày nay chỉ có một số ít vật liệu để làm đế, Các vật liệu làm đế bán dẫn thường chỉ là: Si, GaAs, Ge và InP. Các đế bằng vật

liệu bán dẫn khác cũng có thể được sử dụng nhưng với kích thước rất nhỏ do công nghệ chế tạo các loại đèn này chưa phát triển hoặc mật độ sai hỏng trong đế còn khá cao, hoặc đơn giản chỉ là giá thành rất đắt (trên 100\$ / cm²). Kết quả là việc chọn các vật liệu bán dẫn để làm linh kiện thu quang đã rất hạn chế ở một số ít vật liệu nhất định. Việc này gây nên không ít khó khăn trong quá trình chế tạo các linh kiện thu quang theo ý muốn. Trên các vật liệu đế này các vật liệu màng bán dẫn được nuôi bằng kỹ thuật epitaxy và sau đó các linh kiện tích cực được chế tạo ra ở trên đó. Nhìn chung người ta cần nuôi các lớp epitaxy có hằng số mạng phù hợp với hằng số mạng của lớp đế. Tuy nhiên trong một số trường hợp cũng có thể nuôi một lớp epitaxy không trùng hằng số mạng nhằm gây ra các sai hỏng đường để làm bẫy gần vùng biên tiếp giáp.



Hình 7.11. Dạng phổ độ nhạy tương đối của một số chất bán dẫn

a) Các vật liệu bán dẫn và detector ứng dụng thông tin đường dài

Đối với thông tin đường dài, các photon với bước sóng 1.3 μm hoặc 1.55 μm được sử dụng rất rộng rãi vì các mất mát đường truyền trong sợi quang là nhỏ nhất tại các bước sóng này. Các linh kiện thu cũng được chế tạo để có độ nhạy với các bước sóng này. Rõ ràng là vật liệu GaAs không thể đáp ứng cho các đòi hỏi này vì bước sóng cắt của nó chỉ đạt đến cỡ 0.8 μm (xem các Hình 7.1., 7.2., 7.7., 7.8). Trong số các bán dẫn hợp chất thì hệ bán dẫn InGaAs, InGaAsP, GaAlSb, HgCdTe có thể nhạy với các bước sóng đã nêu ra. Các vật liệu này có khả năng phát quang tại bước sóng 1.3 μm và 1.55 μm. Độ rộng băng của các linh kiện thu cần nhỏ hơn một chút so với năng lượng photon để cho hệ số hấp thụ là đáng kể. Vật liệu làm linh kiện thu quang được sử dụng rộng rãi nhất là $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, vật liệu hợp thức này có hằng số mạng phù hợp với InP rất tốt cho thông tin đường dài. Công nghệ chế tạo các vật liệu này rất phát

triển, ngoài ra nó còn được sử dụng trong chế tạo các transistor hiệu ứng trường pha tạp để biến điệu tần số cao.

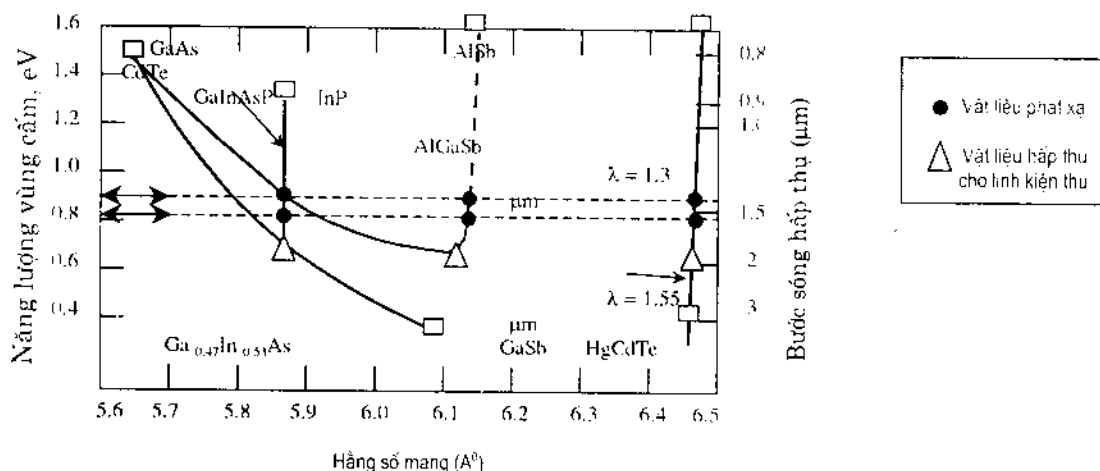
Linh kiện thu quang chế tạo trên bán dẫn Ge cũng được sử dụng trong thông tin đường dài. Loại photodetector này được sử dụng để làm photôđiốt thác lũ, nó có độ khuếch đại khá cao, khá nhạy song lại phụ thuộc mạnh vào nhiệt độ, nhiễu nội cũng khá lớn, nó thường phải làm việc ở nhiệt độ thấp 77K.

b) Các mạng địa phương

Trong các mạng địa phương (LAN's) tín hiệu quang thường dùng là do LED phát ra ở bước sóng 0,8 μm , linh kiện này chế tạo trên vật liệu GaAs vì mục đích rẽ tiền (hơn là sử dụng các diốt laser phát quang tại 1,3 μm và 1,55 μm . Các detector bán dẫn hợp chất có thể sử dụng trong LAN's) nhưng vì mục đích giá thành thấp nên người ta thường dùng linh kiện thu quang Si loại APD.

c) Detector ảnh nhiệt thu sóng dài

Một ứng dụng quan trọng của các photodetector là sử dụng trong lĩnh vực ảnh nhiệt để nhìn đêm và dùng trong y học... dải bước sóng hoạt động khá rộng từ các bước sóng vài μm đến tận 20 μm . Các photodetector phục vụ cho các mục đích này cần làm việc trên cơ sở các vật liệu bán dẫn có vùng cấm rất hẹp hoặc với sự trợ giúp của các mức sai hỏng có trong vùng cấm trên các cấu trúc dị chất. Trong các bán dẫn có vùng cấm hẹp, các vật liệu quan trọng được chọn là hợp chất bán dẫn HgCdTe, PbTe, PbSe, InSb. Các detector không thuần trên cơ sở vật liệu Si, Ge với việc cấy các ion tạp chất vào để có các mức sai hỏng trong vùng cấm phù hợp cũng được sử dụng nhiều. Một lĩnh vực ứng dụng quan trọng của các giếng lượng tử là dùng để chế tạo loại detector hoạt động trên cơ sở giữa siêu vùng có các mức năng lượng khác nhau trong cấu trúc giếng lượng tử trong vùng dẫn. Bình thường giếng có thể giam các điện tử



Hình 7.12. Độ rộng băng phụ thuộc vào hằng số mạng đối với một số bán dẫn hợp chất quan trọng ứng dụng trong thông tin đường dài

trong đó, nhưng khi có một photon kích thích vào giếng, các điện tử bị giam có thể nhảy lên các mức cao hơn để ra khỏi giếng góp phần tạo ra dòng quang điện. Trong phần cuối của chương 7 có bàn thêm về loại detector này. Công nghệ chế tạo vật liệu GaAs/AlGaAs có thể sử dụng tốt vào lĩnh vực này. Với công nghệ chế tạo các vật liệu bán dẫn hai, ba, bốn thành phần có thể chế tạo ra một số vật liệu có hằng số mạng và độ rộng vùng cấm phù hợp dùng trong chế tạo các detector. Trên Hình 7.12 có thể quan sát thấy hằng số mạng, độ rộng vùng cấm của một số vật liệu làm linh kiện phát quang và thu quang.

d) Các detector tốc độ cao

Một lợi thế quan trọng xét về khía cạnh linh kiện thu quang có tốc độ cao đối với vật liệu GaAs là hoạt động ở nhiệt độ thấp. Cụ thể vật liệu này được nuôi tại nhiệt độ để rất thấp, ở đó có một số các sai hỏng được sinh ra trong vật liệu. Các sai hỏng này làm giảm đáng kể thời gian tái hợp điện tử lỗ trống xuống cỡ 1 psec trong khi đó thời gian sống của vật liệu GaAs có chất lượng tốt là cỡ 1 nsec. Với thời gian sống rất ngắn có thể cho tốc độ hoạt động rất cao.

7.4. QUANG TRỞ

Quang trở là một loại photodetector thu tín hiệu quang đơn giản nhất. Cấu tạo của quang trở bao gồm một khối lớp bán dẫn pha tạp tạo nên một giá trị điện trở xác định có điện thế đặt vào như trên Hình 7.14. Hình 7.14.a) biểu thị sự sinh cặp điện tử - lỗ trống trong quang trở, chúng bị quét về hai cực. Hình 7.14.b) là mạch điện nguyên lý của quang trở và nơi tín hiệu lấy ra. Hình 7.14.c) mô tả cấu trúc thực của quang trở có lớp đế cách điện, lớp bán dẫn quang trở và hai điện cực lấy tín hiệu ra. Tuy nhiên linh kiện quang trở trong thực tế thường có lớp bán dẫn thuần I nằm xen giữa hai lớp N hay hai lớp P tạo nên quang trở có cấu trúc N-I-N hay P-I-P.

Khi ánh sáng chiếu vào bề mặt quang trở, các cặp điện tử lỗ trống sinh ra, chúng được điện trường cuốn ra phía các điện cực. Phụ thuộc vào thông lượng sáng chiếu vào, dòng điện bên ngoài cũng sẽ thay đổi theo. Một ưu điểm quan trọng của quang trở là có khuếch đại bên trong, nghĩa là người ta có thể thu được dòng quang điện có số điện tử (hay lỗ trống) lớn hơn số điện tử hay lỗ trống do photon tạo ra. Hoạt động của quang trở có thể tóm gọn như sau :

Khi ánh sáng đạt tới miền I, các cặp e-h được sinh ra làm thay đổi độ dẫn của vật liệu. Điện trường đặt vào có vai trò cuốn các điện tử và lỗ trống về hai phía khác nhau tạo nên dòng điện. Các hạt tải xuất hiện trong vật liệu bán dẫn cho đến khi chúng bị tái hợp hay bị thu thập tại điện cực của linh kiện với mạch ngoài. Hãy xét trường hợp cấu trúc N-I-N, tốc độ tái hợp e-h sẽ bằng tốc độ kích thích quang:

$$R_{ch} = \frac{\delta n}{\tau_p} = G_t \quad (7.26)$$

trong đó τ_p là thời gian tái hợp hiệu dụng đối với hạt tải dư.

Hãy giả thiết rằng lớp bán dẫn được pha tạp loại n với nồng độ không cao lắm. Trong vật liệu bán dẫn này điện tử là hạt tải nổi trội. Còn nếu như trong mẫu bán dẫn có nồng độ tạp chất cao thì độ linh động có thể giảm, không những thế số điện tử sinh ra do kích thích quang so với nồng độ điện tử cân bằng bán dẫn có thể bé làm cho độ nhạy của quang trở kém. Khi không có chiếu sáng thì “độ dẫn tối” của quang trở sẽ là :

$$\sigma_o = e(\mu_n n_o + \mu_p p_o) \quad (7.27)$$

trong đó σ_o , μ_n , μ_p , n_o , p_o là độ dẫn, độ linh động điện tử và lỗ trống, nồng độ điện tử và lỗ trống khi tối, e là điện tích của điện tử. Khi chiếu sáng thì có một lượng hạt tải dư (điện tử và lỗ trống dư có lượng bằng nhau $\Delta n = \Delta p$) phát sinh làm cho độ dẫn tăng lên như sau:

$$\sigma = e[\mu_n(n_o + \Delta n) + \mu_p(p_o + \Delta p)] \quad (7.28)$$

$$\sigma = \frac{I}{\rho} = \sigma_o + \Delta\sigma \quad (7.29)$$

Sự thay đổi độ dẫn của vật liệu bán dẫn khi chiếu sáng sẽ là :

$$\Delta\sigma = e\Delta p(\mu_n + \mu_p) \quad (7.30)$$

Khi có điện trường E , mật độ dòng sáng J_L sẽ là :

$$J = (J_o + J_L) = (\sigma_o + \Delta\sigma)E \quad (7.31)$$

ở đây J_o là mật độ dòng tối của quang trở. Độ lớn của dòng quang điện sẽ là :

$$I_L = J_L A = e\Delta p(\mu_n + \mu_p)AE = eG_L \tau_p(\mu_n + \mu_p)AL \quad (7.32)$$

Giả thiết độ dài của quang trở là L , chúng ta có thể tính thời gian bay của điện tử trong quang trở như sau:

$$t_w = \frac{L}{\mu_n E} \quad (7.33)$$

Sau khi thay phương trình (7.33) vào (7.32), ta có:

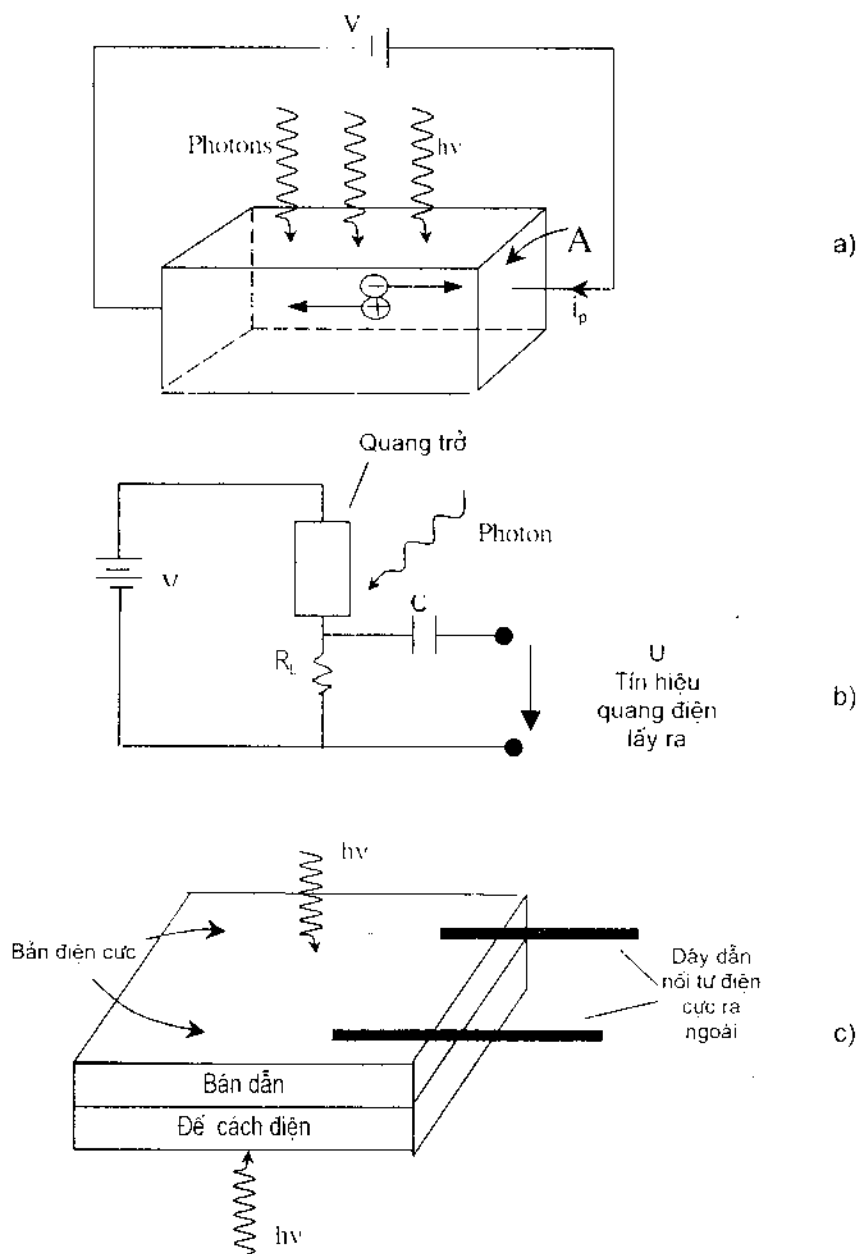
$$I_L = eG_L \left(\frac{\tau_p}{t_w} \right) \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) AL \quad (7.34)$$

Đây là dòng quang điện sinh ra trong mạch điện ngoài. Như đã nói ở trên quang trở có khuếch đại trong. Vậy cơ chế của sự khuếch đại bên trong quang trở xảy ra như thế nào? Khi chưa có khuếch đại, dòng quang điện được gọi là dòng quang điện cơ bản, nó có dạng sau :

$$I_L = eG_L AL \quad (7.35)$$

Biểu thức (7.35) biểu thị dòng quang điện tạo nên do từng cặp e-h góp một điện tích tại tiếp xúc với mạch ngoài, nghĩa là chưa có khuếch đại bên trong linh kiện quang trở. Độ khuếch đại của linh kiện được tính như sau:

$$I_L^* = \frac{I_L}{I_{Lp}} = \left(\frac{\tau_p}{t_w} \right) \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n} \right) \quad (7.36)$$

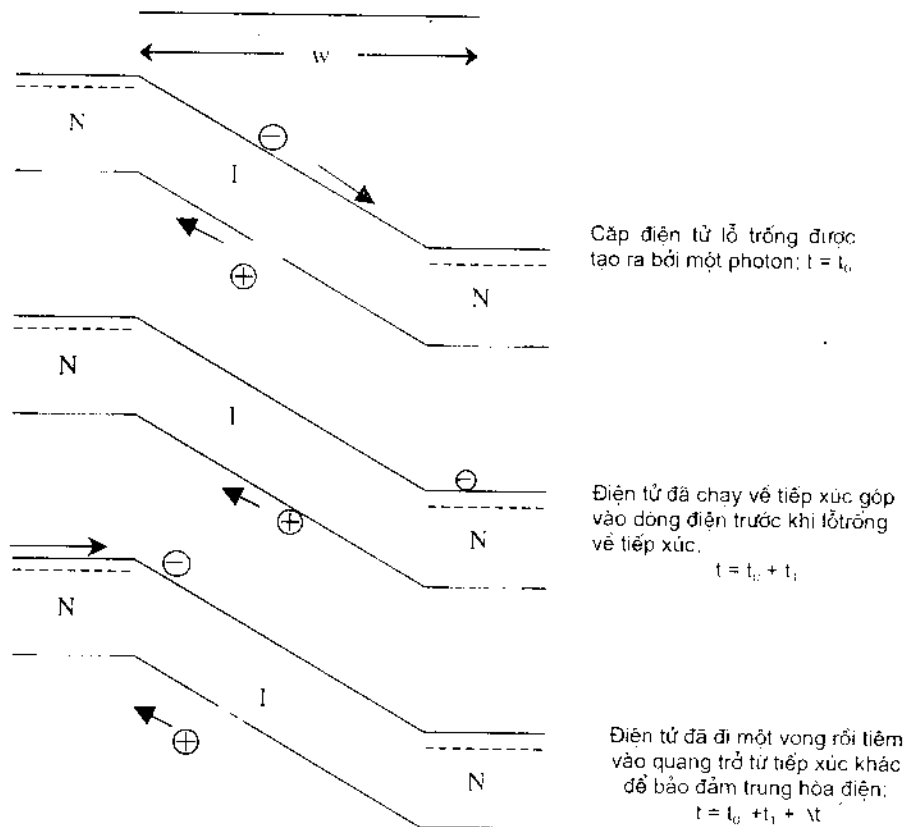


Hình 7.13. Sự sinh cặp điện tử - lỗ trống trong quang trở a) sơ đồ mạch điện của quang trở b) và cấu tạo thực của quang trở c)

Bản chất khuếch đại được sinh ra trong linh kiện quang trở là do điện tử có tốc độ chạy nhanh hơn lỗ trống, điện tử có thể chạy vòng quanh mạch ngoài một vài vòng

trước khi tái hợp với lỗ trống được phát sinh ra do tương tác của photon. Mỗi một vòng điện tử chạy qua mạch ngoài nó lại góp phần vào dòng quang điện. Hình 7.15 mô tả quá trình chạy nhiều vòng của điện tử trong cấu trúc quang trở N-I-N. Từ công thức (7.36), nếu τ_p càng lớn và t_{tr} càng nhỏ, thì hệ số khuếch đại càng lớn. Các linh kiện trên cơ vật liệu Si có thể đạt khuếch đại đến 1000 lần. Tuy nhiên khi khuếch đại cao thì tốc độ lại bị ảnh hưởng vì tốc độ được quyết định bởi τ_p .

Cấu trúc N-I-N như trên hình 7.14 tuy có cho hệ số khuếch đại cao nhưng dòng tối khá lớn do vậy nhiễu nổ (shot noise) cũng khá lớn so với nhiễu nổ của photodiốt PN và PIN. Quang trở có nhiều ứng dụng quan trọng: dùng trong các mạch điện thu tín hiệu quang, trong báo động, đóng ngắt các mạch điện, trong đo đạc, điều khiển và tự động hóa.



Hình 7.14. Cấu trúc quang trở N-I-N và quá trình sinh ra khuếch đại khi điện tử chạy nhiều vòng trong mạch điện trước khi tái hợp với lỗ trống

7.5. PHÔTÔĐIỐT (PHOTODIODE)

Họ photodiốt thu tách tín hiệu quang giữ vai trò rất quan trọng trong thông tin quang. Ở chế độ phân cực ngược, photodiốt dùng để thu các tín hiệu quang. Khi không

phân cực, photodiốt làm việc ở chế độ pin quang điện, nó có thể biến năng lượng ánh sáng thành năng lượng điện. Trong trường hợp thứ nhất linh kiện tiêu thụ năng lượng, còn trong trường hợp thứ hai linh kiện lại phát ra năng lượng. Các photodiốt Si có miền nhạy quang cỡ từ $0,4 \mu\text{m} - 1,1 \mu\text{m}$, các photodiốt Ge nhạy từ $0,5 \mu\text{m} - 1,7 \mu\text{m}$, các photodiốt trên vật liệu bán dẫn hợp chất có thể nhạy đến vùng hồng ngoại gần và trung do vậy loại này có ứng dụng rất tốt trong hầu hết các lĩnh vực như trong thông tin quang, trong kỹ thuật ảnh nhiệt, trong quân sự, an ninh và rất nhiều mục đích đo lường, quan sát và điều khiển... Nó có thể thu, cảm nhận được các bức xạ của ánh sáng mặt trời, các bóng đèn dây tóc, các bức xạ laser... Cấu trúc cơ bản của các photodiốt dựa trên cơ sở chuyển tiếp PN. Cấu trúc PN này có thể là cấu trúc đơn chất hay cấu trúc dị chất. Ngoài ra còn kể tới các loại photodiốt tiếp giáp kim loại bán dẫn Schottky. Vì có các ưu điểm nổi bật như độ nhạy, thời gian hưởng ứng, công nghệ chế tạo đơn giản, sử dụng không phức tạp nên chúng được sử dụng rất rộng rãi. Riêng đối với photodiốt PN Si có phổ độ nhạy từ vùng nhìn thấy đến cỡ $1 \mu\text{m}$ nên có ứng dụng rất phổ biến.

7.5.1. Photodiốt chuyển tiếp PN

Lược đồ cấu trúc của photodiốt P-N có thể nhìn thấy trên Hình 7.16. Về cơ bản nó có các điểm giống như cấu trúc diốt PN bình thường, tuy nhiên ở photodiốt có một số điểm khác: lớp bán dẫn tạo ra bởi khuếch tán gần bề mặt có chiều dày mỏng cỡ dưới $1 \mu\text{m}$ đối với Si và có nồng độ pha tạp không thật cao để ánh sáng có thể xuyên sâu vào bên trong lòng dưới tiếp giáp, ngoài ra photodiốt còn cần có cửa sổ để ánh sáng có thể chiếu vào qua cửa sổ, phần contact không bị che chắn nhiều miền diện tích tích cực và bề mặt chip cũng phải chế tạo sao cho sự phản xạ là nhỏ nhất. Photodiốt luôn luôn hoạt động ở chế độ phân cực ngược. Đặc điểm của photodiốt PN là có lớp nghèo lan ra không rộng lắm, lớp đế tương đối dày cỡ $80 - 160 \mu\text{m}$.

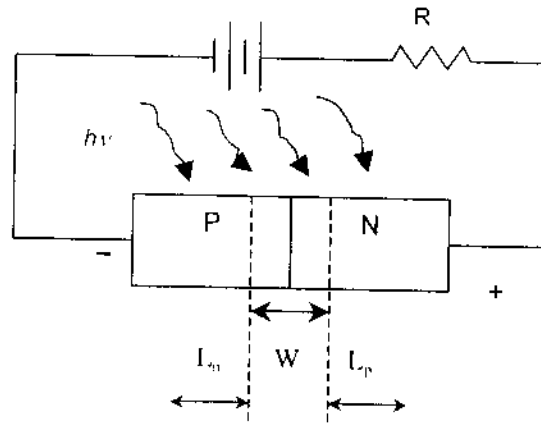
Khi không có ánh sáng chiếu vào, photodiốt thể hiện như một diốt thông thường. Đặc trưng I-V lý tưởng được biểu thị như sau:

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (7.37)$$

J_s là dòng tối, nó được biểu thị dưới dạng:

$$J_s = q n_i^2 \left[\frac{1}{N_A} \left(\frac{D_n}{\tau_n} \right)^{1/2} + \frac{1}{N_D} \left(\frac{D_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \right] \quad (7.38)$$

trong đó q là điện tích, k_B là hằng số Boltzman, T là nhiệt độ tuyệt đối, V là thế hiệu phân cực đặt vào diốt, N_A là nồng độ acceptor, N_D là nồng độ donor, D_n , D_p là hệ số khuếch tán của điện tử và lỗ trống; τ_n , τ_p là thời gian sống của điện tử và lỗ trống, n_i là nồng độ hạt tải thuần. Khi có ánh sáng chiếu vào photodiốt sẽ có thêm thành phần dòng quang điện, đặc trưng I-V sáng được biểu thị như sau:



Hình 7.15. Sơ đồ cấu trúc của photodiốt PN.

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] - J_{\text{photo}} \quad (39)$$

Vì photodiốt hoạt động ở thế phân cực ngược, nếu thế ngược đủ lớn, phương trình (7.39) sẽ có thể viết gần đúng như sau:

$$J \approx -(J_s + J_{\text{photo}}) \quad (7.40)$$

Khi thế hiệu phân cực bằng không, $U = 0V$, photodiốt hoạt động ở chế độ pin quang điện và biểu thức dòng sẽ có dạng:

$$J = -J_{\text{photo}} \quad (7.41)$$

Đây là giá trị dòng đoản mạch (điện trở tải bằng 0), nó có thể đo được dễ dàng bằng đồng hồ đo dòng khi có chiếu sáng.

7.5.2. Dòng quang điện trong photodiốt PN

Dưới đây chúng ta sẽ đưa ra phương pháp tính dòng quang điện sinh ra trong photodiốt không chỉ ở photodiốt PN mà còn áp dụng cho các loại photodiốt khác tùy nhiên khi tính cần lưu ý tới điều kiện biên và cấu trúc của từng loại.

Khi ánh sáng chiếu vào bán dẫn sẽ có ba trường hợp xảy ra: Khi photon có năng lượng $h\nu = E_g$, sẽ bị hấp thụ tạo ra cặp điện tử - lỗ trống (e-h). Khi $h\nu < E_g$ photon cũng có thể tạo ra hạt tải mang điện khi có mức năng lượng nằm trong vùng cấm để điện tử có thể nhảy lên đó. Khi $h\nu > E_g$ photon sẽ tạo ra cặp điện tử - lỗ trống, nếu còn năng lượng dư thừa thì sẽ được chuyển sang năng lượng nhiệt làm nóng mạng tinh thể.

Từ hình 7.6 và 7.7 chúng ta có thể thấy hệ số hấp thụ của một số vật liệu và chiều sâu xâm nhập của photon vào bán dẫn phụ thuộc vào bước sóng ánh sáng. Khi chiếu một chùm sáng có năng lượng đủ lớn vào bề mặt photodiốt, một phần ánh sáng bị

phản xạ, phần còn lại đi sâu vào bán dẫn bị hấp thụ tạo ra những cặp điện tử - lỗ trống. Các cặp điện tử - lỗ trống sinh ra ở phía miền P hoặc N nhưng ở phía ngoài miền điện tích không gian thì các hạt tải không cơ bản cần được khuếch tán tới biên miền nghèo. Trong quá trình khuếch tán ở miền ngoài lớp nghèo, hạt tải có thể bị tái hợp trước khi đến biên miền nghèo, còn một phần hạt tải có khả năng khuếch tán đến biên miền nghèo, sau đó được điện trường nội cuốn sang biên tiếp giáp lớp nghèo phía bên kia để góp phần tạo nên dòng quang điện.

Các cặp điện tử - lỗ trống sinh ra bên trong miền nghèo thì bị điện trường cuốn ngay tới hai biên tiếp giáp ở hai phía góp phần tạo nên dòng quang điện, các hạt tải sinh ra trong miền nghèo nói chung sẽ không bị tái hợp. Cơ chế phát sinh dòng quang điện trong photodiốt PN được biểu diễn trong Hình 7.16.

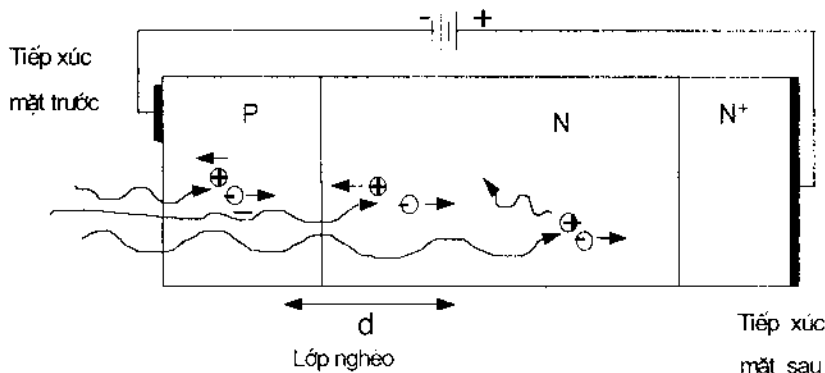
Mật độ photon tại một điểm không gian bất kỳ kể từ bề mặt vào trong bán dẫn được biểu thị như sau:

$$\phi(x) = (1 - \mathfrak{R}_r) \phi_0 \exp(-\alpha x) \quad (7.42)$$

trong đó ϕ_0 là mật độ photon tại bề mặt, $\mathfrak{R}_r$ là hệ số phản xạ, α là hệ số hấp thụ ánh sáng, x là khoảng cách từ bề mặt vào. Tốc độ phát sinh cặp điện tử - lỗ trống trong bán dẫn giả thiết với hiệu suất lượng tử lí tưởng bằng 1, nghĩa là cứ một photon sinh ra một cặp điện tử lỗ trống, được tính như biểu thức sau:

$$g(x) = -\frac{d\phi(x)}{dx} = (1 - \mathfrak{R}_r) \phi_0 \alpha \exp(-\alpha x) \quad (7.43)$$

Nếu các cặp điện tử - lỗ trống được phát sinh ngoài miền điện tích không gian sẽ có hai quá trình xảy ra: phần tử tải điện không cơ bản cần khuếch tán tới biên miền điện tích không gian, sau đó được cuốn tới tiếp giáp bởi trường nội. Xác suất để phần



Hình 7.16. Cơ chế phát sinh dòng quang điện trong photodiốt PN

tử tải điện không cơ bản bên miền P khuếch tán tới tiếp giáp được tính như sau:

$$p(x) = \exp\left[-\frac{X_j - x}{L_p}\right] \quad (7.44)$$

trong đó:

$$L_p = \left(\frac{k_B T}{q} \mu \tau \right)^{1/2} \quad (7.45)$$

là quãng đường khuếch tán của hạt tải không cơ bản, μ là độ linh động của hạt tải, τ là thời gian sống của hạt tải không cơ bản, T là nhiệt độ tuyệt đối. Dòng quang điện sinh ra ở miền P được tính theo biểu thức:

$$J_p = q(I - \mathcal{R}_r) \int_n^{x_i} \exp\left[-\frac{X_i - x}{L_n}\right] dx \int_{v_m}^{\infty} \alpha \phi_n \exp(-\alpha x) dv \quad (7.46)$$

Vì hệ số hấp thụ không đồng đều do nồng độ tạp chất thay đổi do vậy để cho đơn giản chúng ta đưa vào khái niệm hệ số hấp thụ trung bình α_m trong dải sóng từ v_m tới vô cùng. Sau khi lấy tích phân ta có:

$$J_p = q(I - \mathcal{R}_r) \frac{n_{ph} \alpha_m L_n}{\alpha_m L_n - 1} \left[\exp\left(-\frac{X_i}{L_n}\right) - \exp(-\alpha_m X_i) \right] \quad (7.47)$$

Tính tương tự như trên, ta sẽ thu được dòng quang điện trong miền n:

$$J_n = q(I - \mathcal{R}_r) \frac{n_{ph} \alpha_m L_p}{\alpha_m L_p - 1} \left[\exp(-\alpha_m x_i) - \exp(-\alpha_m L_n) \exp\left(\frac{X_i - l}{L_p}\right) \right] \quad (7.48)$$

còn dòng quang điện sinh ra trong lớp nghèo sẽ được tính như sau:

$$J_d = q(I - \mathcal{R}_r) n_{ph} \exp(-\alpha_m X_i) \left\{ \exp(-\alpha_m (X_i - x_p)) [\exp(\alpha_m x_p) - 1] + \right. \\ \left. + [\exp(-\alpha_m X_i) - \exp(X_i + x_n)] \right\} \quad (7.49)$$

trong đó x_n , x_p là biên miền nghèo bên phía miền N và miền P kể từ mặt vào, l là chiều dày của photodiốt; L_n , L_p là độ dài khuếch tán của điện tử và lỗ trống trong Si. Dòng quang điện tổng cộng sinh ra trong photodiốt bao gồm ba thành phần hợp thành đó là phần dòng quang điện sinh ra trong lớp nghèo, thành phần dòng sinh ra trong miền P và trong miền N:

$$J_{photo} = J_d + J_p + J_n \quad (7.50)$$

Trong photodiốt PN giá trị J_d thường là nhỏ, vì độ rộng miền nghèo khá nhỏ, trong photodiốt PIN thành phần J_d lại khá lớn, vì lớp nghèo khá rộng. Từ các biểu thức trên chúng ta rút ra độ lớn dòng quang điện phụ thuộc vào các thông số của vật liệu, cấu trúc của linh kiện và hệ số phản xạ ánh sáng. Muốn cho photodiốt có dòng quang điện lớn, có độ nhạy cao cần thỏa mãn hai điều kiện chính sau:

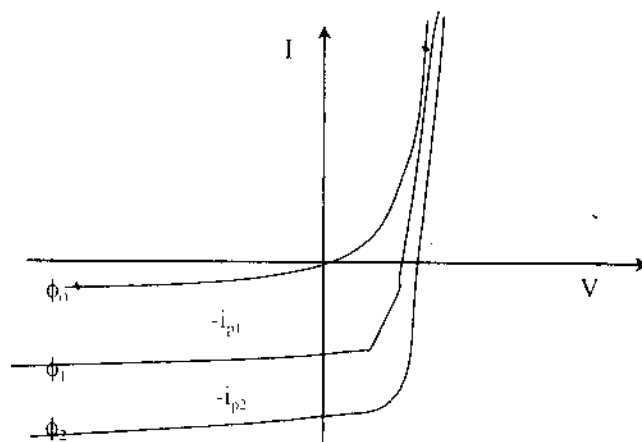
- Toàn bộ ánh sáng chiếu vào photodiốt cần được hấp thụ hết, nghĩa là điều kiện sau đây cần thỏa mãn: $\mathcal{R}_r = 0$, $\alpha_m l \gg 1$.

- Hệ số thu góp hạt tải về tiếp giáp là lớn nhất: $L_n > X_j$, $L_p > l - x_j$ hay $L_n + L_p > l$, tức là độ dài khuếch tán của hạt tải trong bán dẫn phải đủ lớn so với một số kích thước quan trọng của photodiốt.

Dòng quang điện tính ở phần trên được áp dụng cho photodiốt Si, phương pháp tính dòng quang điện này cũng có thể áp dụng tương tự cho các photodiốt trên các vật liệu khác.

7.5.3. Đặc trưng I-V tối và sáng

Photodiốt PN khi không có chiếu sáng có đường đặc trưng I-V theo dạng tương tự các diốt bán dẫn thông thường. Ở phân cực ngược, khi có ánh sáng tới bề mặt photodiốt thì cùng một điều kiện hoạt động (thế phân cực, tải mạch ngoài...) với những cường độ bức xạ khác nhau sẽ cho những giá trị dòng quang điện khác nhau do có đóng góp của dòng photô như trong các công thức (7.38 -7.40). Ta có thể thấy đặc trưng I-V của photodiốt có dạng trong Hình 7.17 dưới đây:



Hình 7.17. Đặc trưng I-V của photodiốt khi có chiếu sáng và khi không chiếu sáng thì có dạng như diốt PN bình thường

Người ta thường chia đặc trưng của photodiốt ra thành 4 góc hoạt động : góc I, II, III và góc IV. Góc I có thế hiệu dương và dòng điện dương biểu thị chiều thuận của photodiốt; góc II không có đặc tuyến đi qua, góc III là góc hoạt động của photodiốt ở chiều ngược. Diốt bán dẫn bình thường khi ở chiều ngược cũng hoạt động trong góc này . Còn góc IV là góc hoạt động của photodiốt ở chế độ pin quang điện (pin mặt trời).

7.5.4. Photodiốt PN hoạt động ở chế độ pin mặt trời

Khi hoạt động ở chế độ pin mặt trời thì photodiốt không cần phân cực điện (không cần nguồn điện). Lúc này photodiốt hoạt động ở góc vuông thứ IV trong đặc tuyến I-V, công suất tính trong góc vuông này có giá trị âm (thể hiệu có giá trị dương , dòng điện âm). Xét về ý nghĩa vật lý thì có thể nói linh kiện không tiêu thụ năng lượng mà phát ra năng lượng.

$$P = (-I_{ph}V) < 0 \quad (7.51)$$

Các thông số quan trọng nhất của pin mặt trời là thế hở mạch, dòng đoản mạch, công suất phát ra và hiệu suất, ngoài ra còn phải kể cả tới hệ số lấp đầy.

Thế hở mạch (open circuit voltage) là thế hiệu rơi trên diốt khi dòng quang điện bằng không, nghĩa là :

$$I = 0 = I_L - I_o \left[\exp \left(\frac{eV_{oc}}{mk_B T} \right) - 1 \right] \quad (7.52a)$$

Từ biểu thức trên thế hở mạch sẽ tính được như sau:

$$V_{oc} = \frac{mk_B T}{e} \ln \left(1 + \frac{I_L}{I_o} \right) \quad (7.52b)$$

Ở tại cường độ chiếu sáng cao, trong thực tế thế hở mạch có thể đạt cỡ 2/3 giá trị vùng cấm. Đối với vật liệu Si thế hở mạch có thể đạt cỡ 0.7 eV.

Thông số quan trọng thứ hai là dòng quang điện đoản mạch (short circuit current), tức là khi điện trở tải ở mạch ngoài $R_L = 0$, thế hiệu rơi trên pin mặt trời lúc này sẽ là $V = 0$

$$I = I_{sh} = I_{ph} \quad (7.53)$$

Hình 7.18. a) biểu thị đặc tuyến của pin mặt trời (giống như đặc tuyến của photodiode). Đặc tuyến có thể chia ra làm 4 góc I, II, III, IV. Pin mặt trời hoạt động trong góc vuông thứ IV, công suất của pin mặt trời có thể lấy ra trên điện trở tải được tính như sau :

$$P = IV = I_{ph}V - I_o \left[\exp \left(\frac{eV}{k_B T} \right) - 1 \right] V \quad (7.54)$$

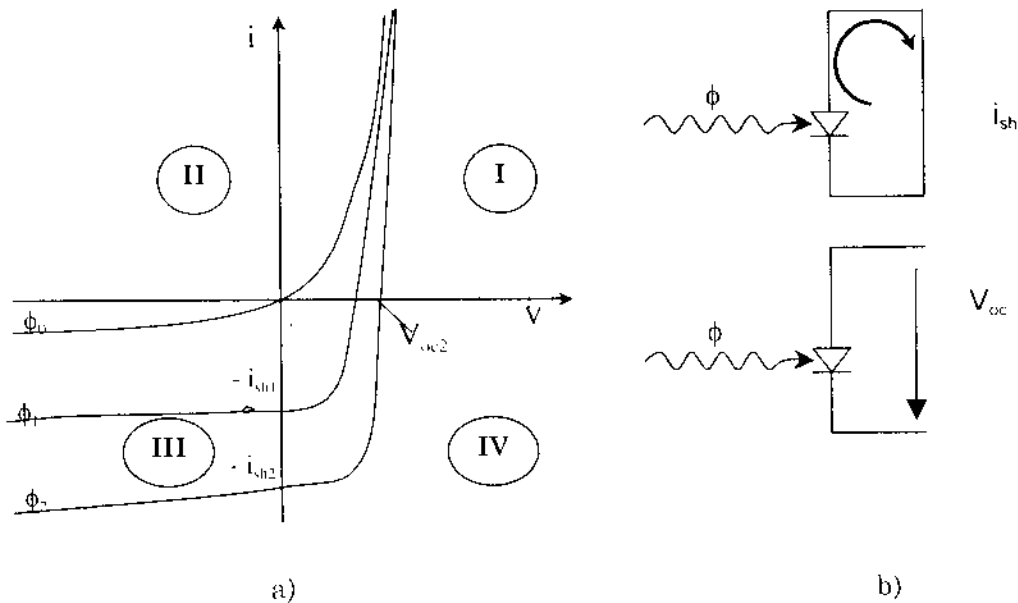
Công suất cực đại P_m của pin mặt trời sẽ đạt được khi ta có thể lấy ra được dòng điện cực đại I_m và thế cực đại V_m .

Hiệu suất chuyển đổi của pin mặt trời được định nghĩa là tỷ số của công suất điện lấy ra trên công suất quang đưa vào. Khi pin mặt trời hoạt động ở công suất cực đại thì hiệu suất chuyển đổi sẽ là :

$$\eta_{conv} = \frac{P_m}{P_{in}} \times 100\% = \frac{I_m V_m}{P_{in}} \times 100\% \quad (7.55)$$

Hệ số lấp đầy càng cao thì pin mặt trời hoạt động càng tốt. Phần lớn các pin mặt trời có hệ số lấp đầy cỡ từ 0.6-0.8. Pin mặt trời là linh kiện chuyển hóa ánh sáng mặt trời sang năng lượng điện. Như vậy muốn hay không muốn là phải chọn các vật liệu bán dẫn có bước sóng cắt phù hợp với phổ mặt trời. Hình 7.19 biểu thị phổ bức xạ mặt trời và một số vật liệu có bước sóng cắt khác nhau. Các giá trị mật độ năng lượng khi

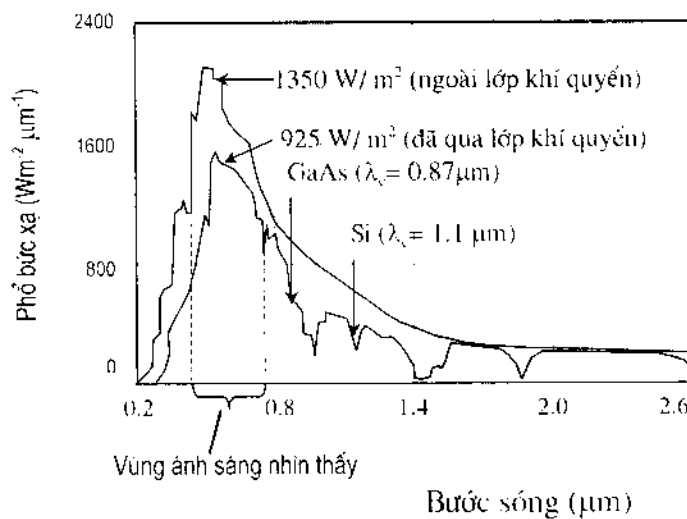
ánh sáng chưa qua lớp khí quyển trái đất và đã qua lớp khí quyển bị hấp thụ một phần năng lượng cũng được biểu thị trên hình vẽ.



Hình 7.18. Đặc trưng I-V sáng của photodiốt. Điểm làm việc của pin mặt trời trong góc IV của đặc tuyến a), dòng quang điện đoản mạch i_{sh} và thế hở mạch V_{oc} của pin mặt trời b)

Hệ số lấp đầy của pin mặt trời được định nghĩa như sau:

$$F_f = \frac{I_m V_m}{I_{sc} V_{oc}} \quad (7.56)$$



Hình 7.19. Phổ bức xạ mặt trời khi chưa qua lớp khí quyển trái đất và bị suy giảm sau khi đi qua lớp khí quyển trái đất

Việc chế tạo các pin quang điện về cơ bản giống việc chế tạo các photodiốt. Bất cứ một photodiốt nào cũng có thể hoạt động trong chế độ pin quang điện khi không phân cực. Tuy nhiên để chế tạo các pin mặt trời thì nhiều vấn đề về khoa học công nghệ, kỹ thuật cần phải giải quyết thì mới có thể đưa vào sử dụng một cách có hiệu quả. Các vấn đề đó là: Để có dòng điện lớn (công suất lớn) mỗi tấm pin mặt trời cần có diện tích lớn. Một tấm pin mặt trời thường bao gồm nhiều pin mặt trời đơn ghép lại ở dạng matrix để có thể hiệu ở đâu ra đủ lớn và dòng cũng đủ lớn. Các vấn đề về chống phản xạ ở pin mặt trời, việc hạn chế tăng nhiệt độ khi hoạt động ở ngoài trời, các vấn đề lưu trữ năng lượng vào ắc-quy khi năng lượng không được dùng hoặc sử dụng năng lượng khi không có ánh sáng ... là các vấn đề cần giải quyết tốt.

7.5.5. Ứng dụng của photodiốt PN

Photodiốt dựa trên chuyển tiếp PN Si thông thường có sự hấp thụ ánh sáng tại vùng N,P và trong lớp nghèo. Phổ độ nhạy của photodiốt PN trong dải $0,38 - 1,1 \mu\text{m}$ có đỉnh cực đại ở vùng $0,8 \div 0,9 \mu\text{m}$. Hiệu suất lượng tử thấp nhất là vùng ánh sáng xanh, độ nhạy cỡ $0,2 \text{ A/W} \div 0,4 \text{ A/W}$. Loại diốt này được ứng dụng rất rộng rãi trong đo lường, thu tách tín hiệu quang, trong các mạch sensor quang và trong thông tin quang có bước sóng cỡ $0,85 \mu\text{m}$. Một ứng dụng rất quan trọng của hiệu ứng quang điện là làm pin mặt trời biến đổi năng lượng quang sang dạng năng lượng điện. Ngày nay việc sử dụng pin mặt trời ngày càng nhiều và trong tương lai nó ngày càng trở nên quan trọng, nhất là ở các địa điểm không thể có các nguồn năng lượng khác thay thế như trên các con tàu vũ trụ (ở đó trên các cánh sail dài của tàu vũ trụ có các giàn tấm pin mặt trời để biến năng lượng mặt trời thành năng lượng điện cung cấp cho các hoạt động của con tàu vũ trụ, hay ở các vùng hẻo lánh không có nguồn điện như hải đảo, biên cương...

7.6. PHOTODIỐT CÓ LỚP BÁN DẪN THUẦN (PIN)

7.6.1. Cấu tạo của photodiốt PIN

Cấu trúc của photodiốt PIN bao gồm lớp P, lớp I và lớp N. Lớp I là lớp bán dẫn thuần (Intrinsic semiconductor layer) có nồng độ hạt tải thuần hay gần thuần (có thể mang tính dẫn loại n hay p). Hình 7.20 miêu tả cấu tạo của photodiốt PIN và quá trình sinh dòng quang điện khi có photon chiếu vào diốt PIN. Cấu tạo của photodiốt PIN khác photodiốt PN ở chỗ có thêm một lớp I điện trở rất cao hay nồng độ tạp chất rất thấp để khi photodiốt PIN được phân cực ngược, lớp nghèo có thể lan ra rất rộng trong lớp I để hướng phần lớn các photon rơi và hấp thụ trong đó. Trong lớp I có điện trường cuốn rất cao có thể cuốn hạt tải nhanh chóng về hai cực tạo nên dòng quang điện ở mạch ngoài. Độ rộng của lớp nghèo liên quan chặt chẽ với hiệu suất lượng tử và điện dung chuyển tiếp C_j . Thời gian đáp ứng được xác định gần bằng thời gian di chuyển của hạt tải qua lớp nghèo. Độ dày vùng thuần sẽ xác định quan hệ giữa tần số và hiệu

suất lượng tử. Cấu trúc PIN có thời gian đáp ứng rất nhanh và hiệu suất lượng tử cao, do đó thường được sử dụng trong các hệ thống thông tin quang. Nhược điểm của PIN photodiode là dòng tối và nhiễu tương đối lớn đặc biệt là đối với những bán dẫn có độ rộng vùng cấm nhỏ như Ge...

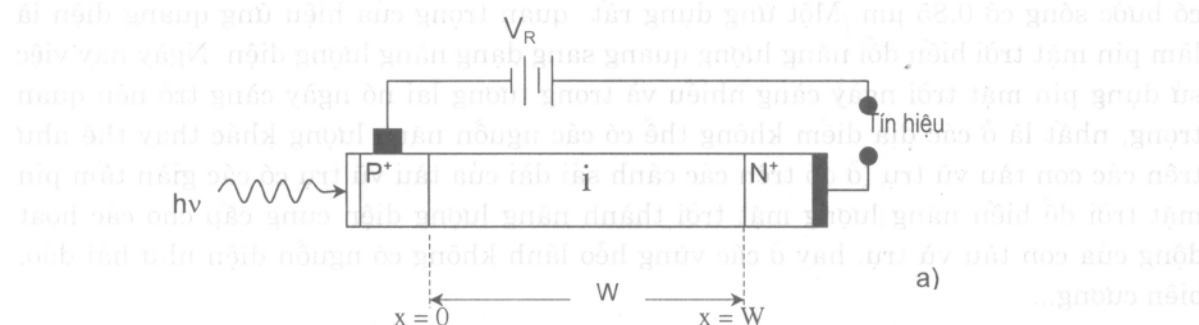
7.6.2. Dòng quang điện

Dòng quang điện của photodiode có thể tính tương tự như trong photodiode PN như đã trình bày trong phần trên, tuy nhiên ở trường hợp này cần lưu ý rằng dòng quang điện chủ yếu sinh ra trong miền nghèo. Có thể tính dòng quang điện như công thức (7.46) nhưng ở đây điều kiện biên có khác, ví như lớp nghèo chỉ lan sang một bên, độ rộng vùng nghèo là W ... Dòng quang điện có dạng sau:

$$I_{phPIN} = eA \int_0^W G_L(x) dx \quad (7.57)$$

trong đó W là độ rộng miền nghèo, A là diện tích của photodiode PIN, x là trục tọa độ. Dòng quang điện sẽ có thể tính một cách chi tiết hơn như sau:

$$I_{phPIN} = eI_o(0)(1 - \mathfrak{R}_r)[1 - \exp(-\alpha W)] \quad (7.58)$$



Hình 7.20. Cấu tạo và cơ chế sinh dòng quang điện của photodiode PIN

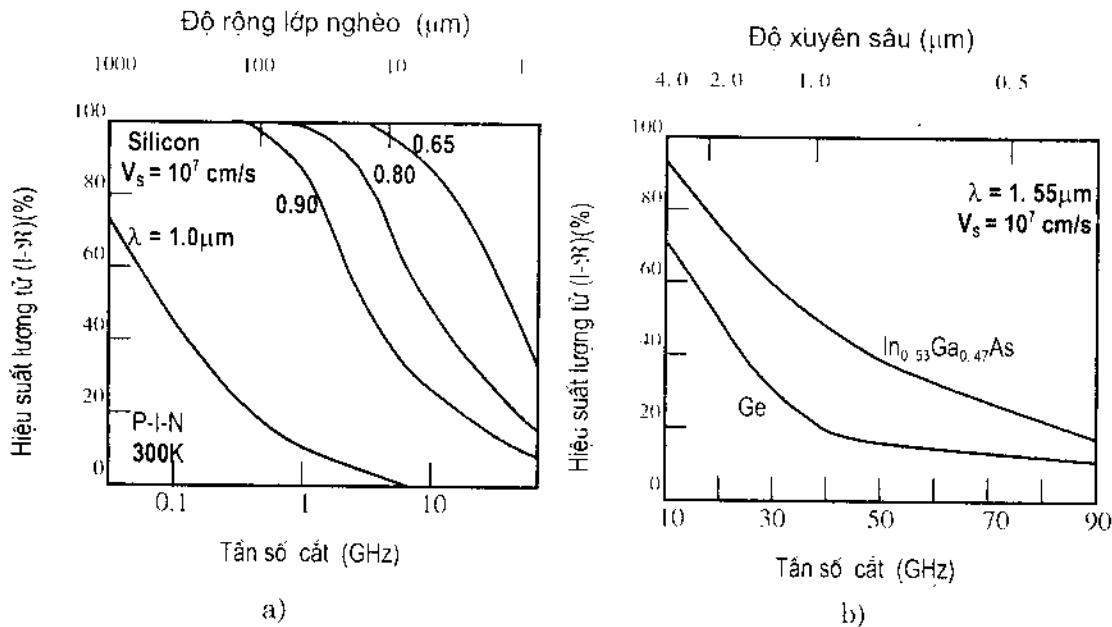
Khi thiết kế chế tạo photodiốt PIN cần lưu ý chọn vật liệu phù hợp và thiết kế tỷ mỉ, như vậy mới đạt các kết quả như mong muốn. Photodiốt PIN Si có nhiều ưu thế, nó có thể đáp ứng tốt trong mạng thông tin và các ứng dụng khác trong dải sóng cỡ 0,8 μm , tuy nhiên tốc độ cần phải cao hơn sẽ tốt hơn.

7.6.3. Thời gian đáp và tần số cắt

Để khảo sát thời gian đáp của photodiốt PIN chúng ta cần giả thiết công suất quang chiếu vào photodiốt biến thiên theo hàm mũ với dạng như $\phi(t) = \phi_0 + \phi_1 e^{j\omega t}$ sau đó giải phương trình liên tục về mật độ dòng điện của điện tử và lỗ trống, trên cơ sở các điều kiện biên ta có thể suy ra tần số cắt của photodiốt PIN một cách đơn giản theo biểu thức sau :

$$f_{3dB} \cong \frac{2,4}{2\pi t_w} \approx \frac{0,4 v_s}{W} \approx 0,4 \alpha v_s \quad (7.59)$$

trong đó v_s là giá trị gần tốc độ bão hoà của điện tử và lỗ trống. Hình 7.21 biểu thị tần số cắt và hiệu suất lượng tử của một vài loại detector.



Hình 7.21. Tần số cắt tại 3 dB và hiệu suất lượng tử của detector PIN Si a) và của Ge, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ tại bước sóng đã cho b)

7.6.4. Một số nguồn nhiễu trong photodiốt PIN

Photodiốt PIN có thể có 4 nguồn nhiễu chính : Nhiễu nổ, nhiễu nhiệt, nhiễu $1/f$ và nhiễu dư do kích thích quang. Dưới đây ta xét sơ bộ các nguồn nhiễu này.

a) Nhiễu nổ (shot noise)

Nhiễu nổ của photodiốt sinh ra do số lượng các hạt tải điện đi qua một khe năng lượng hay vượt qua hàng rào thế năng có tính ngẫu nhiên theo thời gian gây ra. Trong photodiốt thu tách quang, số cặp điện tử - lỗ trống được tạo ra do hấp thụ photon cũng là hàm ngẫu nhiên của thời gian, do đó số lượng hạt tải điện qua rào thế năng chạy ra mạch bên ngoài cũng ngẫu nhiên. Loại nhiễu nổ này có thể có phân bố Poisson đồng nhất hoặc không đồng nhất, phụ thuộc vào dạng điều chế được sử dụng trong hệ thống thông tin quang. Giá trị trung bình bình phương của nhiễu nổ I_{sh}^2 tỷ lệ với trị trung bình dòng tách quang I_{ph} và độ rộng băng tần Δf :

$$I_{sh}^2 = [2e(I_{ph} + I_d)\Delta f] \quad (7.60)$$

trong đó I_{ph} là dòng quang điện, I_d là dòng tối, e là điện tích của điện tử, Δf là độ rộng băng tần.

b) Nhiễu nhiệt

Nhiễu nhiệt còn gọi là nhiễu Johnson, nhiễu Nyquist hay nhiễu trắng được hình thành do chuyển động ngẫu nhiên của các hạt tải do tác động của nhiệt gây nên. Mật độ nhiễu nhiệt phân bố đều trên trục tần số. Nếu photodiốt PIN có điện trở nội tổng cộng là R , hoạt động tại nhiệt độ $T[K]$ thì dòng và thế nhiễu i_{nh}^2 được xác định theo biểu thức sau đây:

$$i_{nh}^2 = \frac{4k_B T \Delta f}{R_i}; \quad u_{nh}^2 = 4k_B T R_i \Delta f \quad (7.61)$$

trong đó $k_B = 1,38 \times 10^{-23} J/K$ là hằng số Boltzmann, Δf là độ rộng băng tần, R_i là tổng điện trở thuận của photodiốt PIN.

- *Nhiễu $1/f$* do các trạng thái bề mặt trong photodiốt gây ra. Các trạng thái bề mặt thường do quá trình công nghệ không hoàn hảo tạo ra.
- *Nhiễu dư do kích thích quang* do sự thay đổi ngẫu nhiên của các nguồn phát quang tạo ra sự thay đổi ngẫu nhiên trong dòng quang điện.

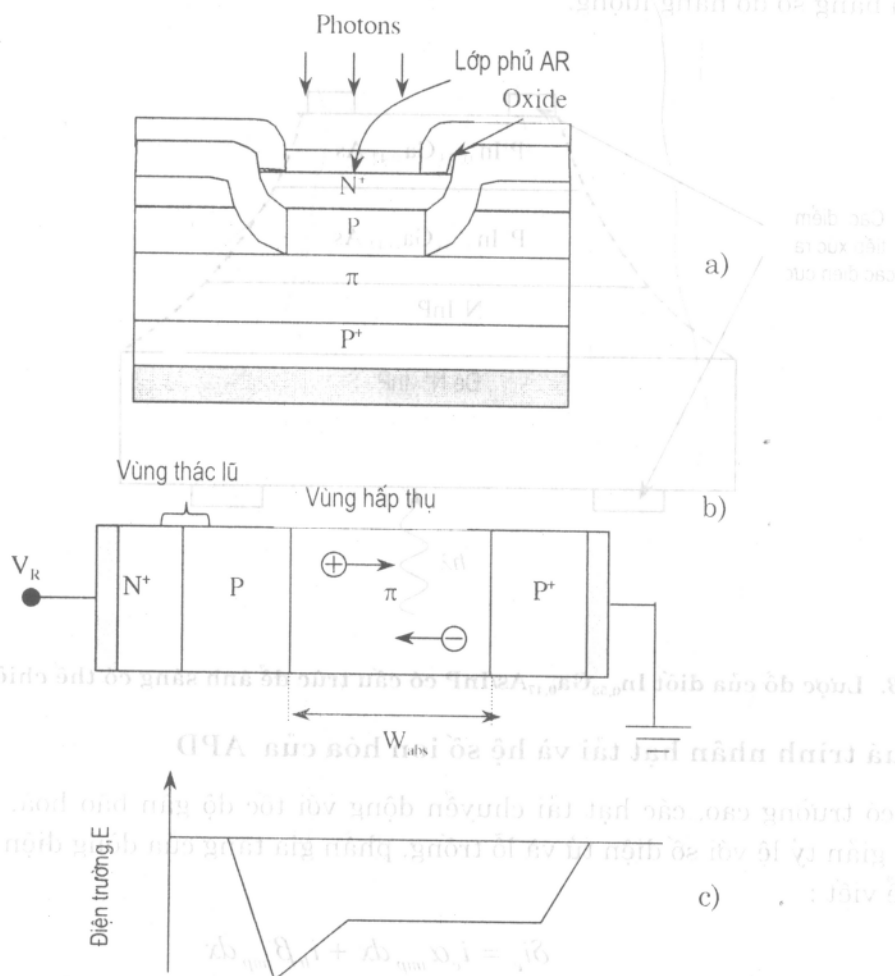
7.7. PHÔTÔĐIỐT THÁC LŨ (AVALANCHE PHOTO DIODE - APD)

7.7.1. Cấu tạo và nguyên lý hoạt động

Trên hình 7.22 a), b), c) chúng ta có thể nhìn thấy cấu tạo của photodiốt thác lũ mô hình cấu tạo của diốt lý tưởng cũng như phân bố điện trường trong photodiốt thác lũ. Hình 7.23 là mặt cắt của photodiốt thác lũ được chế tạo trên vật liệu $In_{0,53}Ga_{0,47}As/InP$ có cấu trúc để ánh sáng có thể chiếu từ mặt sau. Thông thường diốt có 4 lớp: lớp P', lớp II, lớp P và lớp N. Nếu không có lớp P thì cấu trúc của APD cũng gần tương tự như photodiốt PIN.

Loại photodiốt APD này được chế tạo bằng công nghệ tiên tiến trên vật liệu có chất lượng cao. Tính chất vật liệu tốt và đồng đều sẽ ngăn ngừa các hiện tượng đánh thủng địa phương, đánh thủng mặt, đánh thủng rìa... Loại diốt này thường có diện tích tích cực khá nhỏ như vậy đảm bảo được độ đồng đều về vật liệu tránh sự đánh thủng địa phương, có như vậy mới hoạt động được ở thế hiệu cao.

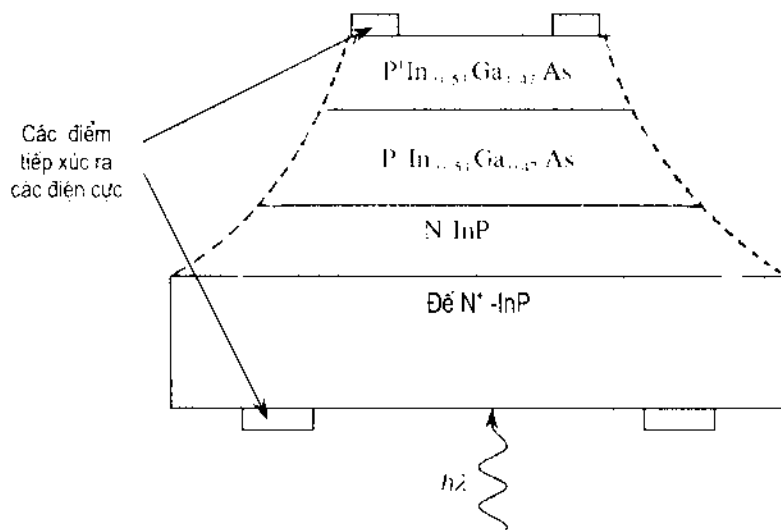
Khi ánh sáng đi vào APD thì hầu như được hấp thụ toàn bộ trong vùng nghèo nằm trong lớp π . Cũng gần giống như trong P-I-N diốt, điện trường trong vùng nghèo của APD cuốn các lỗ trống và điện tử chuyển động ngược hướng với nhau về phía hai bên.



Hình 7.22. Lược đồ cấu trúc APD a) mặt cắt của diốt li tương và vùng nhân hạt tải trong APD b) và phân bố điện trường dọc theo cấu trúc APD c)

Thông thường miền tăng tốc (hay còn gọi là miền hấp thụ ánh sáng) và miền nhân hạt tải là hai miền khác nhau. Một điều khó khăn là thường không duy trì được điện trường ổn định trong một miền dài nhiều micron mét. Điều kiện cần và đủ để duy trì quá trình ion hóa là cần có điện trường lớn hơn 10^5 V/cm. Vì điện áp phân cực ngược

đặt lên APD gần với giá trị thế đánh thủng, cỡ $0.90-0.95 V_{br}$ (cỡ 150-200 V phụ thuộc vào vật liệu để làm APD), mật độ điện trường ở lớp P rất lớn, miền này được gọi là miền tăng tốc. Khi các hạt tải đi qua miền điện trường lớn này sẽ được tăng tốc, chúng va đập mạnh vào các nguyên tử của bán dẫn, gây nên sự ion hóa và tạo ra các cặp điện tử – lỗ trống mới. Quá trình đó được lặp đi lặp lại nhiều lần. Kết quả là rất nhiều hạt tải mới được sinh ra góp phần làm tăng đáng kể dòng quang điện. Đó chính là hiệu ứng nhân hạt tải hay còn gọi là hiệu ứng thác lũ. Quá trình này làm tăng dòng quang điện bên ngoài và cũng chính là nguyên nhân tạo ra độ khuếch đại làm tăng độ nhạy đáng kể của APD. Trên hình 7.25 chúng ta có thể nhìn thấy quá trình nhân hạt tải biểu diễn bằng sơ đồ năng lượng.



Hình 7.23. Sơ đồ của diode $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ có cấu trúc để ánh sáng có thể chiếu từ mặt sau

7.7.2. Quá trình nhân hạt tải và hệ số ion hóa của APD

Khi có trường cao, các hạt tải chuyển động với tốc độ gần bão hòa, do vậy dòng điện đơn giản tỷ lệ với số điện tử và lỗ trống, phần gia tăng của dòng điện do nhân hạt tải có thể viết :

$$\delta i_c = i_c \alpha_{imp} dx + i_h \beta_{imp} dx \quad (7.62)$$

trong đó α_{imp} và β_{imp} là hệ số số ion hóa của điện tử và lỗ trống, i_c và i_h là dòng điện tử và lỗ trống, dx là một khoảng không gian trong miền nhân hạt tải. Từ phương trình trên chúng ta có thể viết sự biến thiên của dòng điện tử theo không gian như sau:

$$\frac{di_c}{dx} = i_c \alpha_{imp} + \beta_{imp} \quad (7.63)$$

Tương tự có thể viết phương trình cho sự biến thiên của lỗ trống. Mặc dù dòng điện tử và dòng lỗ trống có thay đổi theo vị trí không gian, nhưng dòng điện tổng cộng là không đổi trong linh kiện, nghĩa là :

$$I = i_e(x) + i_h(x) = \text{constant} \quad (7.64)$$

Chúng ta hãy xét một trường hợp đặc biệt ở đó ta có vùng thác lũ lan ra từ $x=0$ tới $x=W$ và tại $x=W$ chỉ có các điện tử được phun vào. Do vậy chúng ta có:

$$i_h(W) = 0; \quad i_e(W) = I \quad (7.65)$$

Biểu thị dòng $i_h(x)$ trong dạng của dòng $i_e(x)$. Sử dụng phương trình (7.63), phương trình (7.65) sẽ có dạng sau:

$$\frac{di_e(x)}{dx} - (\alpha_{imp} - \beta_{imp}) i_e(x) = \beta_{imp} I \quad (7.66)$$

Phương trình này có dạng tổng quát là:

$$\frac{dy}{dx} + Py = Q \quad (7.67)$$

Phương trình (7.66) có lời giải tổng quát cho bởi phương trình dưới đây:

$$i_e(x) = \frac{i_e(0) + \int_0^x \beta_{imp} I \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha_{imp} - \beta_{imp}) dx \right\} dx}{\exp \left\{ - \int_0^x (\alpha_{imp} - \beta_{imp}) dx \right\}} \quad (7.68)$$

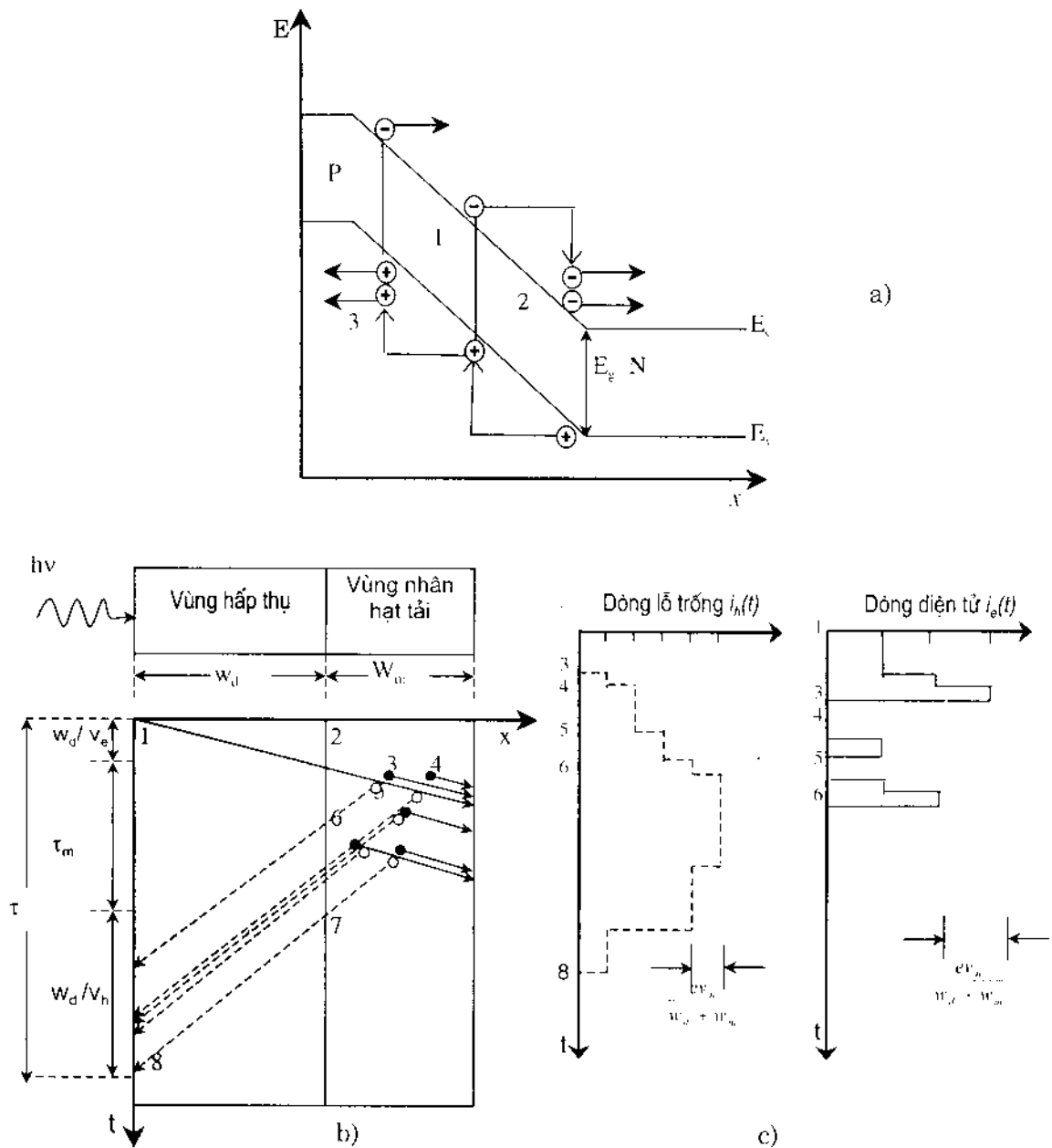
Bây giờ, hệ số nhân hạt tải trong linh kiện APD được định nghĩa như biểu thức dưới đây:

$$M_e = \frac{I}{i_e(0)} = \frac{i_e(W)}{i_e(0)} \quad (7.69)$$

đó chính là tỉ số dòng điện tử phun vào tại $x=0$ và dòng tổng cộng ở trong linh kiện tại vị trí w . Chúng ta có:

$$M_e = \frac{i_e(0) + i_e(W) \int_0^w \beta_{imp} \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha_{imp} - \beta_{imp}) dx \right\} dx}{i_e(0) \exp \left\{ - \int_0^w (\alpha_{imp} - \beta_{imp}) dx \right\}} \quad (7.70)$$

Biến đổi phương trình trên từ lời giải chuẩn đối với phương trình vi phân, biến đổi phương trình trên, chúng ta có hệ số nhân hạt tải điện tử như dưới đây:



Hình 7.24. Sơ đồ nhân hạt tải ở các vùng năng lượng trong APD a), sự hấp thụ và sự nhân hạt tải trong miền hấp thụ và miền nhân hạt tải b) và độ lớn của dòng điện tử và lỗ trống biến đổi theo thời gian c)

$$\begin{aligned}
 M_c &= \frac{I}{I - \alpha_{mp} \int_0^w \exp \{ - (\alpha_{mp} - \beta_{mp}) x \} dx} \\
 &= \frac{I}{I - \frac{\alpha_{mp}}{\alpha_{mp} - \beta_{mp}} [I - \exp \{ - (\alpha_{mp} - \beta_{mp}) w \}]}
 \end{aligned} \quad (7.71)$$

Phương trình (7.71) chỉ đúng khi quá trình nhân hạt tải xảy ra trong điện trường đồng đều và các giá trị ion hoá điện tử và lỗ trống (α_{imp} và β_{imp}) không phụ thuộc vào vị trí không gian. Nếu hệ số nhân hạt tải của điện tử và lỗ trống là bằng nhau, lúc đấy biểu thức trên sẽ trở về dạng đơn giản:

$$M \rightarrow \left[\frac{1}{1 - \alpha_{imp} W} \right] \quad (7.72)$$

Trong thực tế các giá trị M_e hoặc M_h nhận được trong linh kiện APD còn bị giới hạn bởi các quá trình khác xảy ra tại điện trường cao, đặc biệt là trong các bán dẫn vùng cấm hẹp. Thí dụ như hiệu ứng xuyên hầm giữa vùng và vùng làm cho giá trị M chỉ đạt giá trị cỡ 10. Ngoài ra, còn có hai yếu tố làm ảnh hưởng tới hệ số nhân hạt tải: thứ nhất là giá trị điện trở nối tiếp do cấu trúc linh kiện tạo ra, thứ hai là sự phụ thuộc vào nhiệt độ cùng một lúc khi hạt tải tăng lên xảy ra. Các yếu tố này giảm hệ số nhân hạt tải của điện tử và lỗ trống α_{imp} và β_{imp} làm ảnh hưởng tới giá trị M . Bằng thực nghiệm cũng có thể viết hệ số nhân hạt tải dưới dạng sau:

$$M = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{V - IR}{V_b} \right) \right]^n} \quad (7.73)$$

ở đó V là thế hiệu đặt vào linh kiện, R_s là điện trở nối tiếp, V_b là thế đánh thủng của APD, n là hằng số, có giá trị từ 2-3. Trong thực tế phương trình (7.70), (7.71) trùng lặp khá tốt với dạng phương trình (7.73).

7.7.3. Độ rộng băng tần của APD

Một điều lưu ý quan trọng của APD là có độ khuếch đại nội cao. Do vậy linh kiện này rất phù hợp đối với việc thu tín hiệu quang có mật độ photon rất nhỏ. Nhưng điều bất lợi phải trả giá là băng tần thấp và đặc tính nhiễu lớn. Trong APD có cấu trúc như trên hình (7.24) thì thời gian phản ứng của linh kiện bị giới hạn bởi 3 thành phần chính sau đây:

1. Thời gian bay qua miền hấp thụ tín hiệu quang. Thời gian này được biểu thị như sau

$$t_{tr}(e) = \frac{W_{abs}}{v_s(e)} \quad (7.74)$$

2. Thời gian dôi hồi để quá trình nhân hạt tải xảy ra, t_A .

Thời gian bay của lỗ trống sinh ra trong quá trình nhân hạt tải và truyền qua lớp hấp thụ quang về miền P:

$$t_{tr}(h) = \frac{W_{abs}}{v_s(h)} \quad (7.75)$$

3. Thời gian trễ do quá trình nhân hạt tải, t_A phụ thuộc vào tỉ số ion hóa α_{imp}/β_{imp} . Nếu $\alpha_{imp} \gg \beta_{imp}$ lúc đó chỉ có 1 quá trình nhân hạt tải của điện tử chạy qua miền

thác lũ làm sinh ra toàn bộ quá trình thác lũ như chỉ ra trên Hình 7.25 dưới đây. Thế nhưng đối với tỉ số $\alpha_{imp} / \beta_{imp}$ có giá trị xác định thì thời gian trễ t_A sẽ là:

$$t_A = \frac{M\beta_{imp} W_{aval}}{\alpha_{imp} v_s(e)} \quad (7.76)$$

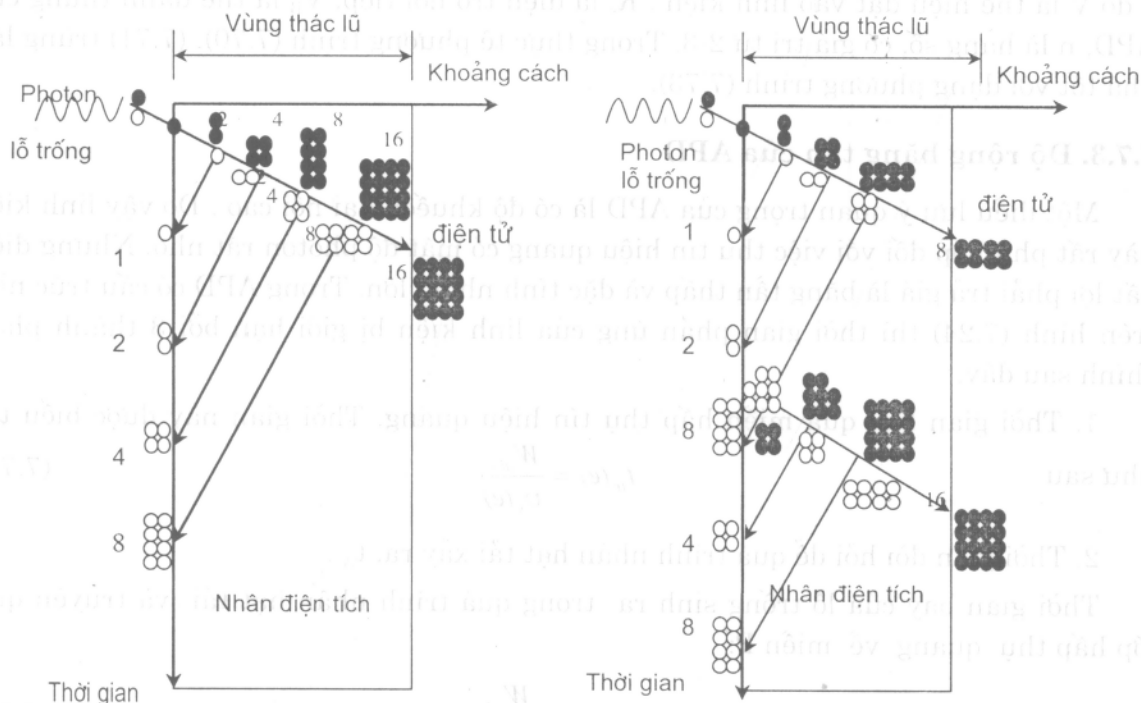
Thời gian phản ứng tổng cộng của linh kiện được cho bởi biểu thức sau :

$$\tau \cong \frac{W_{abs} + Mk^* w_{aval}}{v_s(e)} + \frac{W_{abs} + W_{aval}}{v_s(h)} \quad (7.77)$$

trong đó $k^* = \alpha_{imp} / \beta_{imp}$. Thừa số M/τ là constant. Tích độ rộng băng tần và hệ số khuếch đại là không đổi đối với linh kiện có hệ số nhân hạt tải lớn. Một điều cần lưu ý nữa là tích của độ rộng băng và độ khuếch đại có thể đạt tối ưu bằng cách chọn vật liệu có $\alpha_{imp} \gg \beta_{imp}$. Độ rộng băng tần được xác định theo biểu thức :

$$f(-3dB) \approx 0,44 / \tau \quad (7.78)$$

Thí dụ điốt APD silic có tốc độ điện tử và lỗ trống là $v_{se} \approx 10^5 \text{ m/s}$; $v_{sh} \approx 5 \times 10^4 \text{ m/s}$; $k^* \approx 1$. Giả thiết $w_2 = 20 \mu\text{m}$, $w_A = 0,5 \mu\text{m}$ và $M = 100$ thì $f(-3dB) = 670 \text{ MHz}$. Trong khi đó điốt không có hiệu ứng thác lũ thì đáp ứng thời gian là khoảng 0,2 ns và độ rộng băng tần tại (-3) dB sẽ có giá trị là $f(-3dB) = 2,2 \text{ GHz}$.



Hình 7.25. Sơ đồ nhân hạt tải trong photodiốt thác lũ (APD)

Trong APD khi tăng hệ số khuếch đại nội, độ nhạy của APD sẽ tăng, nhưng cả thành phần nhiễu cũng được khuếch đại lên, chính vì thế tỉ số S/N sẽ không tăng lên bao nhiêu. Sự hạn chế nữa của photodiốt Avalanche là khi hoạt động, cần có thế hiệu ổn định cao, dẫn đến mạch điện ổn thế hiệu có các yêu cầu khá phức tạp, giá thành tăng lên và nhiễu cũng phát sinh cùng quá trình thác lũ. Hiện nay ngoài một số loại photodiốt Si thác lũ, còn có một số loại photodiốt chế tạo từ các hợp chất bán dẫn (AlGaAs, InP...) có lớp chuyển tiếp dị thể. Các loại photodiốt này thường có độ nhạy phổ ở vùng 1,1-1,6 μm và được sử dụng trong thông tin quang sợi. Hệ số nhân M đạt cực đại khi sử dụng các vật liệu có α lớn. Tuy nhiên thiết bị như vậy có đáp ứng tần số thấp. Trong thực tế APD cần được thiết kế kĩ lưỡng để thỏa mãn cả tiêu chuẩn đáp ứng tần số. Điều này có thể thực hiện được nếu hoặc các điện tử hoặc các lỗ trống chiếm ưu thế trong miền tăng tốc nhân hạt tải.

7.7.4. Những khó khăn trong thiết kế APD và so sánh một vài loại APD

a) Cấu trúc dài rộng

Cấu trúc của loại APD này có các lớp N^+PIIP^+ . Lớp P phải rất mỏng và đồng nhất được chế tạo theo phương pháp khuếch tán hoặc cấy ion. Điện trường cao được hình thành tại tiếp giáp N^+P . Linh kiện APD silic có hệ số nhân lớn hàng trăm lần, hiệu suất lượng tử tại bước sóng 0,85 μm có thể vượt 0,9 A/W và dòng tối giảm ở mức pA tại nhiệt độ trong phòng.

- Cấu trúc vát hai mặt bên: Loại APD germani có tiếp giáp N^+P được hình thành bằng cách khuếch tán tạp chất donor vào lớp đế. APD german có $k^* > 1$, dòng tối có trị số lớn và khoảng 0,1 μA do tốc độ hình thành các hạt tải điện do nhiệt, điện dung khoảng 0,5pF, hệ suất lượng tử 0,9, điện áp đánh thủng 16V.

- Cấu trúc dị thể: APD dị thể $In_{0,53}Ga_{0,47}As-InP$ đã cạnh tranh thành công với APD germani tại các bước sóng 1,3 và 1,55 μm . Một vấn đề nảy sinh trong cấu trúc này là các lỗ trống được hiệu ứng thác lũ tạo ra trong lớp n-InGaAs bị giữ lại tại tiếp giáp dị thể, vì lớp n-InP có dải cấm rộng. Điều đó dẫn tới giảm hệ suất lượng tử do tái hợp tăng và cũng làm giảm độ rộng băng tần của APD. Muốn khắc phục những trở ngại này cần xen vào giữa hai lớp một lớp rất mỏng loại n-InGaAsP để làm cho sự dịch chuyển của lỗ trống giữa các vật liệu có dải cấm rộng và hẹp được dễ dàng.

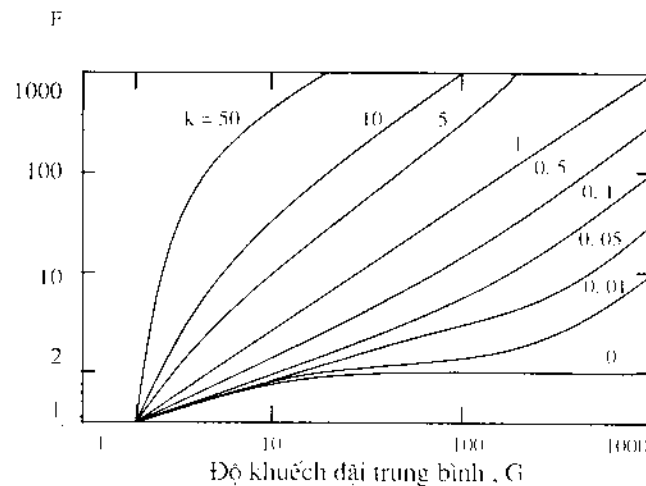
b) Tạp âm trong APD

Khi hiệu ứng nhân được khởi đầu bởi lỗ trống ta có thể viết hệ số F_h như sau:

$$F_h = M_h \left[1 + \frac{(1 - k^*)}{k^*} \frac{(M_h - 1)^2}{M_h^2} \right] \quad (7.79)$$

Khi hiệu ứng nhân được khởi đầu bởi điện tử, tương tự ta có :

$$F_e = M_e \left[1 - (1 - k^*) \frac{(M_e - 1)^2}{M_e^2} \right] \quad (7.80)$$



Hình 7.26. Hệ số nhân gia tăng trong APD do sự tiêm kích điện tử là hàm của hệ số khuếch đại trung bình đối với các hệ số ion hoá k^* khác nhau

Khi không có hiệu ứng nhân thì $M = 1$ nên hệ số $F \geq 1$. Từ các biểu thức (7.76) và (7.77) xây dựng được đồ thị F , phụ thuộc M , như hình 7.26. Trên Hình 7.26, F là hệ số nhân dư gia tăng tại các tỷ số ion hoá k^* khác nhau. Từ hình 7.26 ta nhận thấy khi $k^* = 0$ tức chỉ có một loại hạt tải bị ion hoá nổi trội và nhân lên thì hệ số nhân F là nhỏ nhất và hệ số khuếch đại có thể lớn.

Khi $k^* < 1$ thì dòng điện tử được nhân trong miền tăng tốc. Khi $k^* > 1$ thì các lỗ trống được nhân trong miền tăng tốc. Không nên chọn vật liệu có $k^* \approx 1$ hoặc $k^* > 1$, vì hệ số tạp âm lớn. Chọn các vật liệu có $k^* \approx 0$, tức là vật liệu có hệ số ion hoá điện tử cao để khởi đầu hiệu ứng thác lũ. Silic là loại vật liệu đáp ứng được yêu cầu này, vì vậy nó được coi là vật liệu cao cấp để chế tạo APD hoạt động tại các bước sóng thuộc cửa sổ thứ nhất của sợi quang.

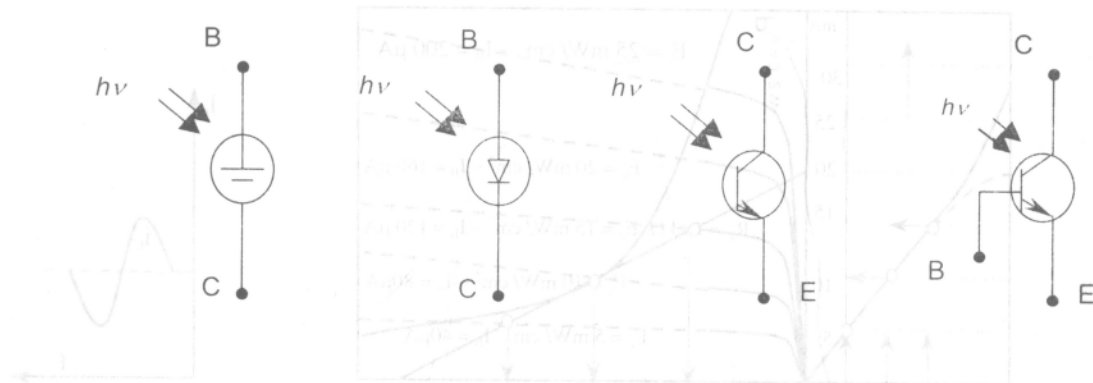
c) So sánh một số thông số giữa photodiốt P-I-N và APD trên các vật liệu

Bảng 7.1. So sánh các loại diốt thu tách quang theo các tham số cơ bản

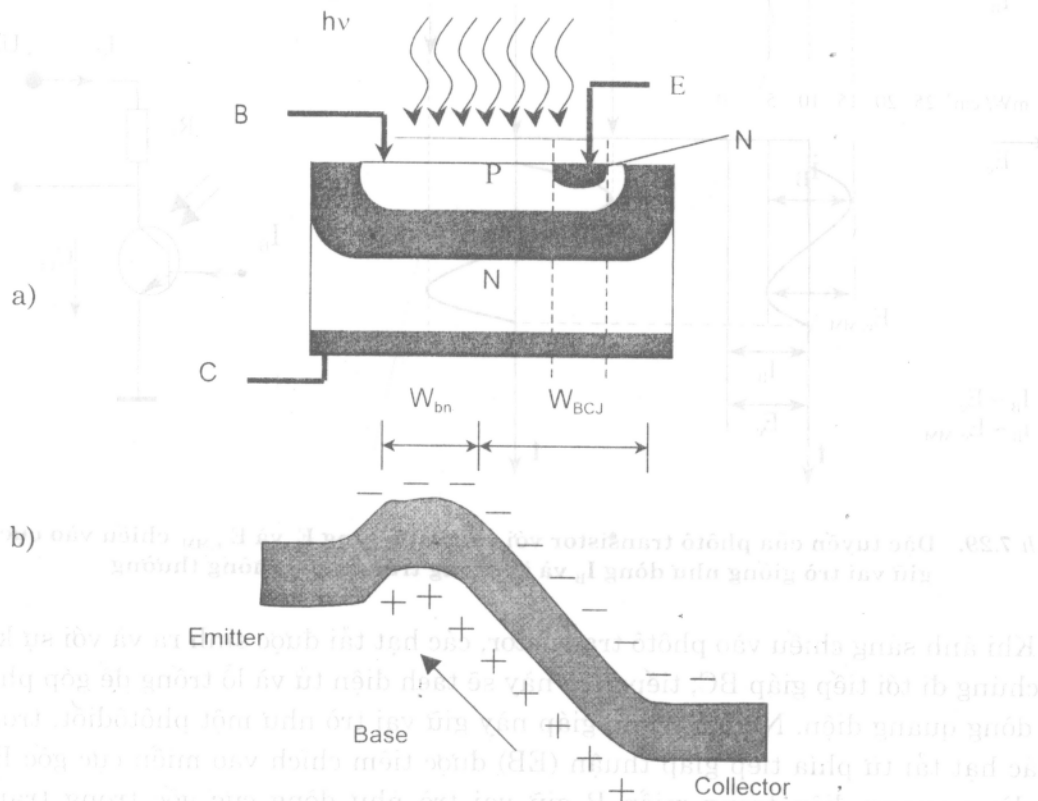
Các tham số	Đơn vị	Silic		Germani		InGaAs	
		PIN	APD	PIN	APD	PIN	APD
Vùng bước sóng	nm	400 ÷ 1100		800 ÷ 1800		900 ÷ 1700	
Bước sóng đỉnh	nm	900	830	1550	1300	1300 (1550)	1300 (1550)
Dộ nhạy	A/W	0,6	77÷130	0,65÷0,7	3÷28	0,63÷0,8	
Hệ suất lượng tử	%	65÷90	77	50÷55	55÷75	60÷70	60÷70
Hệ số nhân	M	1	150÷250	1	5÷40	1	10÷30
Tỷ số ion hoá	k	0,02 ÷ 0,08		0,7 ÷ 1		0,3÷0,5	
Dòng tối	nA	1÷10	0,1÷1	50 ÷ 500		1÷20	1÷5
Điện dung	pF	1,2÷3	1,3÷2	2÷5	2÷5	0,5÷2	0,5
Thời gian lên	ns	0,5÷1	0,1÷2	0,1÷0,5	0,5÷0,8	0,06÷0,50	1÷0,5
Thế phân cực ngược	V	45÷100	220	6÷10	0÷35	5	<30

7.8. PHÔTÔ TRANSISTOR

Phương thức nhạy quang trong phôtô transistor cũng gần giống như trong phôtôdiốt nhưng ở đây có cơ chế khuếch đại dòng do đặc điểm hoạt động của transistor tạo nên. Cấu trúc của phôtô transistor cũng có 3 lớp như transistor thường, nhưng thông thường ở miền cực gốc thì để hở, có một diện tích thích hợp để tiếp nhận ánh sáng chiếu vào qua cửa sổ.

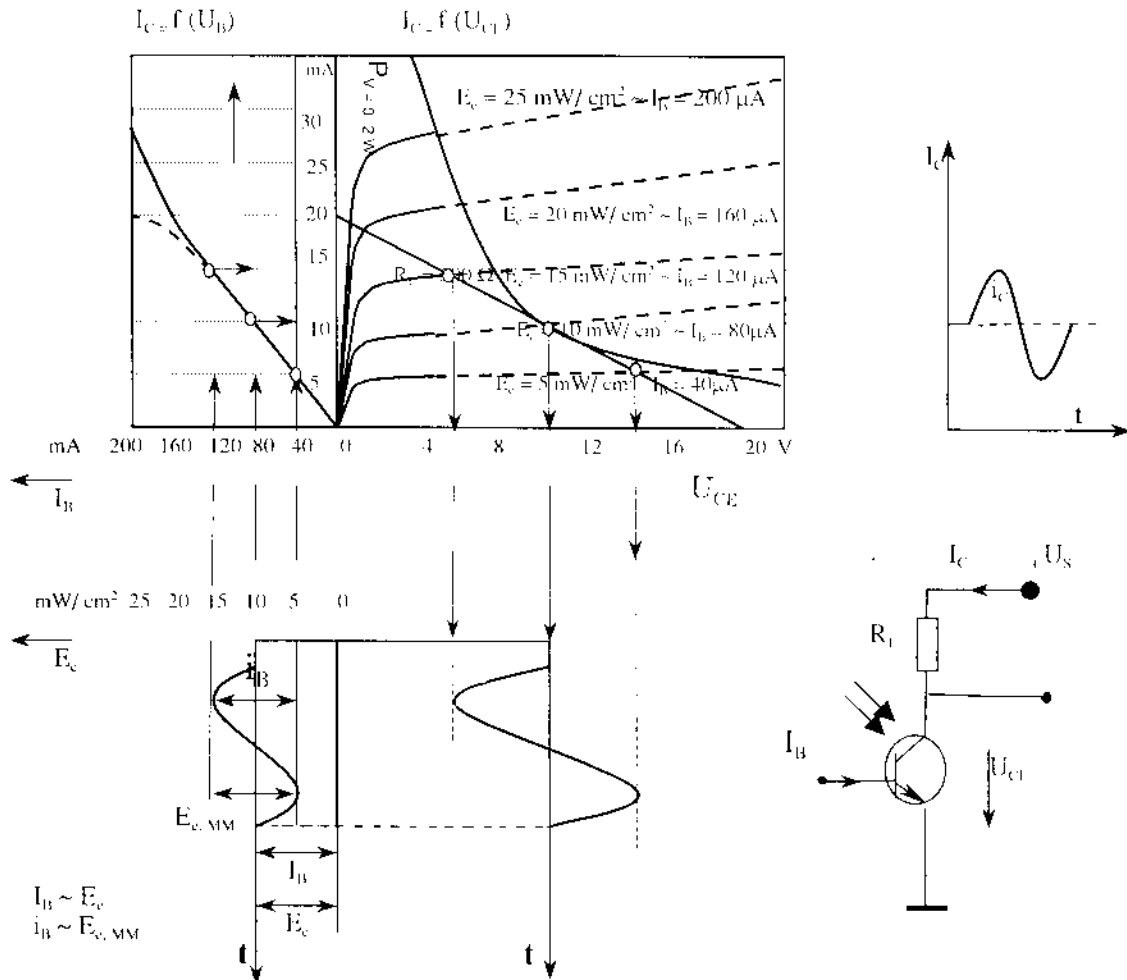


Hình 7.27. Các kí hiệu khác nhau của phototransistor



Hình 7.28. Cấu trúc và giản đồ năng lượng của phototransistor

Hình 7.27. là các kí hiệu khác nhau của phôtô transistor. Việc chiếu ánh sáng vào cực gốc B tạo ra các cặp điện tử - lỗ trống, các hạt tải điện này có thể đi vào các miền cực phát E hay cực góp C cũng gần giống như việc kích vào cực gốc B một dòng điện i_B trong transistor thường. Ánh sáng cũng có thể chiếu vào một lớp điện cực bất kì nào đó hay cả 3 lớp điện cực trong transistor. Khi phôtô transistor ở chế độ hoạt động, tiếp giáp BC ở trạng thái đóng, còn tiếp giáp EB ở trạng thái mở.



Hình 7.29. Đặc tuyến của phôtô transistor với cường độ sáng E_c và $E_{c,MM}$ chiếu vào cực B giữ vai trò giống như dòng I_B và i_B trong transistor thông thường

Khi ánh sáng chiếu vào phôtô transistor, các hạt tải được sinh ra và với sự khuếch tán chúng đi tới tiếp giáp BC, tiếp giáp này sẽ tách điện tử và lỗ trống để góp phần tạo nên dòng quang điện. Như vậy tiếp giáp này giữ vai trò như một phôtôdiốt, trong khi đó các hạt tải từ phía tiếp giáp thuận (EB) được tiêm chính vào miền cực gốc B. Như vậy dòng quang điện trong miền B giữ vai trò như dòng cực gốc trong transistor thường và ở collector dòng được khuếch đại lên $(\beta + 1)$ lần. Như vậy dòng tại cực góp collector, I_C có giá trị như sau:

$$I_{c1} = \frac{I}{1-\alpha} (I_o + I_{ph}) \quad (7.81)$$

Hệ số khuếch đại có thể tính được như sau :

$$G = \eta\beta \quad (7.82)$$

trong đó η là hiệu suất lượng tử, β là hệ số khuếch đại của phototransistor. Hình 7.27 và 7.28 mô tả cấu trúc của phototransistor và giản đồ năng lượng khi có phân cực. Đặc tuyến của phototransistor có thể thấy trên Hình 7.29. Trên hình này chúng ta thấy các mức chiếu sáng khác nhau tương ứng với các dòng I_B khác nhau. Trên hình cũng biểu diễn khi cho các độ sáng E khác nhau (tương đương với các dòng I_B khác nhau) thì dòng collector, I_c biến đổi như thế nào.

Các phototransistor được ứng dụng rất rộng rãi trong lĩnh vực quang điện tử vì chúng có khuếch đại khá lớn.

7.9. CÁC DETECTOR QUANG HIỆN ĐẠI

Trong phần này chúng ta chỉ nêu tóm tắt một số linh kiện thu quang tiên tiến hiện đã và đang được nghiên cứu chế tạo và đưa ra ứng dụng ngày càng rộng trên nhiều lĩnh vực khác nhau. Để chế tạo được các detector quang tiên tiến thì điều quan trọng nhất là phải có các vật liệu tiên tiến, các vật liệu này thường có độ rộng vùng cấm có thể điều chỉnh được. Bảng 7.2 thống kê một số vật liệu tiên tiến có vùng cấm có thể điều chỉnh được dùng trong chế tạo các detector hiện đại.

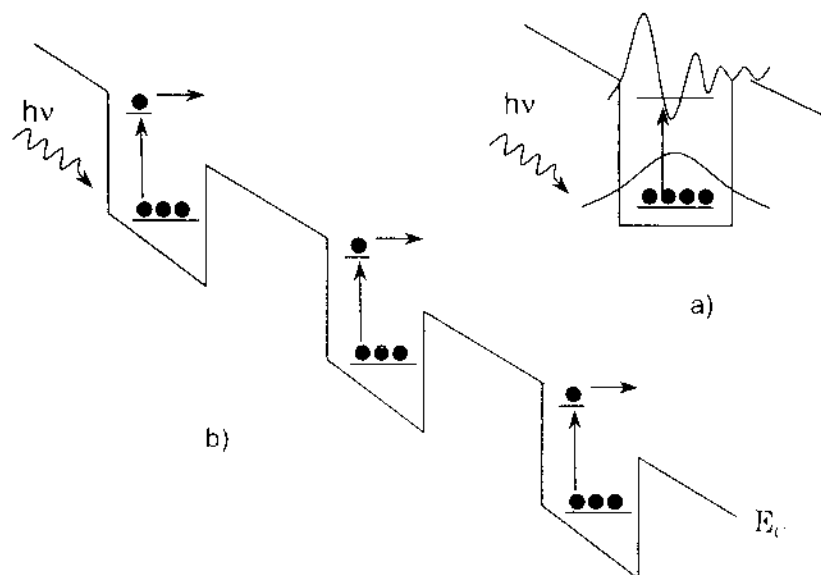
7.9.1. Các detector giếng lượng tử

Về cấu hình giếng lượng tử, một số đặc tính chính về giản đồ năng lượng, hàm mật độ các trạng thái và cấu trúc vùng năng lượng đã được trình bày một cách tóm tắt trong các chương trước. Một ứng dụng quan trọng của các bộ tách sóng quang là tách các sóng có bước sóng λ dài, cỡ từ 5 đến 20 μm . Nếu một chất bán dẫn có cấu trúc vùng cấm thẳng được sử dụng trong chế tạo linh kiện thu tách tín hiệu quang thì vùng cấm của vật liệu này phải rất nhỏ. Một hợp chất quan trọng trong đó dải cấm có thể biến đổi từ 0 đến 1,5 eV là hợp kim HgCdTe . Hợp chất này được sử dụng rộng rãi trong việc chế tạo các detector ảnh nhiệt ... Hợp kim HgCdTe là loại vật liệu "mềm" khó xử lý, do vậy để chế tạo linh kiện có chất lượng tốt là điều khó khăn. Việc chế tạo linh kiện thu tách tín hiệu quang sử dụng cấu hình giếng lượng tử với việc sử dụng các công nghệ đã có sẵn hiện nay như là công nghệ trên GaAs đã tạo ra một số các ưu điểm trong việc tách các bước sóng dài.

Bảng 7.2. Một số chất bán dẫn tiên tiến quan trọng được sử dụng trong các linh kiện thu tách quang hiện đại

<i>InGaAs</i> (E_g điều khiển được)	- Vật liệu rất tốt cho thông tin đường dài (tại $\lambda = 1,55 \mu m$) - Có thể kết hợp với lớp InP
<i>AlGaSb</i> (E_g điều khiển được)	- Có thể sử dụng cho thông tin đường dài - Đây là một kết quả về công nghệ, cần tiếp tục phát triển.
<i>InGaAsP</i> (E_g điều khiển được)	- Thích hợp với các ứng dụng ở $1,3 \mu m$ và $1,55 \mu m$ - Có thể kết hợp với lớp InP
<i>HgCdTe</i> (E_g điều khiển được)	- Phù hợp với các ứng dụng có bước sóng dài - Có thể sử dụng cho bước sóng $1,3 \mu m$ và $1,55 \mu m$ nhưng không tốt bằng công nghệ InP
<i>Si</i> ($E_g = 1,1 \text{ eV}$)	- Vật liệu có cấu trúc vùng không thẳng, α nhỏ - Có tỷ số β_{imp}/α_{imp} lớn, có thể sử dụng trong Photodiốt thác tải chất lượng cao dùng trong mạng vùng nội hạt (LAN) - Không thích hợp cho bước sóng $1,3 \mu m$ và $1,5 \mu m$
<i>Ge</i> ($E_g = 0,7 \text{ eV}$)	- Vật liệu có cấu trúc vùng không thẳng, α nhỏ - Có tỷ số β_{imp}/α_{imp} lớn, có thể sử dụng trong Photodiốt thác dùng trong mạng LAN và đường dài
<i>GaAs</i> ($E_g = 1,43 \text{ eV}$)	- Vật liệu có cấu trúc vùng thẳng - Không thích hợp cho các bộ tách quang thác chất lượng cao do $\beta_{imp} \approx \alpha_{imp}$ - Không thích hợp với ứng dụng LAN và đường dài

Hình 7.30.a) minh họa một cấu hình giếng lượng tử và hàm sóng của điện tử ở mức năng lượng cơ bản và ở trạng thái kích thích. Hình 7.30.b) miêu tả các giếng lượng tử mắc nối tiếp nhau. Ở đây vật liệu bán dẫn được pha tạp làm sao cho trạng thái nền (ở đáy giếng) có một mật độ điện tử nhất định và trạng thái kích thích là rỗng hay không có điện tử. Khi một photon có năng lượng tương đương với năng lượng tách giữa các vùng con trong band (intersubband) tác động lên giếng lượng tử, ánh sáng bị hấp thụ và điện tử ở trạng thái cơ bản ở đáy giếng được nhảy lên trạng thái kích thích ở phía miệng giếng (xem trên hình). Như vậy việc nhảy của điện tử chỉ xảy ra trong giếng lượng tử nằm trong vùng dẫn.



Hình 7.30. Cấu trúc giếng lượng tử: Giảm đồ hàm sóng của điện tử trong trạng thái nền ổn định và trạng thái kích thích a) và photon gây ra sự chuyển dịch của điện tử từ trạng thái nền lên trạng thái kích thích b)

Đối với quá trình hấp thụ photon trong giếng lượng tử để tạo ra điện tử tham gia vào dòng điện thì cần thỏa mãn các điều kiện nhất định như: Các điện tử ở trạng thái cơ bản (ở đáy giếng) không có thể tạo ra dòng điện. Nếu các điện tử không nằm trong đáy giếng thì sẽ đóng góp vào dòng điện tối khá cao trong detector. Những điện tử trong trạng thái nền ở đáy giếng chỉ góp phần vào dòng điện bằng quá trình phát xạ nhiệt qua các bậc không liên tục của thành giếng. Tại nhiệt độ thấp quá trình này bị hạn chế vì quá trình phát xạ nhiệt phụ thuộc vào nhiệt độ rất mạnh. Cũng có khả năng kích thích các điện tử từ giếng lượng tử để chúng có thể tham gia tạo nên tín hiệu. Vậy trạng thái điện tử kích thích cần được thiết lập ở gần với phía đỉnh của chiều cao thành giếng lượng tử, khi đó các điện tử kích thích có thể tách ra dễ dàng nhờ một tương tác quang điện bên ngoài. Như chúng ta đã biết hệ số hấp thụ đối với quá độ giữa siêu dải (intersubband) có thể đạt khoảng $10^4/\text{cm}$. Vì vậy một dãy các giếng lượng tử có độ rộng xấp xỉ $1,0 \mu\text{m}$ có thể sử dụng để tách ánh sáng rất có hiệu quả.

Có một khả năng nữa là có thể thay đổi độ lớn khoảng cách của dải vùng con bằng cách thay đổi độ rộng hoặc là độ sâu giếng lượng tử khi đó sẽ tạo ra một cấu trúc hình linh kiện thu tách tín hiệu quang sóng dài rất hữu hiệu. Đối với giếng lượng tử nằm trong vùng dẫn, trong cấu trúc này sự đối xứng ô trung tâm của các trạng thái là loại-s thuần khiết. Ánh sáng chỉ hấp thụ nếu như nó đến và phân cực theo chiều z. Ở đây z là hướng chiều đứng tạo giếng lượng tử. Do vậy đối với các tia tới thẳng đứng sẽ

không có hấp thụ. Đây là một bất lợi đáng kể đối với loại detector này. Có một số phương pháp để vượt qua hạn chế này như sử dụng các gương ăn mòn trên bề mặt bán dẫn (dùng phương pháp ăn mòn tạo nên các bề mặt gương có hướng khác nhau) để phản chiếu các tia sáng có chiều thẳng đứng, nó có phân cực theo chiều z. Một cách khác để loại trừ nhược điểm này là sử dụng quá trình truyền lỗ trống giữa các siêu vùng (intersubband) trong vùng hóa trị, ở đó do bản chất liên kết tự nhiên của các trạng thái lỗ trống nặng và nhẹ (HH và HL), thể thức phân cực theo chiều z là không còn phù hợp nữa. Tuy nhiên do độ linh động thấp của lỗ trống và những khó khăn trong việc giảm giá trị dòng tối đã làm hạn chế các đặc tính tốt của detector. Trong Bảng 7.3 có thống kê với mục đích so sánh hai loại detector hấp thụ vùng - vùng và detector hấp thụ trong vùng trong trường hợp tách tín hiệu quang bước sóng dài.

Bảng 7.3 So sánh ưu điểm của detector giếng lượng tử và truyền thống

<i>Linh kiện thu quang từ vật liệu bán dẫn khối với cấu trúc vùng - vùng</i>	<i>Linh kiện thu quang với cấu trúc giếng lượng tử</i>
<i>Các vật liệu bán dẫn có vùng cấm hẹp thường khó xử lý, đạt hiệu quả thấp</i>	<i>Với công nghệ truyền thống hiện có trên vật liệu GaAs và InP có thể tạo ra các linh kiện có hiệu quả cao hơn</i>
<i>Khi hoạt động ở nhiệt độ thấp, dòng tối là nhỏ</i>	<i>Dòng tối là cao do các hạt tải tự do gây nên</i>
<i>Có thể làm việc với ánh sáng có phương thẳng đứng</i>	<i>Trong vùng dẫn, các giếng lượng tử không hấp thụ ánh sáng tới với phương thẳng đứng, cần sử dụng các gương hay các giếng lượng tử trong vùng hoá trị</i>
<i>Rất khó có thể điều chế các bộ thu tín hiệu quang với bước sóng thay đổi, có thể điều khiển được</i>	<i>Có thể chế tạo các bộ thu có thể thay đổi với sự thay đổi độ rộng và độ sâu của giếng lượng tử.</i>

7.9.2. Các photodetector tiên tiến - các đòi hỏi hiện nay

Các vấn đề quan trọng trong detector cần giải quyết đó là: tính điều chỉnh được, tốc độ lớn và khả năng tích hợp với các mạch điện tử khác nhau.

a) *Vấn đề tính điều khiển được* là một vấn đề quan trọng và bao hàm về việc sử dụng các hệ vật liệu bán dẫn khác nhau phù hợp với dải năng lượng photon đã cho. Một thử thách có tính đột phá và quan trọng đặc biệt là thu photon bước sóng dài có bước sóng $\lambda = 10 - 14 \mu\text{m}$. Dải sóng này có các ứng dụng quan trọng trong lĩnh vực nhìn đêm, ảnh nhiệt và nhìn qua sương mù, nó có các ứng dụng rất rộng rãi trong các mục đích quân sự, y tế và hàng không. vũ trụ ... Có hai hướng tiếp cận đang được triển khai để có thể thu tách các photon có bước sóng dài: đó là sử dụng các vật liệu bán dẫn có

vùng cấm hẹp như hợp kim HgCdTe hay InAsSb hoặc sử dụng các cấu trúc đa giếng lượng tử. Trong hướng sử dụng các vật liệu có vùng cấm hẹp thì điều khó nhất là chưa có công nghệ tốt đối với các vật liệu này, và vì chúng có đặc tính mềm, tính không kết hợp dễ dàng của các vật liệu loại này nên sau khi chế tạo ra chúng chứa nhiều sai hỏng. Mặc dầu vậy các mạch ma trận phẳng tiêu điểm (focal plane arrays) đã và đang được chế tạo thành công từ hợp kim HgCdTe và các cấu trúc dị thể của chúng đã đưa vào ứng dụng rất tốt trong quân sự và nhiều lĩnh vực khác.

Những dải băng con trong vùng (intra-subband) trong giếng lượng tử có thể thay đổi đến một độ tách bất kì nào đấy bởi sự điều chỉnh kích thước hình học của giếng lượng tử như chúng ta đã bàn. Nếu một mức thấp hơn bị lấp đầy bởi điện tử, các photon có khả năng tách được, đưa chúng lên mức kích thích ở mức dải vùng con cao hơn để từ đấy các hạt tải này có thể đóng góp vào dòng điện.

b) Tốc độ của các detector về cơ bản được xác định bởi hằng số thời gian và thời gian bay của hạt tải. Việc thiết kế để các linh kiện thu có tốc độ mong muốn về cơ bản là giống với việc thiết kế của các linh kiện thu quang truyền thống. Về nguyên tắc, các linh kiện cần phải làm càng nhỏ càng tốt. Đối với các vật liệu có tốc độ cao như vật liệu InGaAs thì có khả năng đạt tới dải băng tần 150 GHz với công nghệ hiện nay.

Một trong các họ detector quan trọng có tốc độ cao và có độ tổ hợp tốt đó là họ Schottky detector dựa trên cấu trúc kim loại bán dẫn. Loại detector này vừa dễ chế tạo vừa có tần số rất cao, nó có thể đạt tới băng tần ở 3 dB cỡ 160 GHz.

Sự thành công của công nghệ epitaxy dị chất đã mang lại các tiến bộ đáng kể trong chế tạo các detector tiên tiến. Ngoài các detector thu tách các tín hiệu quang sóng dài đã bàn luận, còn có một số loại detector khác dựa trên cấu trúc dị thể.

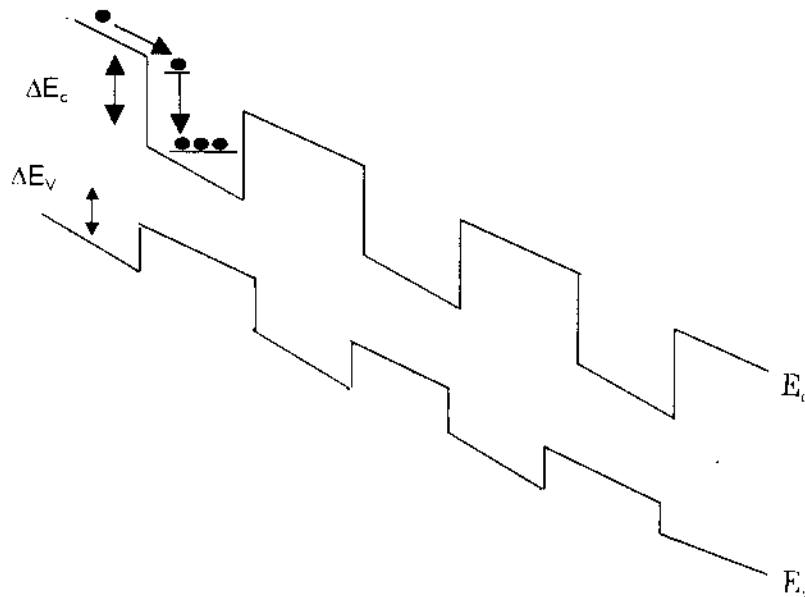
c) Về khả năng tích hợp đối với các detector tiên tiến hay nói chung đối với các linh kiện quang điện tử là một vấn đề khó khăn hiện nay. Hiện trạng tổ hợp của họ linh kiện này giống như hiện trạng tổ hợp của linh kiện bán dẫn Si thời kì tiền phát triển trong các năm 1960.

7.9.3. Các photodiốt thác (APD) trên cấu trúc giếng lượng tử

a) Sử dụng các giếng lượng tử để thay đổi tỷ số ion hoá trong APD

Như ta đã biết vấn đề chất lượng APD phụ thuộc vào tỷ số giữa tốc độ ion hóa điện tử và lỗ trống (α_{imp}/β_{imp}). Trên quan điểm xét tối ưu về nhiều trong APD chúng ta cần đảm bảo $\alpha_{imp} \gg \beta_{imp}$ hoặc là $\beta_{imp} \gg \alpha_{imp}$. Đối với các vật liệu bán dẫn hợp chất đã biết, mối quan hệ giữa α_{imp} và β_{imp} phụ thuộc vào cấu trúc vùng năng lượng và tốc độ tán xạ tương đối của điện tử và lỗ trống. Do vậy tỷ số α_{imp}/β_{imp} đối với một chất bán dẫn đã cho là tương đối xác định, khó có thể thay đổi. Nhưng với việc sử dụng cấu trúc giếng lượng tử thì tỷ số này có thể thay đổi được. Một số nghiên cứu thực nghiệm đã khẳng định khả năng của giếng lượng tử có thể thay đổi được tỷ số α_{imp}/β_{imp} . Sự hiểu biết lí thuyết về các quá trình này chưa được thật tường minh mặc dù đã có một số hiệu ứng và kết quả thu được chứng minh sự hợp lí và đúng đắn của chúng. Như

minh họa trong Hình 7.28 khi các điện tử và lỗ trống chuyển động qua một cấu trúc giếng lượng tử. quá trình chuyển tải của các hạt tải có thể thay đổi. Dưới đây sẽ xét một nguyên nhân dẫn đến việc làm thay đổi tỷ số α_{imp}/β_{imp} là: Sự không đối xứng về chiều cao giếng lượng tử trong vùng dẫn và vùng hoá trị hay về tỷ số $\Delta E_c/\Delta E_v$. Nếu ΔE_c lớn hơn nhiều so với ΔE_v như minh họa trong Hình 7.31, vì các điện tử vượt qua rào thế và chui vào giếng, chúng được tăng cường một năng lượng ΔE_c . Mặt khác, các lỗ trống chỉ tăng một năng lượng là ΔE_v . Điều này có khả năng dẫn đến β_{imp} giảm và do vậy tỷ số α_{imp}/β_{imp} tăng lên.



Hình 7.32. Sử dụng cấu trúc giếng lượng tử để thay đổi tỷ số α_{imp}/β_{imp}

b) Việc hạn chế chuyển động lỗ trống bằng các bẫy trong các giếng lượng tử

Giá trị α_{imp}/β_{imp} có khả năng thay đổi nếu sự tăng năng lượng của một hạt tải (thí dụ lỗ trống) bị hạn chế. Điều này có thể xảy ra nếu các lỗ trống với khối lượng lớn bị bắt giữ lại trong giếng lượng tử ở phía vùng hóa trị trong quá trình chuyển động của chúng. Điều này dẫn đến giảm β_{imp} và do đó làm thay đổi α_{imp}/β_{imp} .

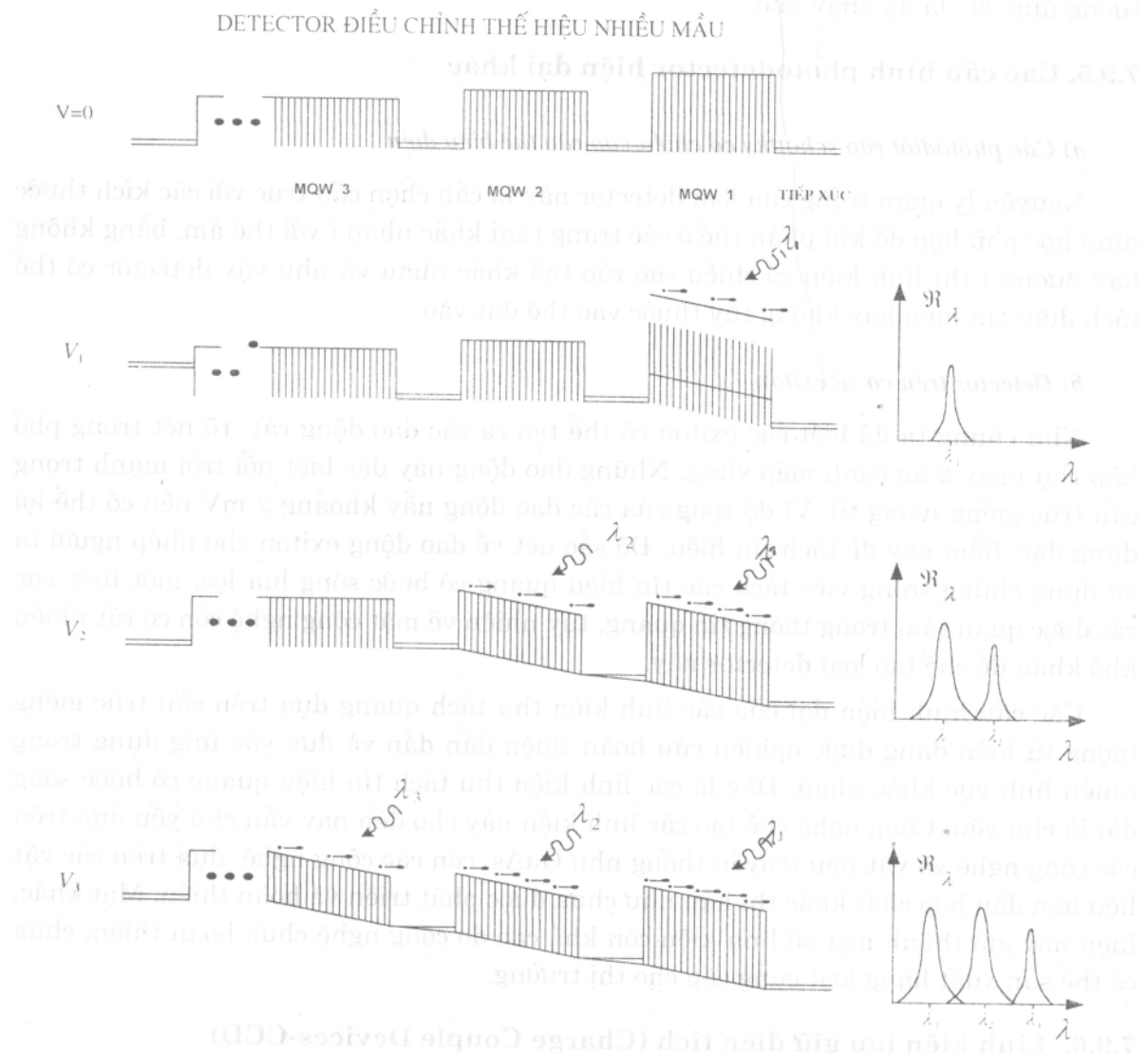
c) Hạt tải tán xạ liên quan đến quá trình "nhân" hạt tải

Trường hợp này có thể ứng dụng và thích hợp ở tại các giá trị điện trường thấp. Người ta giả thiết rằng một phần điện tử và lỗ trống nhất định bị bắt lại trong các giếng lượng tử trong vùng dẫn và trong vùng hóa trị. Các điện tử hoặc lỗ trống "nóng" có thể tương tác "đẩy" các hạt tải đã bị bắt để thoát ra ngoài và kết quả là làm tăng dòng điện. Quá trình này không nhất thiết phải cản sự dịch chuyển hạt tải từ vùng đến vùng, mà điều cơ bản là giải phóng các hạt tải đang bị bắt giữ trong giếng trở thành linh động.

Việc sử dụng các cấu trúc giếng lượng tử trong các APD dẫn đến các bộ tách sóng quang có nhiễu thấp nhất. Cả hai loại vật liệu GaAs và InP đều có thể được sử dụng trên cơ sở các công nghệ đã biết.

7.9.4. Detector tách nhiễu bước sóng quang thông qua điều khiển điện áp trên cấu trúc đa giếng lượng tử (MQW)

Hệ thống tách sóng quang này được sử dụng với nhiều giếng lượng tử khác nhau kết nối liên tiếp với nhau theo kiểu này. Trong cấu trúc này, khi phân bố các V_1, V_2, V_3



Hình 7.32. Detector quang giếng lượng tử có thể thu lựa lọc các bước sóng khác nhau với việc điều chỉnh thế hiệu khác nhau (còn gọi là các detector điều chỉnh thế đa mẫu)

Khi chưa có điện áp đặt vào thì chưa có giếng lượng tử nào hoạt động cả. Khi đặt một điện áp V_1 vào thì giếng lượng tử đầu tiên hoạt động, nó sẽ thu được sóng quang có bước sóng λ_1 . Khi ta tăng điện áp đến V_2 thì giếng lượng tử thứ hai hoạt động, nó sẽ thu sóng quang có bước sóng là λ_2 . Cứ như vậy ta có thể thu được một hay nhiều bước sóng quang khác nhau tùy thuộc vào sự điều khiển điện áp đặt vào linh kiện đa giếng lượng tử.

Hình 7.32 minh họa nguyên lý hoạt động của cấu hình detector có bước sóng điều khiển được trên cấu trúc giếng lượng tử theo kiểu này. Trong hình này các bước sóng của tín hiệu quang có thể thu được là λ_1 , λ_2 và $\lambda_3 \dots$ khi phân thế và V_1, V_2 hay V_3 tương ứng. $\mathcal{M}_\lambda$ là độ nhạy phổ.

7.9.5. Các cấu hình photodetector hiện đại khác

a) Các photodiôt rào schottky có chiều cao rào thế biến điệu

Nguyên lý quan trọng của loại detector này là cần chọn cấu trúc với các kích thước hình học phù hợp để khi phân thế ở các trạng thái khác nhau (với thế âm, bằng không hay dương) thì linh kiện có chiều cao rào thế khác nhau và như vậy detector có thể tách được tín hiệu hay không tùy thuộc vào thế đặt vào.

b) Detector trên cơ sở exciton

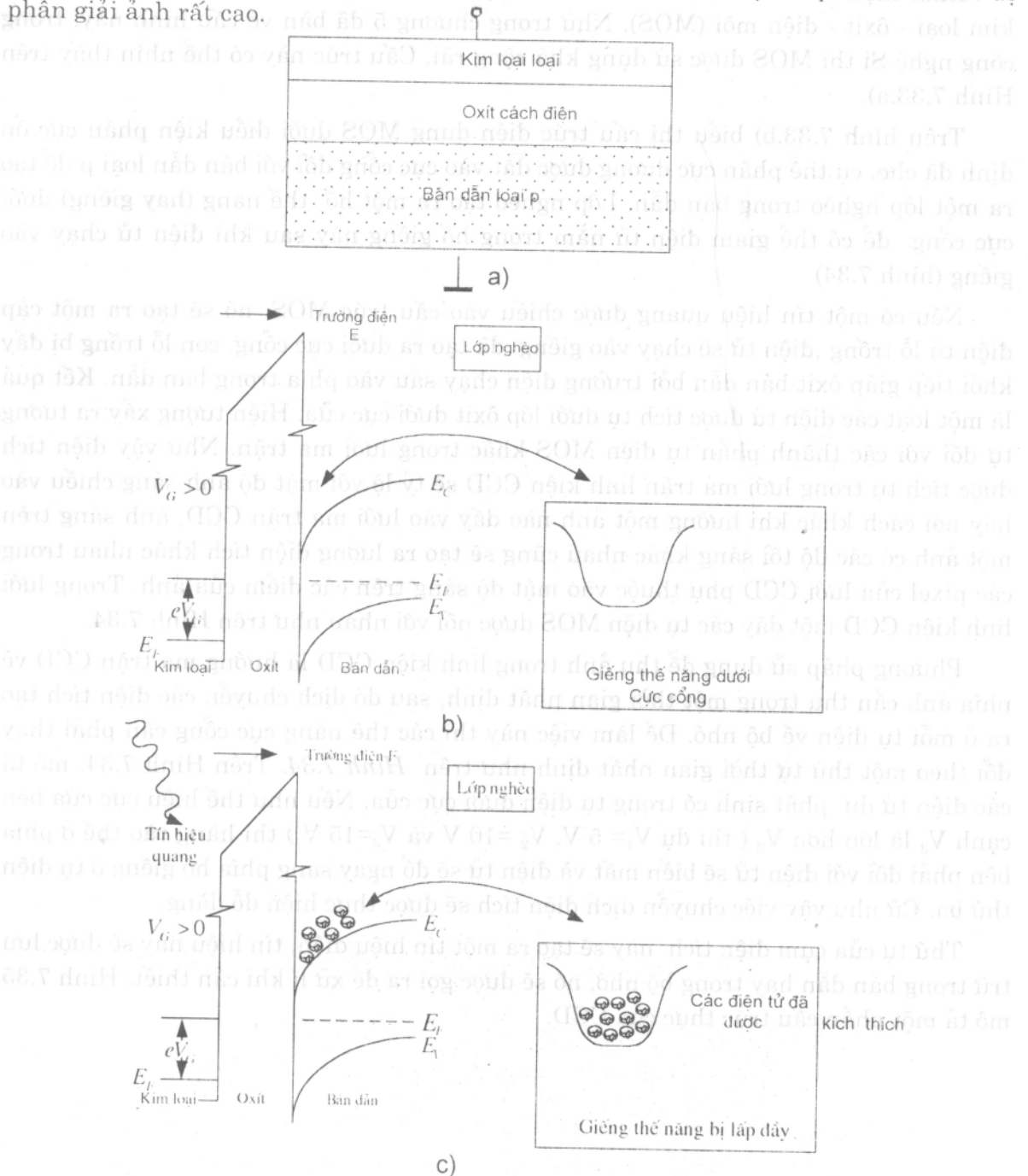
Như chúng ta đã biết các exciton có thể tạo ra các dao động rất rõ nét trong phổ hấp thụ ngay dưới cạnh mép vùng. Những dao động này đặc biệt nổi trội mạnh trong cấu trúc giếng lượng tử. Vì độ rộng của các dao động này khoảng 2 mV nên có thể lợi dụng đặc điểm này để tách tín hiệu. Độ sắc nét về dao động exciton cho phép người ta sử dụng chúng trong việc tách các tín hiệu quang có bước sóng lựa lọc, một lĩnh vực rất được quan tâm trong thông tin quang, tuy nhiên về mặt công nghệ còn có rất nhiều khó khăn để chế tạo loại detector này.

Các cấu hình hiện đại của các linh kiện thu tách quang dựa trên cấu trúc giếng lượng tử hiện đang được nghiên cứu hoàn thiện dần dần và đưa vào ứng dụng trong nhiều lĩnh vực khác nhau. Đây là các linh kiện thu tách tín hiệu quang có bước sóng dài là chủ yếu. Công nghệ chế tạo các linh kiện này cho đến nay vẫn chủ yếu dựa trên các công nghệ và vật liệu truyền thống như GaAs, còn các công nghệ dựa trên các vật liệu bán dẫn hợp chất khác thì hầu như chưa được phát triển và hoàn thiện. Mặt khác, hiện nay giá thành một số linh kiện còn khá cao do công nghệ chưa hoàn thiện, chưa có thể sản xuất hàng loạt cung cấp cho thị trường.

7.9.6. Linh kiện lưu giữ điện tích (Charge Couple Devices-CCD)

Trong các phần thảo luận trước đây chúng ta bàn chủ yếu các detector đơn lẻ hay nói cách khác theo thuật ngữ kỹ thuật là các linh kiện rời rạc. Trong nhiều ứng dụng thực tế chúng ta lại cần thu cả một ảnh mẫu chẳng hạn và lưu giữ các số liệu này trong bộ nhớ để xử lý về sau, khi đó cần một ma trận gồm có các phần tử detector nhỏ

(gọi là pixel) giống nhau mắc theo lưới ma trận. Lưới ma trận này càng nhiều phần tử có kích thước giới hạn nhỏ thì càng có độ phân giải cao. Công nghệ quan trọng nhất để thu và lưu giữ ảnh đó là công nghệ chế tạo linh kiện lưu giữ điện tích (CCD). Công nghệ này tạo ra một cuộc cách mạng trong công nghiệp quay phim, xử lý ảnh video. Về cơ bản CCD đã thay thế các ống thu hình chân không bằng một chip bán dẫn với độ phân giải ảnh rất cao.



Hình 7.33. Sơ đồ của tụ điện MOS a), dải band đối với tụ điện MOS phân cực dương khi không chiếu sáng b) và hiệu ứng tích tụ điện tử dưới cực cổng c)

Hiện nay các chip bán dẫn CCD có chứa tới 2 triệu phần tử (pixel) rất nhỏ do vậy có độ phân giải rất cao. Công nghệ CCD cũng rất phù hợp với công nghiệp video gia đình, nó cho phép người sử dụng có thể dùng để quay phim chụp ảnh mà không cần phải có nhiều kinh nghiệm đặc biệt.

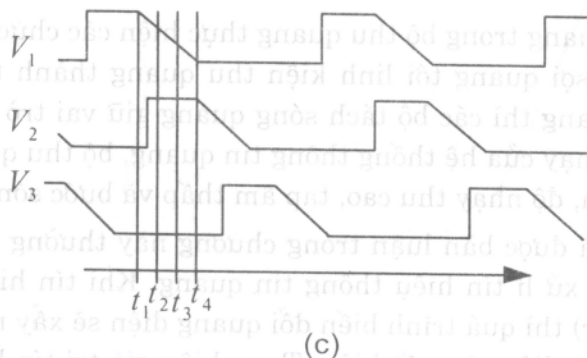
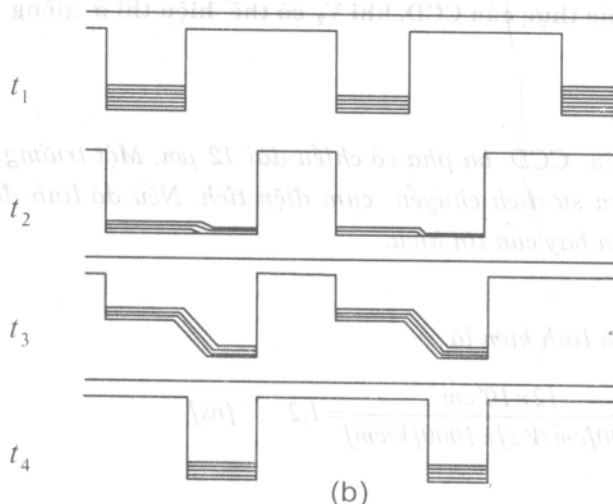
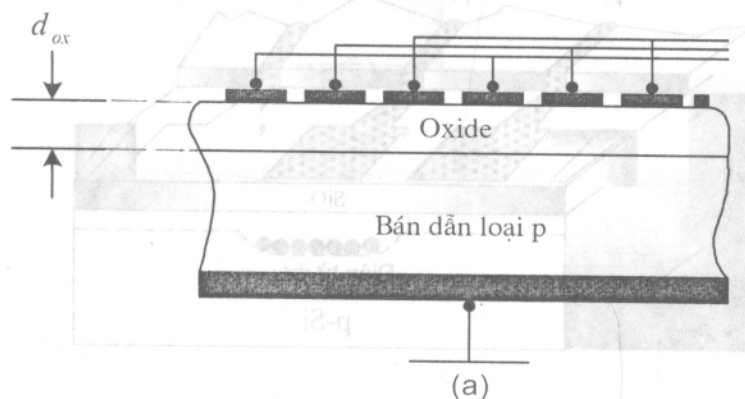
Linh kiện cơ bản của CCD chính là một điện dung (tụ điện) dựa trên cấu trúc kim loại - ôxit - điện môi (MOS). Như trong chương 5 đã bàn về cấu hình này, trong công nghệ Si thì MOS được sử dụng khá rộng rãi. Cấu trúc này có thể nhìn thấy trên Hình 7.33.a).

Trên hình 7.33.b) biểu thị cấu trúc điện dung MOS dưới điều kiện phân cực ổn định đã cho, cụ thể phân cực dương được đặt vào cực cổng đối với bán dẫn loại p để tạo ra một lớp nghèo trong bán dẫn. Lớp nghèo tạo ra một hố thế năng (hay giếng) dưới cực cổng để có thể giam điện tử nằm trong hố giếng này sau khi điện tử chạy vào giếng (hình 7.34)

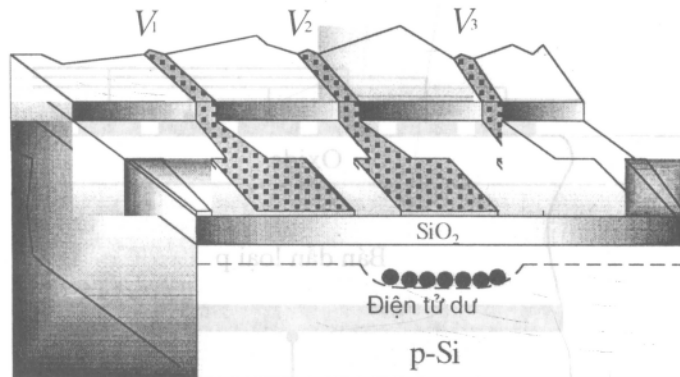
Nếu có một tín hiệu quang được chiếu vào cấu trúc MOS, nó sẽ tạo ra một cặp điện tử lỗ trống, điện tử sẽ chạy vào giếng đã tạo ra dưới cực cổng, còn lỗ trống bị đẩy khỏi tiếp giáp ôxit-bán dẫn bởi trường điện chạy sâu vào phía trong bán dẫn. Kết quả là một loạt các điện tử được tích tụ dưới lớp ôxit dưới cực cửa. Hiện tượng xảy ra tương tự đối với các thành phần tụ điện MOS khác trong lưới ma trận. Như vậy điện tích được tích tụ trong lưới ma trận linh kiện CCD sẽ tỷ lệ với mật độ ánh sáng chiếu vào hay nói cách khác khi hướng một ảnh nào đấy vào lưới ma trận CCD, ánh sáng trên một ảnh có các độ tối sáng khác nhau cũng sẽ tạo ra lượng điện tích khác nhau trong các pixel của lưới CCD phụ thuộc vào mật độ sáng trên các điểm của ảnh. Trong lưới linh kiện CCD một dãy các tụ điện MOS được nối với nhau như trên Hình 7.34.

Phương pháp sử dụng để thu ảnh trong linh kiện CCD là hướng ma trận CCD về phía ảnh cần thu trong một thời gian nhất định, sau đó dịch chuyển các điện tích tạo ra ở mỗi tụ điện về bộ nhớ. Để làm việc này thì các thế năng cực cổng cần phải thay đổi theo một thứ tự thời gian nhất định như trên Hình 7.34. Trên Hình 7.34, mô tả các điện tử dư phát sinh có trong tụ điện dưới cực cửa. Nếu như thế hiệu cực cửa bên cạnh V_3 là lớn hơn V_2 (thí dụ $V_1 = 5\text{ V}$, $V_2 = 10\text{ V}$ và $V_3 = 15\text{ V}$) thì hàng rào thế ở phía bên phải đối với điện tử sẽ biến mất và điện tử sẽ đổ ngay sang phía hố giếng ở tụ điện thứ ba. Cứ như vậy việc chuyển dịch điện tích sẽ được thực hiện dễ dàng.

Thứ tự của cụm điện tích này sẽ tạo ra một tín hiệu điện, tín hiệu này sẽ được lưu trữ trong bán dẫn hay trong bộ nhớ, nó sẽ được gọi ra để xử lý khi cần thiết. Hình 7.35 mô tả một phần cấu trúc thực của CCD.



Hình 7.34. Một dãy các tụ điện CCD được nối với nhau ở đây mỗi đường dẫn một tụ điện được nối với cái thứ 3 tiếp theo a) Sự hình thành điện tích trong các tụ điện hay hố thế năng tương ứng b) và thứ tự giá trị độ lớn thế hiệu đặt vào các cổng theo thời gian c)



Hình 7.35. Cấu trúc thực của CCD, khi V_2 có thế hiệu thì ở giếng có chứa các điện tử

Bài tập minh họa

Một lưới linh kiện CCD ba pha có chiều dài $12\ \mu\text{m}$. Một trường điện có độ lớn $1\ \text{kV/cm}$ được đặt vào để tạo ra sự dịch chuyển cụm điện tích. Nếu độ linh động của điện tử là $1000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$. Tính thời gian bay của tín hiệu.

Bài giải

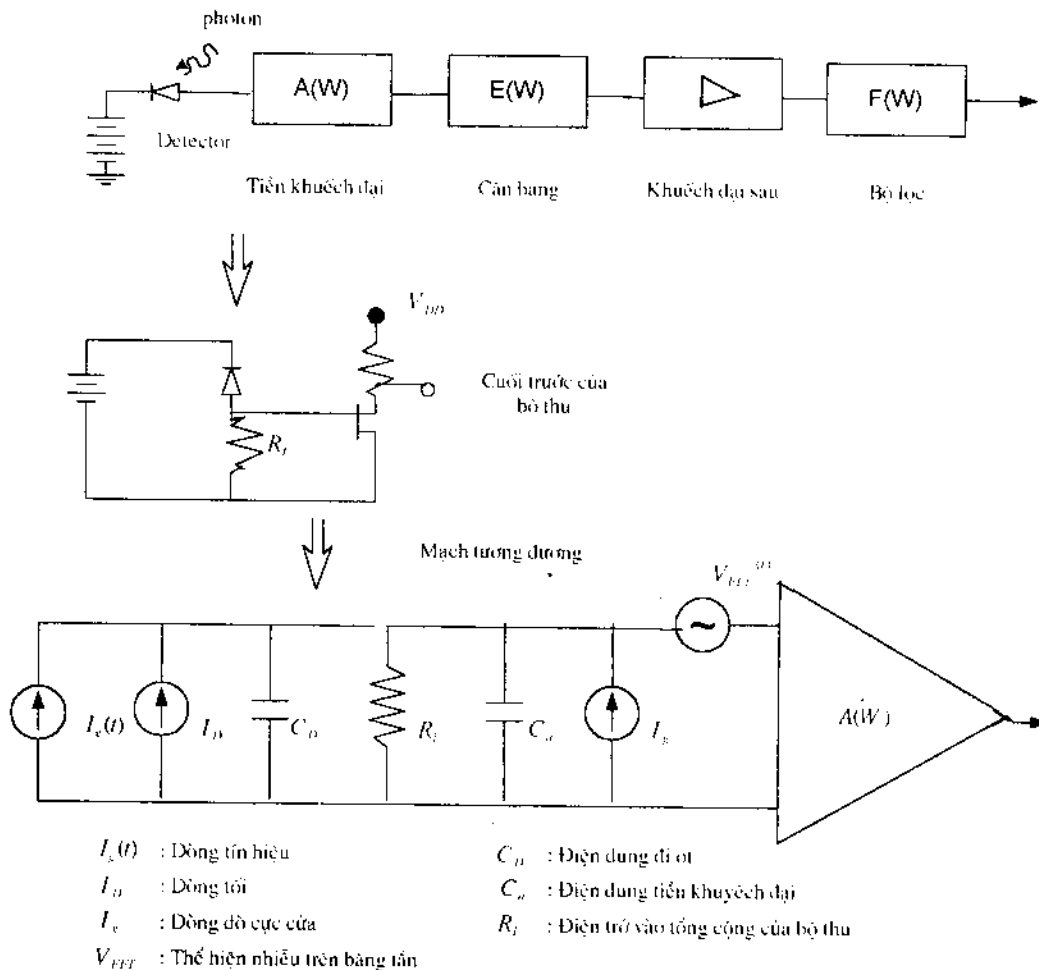
Thời gian bay qua linh kiện là

$$t_{tr} = \frac{L}{v} = \frac{L}{\mu E} = \frac{12 \times 10^{-6}\ \text{cm}}{1000[\text{cm}^2/\text{V.s}] \times 1000[\text{V/cm}]} = 1,2\ [\text{ns}]$$

7.10. KHỐI MẠCH THU TÍN HIỆU QUANG

Bộ tách sóng quang trong bộ thu quang thực hiện các chức năng cơ bản là biến đổi tín hiệu quang từ sợi quang tới linh kiện thu quang thành tín hiệu điện. Trong hệ thống thông tin quang thì các bộ tách sóng quang giữ vai trò quan trọng đặc biệt, nó quyết định tới độ nhạy của hệ thống thông tin quang, bộ thu quang cần thỏa mãn yêu cầu về tốc độ nhanh, độ nhạy thu cao, tạp âm thấp và bước sóng hoạt động phù hợp.

Các detector đã được bàn luận trong chương này thường ít khi được sử dụng độc lập trong hệ thống xử lý tín hiệu thông tin quang. Khi tín hiệu quang đến linh kiện thu quang (detector) thì quá trình biến đổi quang điện sẽ xảy ra và kết quả là ở đầu ra detector dòng quang điện sẽ xuất hiện. Tuy nhiên giá trị tín hiệu điện này lại rất bé, cần phải khuếch đại lên. Trong photodiốt PIN không có khuếch đại nội, như vậy sau detector nhất thiết phải có khuếch đại ngoài để nâng tín hiệu lên. Để có độ nhạy cao, cần dùng detector có khuếch đại bên trong như phototransistor, quang trở N-I-N hay photodiốt thác (APD).



Hình 7.36. Sơ đồ bộ thu quang đặc trưng trong thông tin quang và mạch điện tương đương

Linh kiện thu quang PIN hay APD là các linh kiện thu tách quang quan trọng nhất, nó có tốc độ cao và độ nhạy cao nên thường được dùng nhất. Bộ thu quang thông thường có các khối chức năng như trên Hình 7.36.

Trong khối thu tín hiệu quang, chúng ta thấy sau photodiốt PIN sự khuếch đại được thực hiện bởi một transistor. Việc lựa chọn transistor có các thông số phù hợp là vấn đề rất quan trọng. Thông thường phải bảo đảm cho mạch có độ khuếch đại cao và đặc biệt là có nhiễu thấp. Transistor trường (JFET) thường đảm bảo cho mạch hoạt động ở tần số rất cao, có điện trở vào rất lớn và nhiễu thấp. Transistor JFET chế tạo trên các vật liệu bán dẫn hợp chất với việc sử dụng cấu trúc dị thể lại có các ưu điểm

nổi bật. Loại này gọi là transistor lưỡng cực dị chất (HBT), nó cũng đã được sử dụng nhiều trong mạch khuếch đại thu quang, nó có tính tổ hợp cao, nghĩa là có thể chế tạo trên cùng một chip vi mạch với detector thu tín hiệu quang. Mạch điện bao gồm linh kiện thu quang và tiền khuếch đại được gọi là mạch đầu cuối trước (*front - end*). Tại đây photodiốt biến đổi luồng bit ánh sáng thành tín hiệu điện thay đổi theo thời gian. Bộ tiền khuếch đại điện có vai trò khuếch đại tín hiệu điện. Việc thiết kế front-end đòi hỏi sự tương xứng giữa tốc độ bit và độ nhạy thu. Chất lượng bộ thu quang phụ thuộc phần lớn vào việc thiết kế mạch và chọn các linh kiện.

Bộ tách sóng quang thực hiện biến đổi tín hiệu quang thành tín hiệu điện (gọi là biến đổi O/E). Đây là bộ tách sóng sử dụng detector có đặc tuyến bình phương. Nó có thể biến đổi công suất quang thu được trực tiếp thành dòng điện tại đầu ra của nó. Vì thế bộ thu kiểu này được gọi là bộ thu tách sóng trực tiếp (Direct Detection-DD), và hệ thống thông tin quang hoạt động theo nguyên lý này gọi là hệ thống IM-DD. Thành phần thực hiện tách sóng trong bộ biến đổi O/E có thể là photodiốt PIN hoặc photodiốt thác lũ APD. Khi khoảng cách truyền dẫn dài, tín hiệu thông tin trong sợi quang có thể bị suy hao nhiều không bảo đảm chất lượng thông tin thì cần thiết phải có một hay nhiều trạm lặp trên tuyến. Ngoài mạch front-end bộ thu quang còn có mạch làm cân bằng, mạch khuếch đại cuối và bộ lọc như trên Hình 7.36. Trong các bộ thu quang số (digital) thực tế, tín hiệu điện yếu sẽ được khuếch đại và cân bằng. Để có một tuyến truyền dẫn dài với tốc độ bit lớn, bộ thu quang cần có tỷ lệ tín hiệu trên nhiễu SNR lớn, độ nhạy thu cao, hoạt động được trong điều kiện tín hiệu có băng tần lớn.

Mạch cân bằng ở ngay sau bộ khuếch đại thường là bộ lọc tốt. Trong một số trường hợp, mạch cân bằng có thể được sử dụng chỉ để hiệu chỉnh đáp ứng tần số điện của bộ tách sóng quang và bộ khuếch đại. Độ khuếch đại của bộ khuếch đại được điều chỉnh tự động để giới hạn điện áp đầu ra trung bình tới mức cố định, bất kể công suất quang trung bình đến bộ thu như thế nào. Bộ lọc thông thấp sẽ tạo dạng xung điện áp.

Nhiều trong bộ thu: Nhiều trong bộ thu tín hiệu quang có ảnh hưởng khá quyết định tới chất lượng hệ thống thông tin quang. Khi tín hiệu đến đầu vào bộ thu đã chứa đựng nhiễu, gọi là nhiễu đầu vào. Ngoài nhiễu đầu vào của bộ thu quang, có một số nguồn nhiễu khác nảy sinh làm hạn chế đáng kể chất lượng của bộ thu. Các nguồn nhiễu này sinh ra từ điện trở tải, từ kênh của transistor FET. Nhiễu $1/f$ sinh ra từ các trạng thái mặt khi chế tạo linh kiện hoặc từ sai hỏng trong bán dẫn. Trong dải tần dưới 500 MHz nguồn nhiễu nổi trội thường là nhiễu nhiệt sinh ra từ điện trở tải và ở vùng tần số cao hơn thì nhiễu kênh transistor nổi trội.

Chương 8

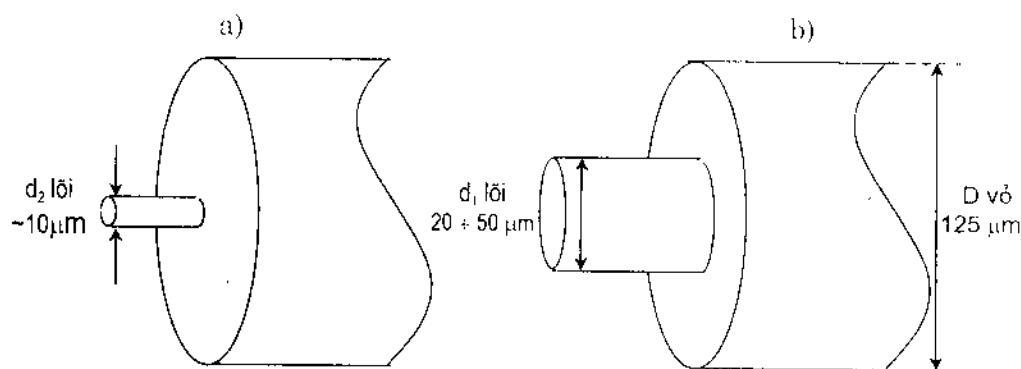
SỢI QUANG - MÔI TRƯỜNG TRUYỀN SÓNG QUANG

Khi bàn thông tin quang không thể không nói đến sợi quang. Do vậy chương này sẽ trình bày một cách khái quát về sợi quang: một số đặc tính cơ bản về cấu trúc sợi quang, sự đưa truyền ánh sáng trong sợi quang, đặc tính truyền dẫn, suy hao và một số phương pháp kết nối sợi quang. Riêng phần giải phương trình Maxwell trong sợi quang để tìm các mode truyền đã thảo luận khái quát trong chương 2 sẽ không trình bày ở đây, tiếp đó sẽ trình bày các dạng cáp quang cáp quang thường sử dụng trong hệ thống thông tin quang.

8.1. SỢI QUANG VÀ MỘT VÀI ĐẶC ĐIỂM VỀ VẬT LIỆU SỢI QUANG

8.1.1. Sợi quang

Sợi quang được hiểu là "sợi mảnh dẫn ánh sáng" có hình trụ đồng tâm, làm từ hai chất điện môi trong suốt khác nhau bao bọc vào nhau. Chất điện môi có thể là thủy tinh hoặc nhựa. Lõi sợi quang cho ánh sáng mang thông tin truyền qua, phần bao bọc bên ngoài gọi là lớp vỏ. Sợi quang được cấu tạo sao cho ánh sáng được truyền dẫn chỉ trong lõi sợi bằng cách sử dụng tính chất phản xạ toàn phần ánh sáng. Hiện tượng này được tạo nên do cấu tạo của sợi quang có chiết suất lớp vỏ nhỏ hơn chiết suất bên trong lõi khoảng 0.2 % hoặc 0.3%..



Hình 8.1. Hình dáng của sợi quang đơn mode a) và đa mode b)

Sợi quang có đường kính vỏ vào khoảng 0,125mm. Kích thước lõi sợi quang dẫn ánh sáng có thể khác nhau, phụ thuộc vào sợi quang là sợi đơn mode hay đa mode.

Đường kính lõi sợi quang đơn mode cỡ khoảng một micromet đến hơn chục micromet ($1\mu\text{m} = 10^{-3} \text{ mm}$), còn lõi của sợi đa mode lớn hơn, cỡ vài chục micromet. Đường kính lõi so với bước sóng mang thông tin lớn hơn khoảng vài chục lần. Đường kính lõi thường được xác định tùy theo yêu cầu truyền dẫn và đặc tính cơ học. Như vậy sợi quang có đường kính rất nhỏ, trọng lượng nhẹ và có đặc tính truyền dẫn rất tốt so với sợi dây đồng là dây điện truyền thống vẫn được sử dụng đến nay. Cấu trúc về hình dáng của sợi quang được mô tả trên Hình 8.1.

8.1.2. Vật liệu chế tạo sợi quang

Các vật liệu được sử dụng để chế tạo sợi quang cần thỏa mãn các yêu cầu sau: vật liệu phải đảm bảo tạo được các sợi dẫn quang dài, mảnh và mềm dẻo. Vật liệu phải đảm bảo thật trong suốt tại các bước sóng làm việc thông dụng, làm cho sợi truyền tín hiệu tốt, ít bị suy hao. Các vật liệu chế tạo ra lõi và vỏ của sợi phải có bản chất vật lý tương thích để tạo ra sự chênh lệch về tỷ số chiết suất lõi và vỏ là khá nhỏ. Với các đòi hỏi trên, vật liệu thích hợp nhất để chế tạo quang sợi là thủy tinh và chất dẻo trong suốt. Các loại sợi chế tạo có lõi là thủy tinh suy hao lớn thì dùng cho các cự ly truyền dẫn ngắn, tốc độ thấp, các sợi được chế tạo từ thủy tinh có suy hao nhỏ sẽ được dùng cho các cự ly xa, tốc độ cao và các hệ thống thông tin quang tiên tiến. Các loại làm bằng chất dẻo ít được sử dụng hơn vì suy hao của nó lớn hơn các loại sợi thủy tinh, chúng chỉ được dùng cho cự ly ngắn, tốc độ thấp và nơi mà có tác động cơ học mạnh.

8.1.3. Sợi thủy tinh

Thủy tinh được tạo ra từ các hỗn hợp oxit kim loại nóng chảy, sulfide hoặc selenide. Chúng tạo ra một vật liệu sợi có cấu trúc mạng phân tử liên kết hỗn hợp. Loại thủy tinh trong suốt tạo ra các sợi dẫn quang chính là thủy tinh oxit, trong đó điôxit silic (SiO_2) là loại oxit thông dụng nhất dùng để chế tạo ra sợi quang. Nó có chỉ số chiết suất tại bước sóng 850 nm là 1,458. Để tạo ra hai loại vật liệu gần giống nhau làm lõi và vỏ phản xạ của sợi, tức là tạo ra hai loại vật liệu có chỉ số chiết suất hơi lệch nhau, người ta phải thêm vào một hàm lượng Flo và các oxit khác nhau như B_2O_3 , GeO_2 và P_2O_5 . Nếu muốn tăng chỉ số chiết suất thì thêm P_2O_5 hoặc GeO_2 vào SiO_2 , nếu muốn giảm chỉ số chiết suất thì thêm B_2O_3 vào SiO_2 . Trong sợi dẫn quang, chiết suất của lõi lớn hơn vỏ, như vậy ta có thể thấy được hỗn hợp vật liệu tạo ra các sợi như sau:

- Sợi có lõi $\text{GeO}_2 - \text{SiO}_2$ (lõi SiO_2 có pha GeO_2) và vỏ phản xạ SiO_2
- Sợi có lõi $\text{P}_2\text{O}_5 - \text{SiO}_2$ và vỏ phản xạ SiO_2 - Sợi có lõi $\text{GeO}_2 - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$ và vỏ phản xạ $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$.
- Sợi có lõi SiO_2 và vỏ phản xạ $\text{B}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$.

Trong thực tế, vật liệu thô của điôxit silic (SiO_2) chính là cát, một nguồn tài nguyên vô tận sẵn có. Thủy tinh chế từ điôxit silic có một số đặc điểm quan trọng, đó là: nhiệt độ làm biến dạng rất lớn, lên đến 1000°C , hệ số nở nhiệt thấp, có tính bền vững hóa học cao, rất trong suốt ở vùng ánh sáng nhìn thấy và vùng hồng ngoại, rất

phù hợp với các hệ thống thông tin quang sợi. Một nhược điểm của chúng là có nhiệt độ nóng chảy cao dẫn tới khó khăn khi muốn làm chảy trong quá trình chế tạo sợi.

8.1.4. Sợi thủy tinh Halogen

Loại thủy tinh Flouride có suy hao truyền dẫn thấp ở vùng bước sóng hồng ngoại (đến 8 μm), trong đó suy hao thấp nhất ở khoảng bước sóng quanh 2,55 μm . Thủy tinh Flouride thuộc loại Halogen. Hiện nay các nhà nghiên cứu đang tập trung để nghiên cứu chế tạo các vật liệu thủy tinh Fluoride chứa kim loại nặng, nhất là loại chứa chủ yếu thành phần ZrF_4 . Trong tất cả các loại sợi Flouride gốc ZrF_4 , hứa hẹn nhất là sợi có cấu tạo $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ gọi là ZBLAN, đây chính là cấu tạo lõi của sợi. Để giảm chiết suất trong trường hợp này có thể thay một phần ZrF_4 bằng HfF_4 sẽ có được vỏ phản xạ ZHBAN. Ngược lại nếu muốn tăng chiết suất ZBLAN, có thể thêm PbF_2 và BiF_3 . Bảng 8.1 sau đây là thành phần phân tử và phần trăm của chúng để tạo ra sợi Fluoride với lõi ZBLAN.

Loại sợi thủy tinh Fluoride có suy hao rất nhỏ cỡ khoảng từ 10^{-2} dB/km tới 10^{-3} dB/km tạo ra một tiềm năng lớn cho việc xây dựng các tuyến thông tin tốc độ cao cự ly xa. Tuy nhiên việc chế tạo nó vẫn còn gặp nhiều khó khăn nhất là đảm bảo về độ dài như mong muốn.

8.1.5. Sợi thủy tinh tích cực

Kết quả nghiên cứu về sợi dẫn quang đưa lại các đặc tính từ và quang mới trên cơ sở kết hợp các nguyên tố đất hiếm vào sợi thủy tinh thụ động bình thường. Đặc tính này cho phép vật liệu sợi có thể khuếch đại, tiêu hao và làm trễ pha tín hiệu ánh sáng truyền trong sợi dẫn quang. Quá trình pha tạp đất hiếm ở đây có thể xảy ra cả ở sợi điôxit silic thông thường và sợi halogen. Có hai loại tạp chất có thể thực hiện quá trình pha tạp này là Erbium và Neodymium. Hàm lượng tập trung các ion nguyên tố đất hiếm rất thấp để tránh các hiệu ứng hình thành cụm. Hiện tượng này có thể gây ra tán xạ lớn cho ánh sáng trong quá trình truyền dẫn.

Bảng 8.1. Biểu thị thành phần của sợi Fluoride ZBLAN

Vật liệu		ZrF_4	BaF_2	LaF_3	AlF_3	NaF	HfF_4	Chiết suất (n)	Hệ số dẫn nhiệt
Số % phân tử	ở lõi	54	20	4,5	3,5	18	-	1,4991	2,75
	ở vỏ	39,7	18	4	3	22	13,3	1,4925	2,71

8.1.6. Các loại sợi quang vỏ chất dẻo

Đối với cự ly ngắn (cỡ vài trăm mét), các loại sợi lõi thủy tinh và vỏ phản xạ là chất dẻo được sử dụng nhiều với mục đích giảm chi phí, vì cự ly này cho phép sử dụng

các loại sợi có độ suy hao lớn. Sợi này còn gọi là sợi thủy tinh vỏ chất dẻo (PCS), vỏ thường được chế tạo từ hỗn hợp chất polimer có chỉ số chiết suất thấp hơn chiết suất trong lõi điôxit silic. Giá trị chỉ số chiết suất vỏ này vào khoảng 1,405 tại bước sóng 850nm. vật liệu nhựa silicon sẽ thỏa mãn giá trị này và không những vậy nhựa silicon còn tham gia vào việc tạo vỏ bảo vệ sợi dẫn quang. Thông thường sợi thủy tinh vỏ phản xạ chất dẻo là loại sợi chỉ tồn tại ở dạng sợi có chiết suất phân bậc, chúng lại có đường kính lõi khá lớn (150 - 600 μ m), lớn hơn cả lõi sợi gradien tiêu chuẩn 50 μ m. Sợi này có khẩu độ số rất lớn cho phép giảm giá thành hệ thống một cách đáng kể.

8.2. PHÂN LOẠI VÀ CÁC THÔNG SỐ CỦA SỢI QUANG

Tùy theo yêu cầu sử dụng khác nhau mà sợi quang được sản xuất theo các kỹ thuật khác nhau với các đặc tính khác nhau. Trên cơ sở này mà sợi quang được phân loại theo nhiều cách khác nhau, ví như phân loại theo vật liệu điện môi sử dụng trong chế tạo, theo mode truyền dẫn, theo phân bố chiết suất khúc xạ của lõi v.v... Bảng 8.2 liệt kê các kiểu phân loại của sợi quang.

8.2.1. Phân loại theo vật liệu điện môi

Trên cơ sở vật liệu điện môi, sợi quang được chia làm 3 loại: sợi quang thạch anh, sợi quang thủy tinh và sợi quang nhựa. Các sợi quang thạch anh không những chỉ chứa thạch anh nguyên chất (SiO_2) mà còn có các tạp chất thêm vào như Ge, B và F v.v...nhằm làm thay đổi chiết suất khúc xạ của sợi. Các sợi quang có cấu tạo phần lớn là thủy tinh có thành phần chủ yếu gồm hỗn hợp natri, thủy tinh hoặc thủy tinh bo-silicat v.v...Ở sợi quang chế tạo từ vật liệu nhựa hữu cơ thì gồm nhựa silicon và nhựa acrelie (tức là Polymthyl methacrylate: PMMA) thường được sử dụng.

Bảng 8.2. Phân loại sợi quang

Phân loại theo vật liệu điện môi	Sợi quang thạch anh Sợi quang thủy tinh đa vật liệu Sợi quang bằng nhựa
Phân loại theo số mode truyền lan	Sợi quang đơn mode Sợi quang đa mode
Phân loại theo phân bố chiết suất khúc xạ trong sợi quang	Sợi quang chiết suất bậc Sợi quang chiết suất biến đổi đều

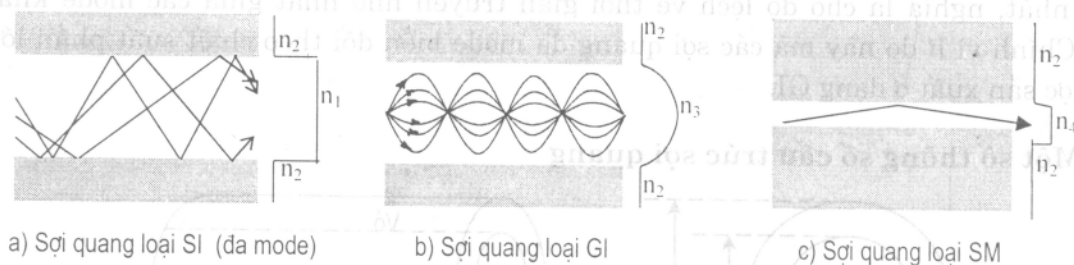
Đối với mạng lưới viễn thông, *sợi quang thủy tinh thạch anh* được sử dụng nhiều nhất bởi vì nó có khả năng cho sản phẩm có độ suy hao thấp và các đặc tính truyền dẫn ổn định trong thời gian dài. Nhưng các loại sợi quang bằng nhựa thường được sử dụng ở những nơi cần truyền dẫn cự ly ngắn, hoặc ở những nơi khó lắp đặt sợi quang bằng máy móc, nó thuận tiện trong sử dụng lắp đặt thủ công (như dễ dàng hàn nối, không phương hại đến các đặc tính truyền dẫn khi bề gấp...) mặc dù loại này có đặc tính truyền dẫn kém.

8.2.2. Phân loại theo mode lan truyền

Trên cơ sở số mode lan truyền, sợi quang được chia thành hai nhóm: sợi quang đơn mode (được gọi tắt là loại SM) loại sợi này chỉ cho một mode lan truyền và sợi quang đa mode, cho phép nhiều mode lan truyền trong sợi.

8.2.3. Phân loại theo phân bố chiết suất khúc xạ

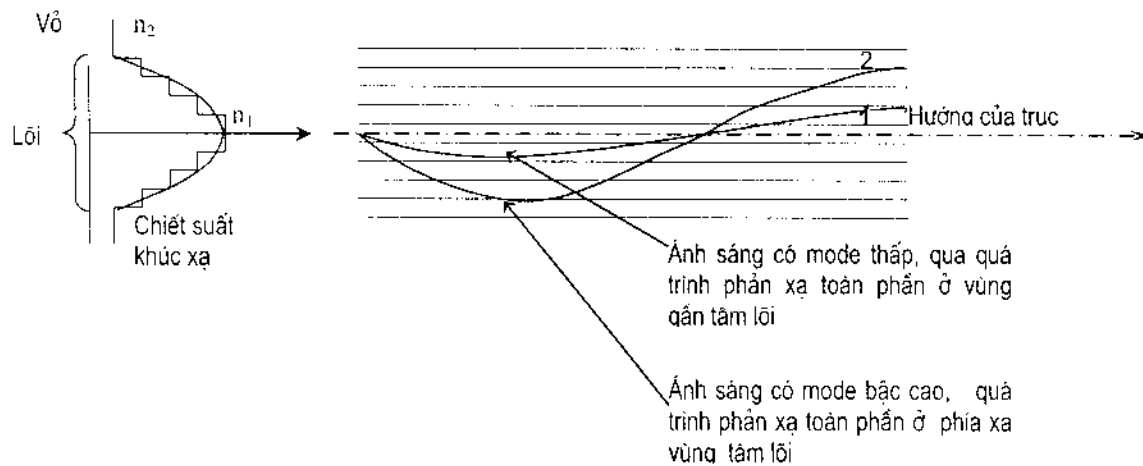
Các sợi quang có thể phân loại thành hai nhóm theo phân bố chỉ số khúc xạ trong lõi sợi. Một loại gọi là *sợi quang chiết suất bậc* (gọi tắt là *step index- SI*). Loại này có chiết suất thay đổi theo bậc giữa lõi và vỏ. Loại thứ hai gọi là *sợi quang chiết suất biến đổi liên tục* (thường gọi tắt là *grade index -GI*), loại này có chiết suất thay đổi một cách từ từ theo hình parabol có đỉnh ở tâm lõi sợi quang. Loại sợi quang đơn mode (SM) được phân loại nằm trong nhóm SI, tuy nhiên sự chênh lệch về chiết suất khúc xạ giữa lõi và vỏ rất ít và chỉ dùng cho quá trình lan truyền sóng đơn mode. Do vậy tên "sợi quang loại SI" nói chung để chỉ sợi quang đa mode mà nó có chiết suất thay đổi một cách rõ ràng giữa lõi và vỏ. Mô phỏng các đường lan truyền ánh sáng trong các loại sợi khác nhau có chiết suất khác nhau được thể hiện trên Hình 8.2.



Hình 8.2. Phân loại các sợi quang và mô phỏng sự lan truyền của ánh sáng trong các sợi quang SI, GI và SM khác nhau

Sợi quang loại GI được làm theo cấu trúc đặc biệt để truyền tải ánh sáng nhiều mode. Hình 8.3 mô tả các đường đi của tia sáng có ở các mode khác nhau trong sợi GI.

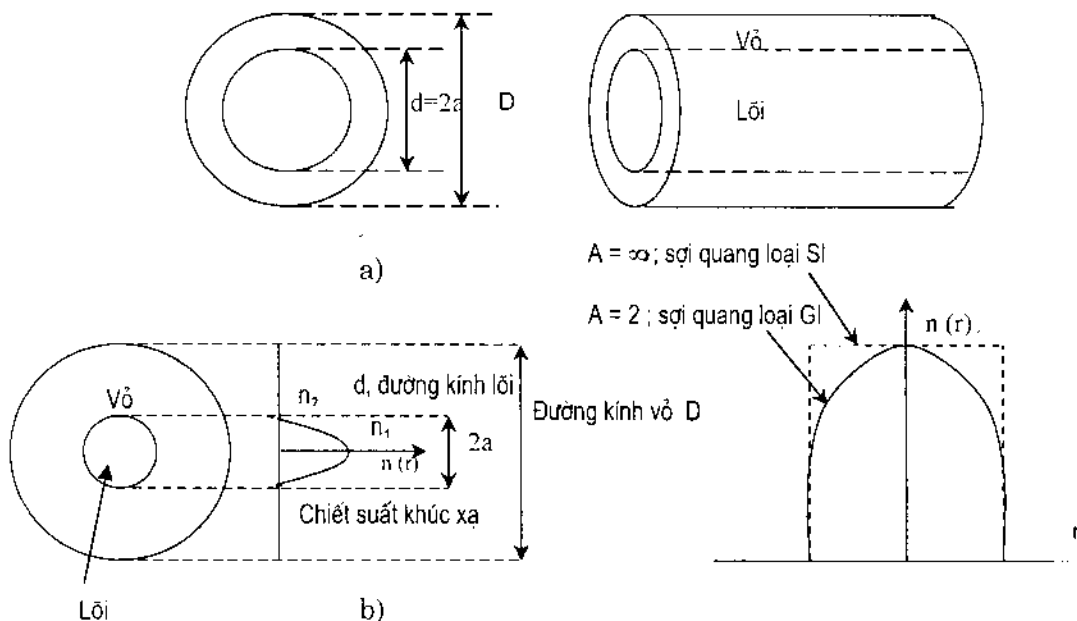
Trong sợi quang loại GI, chiết suất khúc xạ của lõi biến đổi một cách giảm dần theo hướng ra phía ngoài của đường kính sợi. Do vậy, ánh sáng ở mode thấp hơn sẽ lan truyền qua một khoảng cách ngắn so với tâm lõi sợi quang sau đó nó phản xạ ngay lại trước khi tới biên của mặt phân cách giữa lõi và vỏ. Như vậy hầu như ánh sáng mode bậc thấp chỉ lan truyền trong miền gần tâm của lõi sợi quang nơi có chiết suất khúc xạ cao (tia 1). Còn đối với ánh sáng ở mode cao hơn nó sẽ lan truyền qua một khoảng cách lớn hơn so với tâm lõi và hầu như lan truyền trong phần gần phía biên của lõi sợi quang có chiết suất phản xạ thấp hơn (tia 2) (Hình 8.3)



Hình 8.3. Các mode ánh sáng lan truyền trong sợi quang chiết suất bậc GI

Vì tốc độ lan truyền tỷ lệ nghịch với chiết suất khúc xạ nên thời gian ánh sáng có mode thấp (tia 1) lan truyền qua một khoảng cách xác định nào đấy có thể coi là bằng thời gian lan truyền của mode. Ánh sáng bậc cao (tia 2) trên cùng một khoảng cách giống nhau, do có sự phân bố khác nhau về chiết suất trong lõi sợi nên làm ảnh hưởng đến thời gian lan truyền. Dạng phân bố chiết suất gần như hình parabol cho khúc xạ tối ưu nhất, nghĩa là cho độ lệch về thời gian truyền nhỏ nhất giữa các mode khác nhau. Chính vì lý do này mà các sợi quang đa mode biến đổi theo chiết suất phần lớn đều được sản xuất ở dạng GI.

8.2.4. Một số thông số cấu trúc sợi quang



Hình 8.4 Các thông số cấu trúc của sợi quang đa mode: các kích thước hình học a) và mặt cắt của sợi quang cũng như phân bố chiết suất b)

Các thông số cơ bản để xác định cấu trúc sợi quang là đường kính lõi sợi, đường kính lớp bao (đường kính vỏ) và khẩu độ số (NA) v.v... Các thông số này ảnh hưởng đến một số đặc tính khác nhau của sợi quang như là suy hao quang, độ rộng băng truyền dẫn, sức bền cơ khí, bộ đầu nối sợi quang, v.v... Thêm vào đó, chúng ta còn có các thông số phụ khác như tỷ số không đồng tâm, tỷ số không tròn. Tuy có ảnh hưởng ít đến đặc tính truyền dẫn nhưng chúng lại ảnh hưởng lớn đến suy hao hàn nối của sợi quang.

Có bốn thông số xác định cấu trúc của sợi quang đa mode là đường kính lõi sợi ($d=2a$), đường kính lớp vỏ D , khẩu độ số (NA) và dạng phân bố chiết suất khúc xạ như cho trên (Hình 8.4)

Khi lựa chọn giá trị của các thông số này ta phải chú ý đến các ảnh hưởng của mỗi thông số đến các tính chất của sợi quang như chỉ trong Hình 8.5. ngoài ra khi chọn các thông số còn phải xét xem sợi quang có dễ chế tạo hay không, tính kinh tế ra sao?

Với cấu trúc sợi quang xác định, có thể tính được khẩu độ số như sau:

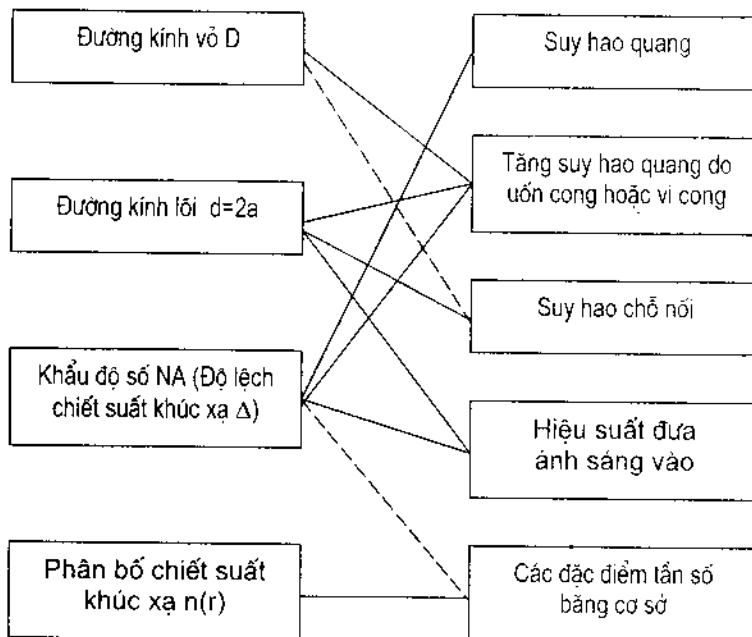
$$(NA) = n_1 \sqrt{2\Delta}, \quad \Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (8.1)$$

và phân bố chiết suất khúc xạ:

$$n(r) = n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad 0 < r < a. \quad (8.2)$$

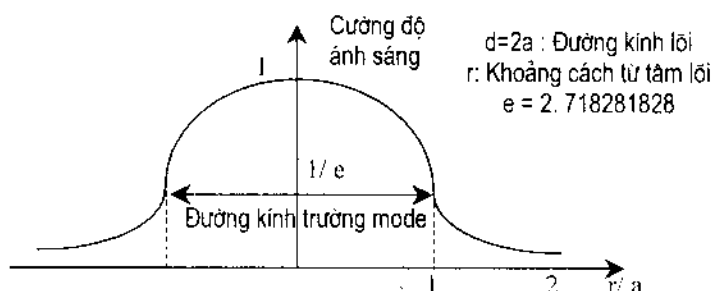
Các thông số cấu trúc

Các đặc tính của sợi quang



Hình 8.5. Mối liên hệ giữa các thông số cấu trúc và đặc tính của sợi đa mode

Mối liên hệ giữa các thông số cấu trúc và các đặc tính sợi quang được biểu diễn trên Hình 8.5: Đường kính lớp vỏ D có thể làm tăng suy hao khi sợi bị uốn cong; đường kính lõi sợi làm ảnh hưởng tới suy hao do bị uốn cong, tới suy hao chỗ nối và hiệu suất đưa ánh sáng vào sợi. Khẩu độ số NA ảnh hưởng tới suy hao quang, suy hao khi bị uốn cong, tới hiệu suất đưa ánh sáng vào sợi.



Hình 8.6. Hình mô tả đường kính trường mode trong sợi quang đơn mode

Cấu trúc của sợi quang đơn mode được xác định bằng ba thông số như sau: thông số trường mode, đường kính lớp vỏ và bước sóng cắt. Chúng ta sử dụng tham số trường mode thay vì đường kính lõi sợi cho thông số cấu trúc sợi quang đơn mode vì đường kính trường mode là một đường kính của một diện tích tròn trên một mặt cắt ngang, là đoạn thẳng nối hai điểm của cường độ ánh sáng giảm đi $1/e$ lần (ở đây e là hệ số logarit tự nhiên, $e = 2.71828$) như miêu tả trên Hình 8.6.

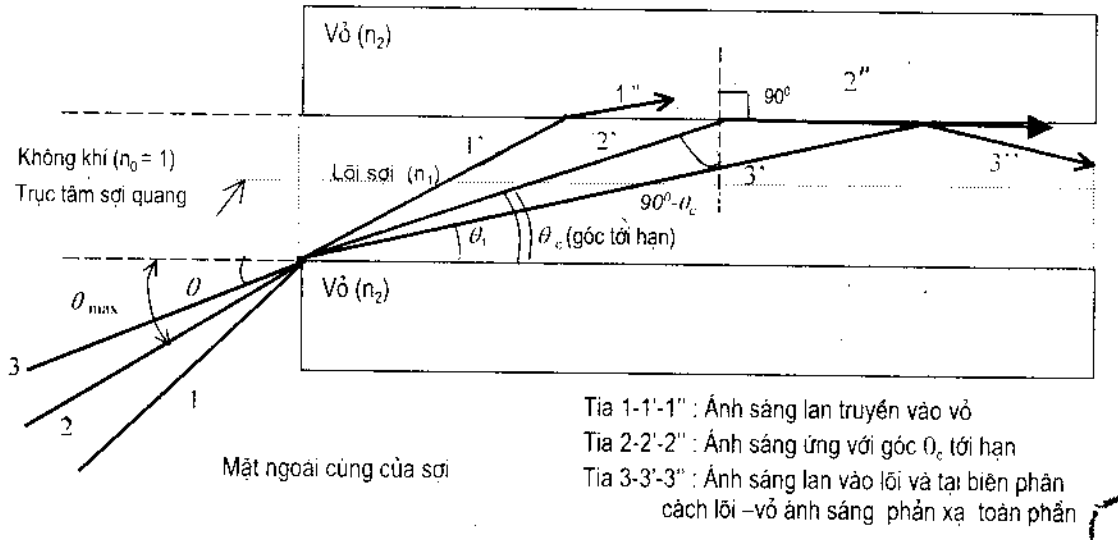
Vì sợi quang đơn mode có đường kính lõi và chênh lệch chiết suất khúc xạ nhỏ, do vậy việc xác định một cách rõ ràng biên của lớp lõi và vỏ theo phương pháp quang rất khó khăn. Để thuận tiện, chúng ta sử dụng đường kính trường mode, một thông số được tính từ phân bố năng lượng ánh sáng.

8.3. PHƯƠNG PHÁP ĐƯA ÁNH SÁNG VÀO TRONG SỢI QUANG

Chúng ta sẽ xem xét làm thế nào để ánh sáng có thể được đưa vào lõi sợi có đường kính một vài μm , ánh sáng truyền dẫn trong sợi theo các phương thức (hay vẫn thường gọi là mode) nào?

Ánh sáng đưa vào sợi quang là ánh sáng phát ra từ một linh kiện phát quang, ví dụ từ diốt laser bán dẫn hay từ LED như đã bàn trong chương 6. Muốn đưa ánh sáng vào lõi sợi quang cần phải tập trung ánh sáng vào đầu sợi theo một số phương pháp nhất định: như dùng thấu kính để hội tụ ánh sáng vào lõi sợi hay gắn kết trực tiếp với LED hay laser theo các cấu hình đặc biệt đã được chế tạo sẵn như đã trình bày trong chương 6 hoặc tạo thấu kính lõi phù hợp ngay trên đầu sợi quang... Tuy nhiên không phải tất cả ánh sáng được tập trung vào đầu sợi quang đều có thể đưa vào sợi mà chỉ một phần ánh sáng có góc tới nằm trong một góc đầy giới hạn nhất định mới có thể được đưa vào lõi sợi quang. Quá trình đưa ánh sáng vào sợi quang có thể nhìn

thấy trên Hình 8.7: Tại miền đưa ánh sáng vào của sợi quang có ba môi trường tiếp giáp có hệ số chiết suất khác nhau. Đó là môi trường không khí có chiết suất $n_0 = 1$, môi trường vật chất lõi sợi quang có chiết suất n_1 lớn hơn chiết suất n_2 của vỏ của sợi quang. Chúng ta xét 3 trường hợp: khi đưa tia sáng số 1 có góc tới lớn hơn góc θ_{max} , tia này sau khi đi vào sợi quang (1') sẽ khúc xạ vào vỏ sợi quang (1''). Khi đưa ánh sáng vào (tia sáng số 2) với góc tới bằng góc θ_{max} , ánh sáng đi vào sợi quang (2') sẽ phản xạ hoàn toàn và truyền dọc theo biên của vỏ và lõi sợi quang (2''). Khi đưa ánh sáng (tia số 3) vào sợi quang với góc tới $\theta < \theta_{max}$ thì tia sáng đi vào sợi (3') tại biên phân cách giữa vỏ và lõi sợi ánh sáng sẽ phản xạ hoàn toàn trở lại lõi sợi (3''). Người ta sử dụng đặc tính này để đưa ánh sáng vào và truyền ánh sáng trong sợi quang. Như vậy để đảm bảo ánh sáng truyền được trọn vẹn trong sợi quang người ta cần đưa ánh sáng vào sợi quang với một góc tới đa là θ_{max} , tương ứng góc khúc xạ trong lõi sợi là θ_c .



Hình 8.7 Sự truyền ánh sáng vào sợi quang

Áp dụng các định luật Snell về khúc xạ và phản xạ tại các biên tiếp giáp giữa không khí và lõi, giữa lõi và vỏ chúng ta sẽ có các biểu thức sau:

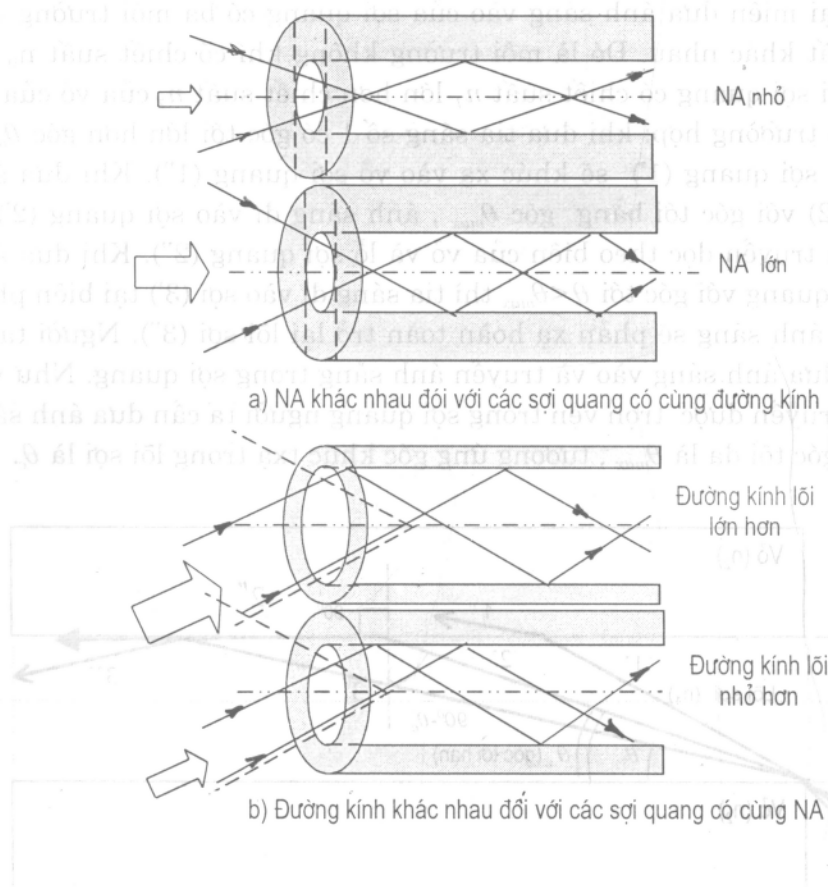
$$n_0 \sin \theta_{max} = \sin \theta_{max} = n_1 \sin \theta_c \quad (8.3)$$

$$n_1 \sin(90^\circ - \theta_c) = n_1 \cos \theta_c = n_2 \sin 90^\circ = n_2 \quad (8.4)$$

ở đây góc phẳng nhận ánh sáng lớn nhất, góc θ_{max} , là góc mở đối với tia tới số 2 có góc tới bằng góc tới hạn như trên Hình 8.7. Biến đổi hai phương trình (8.3) và (8.4) và nếu coi chiết suất vỏ và lõi gần bằng nhau, nghĩa là $n_1 \approx n_2$, góc mở lớn nhất được tính như sau:

$$\sin \theta_{max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (8.5)$$

trong đó $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ gọi là độ lệch chiết suất tương đối hay gọi theo lĩnh vực chuyên ngành quang là *khẩu độ số* thường được kí hiệu là *NA (Numerical Aperture)*. *Khẩu độ số* cho chúng ta biết ta biết điều kiện ánh sáng đưa vào sợi quang.



Hình 8.8. Giá trị NA khác nhau ở các đường kính sợi quang giống

nhau và ở các sợi quang có đường kính lõi sợi khác nhau

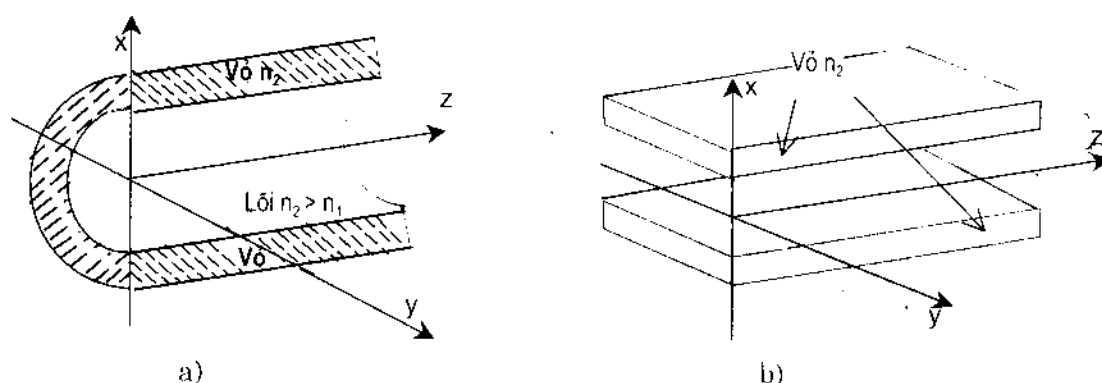
Đây là thông số cơ bản tác động đến hiệu suất ghép nối giữa nguồn sáng và sợi quang. Ý nghĩa vật lý của **khẩu độ số** là góc không gian (góc đầy) lớn nhất tạo bởi góc θ_{max} phẳng quay đi một vòng 360° quanh trục sợi quang, góc này hứng ánh sáng nhiều nhất có thể đưa vào sợi quang. Ví dụ, một sợi quang có chiết suất là $n_1 = 1,475$ và $n_2 = 1,4$ (độ lệch chiết suất tương đối cỡ 1%) thì khẩu độ số sẽ là: $NA = 0,21$. Hình 8.8 giải thích ảnh hưởng của NA và đường kính lõi tới hiệu suất ghép nối giữa sợi quang và nguồn sáng.

Nếu biết được đường kính lõi và khẩu độ của NA của sợi quang thì xác định được lượng ánh sáng đưa vào lõi sợi quang. Đường kính lõi sợi càng lớn và NA càng lớn sẽ cho hiệu suất ghép nối cao, tuy nhiên khi lõi sợi quang tăng sẽ làm thay đổi theo nó nhiều thông số khác ví dụ xét về phương diện mode truyền và nhiều phương diện khác

8.4. CÁC MODE TRUYỀN ÁNH SÁNG TRONG SỢI QUANG

Để tìm các mode truyền trong sợi quang đơn mode và đa mode với các chiết suất khác nhau chúng ta cần phải viết hệ phương trình Maxwell cho từng trường hợp sau

đó chọn điều kiện biên và giải hệ phương trình Maxwell cho từng trường hợp. Việc làm này rất công phu, phức tạp, và rất dài, nó không được trình bày trong khuôn khổ của cuốn sách này. Các độc giả có thể tìm thấy lời giải cho một số trường hợp tổng quát trong các tài liệu trích dẫn. Tuy nhiên trong chương 2 chúng tôi cũng đã nêu một cách khái quát hệ phương trình Maxwell cho một số trường hợp tổng quát và dạng lời giải khái quát từ phương trình (2.36), đặc biệt là các phương trình (2.62) đến (2.72). Phương trình tính mode truyền dẫn ánh sáng trong ống dẫn sóng là các phương trình từ (2.73) đến (2.78). Đối với trường hợp sợi quang hình trụ đa mode hay đơn mode với chiết suất thay đổi, có thể viết hệ phương trình mô tả trường điện và điện từ trong hệ toạ độ trục ρ, θ và z , giải với các điều kiện biên ta sẽ thu được phương trình biểu thị các mode bởi hàm Bessel bậc m , từ đó có thể suy ra các mode lan truyền. Dưới đây chúng ta sẽ thảo luận một cách đơn giản không dựa trên các mô hình toán học.

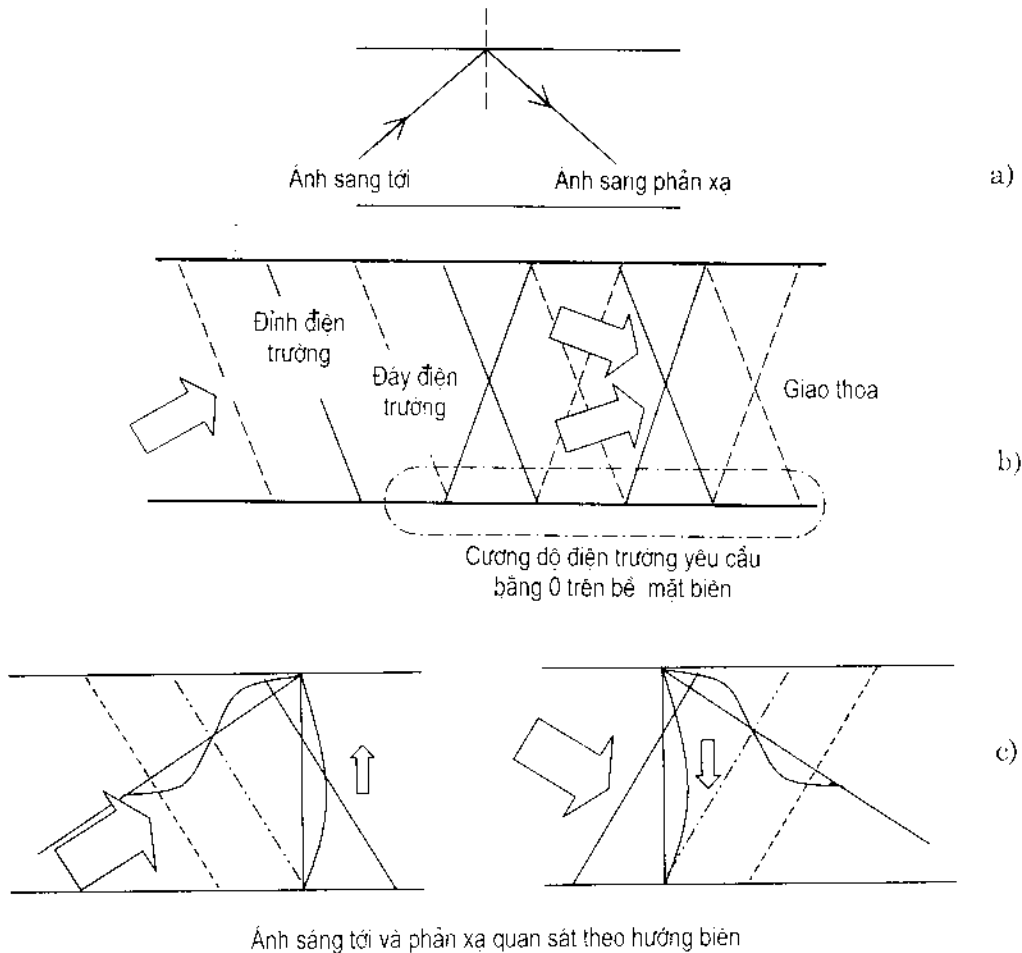


Hình 8.9. Ống dẫn sóng hình trụ a) và hình phẳng b)

Các tia sáng khi đưa vào lõi sợi quang với các góc nằm trong góc mở giới hạn lớn nhất của sợi quang sẽ lan truyền dọc theo lõi sợi bằng cách lặp lại các phản xạ toàn phần giữa biên phân cách của lớp lõi và vỏ sợi quang. Nhưng góc phản xạ của mặt biên phải thoả mãn các điều kiện nhất định do có hiện tượng giao thoa ánh sáng. Thực tế này được giải thích bằng cách sử dụng một sợi quang làm mẫu để mô phỏng. Mẫu được sử dụng ở đây không chỉ có dạng hình tròn như Hình 8.9.a) mà để có thể hiểu được kĩ hơn ta còn sử dụng ống dẫn sóng dạng bản phẳng như trên Hình 8.9. b). Trong các mô tả ở đây, để cho đơn giản ở đây chỉ xét tới phân bố điện trường mà thôi.

8.4.1. Sự giao thoa của ánh sáng trong sợi quang

Sự phản xạ tại biên có thể quan sát thấy rõ qua đường đi của tia sáng như được miêu tả trên Hình 8.10.a). Nó cho ta biết hướng lan truyền của ánh sáng theo sự biến đổi của điện trường tại mọi điểm trong lõi. Khi xét đến mặt đẳng pha của điện trường, có một số mặt đẳng pha tương ứng với ánh sáng tới và một số tương ứng với ánh sáng phản xạ, chúng bị chồng lên nhau như mô tả trên Hình 8.10. Vì lý do này nên ánh sáng tới và ánh sáng phản xạ giao thoa lẫn nhau tại các điểm trong lõi sợi quang.



Hình 8.10. Sự phản xạ ánh sáng qua biên phân cách lõi vỏ sợi quang a) Các mặt đẳng pha của ánh sáng tới và ánh sáng phản xạ b) Đường liên nét biểu thị đỉnh maximum điện trường, còn đường đứt nét biểu thị điểm minimum của điện trường hay gọi là đáy điện trường c)

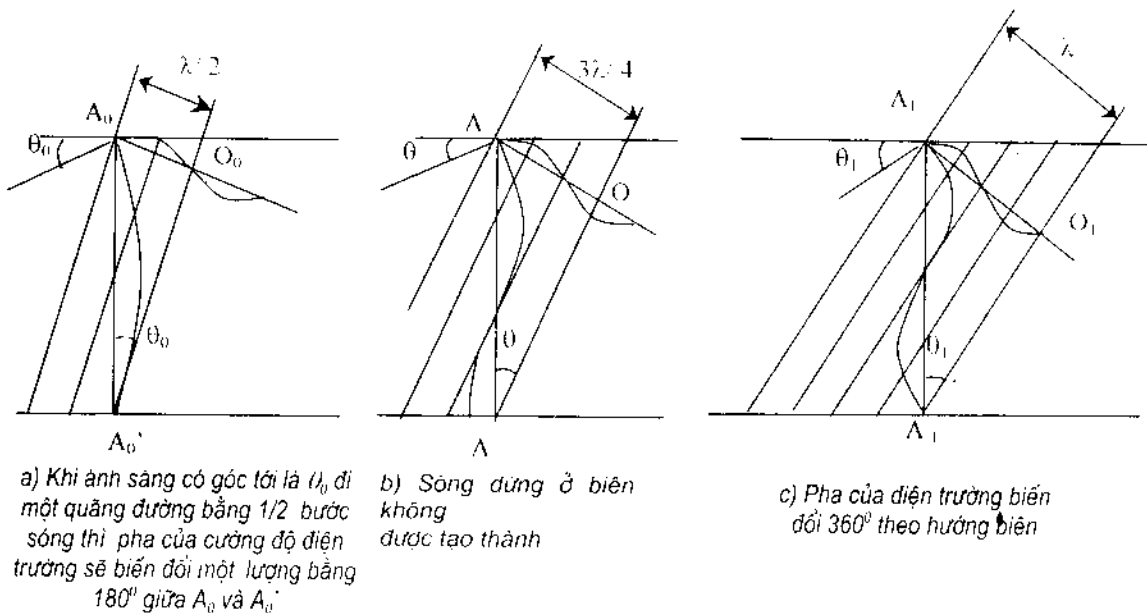
8.4.2. Điều kiện lan truyền ánh sáng tại mặt biên

Ánh sáng lan truyền trong sợi là một quá trình lặp lại các phản xạ toàn phần tại mặt biên phân cách lõi vỏ. Để cho ánh sáng lan truyền, điện trường cần được tăng cường trong lõi sợi. Chính vì vậy tại mặt biên phân cách lõi vỏ cường độ điện trường phải bằng không do giao thoa giữa ánh sáng tới và ánh sáng phản xạ. Vì trong cáp quang thực tế thường xảy ra mối liên hệ $n_1 \cong n_2$ nên ta có thể thấy có điện trường có cường độ thấp tại biên lớp vỏ. Tuy nhiên ở đây để đơn giản ta cho giá trị thâm nhập vào vỏ của điện trường này xấp xỉ bằng 0 (xem trên hình 8.10.b)

8.4.3. Sóng đứng ngang

Để thỏa mãn các điều kiện bề mặt biên, một sóng đứng được hình thành theo hướng ngang do có hiện tượng giao thoa giữa ánh sáng tới và ánh sáng phản xạ. Hình

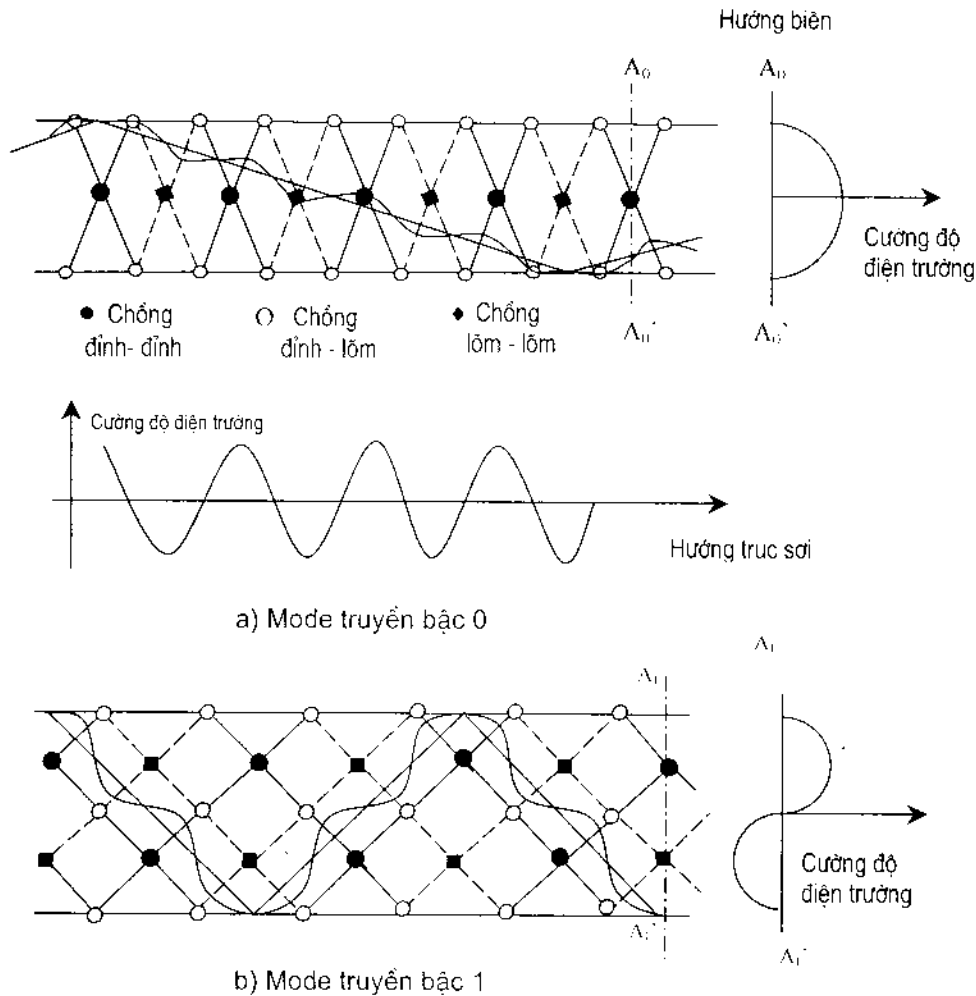
8.10.c) cho ta thấy sự biến đổi về pha ở hướng biên của cường độ điện trường được tạo ra do sự lan truyền ánh sáng tới và ánh sáng phản xạ. Minh họa cho ta thấy hai sóng tồn tại theo hai hướng đối nhau và chồng lên nhau. Hiện tượng này tương tự như hiện tượng dọc theo sợi dây buộc chặt hai đầu tồn tại một sóng đứng. Vì lý do đó sóng đứng ở hướng ngang được tạo nên từ một góc phản xạ mà ở đó pha của cường độ điện trường ở hướng biên ngang thay đổi bằng bội số của góc 180° trong một chu kỳ, tại chu kỳ này ánh sáng đi qua một khoảng cách bằng tích một số nguyên lần nửa bước sóng, như được chỉ ra trên Hình 8.11 a), c). Trái lại, khi góc phản xạ 0 nằm trong khoảng $\theta_0 < \theta < \theta_1$ thì không tạo ra sóng đứng như trên Hình 8.11.b). Bởi vậy các góc phản xạ cho phép ánh sáng truyền trong sợi quang bị giới hạn trong một số giá trị nhất định.



Hình 8.11. Ảnh hưởng của góc phản xạ ánh sáng tới sự hình thành sóng đứng trong chiều ngang trong sợi quang

8.4.4. Các mode (kiểu) lan truyền

Hình 8.12 miêu tả sự giao thoa giữa ánh sáng tới có góc phản xạ đặc trưng với ánh sáng phản xạ tạo nên một phân bố cường độ điện trường đặc trưng. Hình 8.12 trình bày hai ví dụ cho hai trường hợp giao thoa có cường độ điện trường theo hướng ngang biến đổi bởi 180° và 360° như đã chỉ ra ở trên hình 8.11. Đường truyền của ánh sáng bị giới hạn trong sợi quang và với một góc phản xạ đặc trưng cũng như với một phân bố điện trường đặc trưng được gọi là mode lan truyền. Số lượng các mode lan truyền ánh sáng trong sợi quang là có giới hạn do điều kiện phản xạ toàn phần. Các mode này được đặt tên là các mode lan truyền bậc 0, bậc 1, bậc 2 và bậc $(N-1)$ theo trình tự các góc phản xạ bắt đầu từ góc nhỏ nhất.



Hình 8.12. Mode sóng lan truyền trong sợi quang, với mode bậc 0 và bậc 1

8.4.5. Số lượng mode, sợi quang đơn mode, đa mode và bước sóng cắt

Mode truyền bậc cao nhất gọi là $(N-1)$ tương ứng với góc phản xạ gần góc tới hạn. Nếu ta đặt góc tới hạn bằng θ_c , Hình 8.12 biểu thị số lượng mode truyền lan N là một số nguyên lớn nhất thỏa mãn phương trình dưới đây:

$$2a \sin \theta_c \geq N\lambda/2 \quad (N = 0, 1, \dots, N-1) \quad (8.6)$$

trong đó, θ_c được tính theo cách giải thích ở phần trên, vì $\lambda = \lambda_0/n_1$ nên :

$$\sin \theta_c = \sin \theta_{\max} / n_1 = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / n_1 \quad (8.7)$$

$$N \leq 4a / \lambda_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (8.8)$$

Thí dụ nếu cho $n_1 = 1.475$; $n_2 = 1.46$; $2a = 50 \mu\text{m}$ và $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, thay vào phương trình trên ta có thể tính được số lượng mode là $N = 16$. Sợi quang có số lượng mode truyền lan nhiều như đã tính ở trên đây được gọi là sợi quang đa mode. Nếu $n_1=1.463$; $n_2=1.46$; $2a=10\mu\text{m}$ và bước sóng ánh sáng $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ ta có $N=1$ ở đây, $N=1$ có nghĩa là chỉ có thể tồn tại một mode truyền lan bậc 0. Sợi quang chỉ có một mode truyền lan như thí dụ này thì sợi đó được gọi là sợi quang đơn mode.

Vì số lượng mode truyền lan là hàm số của bước sóng λ nên nếu sợi có thể được sử dụng như sợi đơn mode ở bước sóng này thì đối với bước sóng ngắn hơn không còn là sợi đơn mode nữa.

Bước sóng nhỏ nhất mà tại đó, sợi quang làm việc như sợi đơn mode được gọi là bước sóng cắt. Bước sóng cắt λ_c có thể được tính theo phương trình:

$$\lambda_c = 4a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (8.9)$$

Các phép tính đã nêu ra ở đây cho đến lúc này áp dụng cho trường hợp ống dẫn sóng phẳng. Đối với ống dẫn sóng hình trụ có dạng như sợi quang trong thực tế thì phương pháp tính cũng tương tự. Bước sóng cắt trong trường hợp này được tính như sau :

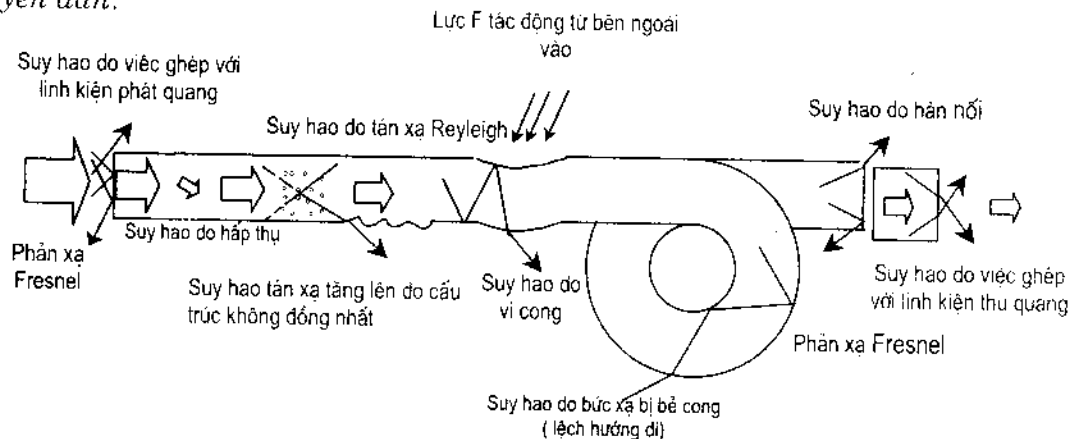
$$\lambda_c = \frac{2\pi}{2,405} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (8.10)$$

Bước sóng cắt là một trong những thông số cơ bản đặc trưng cho các sợi quang đơn mode. Ví dụ, bước sóng cắt của một sợi quang có thông số $n_1=1.463$; $n_2=1.46$; $2a=10\mu\text{m}$ sẽ là $\lambda_c=1,22\mu\text{m}$. Sợi quang này không thể sử dụng như là một sợi quang đơn mode tại các bước sóng ngắn hơn $1.22\mu\text{m}$.

8.5. MỘT SỐ ĐẶC TÍNH CỦA SỢI QUANG

8.5.1. Suy hao của sợi quang

Để xác định tốc độ truyền dẫn và khoảng cách trạm lặp của hệ thống thông tin quang sợi, có hai tham số chính phải nghiên cứu đó là suy hao quang và độ rộng băng truyền dẫn.

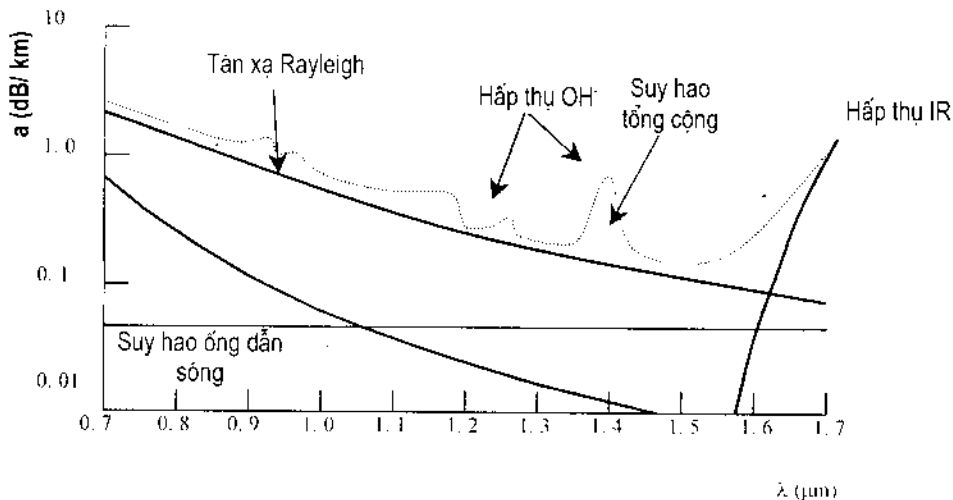


Hình 8.13. Các nguyên nhân gây ra suy hao quang

Do suy hao quang để xác định suy hao công suất ánh sáng lan truyền trong sợi quang. Nếu suy hao nhỏ hơn thì sẽ cho phép khoảng cách truyền dẫn tín hiệu lớn hơn. Suy hao quang có thể tạm phân chia thành hai loại, thứ nhất là suy hao thuần túy sợi quang và thứ hai là các suy hao phụ khi lắp đặt và vận hành hệ thống. Như trình bày trên Hình 8.13, bao gồm suy hao hấp thụ, suy hao tán xạ Rayleigh, và suy hao tán sắc do không đồng nhất cấu trúc. Suy hao trong quá trình vận hành mạng bao gồm suy hao do uốn cong, suy hao vi cong, suy hao hàn nối (bao gồm suy hao phản xạ và phát xạ) và suy hao ghép nối của cáp sợi quang vào các linh kiện thu và phát quang. Các nguyên nhân suy hao quang được giải thích như sau:

- **Suy hao hấp thụ**

Giống như một chiếc rèm đen có thể hấp thụ ánh sáng rất tốt, ánh sáng lan truyền trong sợi quang bị hấp thụ do các vật liệu sợi và được biến đổi thành nhiệt gây nên suy hao quang mà không lọt ánh sáng ra ngoài. Suy hao này gọi là suy hao hấp thụ. Nói chung, suy hao hấp thụ được phân chia thành hai loại: một là do bản thân sợi quang, hai là do có tạp chất trong thủy tinh làm sợi quang.



Hình 8.14. Đường cong suy hao tiêu biểu của loại sợi quang thạch anh.

Tại bước sóng 1,3μm và 1,55 μm có suy hao nhỏ nhất cỡ 0,2 dB/km

Trong suy hao thuần túy bản thân vật liệu thủy tinh có suy hao hấp thụ cực tím và suy hao hấp thụ hồng ngoại. Suy hao hấp thụ cực tím có đỉnh hấp thụ ở bước sóng khoảng 0,1 μm, trong khi đó hấp thụ hồng ngoại (IR) ở khoảng bước sóng 10 μm. Do các loại suy hao này giảm rất nhanh tại các bước sóng không phải bước sóng hấp thụ đỉnh, do vậy, suy hao đạt giá trị bé nhất trong dải bước sóng từ 1,0 μm đến 1,6 μm như trên Hình 8.14. Trong những giai đoạn đầu phát triển sợi quang, các tạp chất gây nên các suy hao là các ion kim loại như ion sắt, đồng v.v... Tuy nhiên kỹ thuật làm giảm suy hao đã có những tiến bộ vượt bậc, đã hạn chế được nhiều vai trò của các ion kim loại, song sự hấp thụ của ion (OH⁻) vẫn là vấn đề nổi cộm. Chúng ta có thể nói

ràng lịch sử phát triển sợi quang với suy hao thấp là sự giảm suy hao hấp thụ do ion kim loại và ion hydroxyl (OH^-) gây nên.

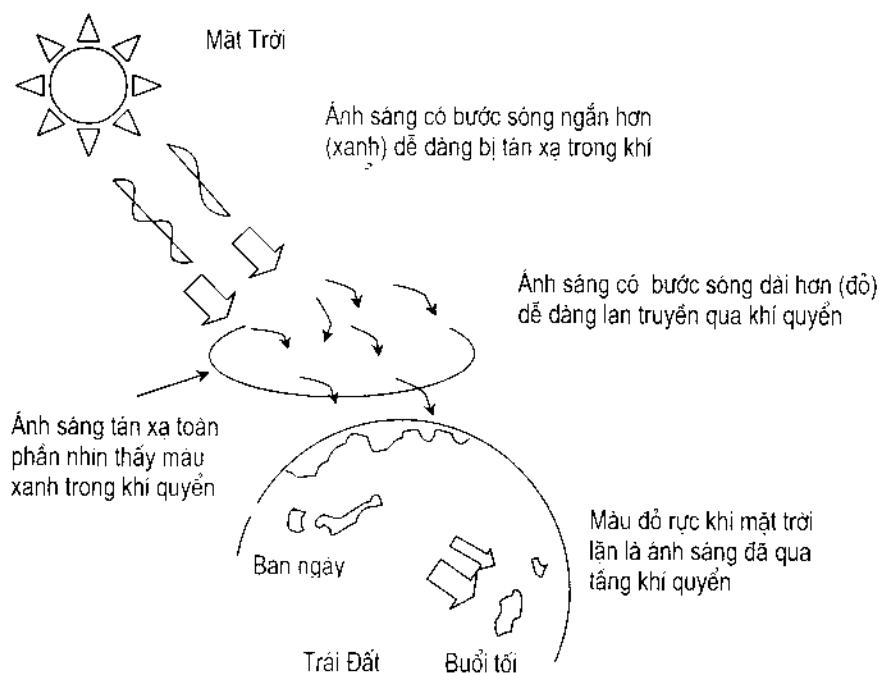
Hình 8.14 cho ta mối quan hệ giữa suy hao quang và bước sóng ánh sáng của sợi quang thạch anh tiêu biểu, ở đó có một vài đỉnh hấp thụ, các ví dụ đỉnh hấp thụ tại các bước sóng 0,94 μm , 1,22 μm và 1,38 μm là do hấp thụ bởi ion hydroxyl. Các vùng có suy hao thấp (được gọi là cửa sổ quang) có các cửa sổ ở vùng 0,85 μm , 1,3 μm và 1,55 μm (được gọi là cửa sổ thứ nhất, thứ hai, thứ ba tương ứng), chúng được sử dụng cho thông tin quang vì đặc tính suy hao thấp của nó tại các cửa sổ này.

- **Suy hao tán xạ Rayleigh**

Tán xạ Rayleigh là một hiện tượng mà ánh sáng bị tán xạ theo các hướng khác nhau khi nó gặp phải các hạt nhỏ có kích thước không quá lớn so với bước sóng của ánh sáng. Như đã trình bày trên Hình 8.15, bầu trời xanh và các đám mây đỏ trên bầu trời lúc hoàng hôn đều do hiện tượng tán xạ Rayleigh gây ra. Rayleigh là nhà vật lý đã giải thích hiện tượng tán xạ này một cách tỷ mỉ. Để sản xuất sợi quang, từ một lõi thủy tinh có đường kính từ một vài mm đến vài chục mm (gọi là phôi vật liệu gốc của sợi quang) được nung nóng lên ở nhiệt độ cao khoảng gần 2000°C và được kéo chảy thành dạng sợi. Tại thời điểm này, thủy tinh sợi quang được làm lạnh đột ngột từ nhiệt độ cao xuống nhiệt độ phòng khoảng 25°C. Bằng sự làm lạnh đột ngột này, sẽ tạo ra sự không đồng đều về mật độ vật liệu, sẽ gây nên sự không đồng đều về hệ số khúc xạ. Sự không đồng đều này của chiết suất khúc xạ là nguyên nhân gây nên tán xạ Rayleigh trong sợi quang. Đây là một trong những nguyên nhân gây nên suy hao thuần (riêng) của sợi quang và là một quá trình khó có thể tránh được hoàn toàn. Độ lớn suy hao do tán xạ Rayleigh tỷ lệ nghịch với mũ bậc bốn của bước sóng, bởi vậy khi ánh sáng có bước sóng dài hơn thì suy hao sẽ giảm đi như quan sát trên Hình 8.14. Ví dụ, suy hao do tán xạ Rayleigh vào khoảng 1 dB/km đối với ánh sáng ở bước sóng 1 μm , nhưng khi lan truyền ở bước sóng 1,6 μm thì suy hao vào khoảng 0,1 dB/km. Vì độ lớn của tán xạ Rayleigh tỷ lệ thuận với nhiệt độ nung nóng sợi khi kéo sợi, do vậy nếu giảm nhiệt độ khi kéo thì tán xạ Rayleigh sẽ trở nên nhỏ hơn. Ví dụ, sợi quang thủy tinh fluoride có thể kéo được ở nhiệt độ thấp vào khoảng 700°C do vậy tán xạ Rayleigh có thể giảm xuống 1/3 so với thủy tinh thạch anh thông thường. Hơn nữa, các sợi thủy tinh fluoride có dải hấp thụ hồng ngoại dịch chuyển về phía bước sóng dài hơn, ưu thế này cùng với suy hao tán xạ Rayleigh thấp sẽ cho ta một sợi quang suy hao rất thấp vào cỡ 10^{-3} dB/km như đã bàn trong phần đầu của chương này.

- **Suy hao tán xạ do cấu trúc sợi quang không đồng nhất gây ra**

Các sợi quang thực tế ít khi có tiết diện hình tròn lý tưởng và cấu trúc hình trụ đồng đều dọc theo suốt chiều dài vỏ và lõi sợi. Nói chung, tại bề mặt biên giữa lõi và vỏ sợi còn tồn tại sự không đồng đều về kích thước, hoặc có sự gồ ghề hoặc mấp mô



Hình 8.15. Tán xạ ánh sáng trong không gian

không nhẵn, điều này rất khó tránh trong quá trình chế tạo sợi quang. Những chỗ không đồng đều, gồ ghề như vậy trên bề mặt biên gây nên ánh sáng tán xạ và một vài chỗ ánh sáng thoát ra ngoài như biểu thị ở Hình 8.13. Những chỗ không bằng phẳng này gây nên suy hao quang, nó làm tăng suy hao quang bởi vì có các phản xạ bất hình thường đối với ánh sáng lan truyền. Loại suy hao này, người ta gọi chung là suy hao tán xạ do cấu trúc không đồng nhất của sợi quang gây nên.

- **Suy hao vi cong**

Khi sợi quang chịu những lực nén không đồng nhất thì trục của sợi quang bị uốn cong với một lượng nhỏ (vào khoảng vài μm) do vậy làm tăng suy hao sợi quang. Suy hao này gọi là suy hao cong vi lượng. Trong việc thiết kế và sử dụng sợi quang, người ta thường chú ý đến quá trình sản xuất sợi để hiểu rõ cấu trúc và có các biện pháp thích hợp để bảo vệ sợi chống lại các áp lực bên ngoài.

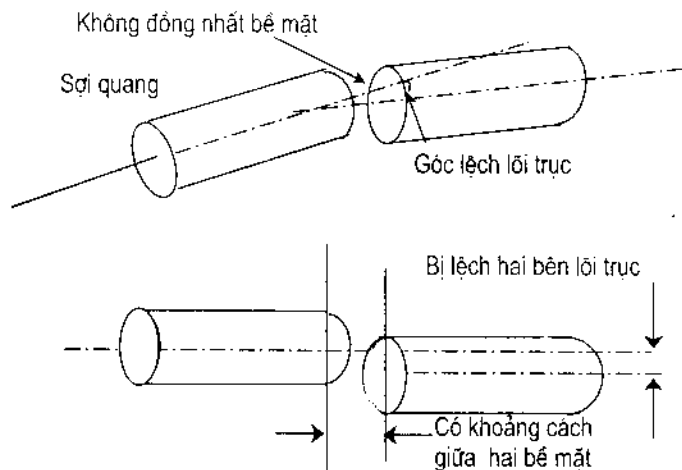
- **Suy hao hàn nối**

Việc hàn nối sợi quang tương tự như việc nối các đoạn ống dẫn nước và ống dẫn ga trong thành phố sao cho nước và khí ga chạy qua hết các đoạn ống này, không bị rò rỉ ra ngoài. Khi hàn nối các sợi quang, các đầu sợi được nối với nhau cho thật chính xác, chuẩn mực. Ví dụ nếu lõi của hai sợi không được gắn với nhau khít và đồng nhất thì

chuẩn mực. Ví dụ nếu lõi của hai sợi không được gắn với nhau khít và đồng nhất thì một phần của ánh sáng đi ra khỏi sợi này sẽ không vào sợi kia hoàn toàn và bị thoát ra ngoài gây nên suy hao. Nguyên nhân chính của suy hao này là việc hai sợi không nằm đồng trục (như trên hình 8.16) do vậy tạo nên suy hao phản xạ. Nếu độ lớn của phản xạ này lớn thì người ta gọi là phản xạ Fresnel.

- **Suy hao ghép nối giữa sợi quang và các linh kiện thu phát quang**

Điều kiện để ghép ánh sáng từ linh kiện phát quang vào sợi quang được xác định bằng khẩu độ số NA như đã biết ở phần trên. Khi so sánh về đặc điểm phát sáng của LD và LED thì chúng ta thấy chúng có độ rộng chùm sáng khác nhau. Khi ghép nối vào sợi quang thì laser có các đặc điểm về suy hao tốt hơn ngay cả khi sử dụng thấu kính để tập trung chùm sáng. Ngoài ra, loại sợi SM và GI cũng có những đặc điểm khác nhau về suy hao ghép nối bởi vì chúng có những đường kính lõi khác nhau. Trong ghép nối giữa sợi quang với linh kiện thu quang thì loại sợi có NA lớn (loại GI) thì có suy hao lớn hơn so với loại sợi SM vì chùm sáng của loại sợi này bị trải rộng ra.



Hình 8.16. Các nguyên nhân suy hao hàn nối

Tuy nhiên, suy hao do nguyên nhân chùm sáng nở rộng ra thì nhỏ hơn rất nhiều so với suy hao ghép giữa chúng.

8.5.2. Tán sắc ánh sáng và độ rộng băng truyền dẫn của sợi quang

a) Tán sắc mode

Trong các sợi quang đa mode, tốc độ lan truyền ánh sáng của các mode là khác nhau. Ví dụ, khi một xung ánh sáng được đưa vào sợi quang đa mode thì xung tại đầu ra có độ rộng lớn hơn độ rộng xung lối vào. Nguyên nhân gây ra hiện tượng này là do xung ánh sáng vào mặc dù chỉ có một bước sóng đơn nhưng lan truyền với một vài mode khác nhau với các tốc độ lan truyền khác nhau. Hiện tượng này gọi là tán sắc

mode, nó làm cho khoảng thời gian giữa các xung ra cạnh nhau trở nên ngắn hơn so với tín hiệu khi vào sợi.

Trong các sợi quang đa mode, độ rộng băng truyền dẫn của nó bị giới hạn chủ yếu bởi tán sắc mode. Ngay cả trong các sợi quang có chiết suất biến đổi theo hình parabol để cho phép giảm thiểu tán xạ mode nhưng thực tế độ chính xác của phân bố chiết suất cũng bị giới hạn. Bởi vậy, nếu muốn có hệ truyền dẫn lớn thì phải có băng truyền dung lượng truyền dẫn lớn. Do vậy hệ truyền dẫn phải có các đặc tính băng truyền dẫn rộng, sử dụng sợi đơn mode sẽ loại bỏ được tán sắc mode.

b) Tán sắc bước sóng

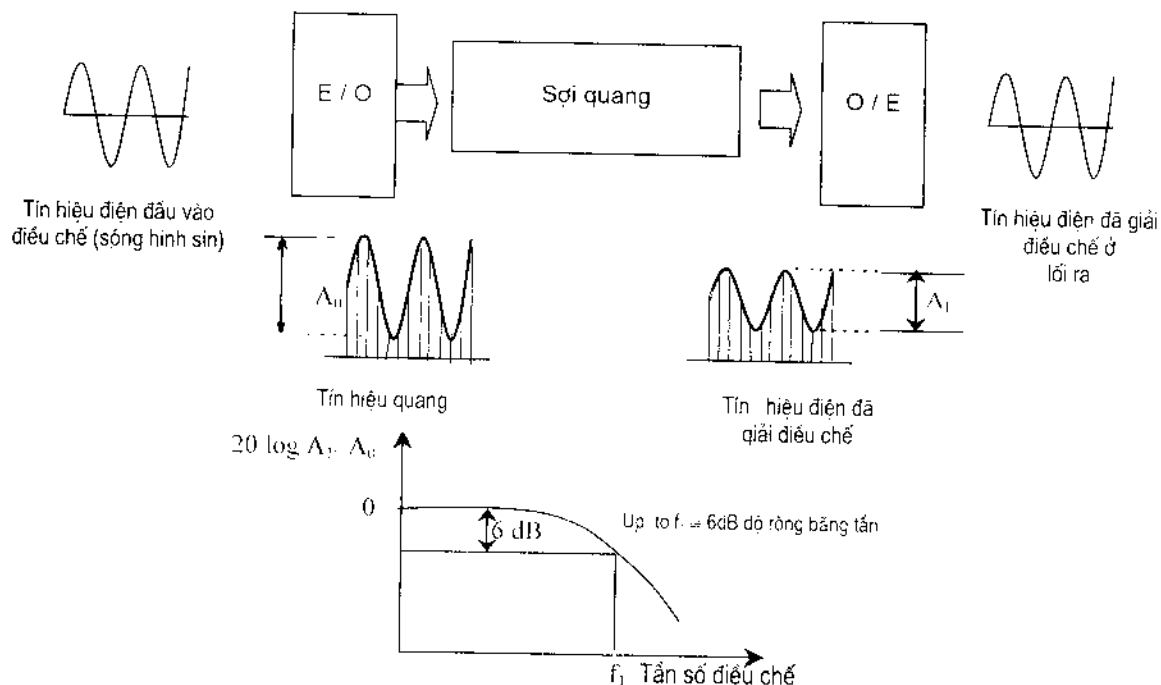
Trong một môi trường đồng nhất, chiết suất khúc xạ của nó biến đổi theo bước sóng, kết quả là tốc độ truyền dẫn biến đổi cùng với bước sóng. Sự phụ thuộc chiết suất khúc xạ vào bước sóng được hiểu như hiện tượng tán sắc ánh sáng qua một lăng kính tạo ra các màu khác nhau. Vì lý do đó, ánh sáng có phân bố tốc độ lan truyền khác nhau do có sự khác nhau của các thành phần bước sóng ánh sáng (Bước sóng dài hơn, thì chiết suất khúc xạ đối với nó sẽ nhỏ đi, có tốc độ lan truyền lớn hơn). Đây là một yếu tố giới hạn độ rộng băng truyền dẫn, giống như tán xạ mode thành phần này gọi là tán sắc vật liệu.

Khi chiết suất khúc xạ giữa lớp lõi và vỏ của sợi quang khác nhau chút ít thì hiện tượng phản xạ toàn phần tại bề mặt biên không hoàn toàn giống như trên bề mặt của gương mà còn có thêm những phần thấm thấu ánh sáng qua lớp vỏ. Thêm vào đó, mức độ của sự thấm thấu này biến đổi theo bước sóng. Độ dài của đường lan truyền thay đổi theo bước sóng. Tán sắc gây nên do hiện tượng này được gọi là tán xạ cấu trúc. Trong lĩnh vực thông tin quang sợi, tán sắc vật liệu và tán sắc cấu trúc được gọi chung là tán sắc bước sóng. Nói chung, độ lớn của tán sắc được tóm tắt theo mối tương quan dưới đây: Tán sắc mode dẫn đến tán sắc vật liệu rồi dẫn đến tán sắc cấu trúc.

Trong trường hợp các sợi quang đa mode, độ rộng băng truyền dẫn bị giới hạn hầu như chỉ do nguyên nhân tán sắc mode, tán sắc bước sóng chỉ có một giá trị rất nhỏ. Còn trong trường hợp sợi quang đơn mode thì tán sắc bước sóng lại là nguyên nhân chính gây nên hạn chế độ rộng băng của sợi. Bởi vậy, đối với sợi quang đơn mode thì bước sóng được chọn sao cho ảnh hưởng của tán sắc vật liệu có thể bỏ qua được, tán sắc cấu trúc cần giảm thiểu (tốt nhất là bằng 0) bằng cách tạo nên các cấu trúc khác nhau trong việc thiết kế sợi quang.

c) Độ rộng băng truyền dẫn

Trong lĩnh vực thông tin quang sợi hiện nay, từ "độ rộng băng truyền dẫn" được sử dụng như là một số đo để chỉ tần số điều chế cao nhất của các tín hiệu ánh sáng có thể truyền dẫn được trong thực tế và nó được biểu thị một cách định lượng thực tế bằng độ rộng băng 6dB trong đặc tính băng tần cơ sở của các sợi quang.



Hình 8.17. Độ rộng băng truyền dẫn của sợi quang

Giả thiết rằng một xung ánh sáng có dạng lý tưởng, độ rộng băng 0 (được gọi là xung kim) được đưa vào sợi quang, sau khi lan truyền qua một khoảng cách nhất định thì xung ánh sáng quan sát được thấy bị dãn ra với một độ rộng nhất định do tán sắc ánh sáng. Nếu xung bị dãn rộng ra thì chiều cao của xung sẽ bị giảm xuống, điều đó có nghĩa là năng lượng được bảo toàn. Việc kiểm tra dạng xung tại đầu ra (gọi là xung đáp ứng) có thể biết các đặc tính tán sắc của sợi quang. Áp dụng nguyên lý này trong miền tần số cho ta khái niệm về đặc trưng tần số băng cơ sở. Đặc trưng tần số băng tần cơ sở là đặc tính đáp ứng tần số của tỷ số biên độ tín hiệu vào và ra. Ở lối vào có tín hiệu điện với dạng sóng hình sin dùng để điều chế tín hiệu quang đưa vào đầu vào và lối ra là tín hiệu điện đã được giải điều chế từ tín hiệu quang thu được tại đầu lối ra (xem trên hình 8.7). Trong các sợi quang đa mode khi tần số điều chế ở đầu vào tăng lên dần dần thì biên độ của tín hiệu đã được giải điều chế ở đầu ra sẽ giảm dần dần và phụ thuộc vào khoảng cách. Độ rộng băng 6dB được hiểu là dải tần số đến một tần số nào đấy (ở hình trên là đến f_1), tại đây biên độ tín hiệu điện đầu ra đã giải điều chế từ tín hiệu quang, sau khi lan truyền qua một khoảng cách là 1 km bị giảm xuống còn 1/2 độ lớn biên độ so với tín hiệu điều chế đầu vào (công suất ánh sáng giảm đi 3dB). Độ rộng băng 6dB được đo bằng MHz.km. Độ rộng băng tần số cơ sở của cáp sợi quang lớn hơn nhiều so với giá trị của các loại cáp đôi kim loại đối xứng hoặc cáp đồng trục cố điển. Đối với các loại sợi quang đơn mode nói riêng, đặc tính tần số băng cơ sở rất lớn có thể đạt giá trị vài chục GHz.km.

8.6. GIA CƯỜNG CƠ HỌC, HÀN NỐI GHÉP SỢI QUANG

8.6.1. Gia cường cho sợi quang

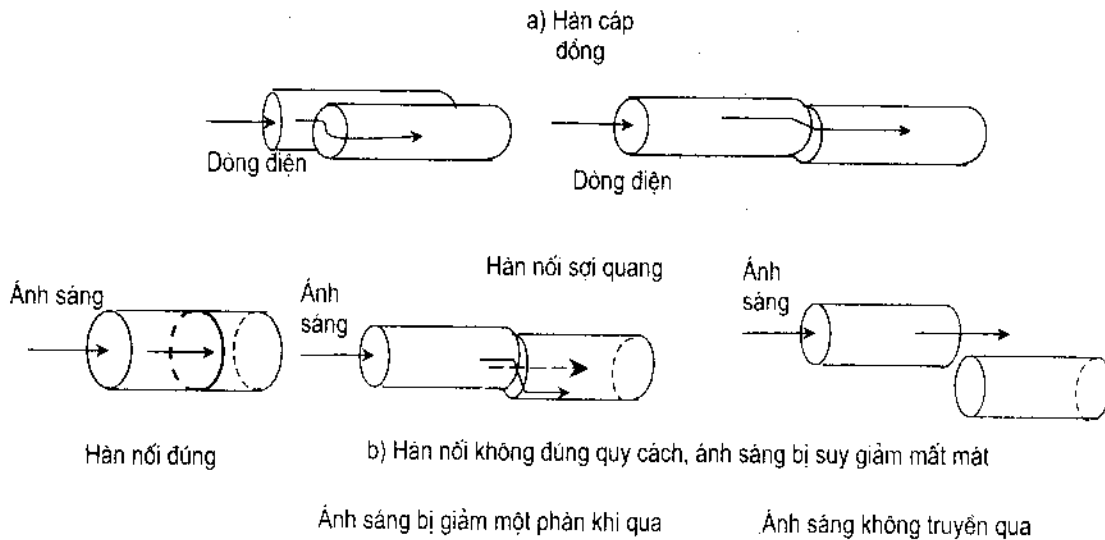
Gia cường cơ học cho sợi quang là một yếu tố quan trọng trong việc đưa các hệ thống thông tin quang vào sử dụng trong thực tế. Đối với việc sử dụng cáp đồng việc tăng cường sức chịu lực không phải là yếu tố quan trọng nhất vì tự bản thân kim loại có tính chịu uốn cao, nhưng đối với cáp quang thì vấn đề này phải được đặc biệt chú ý vì vật liệu thủy tinh rất giòn và dễ gãy.

Lực chịu căng của thủy tinh thạch anh lớn vào cỡ 300kG/mm^2 . Nó lớn hơn gấp hai lần so với thép và 10 lần so với so với đồng và nhôm. Nhưng nếu có một vết nứt trên bề mặt của sợi quang thì lực chịu căng được tập trung vào chỗ nứt và sợi sẽ bị gãy nếu lực này lớn hơn giới hạn chịu đựng cho phép. Đây là nhược điểm lớn của sợi thủy tinh. Trong quá trình kéo phôi thành sợi quang, bụi cát có thể bám vào sợi và gây nên vết nứt trên bề mặt sợi. Để ngăn điều này, phải chú ý đặc biệt đến môi trường sản xuất như phải bọc ngay lập tức sau khi kéo thành sợi hoặc phải sản xuất trong phòng rất sạch. Nói chung, nguyên nhân làm gãy sợi quang là các vết rạn phân bố một cách ngẫu nhiên suốt dọc chiều dài của sợi. Để loại bỏ các vết nứt này và đảm bảo sức chịu lực của sợi quang phải kiểm tra. Phép kiểm tra được thực hiện bằng cách đặt một lực căng theo suốt chiều dài của sợi để phát hiện sợi quang gãy tại điểm yếu nhất do bị rạn nứt. Bằng cách kiểm tra này, các đoạn yếu được loại bỏ trước khi sử dụng. Ngoài ra sức chịu căng của sợi quang sẽ thấp hơn khi ở trong môi trường nước. Do vậy phải chú ý bảo vệ cẩn thận khi sử dụng. Ngoài ra sức chịu căng của sợi quang trong môi trường nước là thấp nên cần chú ý bảo vệ cẩn thận khi sử dụng.

8.6.2. Hàn nối sợi quang

Sợi quang có cấu tạo rất khác với các sợi cáp kim loại cổ điển, việc hàn nối cũng rất khác. Đối với các sợi kim loại, hai sợi dẫn có thể được nối với nhau bằng nhiều cách, kiểu nối không phải là quan trọng. Ngược lại, trong hàn nối sợi quang bề mặt của lõi hai sợi phải sát vào nhau và đồng tâm để đảm bảo mối hàn tốt. Đây là một trong những kỹ thuật cơ bản để hàn nối. Hình 8.18 biểu thị mối hàn đúng và các mối hàn không đúng, sự không trùng khớp khi đặt hai sợi quang trước khi hàn chúng với nhau, điều này có thể gây ra suy hao hàn nối khi lệch tâm, không sát nhau vv... của hai lõi sợi.

Có hai cách nối sợi quang lại với nhau: hàn nối vĩnh viễn bằng cách hàn nóng chảy sử dụng phóng hồ quang vv... và sử dụng bộ ghép nối (connector) cho phép tháo lắp được dễ dàng.



Hình 8.18. Cách hàn cáp đồng a), à cách hàn đúng và hàn không đúng 2 sợi quang vào nhau gây nên mất mát ánh sáng b)

8.6.3. Hàn nhiệt nóng chảy

Hàn nhiệt nóng chảy là hàn hai đầu sợi quang với nhau, phương pháp hàn này thường được sử dụng ở các nơi ít yêu cầu phải tháo lắp thường xuyên. Các phương pháp hàn nối bao gồm: phóng điện trong không khí, dùng laser hoặc dùng ngọn lửa của khí đốt. Tuy nhiên phương pháp phóng điện trong không khí (bồ quang) thường được sử dụng nhất vì dễ dàng thực hiện, ổn định và kinh tế. Quá trình hàn nối nhiệt được thực hiện như sau:

Đầu tiên, người ta loại bỏ các lớp vỏ: Lớp vỏ thứ nhất có thể dùng cơ khí hoặc một dung môi hữu cơ để hòa tan, lớp vỏ thứ hai dùng một loại dụng cụ cơ khí để tước bỏ. Chất lượng cắt sợi quang rất quan trọng vì sự không đồng nhất bề mặt cắt ảnh hưởng rất lớn đến suy hao hàn nối. Nếu sợi quang được cắt bằng dụng cụ cổ điển như kìm thì ta sẽ thu được bề mặt sợi quang không nhẵn. Bởi vậy phải sử dụng những dụng cụ chuyên dụng để sau khi cắt có bề mặt nhẵn.

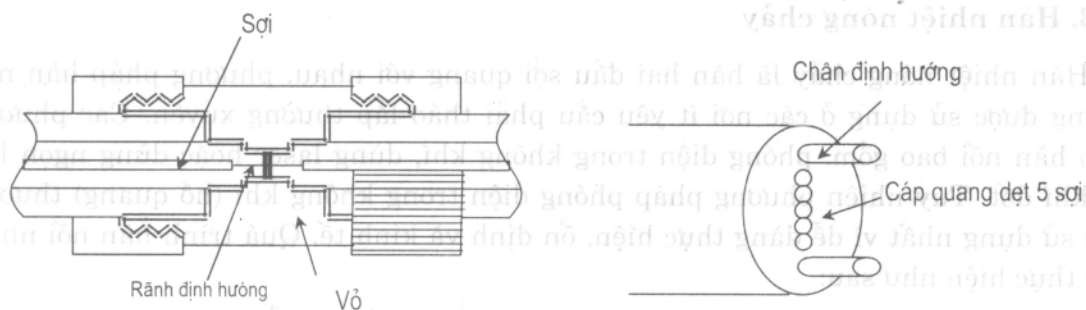
Các sợi quang đã cắt phải được dóng thẳng trục trước khi hàn nối. Đối với loại sợi GI việc dóng chuẩn trục có thể thực hiện được dễ dàng bằng cách đặt sợi quang đã được cắt vào một khe hình chữ V vì loại sợi GI có đường kính lõi lớn vào khoảng $50\mu\text{m}$. Ngược lại đối với sợi SM, đường kính lõi rất nhỏ do vậy việc chuẩn trục theo đường kính vỏ không thể có tác dụng giảm suy hao vì không đặt được lõi vào đúng tâm do vậy phải cần đến các giải pháp khác như quan sát lõi, quan sát công suất.

Một phương pháp đem lại hiệu quả cao đó là làm nóng chảy các bề mặt đầu sợi khi cắt bằng nhiệt để làm bề mặt nhẵn hơn, sử dụng sức căng bề mặt trước khi hàn hồ

quang. Kỹ thuật này được gọi là nung nóng trước khi hàn. Việc hàn nối có thể thực hiện bằng phóng điện trong không khí (hồ quang). Sau khi hàn nối tại điểm tiếp giáp của sợi quang hàn nối, lớp vỏ được tách ra hoàn toàn do vậy sức bền cơ học bị giảm đi. Cần phải gia cường tại điểm đó bằng phương pháp phủ vào đấy một ống có thể co lại khi nung nóng v.v...

8.6.4. Ghép nối sợi quang bằng bộ nối connector

Bộ nối được sử dụng tại những nơi cần thiết phải tháo lắp thường xuyên. Trong việc ghép nối bằng connector cũng như hàn nối nhiệt thì điều quan trọng là phải đồng trục giữa hai lõi sợi nối với nhau. Để đạt được yêu cầu này, ngày nay người ta thường dùng loại connector có đầu bằng kim loại. Hình 8.19 cho ta thấy cấu trúc cơ bản của loại connector này. Đầu bịt kim loại là phần để đặt tâm lõi sợi quang vào tâm lõi của connector. Trong loại connector này, hai đầu bịt bằng kim loại được kết nối với nhau bằng một ống thanh dẫn một cách rất chính xác. Quá trình lắp ráp connector được tiến hành theo những bước sau: tra và cố định sợi quang vào phần kim loại, đánh bóng bề mặt đầu sợi ở phần kim loại. Việc đánh bóng được thực hiện để làm giảm suy hao do sự không hoàn hảo của bề mặt gây ra. Có các loại connector khác nhau và có loại connector nằm sợi cho phép nối năm sợi của cáp quang loại dẹt liên kết với nhau tại một chỗ.



Hình 8.19. Sử dụng connector để nối hai sợi quang

8.7. ĐO MỘT VÀI THÔNG SỐ CỦA SỢI QUANG

8.7.1. Các phương pháp đo suy hao

Suy hao của sợi là một trong các đặc tính quan trọng nhất của sợi quang. Suy hao của sợi quang đóng góp phần quyết định cự ly tối đa của đoạn lắp đặt. Vì vậy các cuộn cáp trước khi đưa vào sử dụng phải được kiểm tra suy hao của sợi. Suy hao của sợi có thể đo theo các phương pháp sau:

a) **Đo tại hai điểm:** Phương pháp này gồm đo cắt ngược và đo suy hao xen.

Đặc điểm chung của kỹ thuật này là đo công suất ánh sáng tại hai điểm. Kỹ thuật đo cắt ngược thường được sử dụng trong thực tế, đã được CCITT chấp thuận và xem như phương pháp đo tham chiếu (RTM).

Đo cắt ngược: Như đã trình bày trên đây, đo cắt ngược là đo công suất quang tại hai điểm dọc sợi. Một điểm tại đầu ra của sợi, điểm thứ hai cách đầu vào sợi một vài mét. Trình tự đo như sau: Nối nguồn quang vào đầu sợi cần đo và nối máy đo công suất quang vào cuối sợi cần đo. Điều chỉnh bước sóng của nguồn quang và máy đo công suất tới trị số bước sóng đo. Ghi trị số công suất đầu ra P_2 . Cắt một đoạn sợi cách đầu vào khoảng 1 đến 2 mét. Nối máy đo công suất vào đoạn sợi ngắn vừa cắt và ghi trị số công suất quang P_1 . Suy hao tổng của sợi được tính theo biểu thức sau đây:

$$A_f = 10 \log \frac{P_1}{P_2} \text{ (dB)} \quad (8.11)$$

ở đây P_1 và P_2 đo bằng W hay mW. Còn nếu máy đo công suất hiển thị dBm thì suy hao tính theo biểu thức: $A_f = P_1[\text{dBm}] - P_2[\text{dBm}]$. Hệ số suy hao của sợi được xác định như sau:

$$\alpha = \frac{A_f \text{ dB}}{(L_2 - L_1) \text{ km}} \text{ (dB / km)} \quad (8.12)$$

Kỹ thuật đo cắt ngược được dùng để đo suy hao tại một bước sóng. Muốn đo đường cong hệ số suy hao phụ thuộc vào bước sóng phải tiến hành đo hệ số suy hao tại nhiều bước sóng. Kết quả sẽ được một đường cong, đó chính là đường cong suy hao phổ ánh sáng.

Đo suy hao xen: Muốn không phải cắt sợi thì sử dụng kỹ thuật đo suy hao xen. Trong phương pháp này cần sử dụng một đoạn sợi dài khoảng 5m và một connector để nối đoạn này với sợi cần đo. Nhược điểm của đo suy hao xen là độ chính xác thấp hơn so với kỹ thuật đo cắt ngược. Đo suy hao xen cũng được tiến hành qua hai bước. Trước hết nối nguồn quang và máy đo công suất quang vào một đoạn sợi ngắn. Ghi trị số công suất P_1 . Bước thứ hai dùng một connector nối sợi cần đo với đoạn sợi ngắn. Ghi trị số công suất P_2 . Suy hao tổng thể được tính trong trường hợp đo cắt ngược.

$$A = 10 \log \frac{P_1}{P_2} \text{ (dB)} \quad (8.13.a)$$

Nếu công suất đo bằng dBm thì suy hao được xác định theo biểu thức sau:

$$A = P_1[\text{dBm}] - P_2[\text{dBm}] \quad (8.13.b)$$

Suy hao tổng gồm suy hao của sợi quang cần đo A_f và suy hao của connector a_c . Vậy suy hao của sợi cần đo là: $A_f = A - a_c$.

b) Đo tán xạ ngược: Kỹ thuật đo tán xạ ngược chỉ cần đo một đầu. Máy đo phát một xung ánh sáng vào sợi cần đo, ánh sáng tán xạ ngược quay trở về máy đo. Đo tán xạ ngược cho biết không những suy hao tổng của sợi, mà còn cho biết suy hao dọc sợi. Đo tán xạ ngược còn được sử dụng để đo suy hao mối hàn, suy hao connector, đo xác định vị trí sợi đứt vv... Kỹ thuật đo tán xạ ngược có độ chính xác như kỹ thuật đo cắt ngược nhưng phạm vi hoạt động hẹp hơn vì công suất tán xạ ngược rất bé.

8.7.2. Đo suy hao sợi đa mode theo phương pháp đo hai điểm

Trong sợi đa mode, số lượng mode phụ thuộc vào đường kính lõi và bước sóng. Mỗi mode hoặc nhóm mode có các đặc tính truyền dẫn riêng. Vì vậy suy hao của các mode không như nhau, mode bậc cao hơn sẽ có suy hao lớn hơn. Độ phân giải bị hạn chế bởi đáp ứng của máy thu và độ rộng xung tín hiệu. Độ phân giải không gian càng cao khi xung tín hiệu càng hẹp và máy thu có băng tần càng rộng. Điều này dẫn tới giảm SNR. Nếu tăng cường độ tín hiệu thu bằng cách sử dụng xung rộng và máy thu tạp âm thấp sẽ cải thiện được độ nhạy, tức là cải thiện được phạm vi động và độ phân giải đối với độ rộng xung khác nhau. Thí dụ có hai vị trí có phản xạ cách nhau 100m và được đo với độ rộng xung 1 μ s và 100ns. Vệt hiển thị đối với độ rộng xung 1 μ s tuy tốt hơn nhưng rất khó phân biệt hai xung, nói một cách khác là độ phân giải quá bé. Khi dùng xung 100 ns độ phân giải sẽ tốt hơn.

❖ Đo suy hao của sợi quang

Căn cứ vào vệt hiển thị trên màn hình của máy đo phản xạ theo thời gian (Optical Time Domain Reflectometer- OTDR) để tính hệ số suy hao của sợi. Ghi trị số suy hao P_1 (dB) tương ứng với chiều dài L_1 (km) và trị số suy hao P_2 (dB) tương ứng với chiều dài L_2 (km). Hệ số suy hao được tính theo biểu thức:

$$A = \frac{P_2 - P_1}{L_2 - L_1} \text{ (dB / km)} \quad (8.14)$$

❖ Đo chiều dài sợi và đo phát hiện sợi đứt

Như đã trình bày trên đây, tại các vị trí sợi đứt, vị trí rạn nứt và cuối sợi đều xảy ra phản xạ ánh sáng do chiết suất tại tiếp giáp giữa lõi sợi và không khí thay đổi. Vì vậy căn cứ vào điểm đầu của các xung phản xạ này để đọc trực tiếp khoảng cách từ OTDR đến điểm sợi đứt hoặc chiều dài sợi trên trục ngang của màn hình.

❖ Đo suy hao của mối hàn

Suy hao của mối hàn là do tán xạ ngược. Suy hao mối hàn theo một hướng a_{s1} được quy định là suy hao tín hiệu tán xạ ngược trước sự cố (a_1) và sau sự cố (a_2). Giá trị suy hao mối hàn là hiệu hai giá trị: $a_{s1} = a_1 - a_2$ (dB). Tuy nhiên do tán xạ ngược của hai sợi hàn với nhau không như nhau nên muốn đảm bảo tính toán suy hao mối hàn chính xác cần đo theo cả hai hướng. Lần đo thứ hai này cũng tiến hành như lần đo thứ nhất và có suy hao a_{s2} . Suy hao chính xác của mối hàn là trung bình cộng của hai lần đo:

$$a_s = \frac{a_{s1} + a_{s2}}{2} \quad (8.15)$$

Độ dốc của đường L_1 và L_2 có thể khác nhau nếu hệ số suy hao của hai sợi khác nhau. Nếu mức tán xạ ngược lần sau cao hơn mức tán xạ lần trước thì xảy ra "khuếch đại" hay mối hàn có suy hao âm. Thực ra tín hiệu trong sợi không được khuếch đại là vì OTDR tính suy hao mối hàn từ mức chênh lệch của tín hiệu tán xạ ngược mà không

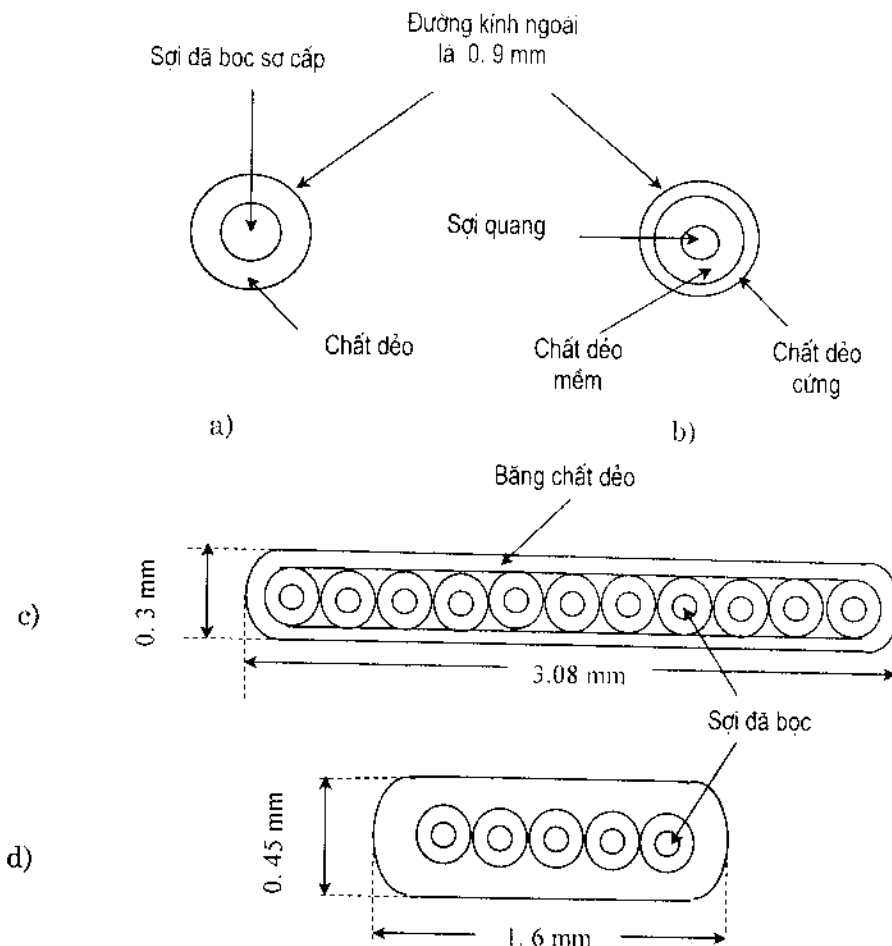
phải từ công suất tức thời trong sợi. Mặt khác sự thay đổi hệ số tán xạ α_s và hệ số thu tán xạ ngược (ký hiệu là S) đã ảnh hưởng đến tín hiệu thu và có thể dẫn tới sự sai lệch khi chuyển đổi số liệu của OTDR. Như đã biết α_s và S của cả hai sợi thì suy hao mỗi hàn chính xác theo một hướng được tính theo biểu thức sau đây:

$$A_{s1} = 5 \log \frac{P_1}{P_2} - a_2 \frac{W}{2} - 5 \log \frac{S_1 \alpha_{s1}}{S_2 \alpha_{s2}} \quad (8.16)$$

trong đó: P_1 và P_2 là mức tín hiệu tán xạ ngược bên trái và bên phải sự kiện. W là độ rộng xung, a_2 là hệ số suy hao của sợi 2 (sợi không nối vào OTDR) α_{s1} và α_{s2} là hệ số tán xạ của sợi 1 và sợi 2. Khi đo, theo quy ước thì suy hao mỗi hàn có bậc đi xuống sẽ mang dấu dương và có bậc đi lên sẽ mang dấu âm.

8.8. CÁP SỢI QUANG

Để đưa được sợi dẫn quang vào sử dụng trong môi trường thực tế của mạng lưới viễn thông, các sợi cần phải được kết hợp lại thành cáp với các cấu trúc phù hợp với môi trường lắp đặt.



Hình 8.20. Một số kiểu bọc chặt cáp sợi quang a), b), c) và d)

Đặc thù về cấu trúc sợi quang có được là do có đặc tính cơ học của sợi thủy tinh. Một đặc tính cơ học quan trọng nữa là tải trọng cho phép lớn nhất trên cáp.

8.8.1 Các biện pháp bảo vệ sợi

Sợi dẫn quang thường được bọc chặt một lớp áo để bảo vệ trong khi chế tạo cáp, đây là lớp bọc sơ cấp, đường kính lớp bọc sơ cấp khoảng $250\mu\text{m}$. Sau đó các sợi này sẽ được bọc thành cáp có thể dưới dạng bọc chặt hoặc bọc lỏng. Để tránh suy hao do vi uốn cong và tăng cường bảo vệ sợi, sợi dẫn quang có thể được bọc bảo vệ bằng cả lớp bọc thứ cấp

a) Bọc chặt sợi: Có bốn loại vỏ bọc chặt.

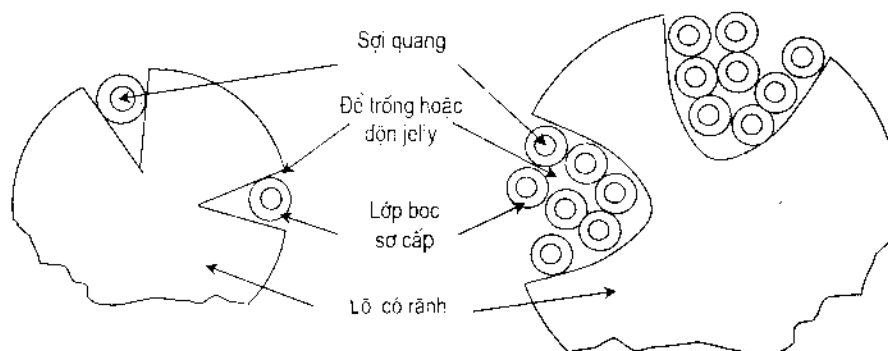
Ở một môi trường nhiệt độ thấp, sự co lại của chất dẻo ở lớp bảo vệ có thể gây ra sự co quang trục và vi uốn cong sợi, từ đó suy hao sợi có thể tăng lên. Từ thực tế như vậy có thể rút ra hai cách bảo vệ sợi:

- Tối ưu hoá việc chế tạo vỏ bọc bằng việc lựa chọn vật liệu tương ứng và độ dày của vỏ, đồng thời giữ cho sợi càng thẳng càng tốt.
- Bọc xung quanh sợi một lớp gia cường có khả năng giảm sự co nhiệt.

Hình 8.20 biểu thị một số kiểu bọc chặt sợi quang.

b) Bọc lỏng sợi quang

Các sợi được đặt trong ống hoặc các rãnh hình chữ V có trên lõi chất dẻo (lõi có khe). Các ống và các rãnh có kích thước lớn hơn nhiều so với sợi dẫn quang để các sợi có thể nằm hoàn toàn tự do trong nó. *Kỹ thuật bọc lỏng sợi cho phép bảo vệ sợi tránh được các ứng suất bên trong.*



Hình 8.21. Các cấu trúc bọc lỏng cáp quang khác nhau

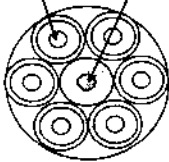
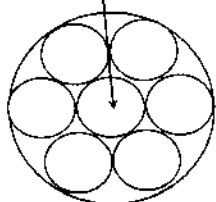
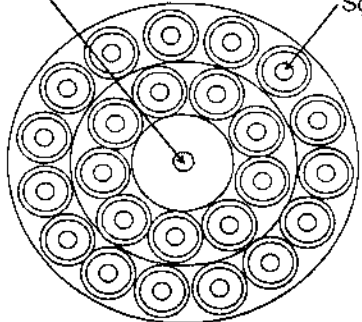
Trên hình 8.21 và 8.22 biểu thị một số cấu hình của cáp sợi quang bằng phương pháp bọc lỏng.

8.8.2 Các thành phần của cáp sợi quang

Các phần tử cáp cơ bản là: lõi chứa các sợi dẫn quang, các phần tử gia cường, các vỏ bọc và vật liệu đệm.

a) Lõi cáp

Bảng 8.3 cho một số thông số của lõi cáp sợi quang.

Đặc điểm	Cáp khối		Cáp đa lớp
Cáp lõi cáp			
Số lượng sợi trong cáp	ít (≤ 10)	Nhiều (≤ 60)	Trung bình (≤ 30)
Đường kính lõi	8 mm	25 mm	18 mm

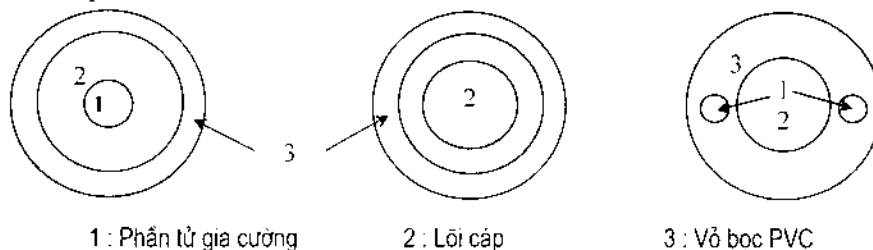
Hình 8. 22. Cấu trúc lõi cáp có ống lồng một sợi

Bảng 8.3. Các đặc tính của vật liệu chất dẻo dùng trong cáp sợi quang

Vật liệu	Lực căng dãn (kG/mm^2)	Độ giãn khi phá huỷ cáp (%)	Modul Young ($\text{kG/mm}^2 \times 10^2$)	Hệ số giãn nở nhiệt ($10^{-6}/^\circ\text{C}$)
Sợi quang	500	5	71	0,05
Nylon	5,6 - 6,5	300	1,3 - 2,4	20
PE Mật độ cao	2,1 - 3,8	15 - 100	0,4 - 0,7	11 - 13
PE Mật độ thấp	0,7 - 1,4	90 - 650	0,1 - 0,24	10 - 22
Polyethylene	3,3 - 4,2	200 - 700	1,1 - 1,4	8 - 9,5
PVC	0,7 - 0,24	200 - 400	0,1	7 - 21
FEP	2 - 3,2	250 - 330	0,35	8,3 - 10,5
PBT	~ 6	200	2,5	6 - 9

b) Thành phần gia cường

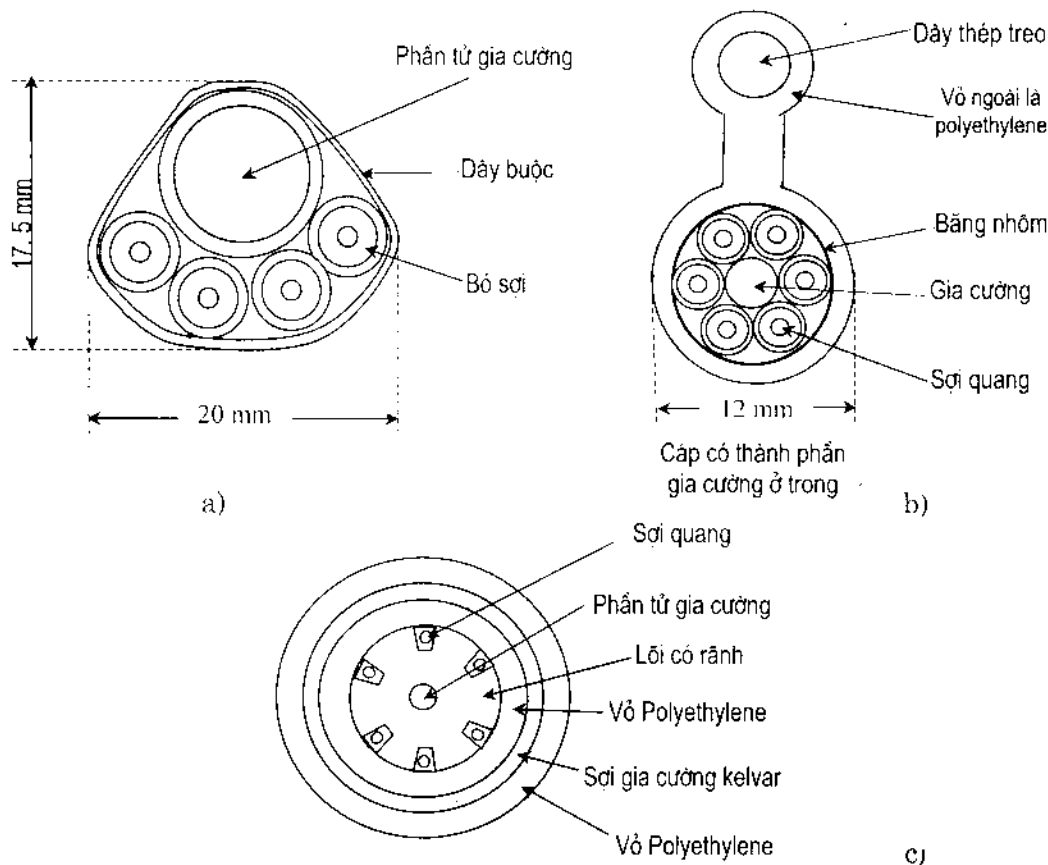
Thành phần gia cường của cáp là các phần tử tạo cho cáp có lực cơ học cần thiết để chịu được sức căng và co, *đặc biệt là bảo đảm tính ổn định nhiệt cho cáp*. Các vật liệu có modul Young cao thường được sử dụng làm thành phần gia cường. Thành phần gia cường có thể là kim loại hoặc phi kim loại. Nó có thể được đặt ở tâm cáp (vị trí 1) hay là vòng xuyên chỗ có đánh dấu thủng ở xung quanh hoặc là hai dây gia cường song song ở hai bên cáp.



Hình 9.23. Các thành phần cơ bản của cáp quang và sự sắp xếp khác nhau của thành phần gia cường (diện tích đánh dấu đậm) trong cáp quang

c) Vỏ cáp

Vỏ cáp sợi quang có chức năng bảo vệ cáp và quyết định đến tuổi thọ của cáp.



Hình 8.24. Một số hình dạng cáp quang treo tự chịu lực

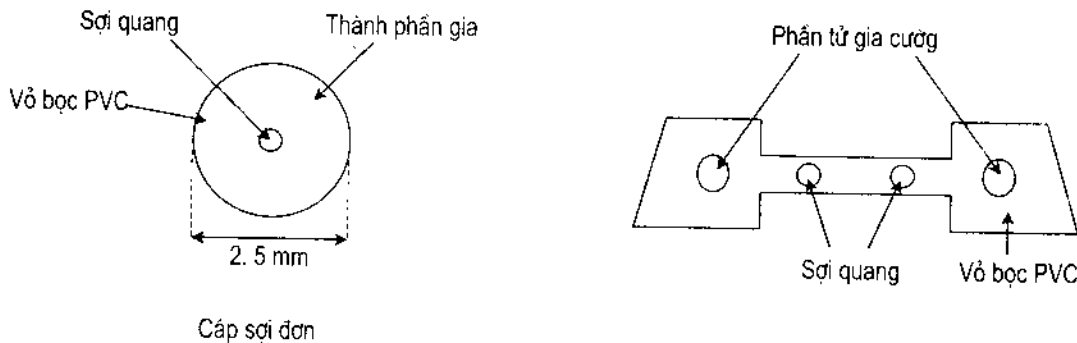
Vật liệu chế tạo ra lớp vỏ cáp bọc ngoài thường là pô-ly-vi-ni-clo-rit (PVC), pô-ly-ê-thy-len và pô-ly-u-re-thane. Trong các vật liệu này, PVC có các đặc tính cơ học tốt, rất mềm dẻo và chậm bắt lửa, nhưng lại dễ hút ẩm. Pô-ly-ê-thy-len có độ hút ẩm thấp hơn PVC khoảng 100 lần, có đặc tính cơ học và hoá học cao nhưng lại dễ cháy và ít mềm dẻo hơn PVC. Pô-ly-ê-thy-len có độ ma sát thấp cho nên rất phù hợp cho cáp kéo trong ống. Còn pô-ly-u-re-thane thường làm vỏ bọc trong của cáp vì nó rất mềm: nó không được sử dụng làm vỏ bọc ngoài vì có hệ số ma sát cao, các đặc tính cơ học thấp. Vỏ bọc kim loại thường dùng cho các loại cáp chôn trực tiếp để bảo vệ chống các ứng suất cơ học, gặm nhấm, chống sự phá huỷ của côn trùng và các sinh vật.

8.8.3 Các loại cáp và ứng dụng

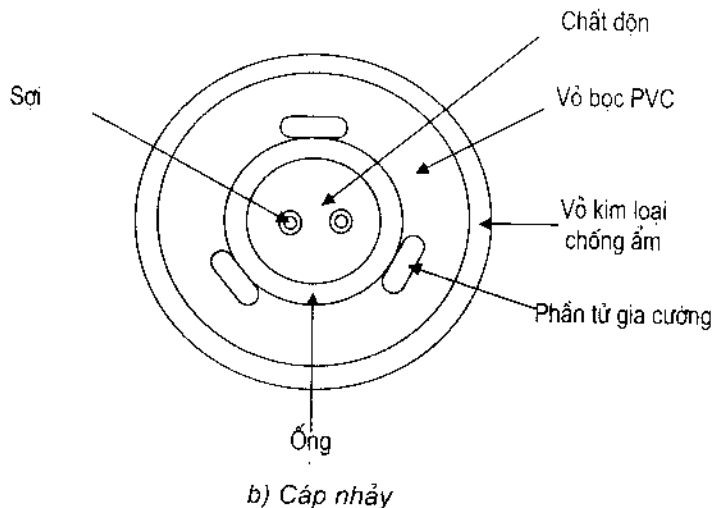
Có các loại cáp sau đây: cáp treo, cáp kéo trong ống, cáp chôn trực tiếp, cáp trong nhà và cáp nhảy và cáp nhậm nước và cáp thả biển.

• Cáp treo

Cáp treo có thể có cấu tạo ôm sát vào thành phần gia cường kim loại hoặc phi kim loại độc lập, hoặc dưới dạng tự chịu lực. Cáp treo có hình dạng như Hình 8.24.



a) Cáp sử dụng trong nhà



b) Cáp nhảy

Hình 8.25. Một số cấu trúc cáp trong nhà a) và cáp nhảy b).

- Cáp kéo trong ống
- Cáp đặt trong nhà và cáp nhảy (Hình 8.25)

Các loại cáp này có kích thước bên ngoài nhỏ, mềm dẻo, cho phép uốn cong, dễ dàng thao tác và hàn nối, chống gặm nhấm tốt, không dẫn lửa, không phát ra khí độc trong phòng.

- Cáp chôn trực tiếp

Chúng có hình dạng như hình (8.26). Chúng thường được mạ kẽm. Loại cáp này phải bảo đảm các đặc tính sau đây: Tính chống ẩm và chống thấm nước tại các vùng có áp suất đặc biệt lớn, có khả năng chống sự dẫn nước dọc theo cáp. Có khả năng chịu được sự kéo khi lắp đặt và sửa chữa cáp, chống lại được các áp lực thống kê. Cho khả năng hàn nối sửa chữa dễ dàng, có cấu trúc tương thích với cáp đặt trên đất liền.

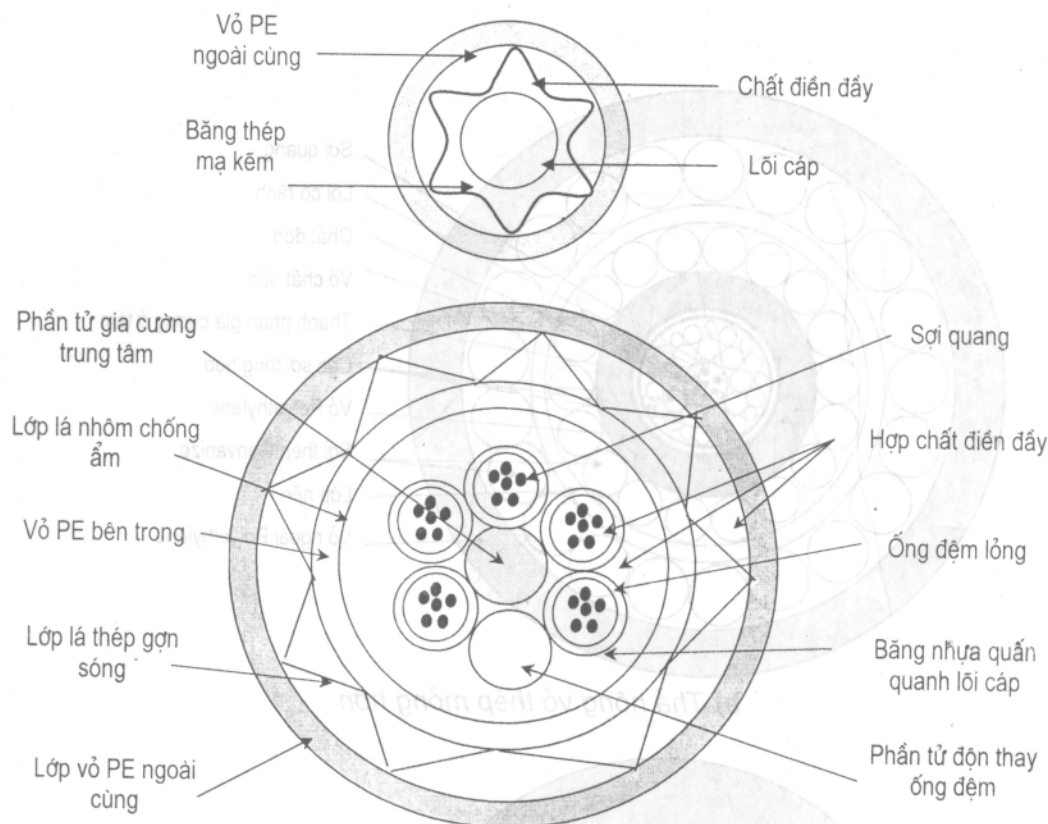
Bảng 8.4 Các đặc tính của cáp thả biển được dùng phổ biến

(theo CCITT SG.XV.WP/5. COM XV-R)

Số sợi	No.1	No.2	No.3	No.4	No.5	No.6
Loại sợi	G.652	G.652	G.652	G.652	G.652	G.652
Vùng bước sóng (nm)	1300	1300	1300	1300	1300	1300
	1550	1550	1550		1550	
Số sợi (max)	6 max	6-12 max	2- 12 max	6 max	2-12	6 max
Độ sâu max (m)	8000	8000	8000	8000	max	2500
Cấu trúc cáp	Bọc	Bọc	Bọc	Bọc	7500	Bọc
	chặt	chặt	chặt	lỏng	Bọc	lỏng
Đường kính cáp (mm)	22	24	21	25	chặt	31
					26,2	
Lực căng (KN)	100	120	107	140	160	150
Trọng lượng (kg/m):						
-Trong không khí	1,0	0,9	0,83	1,17		2,2
-Trong nước	0,5	0,45	0,49	0,64	1,29	1,3
					0,74	
Modul phá huỷ cáp (kG/mm ²)	20,4	27,2	22,3	22,3	22,1	11,8
Chất làm đầy	Chất dẻo	Chất dẻo	Chất dẻo	mỡ	Silicon	mỡ
Trở kháng nguồn nuôi (Ω/km)	0,72	0,72	0,72	0,6	0,7	0,5

- Cáp ngậm nước và thả trong nước biển có hình dạng như hình 8.27

Cấu trúc của cáp thả biển đòi hỏi rất phức tạp, đòi hỏi nhiều yêu cầu còn khắt khe hơn loại cáp ngậm nước ở trên nhiều lần. Một số thông số của cáp thả biển có thể xem trong bảng 8.4.

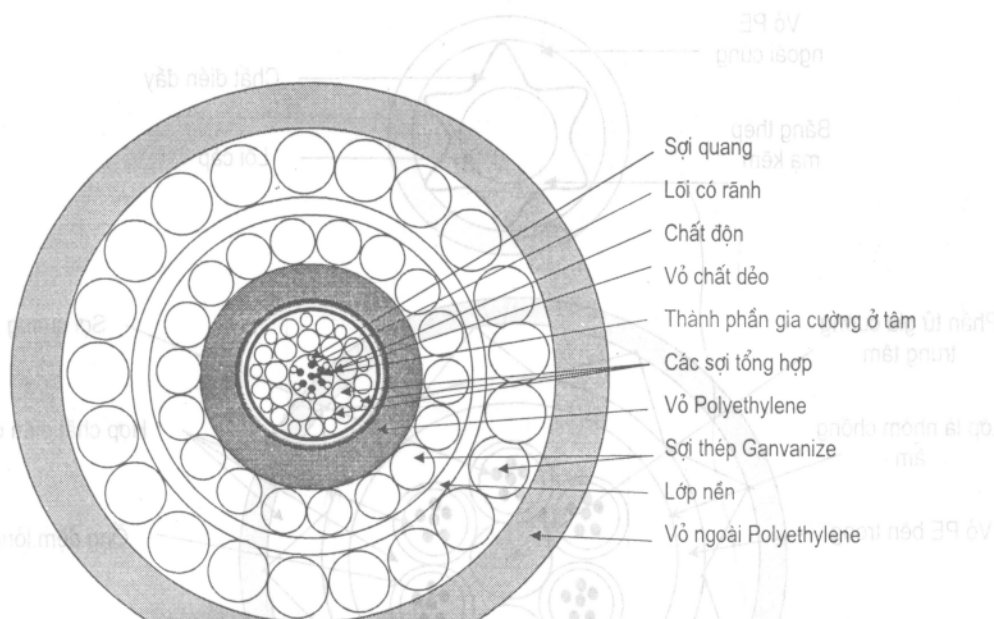


Hình 8.26. Mặt cắt của cáp sợi quang chôn trực tiếp

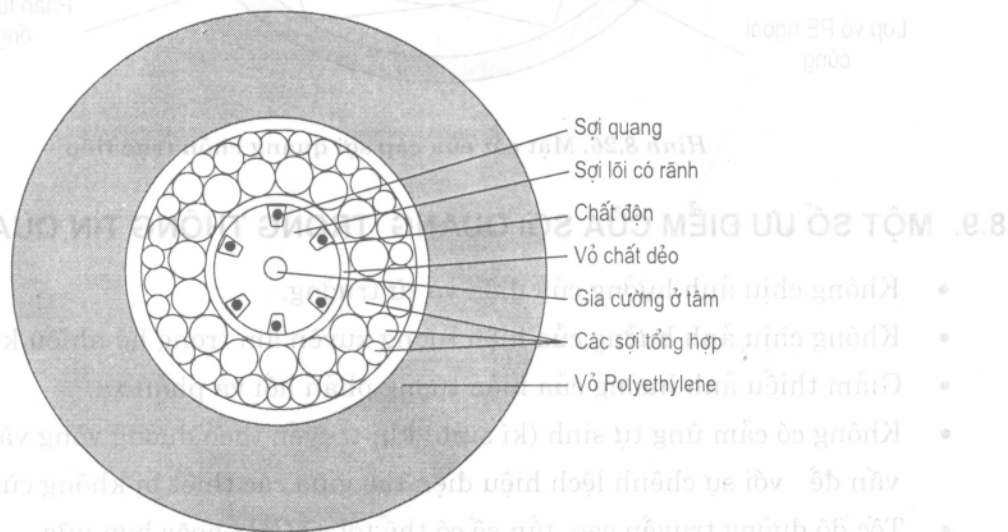
8.9. MỘT SỐ ƯU ĐIỂM CỦA SỢI QUANG TRONG THÔNG TIN QUANG

- Không chịu ảnh hưởng của điện và từ trường.
- Không chịu ảnh hưởng của hiện tượng xuyên âm trong hệ nhiều kênh.
- Giảm thiểu ảnh hưởng của hiện tượng phản hồi và phản xạ.
- Không có cảm ứng tự sinh (kí sinh) khi truyền theo đường vòng và không gặp vấn đề với sự chênh lệch hiệu điện thế giữa các thiết bị không cùng loại.
- Tốc độ đường truyền cao, tần số có thể tới cỡ GHz hoặc hơn nữa.
- Có thể truyền tín hiệu đa hài với nhiều giá trị trung bình.
- Giảm chi phí trong truyền dẫn tín hiệu, năng lượng tiêu thụ thấp.

- Có tính bảo mật cao.
- Tránh được rủi ro về điện và không gặp phải hiện tượng hồ quang và các hiện tượng do tĩnh điện gây ra.



a) Thả nông vỏ thép mỏng hơn



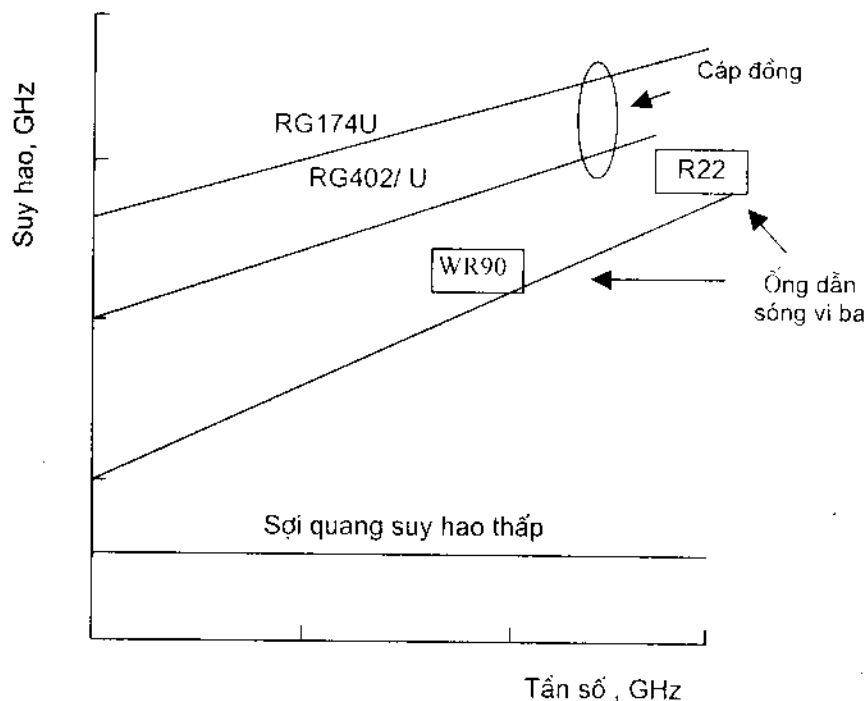
b) Thả sâu có vỏ dày hơn

Hình 8.27. Cấu trúc và mặt cắt ngang của một số cáp thả biển ở các độ sâu khác nhau

- Có khả năng chống chịu cao với các ảnh hưởng của môi trường bên ngoài như độ ẩm, nhiệt độ, sét.

- Nhỏ, nhẹ, dễ thao tác trong lắp đặt và sửa chữa hơn so với cáp điện.

Hình 8.28 .Biểu thị các giá trị suy hao của một số loại cáp như cáp đồng trục, ống dẫn sóng vi ba , ống dẫn sóng dải phẳng và sợi quang suy hao thấp.



Hình 8.28. So sánh về suy hao giữa các đường truyền bằng cáp đồng , vi ba và cáp quang ở các tần số khác nhau

Với các ưu điểm trên sợi quang có ưu thế lớn và sẽ giữ vai trò đặc biệt trong hệ thống thông tin quang hiện nay và trong tương lai.

Chương 9

KHUẾCH ĐẠI QUANG, BỘ GHÉP GIẢI KÊNH WDM, BỘ BIẾN ĐIỀU QUANG VÀ MỘT SỐ LINH KIỆN KHÁC SỬ DỤNG TRONG THÔNG TIN QUANG

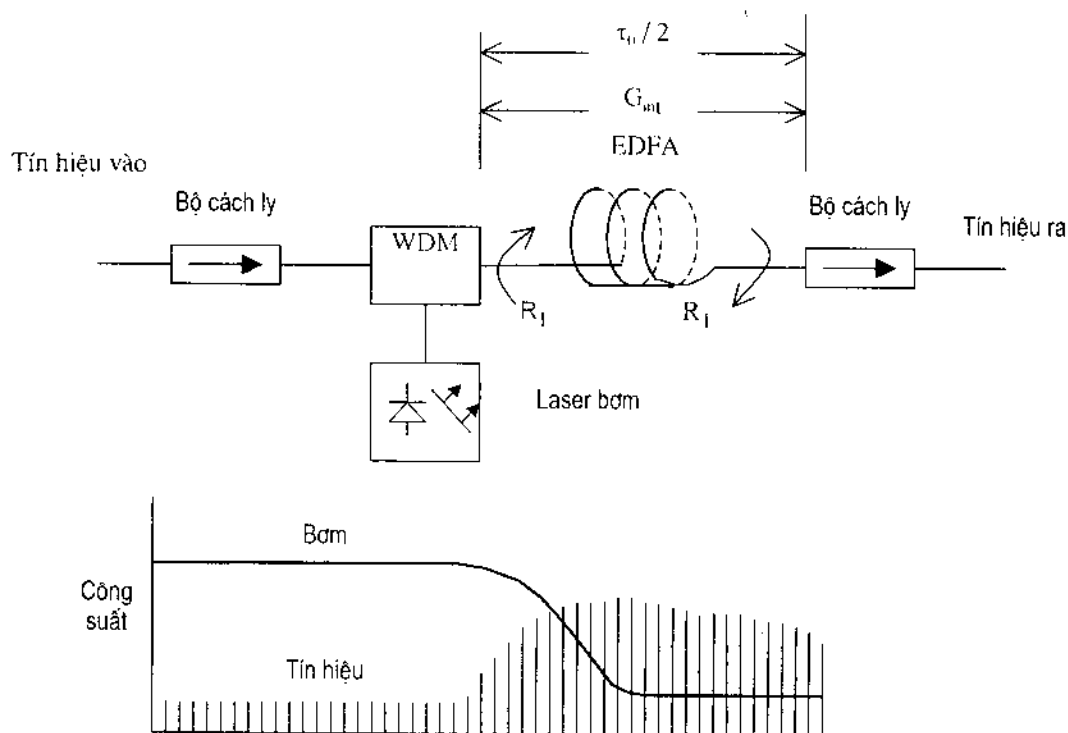
Đến đây về cơ bản cuốn sách đã trình bày những vấn đề chính về vật liệu và linh kiện quang điện tử bao gồm linh kiện phát quang, sợi quang -kênh truyền dẫn tín hiệu quang và linh kiện thu trong thông tin quang. Tuy nhiên nếu khảo sát một cách kĩ hơn chúng ta sẽ thấy họ linh kiện quang điện tử còn có một số họ linh kiện quang điện tử khác chưa trình bày trong các chương trước song nó cũng giữ vai trò rất quan trọng: đó là họ linh kiện khuếch đại tín hiệu quang, họ linh kiện ghép/ giải kênh (còn được gọi là bộ ghép/ giải kênh), họ linh kiện biến điệu tín hiệu quang, họ linh kiện kết nối tín hiệu quang, họ linh kiện đóng ngắt tín hiệu quang, họ linh kiện lọc và ngăn cách tín hiệu quang...Chương này sẽ trình bày thêm một cách rất tóm tắt về một số họ linh kiện quang điện tử đã nêu để người đọc có khái quát chung về các loại linh kiện quang điện tử trong hệ thống thông tin quang nói chung.

9. 1. KHUẾCH ĐẠI QUANG SỢI PHA NGUYÊN TỬ ĐẤT HIẾM ERBIUM

Năm 1989 các thí nghiệm đầu tiên với khuếch đại quang sợi pha đất hiếm ((Erbium Doped Fiber Amplifier -EDFA) được lắp đặt thử nghiệm thành công trong trạm lặp ở hệ thống truyền dẫn quang thực tế. Với hệ số khuếch đại cao ($G>40\text{dB}$), công suất trung bình có giá trị cao ($P>100\text{mW}$) và mức nhiễu lý tưởng của EDFA, khuếch đại quang EDFA đã khẳng định được chỗ đứng với những ưu việt hơn hẳn so với các khuếch đại thông thường khác. EDFA có thể được sử dụng như là bộ khuếch đại công suất để khuếch đại công suất phát quang, sử dụng trong trạm lặp để khuếch đại tín hiệu quang đã suy yếu, dùng làm bộ tiền khuếch đại trong bộ thu tín hiệu quang, góp phần nâng cao độ nhạy của bộ thu. Các thành công thu được từ các hệ thống thực nghiệm khuếch đại quang và việc sử dụng khuếch đại quang ở các trạm lặp trong cáp quang dưới biển đã cho thấy lợi ích thực tiễn và khả năng tiềm tàng to lớn của khuếch đại quang trong hệ thống thông tin quang tương lai. Chính vì vậy các nghiên cứu về EDFA đã và đang rất được quan tâm đẩy mạnh hiện nay.

9.1.1. Cấu trúc của khuếch đại quang sợi pha tạp Erbium

Khuếch đại quang sợi pha nguyên tử pha tạp chất Erbium (Er) là mạch điện có 4 cổng : 2 cổng ở lối vào và 2 cổng ở lối ra. Chức năng chính của EDFA là phải khuếch đại tín hiệu quang sau khi tín hiệu quang truyền qua EDFA.

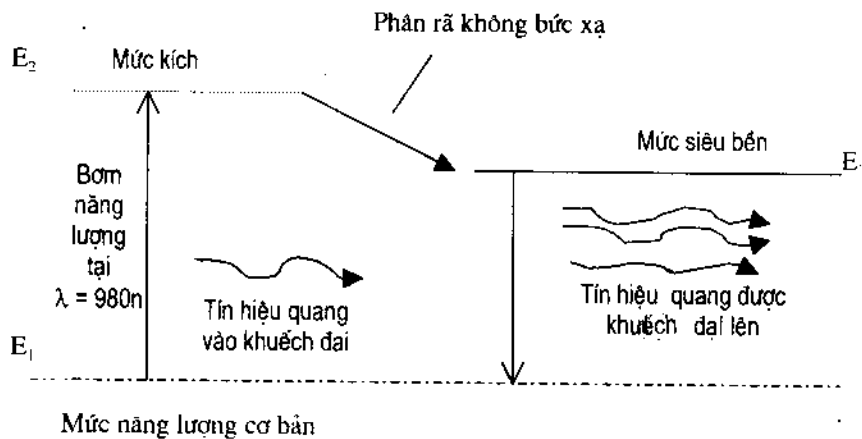


Hình 9.1 Cấu tạo của bộ khuếch đại quang sợi pha tạp đất hiếm (EDFA) (phía trên) và công suất bơm, công suất tín hiệu (phía dưới)

Cấu trúc và các thành phần cơ bản của EDFA được thể hiện ở Hình 9.1. Các thành phần chính bao gồm sợi quang được pha nguyên tử tạp chất Erbium (Er) có chiều dài bằng hoặc hơn 10 mét, laser bơm, bộ ghép bước sóng WDM và các bộ cách ly quang. Để có được khuếch đại, phải cung cấp năng lượng quang được gọi là năng lượng bơm. Công suất quang từ nguồn bơm này có bước sóng 980nm hoặc 1480nm hoặc các bước sóng gần đó. Công suất bơm tiêu biểu từ 10mW tới 100mW. Bộ ghép bước sóng WDM thực hiện ghép ánh sáng tín hiệu và ánh sáng bơm vào sợi pha tạp erbium, hoặc trong vài trường hợp nó lại tách các tín hiệu này. Các bộ cách ly có tác dụng làm giảm ánh sáng phản xạ từ hệ thống, chẳng hạn như phản xạ Rayleigh từ các bộ nối quang, hoặc phản xạ từ các linh kiện khác.

Sợi quang pha tạp Erbium (Erbium Doped Fiber- EDF) là thành phần quan trọng nhất của EDFA. Loại sợi này được gọi là sợi tích cực. Các ion Er được nằm ở vùng trung tâm lõi của sợi quang, vùng này được pha tạp từ 100 ÷ 2000ppm Erbium. Các sợi EDF thường có lõi nhỏ hơn và có khẩu độ số NA cao hơn so với các giá trị của sợi đơn mode tiêu chuẩn. Ngoài việc pha tạp Er vào trong vùng lõi, cấu trúc và các thông số của EDF gần giống với cấu trúc của sợi đơn mode tiêu chuẩn.

Do lõi sợi nhỏ hơn và khẩu độ số NA cao hơn sợi tiêu chuẩn, việc hàn nối trong quá trình lắp ráp các bộ khuếch đại quang sợi thực tế là một vấn đề phức tạp cần được lưu ý. Cấu trúc sợi pha tạp Erbium có NA cao cho ta tạo ra được EDFA có đặc tính khuếch đại hiệu quả cao. Tuy nhiên, cấu trúc EDFA như vậy sẽ giảm đường kính trường mode và dẫn tới tăng suy hao hàn nối giữa sợi tích cực và sợi truyền dẫn thụ động. Để khắc phục điều này, trong thực tế, một vài kỹ thuật đã được sử dụng như khuếch tán vật liệu pha tạp trong sợi thông qua quá trình xử lý nhiệt TEC (Thermally expanded Core), hoặc vuốt thon đường kính sợi theo một tỷ lệ lõi vỏ phản xạ là hằng số...



Hình 9.2 Sơ đồ 3 mức năng lượng trong sợi quang pha tạp Erbium và nguyên lý chuyển rời mức phát ra photon tạo ra khuếch đại

9.1.2. Nguyên lý hoạt động của EDFA

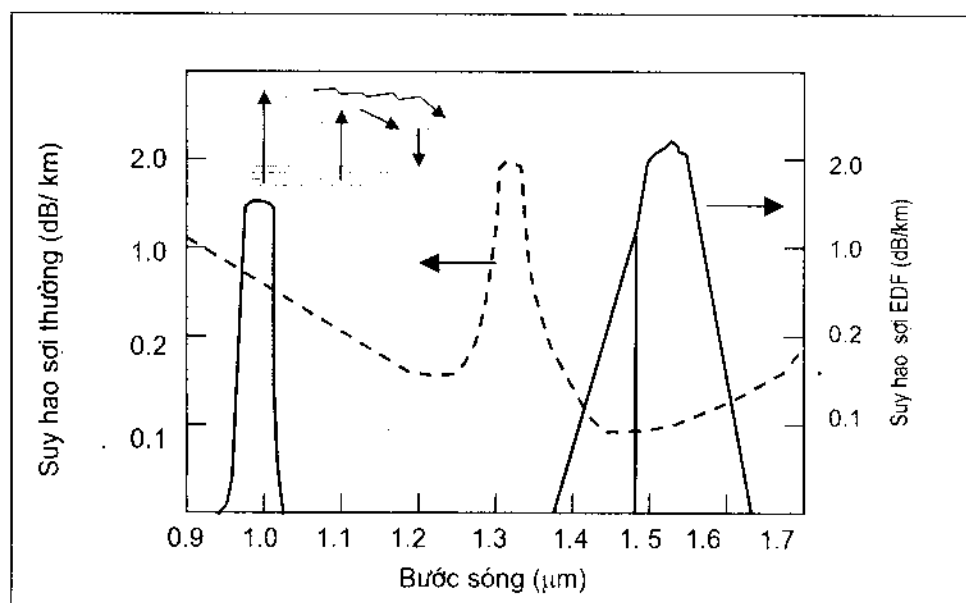
Trong sợi quang pha tạp (EDF), các nguyên tử Erbium có hóa trị ba E_r^{3+} là các phần tử tích cực trong bộ khuếch đại có vai trò khuếch đại ánh sáng. Năng lượng và sự chuyển mức năng lượng quang có liên quan tới các ion Erbium hóa trị ba được mô tả trong Hình 9.2.

Hình 9.3 biểu diễn đường cong suy hao của sợi quang dùng làm khuếch đại so sánh với sự suy hao của sợi quang truyền dẫn thông thường. Hấp thụ quang của sợi quang truyền dẫn thông thường có độ lớn cỡ 0,2 dB/km tại bước sóng 1550 nm trong khi đó hấp thụ quang của sợi quang dùng làm khuếch đại là 2 dB/km tại xung quanh bước sóng 1530 nm. Như vậy việc hấp thụ các photon để tạo ra đảo mật độ cư trú các hạt tải có thể thực hiện được trong sợi quang pha tạp. Như Hình 9.3 về hấp thụ của sợi quang dùng làm khuếch đại có thể bơm tại một vài bước sóng ví dụ ở 980 nm, 1480 nm và 1530 nm là có hiệu quả nhất.

Từ hình 9.2 ta có thể thấy các ion Erbium được bơm từ mức E_1 lên mức E_2 qua việc hấp thụ photon từ nguồn bơm (thí dụ với bước sóng là 1480nm). Từ mức E_2 các ion

Erbium sẽ chuyển dời không bức xạ xuống mức E_3 . Nếu thời gian sống của các ion Erbium ở trạng thái kích thích E_3 là đủ lớn ($\sim 10\text{ms}$) thì nghịch đảo độ tích lũy giữa mức E_3 và E_1 được tạo nên. Các ion trên mức E_3 sẽ nằm chờ bức xạ kích thích để sẵn sàng phát ra photon mới. Khi chưa có photon đi vào lõi vào bộ khuếch đại, các ion Erbium từ E_3 có thể tự nó chuyển về trạng thái cơ sở E_1 kèm theo sự phát xạ ra các photon. Các photon này là kết quả của phát xạ photon tự phát, đó là sự phân rã tự nhiên của các ion trên trạng thái kích thích khi chưa có bất cứ loại tương tác nào.

Khi có bức xạ cưỡng bức, trong trường hợp này là khi có mặt photon kích thích đi từ lõi vào vào khuếch đại EDFA, các photon này tương tác với các ion Er nằm trên mức năng lượng E_3 làm cho các ion Er nhảy xuống mức năng lượng cơ bản E_1 và quá trình bức xạ photon cưỡng bức cũng đồng thời xảy ra. Photon phát ra có pha và hướng



Hình 9.3. Đường cong suy hao của sợi quang ứng với mũi tên bên trái (đường đứt nét) và độ lớn suy hao của sợi quang EDF ứng với trục bên phải (đường liền nét)

giống với photon lõi vào và có cường độ tỷ lệ với cường độ của photon lõi vào. Quá trình bức xạ kích thích do tương tác của các photon đi từ lõi vào đến đã tạo ra một số lượng lớn các photon mới dội ra. Kết quả là tín hiệu quang được tăng lên nhiều ở lõi ra và quá trình khuếch đại trong EDFA đã xảy ra.

Các ion Er đã được kích thích nằm trên mức E_3 mà không tương tác với ánh sáng đi từ đầu vào đến chúng có thể phân rã tự phát (SE - Spontaneous Emission) với pha và hướng ngẫu nhiên. Thường có khoảng ít hơn 1% độ lớn phát xạ tự phát được giữ lại bởi mode sợi quang và nó trở thành một nguồn nhiễu quang gây nên sự bất lợi. Nhiễu này sẽ được khuếch đại và tạo ra bức xạ tự phát được khuếch đại (Amplified Spontaneous Emission - ASE). ASE làm suy giảm tỷ số tín hiệu trên nhiễu của tín hiệu qua bộ khuếch đại.

9.1.3. Một số tính chất và tham số đặc trưng của EDFA

Hệ số khuếch đại, công suất bão hòa và nhiễu khuếch đại là những đặc tính quan trọng nhất của EDFA khi sử dụng trong các hệ thống thông tin quang. Mô hình lý thuyết của EDFA dựa trên sơ đồ 3 mức như trên Hình 9.2 thường được sử dụng để giải thích khá đúng tính chất của EDFA. Mô hình này cũng dùng để phân tích thiết kế tối ưu cho bộ EDFA. Tốc độ để đưa các ion Er chuyển lên trạng thái kích thích thì tỷ lệ thuận với cường độ tín hiệu bơm, tức là công suất bơm trên một đơn vị diện tích. Cần tối ưu hóa tốc độ bơm các ion Erbium lên mức trên. Qua tính toán từ hệ EDFA cho thấy rằng yêu cầu trên được thực hiện khi tăng độ chênh lệch chiết suất giữa lõi và vỏ sợi, và giảm kích thước lõi sợi quang pha tạp Er. EDFA thường được sử dụng với độ chênh lệch chiết suất cỡ 0,04 (lớn hơn 10 lần so với tiêu chuẩn sợi quang bình thường) và đường kính lõi là 2 μm (nhỏ hơn 4 lần). Nồng độ Er và việc lựa chọn các nguyên tố khác nhau đưa thêm vào lõi sợi cũng rất quan trọng. Chẳng hạn khi trộn thêm nhôm (Al) vào lõi thì phổ khuếch đại sẽ phẳng và rộng hơn. Nồng độ của Er càng cao thì độ khuếch đại của sợi Er trên một đơn vị độ dài càng lớn. Tuy nhiên nếu nồng độ Er cao quá (trên 10^{10}cm^{-3}) thì các ion Er sẽ kết thành từng đám (cluster) năng lượng truyền giữa các ion sẽ giảm rõ rệt, từ đó khả năng khuếch đại của sợi sẽ giảm theo. Hệ số khuếch đại của khuếch đại quang không phụ thuộc vào độ phân cực của tín hiệu tới do tính đối xứng tròn của sợi và sự định hướng ngẫu nhiên của ion Er trong sợi.

a) Công suất và bước sóng bơm trong EDFA

Chỉ có một vài vùng bước sóng bơm cho phép kích thích các ion Erbium. Đặc tính khuếch đại của sợi EDF được bơm ở mỗi vùng bơm được nghiên cứu dưới dạng hệ số khuếch đại, tỷ lệ mật cắt ngang bức xạ kích thích bơm và mật cắt ngang hấp thụ bơm. hiệu suất biến đổi công suất và các đặc tính nhiễu. Một số tác giả đã nghiên cứu tính phụ thuộc của khuếch đại tín hiệu vào công suất bơm. Hệ số khuếch đại lúc ban đầu tăng mạnh theo hàm mũ cùng với sự tăng của công suất bơm và sau đó giảm xuống khi công suất bơm vượt quá một giá trị nào đó. Bước sóng bơm 1480nm thường được dùng trong EDFA vì một số lý do như sau:

- Tính sẵn có của công suất bơm cao trong các diốt laser bán dẫn hoạt động tại bước sóng này.
- Hiệu suất công suất tốt vì có sự khác nhau nhỏ giữa bước sóng 1480nm và bước sóng hoạt động tại 1550nm.
- Khi bơm cho EDFA từ xa, suy hao sợi sẽ thấp hơn.
- Phổ hấp thụ băng rộng yêu cầu tính chính xác về bước sóng laser bơm ít nghiêm ngặt hơn.

Bước sóng bơm 980nm cho ra đặc tính nhiễu của EDFA tốt hơn, khuếch đại tín hiệu trong các hệ thống nhiều kênh quang ít bị méo hơn, và thiết bị này ít phụ thuộc vào nhiệt độ hơn so với bước sóng bơm 1480nm, tuy nhiên nó cũng yêu cầu tính chính xác về bước sóng bơm chặt chẽ hơn. Nhìn chung, bơm ở 980nm có hiệu quả hơn bơm ở

1480nm, và ta có thể xây dựng được bộ EDFA có khuếch đại cao với độ dài EDF ngắn hơn bằng việc sử dụng bước sóng bơm 980nm. Sự khác nhau giữa hai bước sóng là do trong thực tế phần cắt ngang phổ hấp thụ bơm ở vùng 980nm là hẹp, nhưng ở vùng 1480 nm lại rộng.

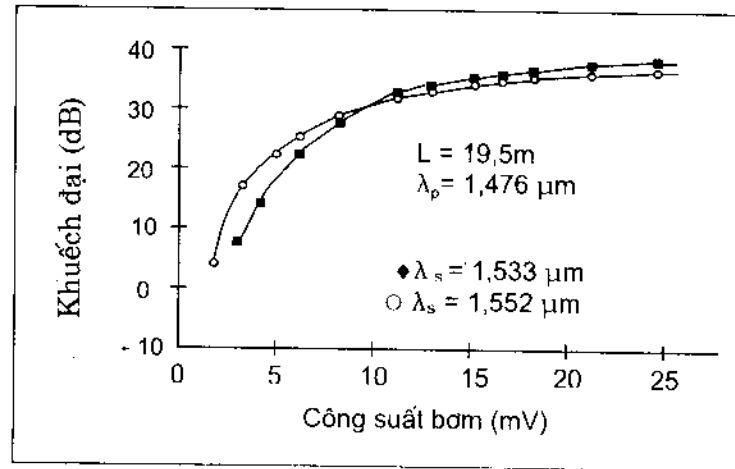
b) Độ khuếch đại trong EDFA

Xác định độ khuếch đại trong bộ khuếch đại quang sợi là một quá trình phức tạp. Để thu được độ khuếch đại thực của bộ khuếch đại, cần phải xác định được tiết diện ngang của bức xạ kích thích và tiết diện ngang hấp thụ. Các mặt cắt ngang có thể được xác định bằng thực nghiệm qua việc đo huỳnh quang và hấp thụ của một đoạn ngắn sợi quang. Các tiết diện cắt ngang bức xạ và hấp thụ là các tham số cơ bản quan trọng của sợi EDF. Tuy nhiên ở đây chúng ta không bàn về vấn đề này. Các kết quả nghiên cứu thu được đã chỉ ra rằng các thông số này phụ thuộc vào bước sóng. Có thể xác định được độ khuếch đại thực của bộ khuếch đại quang sợi phụ thuộc vào mức biến đổi trung bình của tích lũy ion Er . Mức nghịch đảo trung bình được thiết lập bằng các mức bơm và tín hiệu. Khi khẩu độ số của sợi quang tăng sẽ làm tăng hệ số giam Γ_s , điều này dẫn tới cải thiện độ khuếch đại tín hiệu nhỏ. Chính vì vậy khẩu độ số NA của EDF thường là cao, có giá trị từ 0,2 đến 0,4.

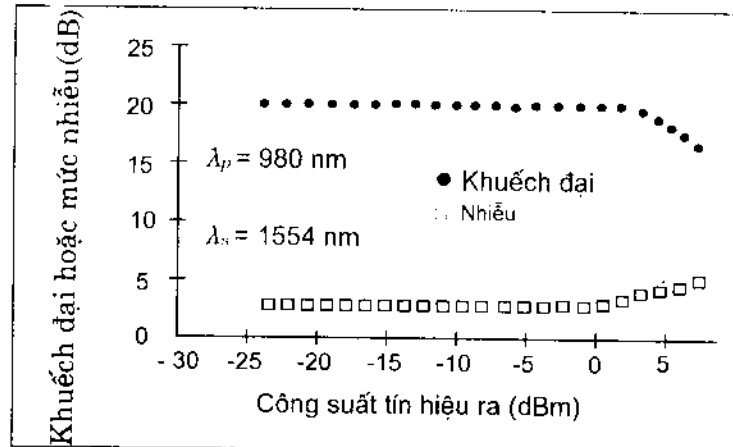
❖ Khuếch đại tín hiệu nhỏ

Thông thường, khi bộ khuếch đại hoạt động ở một khoảng tín hiệu nhỏ trong một vùng tuyến tính xác định nào đấy thì người ta coi và hiểu đó là độ khuếch đại tín hiệu nhỏ. Độ tuyến tính có thể không phụ thuộc vào mức công suất tín hiệu quang tại mức bơm đã cho. Giá trị độ lớn của vùng khuếch đại tín hiệu nhỏ có thể được ước tính bằng nhiều đầu vào hiệu dụng $P_{in,eff}$ của bộ khuếch đại. Nó có giá trị cỡ $P_{in,eff} \sim 2h\nu B_s$, đối với $\lambda = 1550nm$, ở đây $h\nu$ là năng lượng photon và B_s là băng tần quang của bộ khuếch đại quang. Nhiều hiệu dụng đầu vào được khuếch đại lên qua bộ khuếch đại sẽ xuất hiện ở đại lượng công suất nhiều đầu ra của bộ khuếch đại. Thông thường công suất tín hiệu đầu vào lớn một cách đáng kể so với công suất nhiều đầu vào. Chứng nào công suất tín hiệu đầu vào mà lớn so với giá trị giá trị công suất nhiều ($P_{in,eff}$) thì ảnh hưởng của nhiễu lên bộ khuếch đại sẽ không lớn, và bộ khuếch đại sẽ hoạt động trong vùng tín hiệu nhỏ.

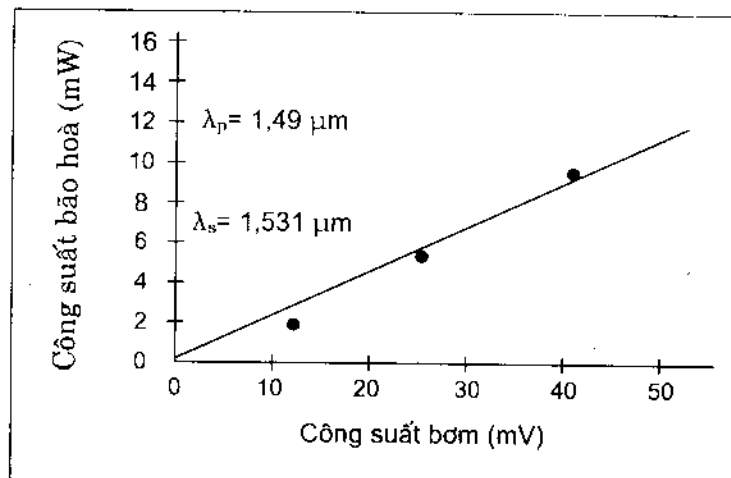
Độ khuếch đại đối với hai tín hiệu quang có bước sóng khác nhau được biểu thị ở hình 9.4 a) như là một hàm của công suất đầu vào và công suất bơm ở bước sóng 1476nm với chiều dài sợi EDF là $L = 19.5m$. Đường cong này có thể giúp ta phân biệt được vùng công suất đầu vào tín hiệu nhỏ. Hình 9.4.b) biểu thị độ khuếch đại và mức nhiễu phụ thuộc vào công suất tín hiệu ra của EDFA với bước sóng bơm 980 nm và bước sóng tín hiệu là 1554 nm. Tại giá trị khuếch đại khoảng 0 dBm thì hệ số khuếch đại bắt đầu giảm và lúc này nhiễu cũng bắt đầu tăng. Hình 9.4.c) biểu thị công suất bão hòa (giảm đi 3 dB so với giá trị tại tín hiệu nhỏ) phụ thuộc vào công suất bơm vào khuếch đại tại hai bước sóng bơm và tín hiệu như trên hình. Vùng khuếch đại bão hòa của EDFA là một tham số quan trọng. Công suất tín hiệu ở đầu ra bộ khuếch đại



a)



b)



c)

Hình 9.4. Hệ số khuếch đại phụ thuộc vào công suất bơm a),
 hệ số khuếch đại và nhiễu phụ thuộc vào mức công suất tín hiệu ra b),
 công suất bão hoà phụ thuộc vào công suất bơm c)

quang là một thông số có liên quan tới các cự ly truyền dẫn và cự ly khoảng lặp của hệ thống truyền dẫn đường dài, và nó làm tăng đầu ra trong cấu hình phân bố sợi quang. EDFA thường hoạt động tại các mức tín hiệu đầu vào đủ lớn. Khi sự bão hòa độ khuếch đại xuất hiện thì công suất tín hiệu tăng nhưng sự khuếch đại lại có xu hướng giảm. Độ khuếch đại của bộ khuếch đại quang có thể được viết dưới dạng ẩn của tỷ số công suất quang đầu ra P_{out} với công suất bão hòa P_{sat} như dưới đây:

$$G = G_0 \exp \left[(1 - G) \frac{P_m}{P_{sat}} \right] = G_0 \exp \left[- \frac{G - 1}{G} \frac{P_{out}}{P_{sat}} \right] \quad (9.1)$$

ở đây P_{out} là công suất tại đầu ra, G_0 là độ khuếch đại tín hiệu nhỏ như đã đề cập ở trên, P_{sat} là công suất bão hòa tại bước sóng xác định. Giá trị của nó được xác định ở vị trí mà độ khuếch đại tín hiệu nhỏ khi chưa bão hòa giảm đi 3 dB.

❖ Độ nghiêng khuếch đại

Trong các hệ thống ghép kênh theo bước sóng WDM với cự ly xa, phổ khuếch đại của bộ khuếch đại quang phải duy trì phẳng để tránh sự trội lên về công suất của một kênh nào đó. Đối với bộ khuếch đại có phổ được giãn đều, độ nghiêng khuếch đại cần không thay đổi với công suất đầu vào. Ngoài độ nghiêng khuếch đại, một khái niệm khác nữa cũng được quan tâm ở đây là độ dốc khuếch đại. Cần phải phân biệt giữa độ dốc khuếch đại tĩnh và độ dốc khuếch đại động. Điểm khác nhau giữa độ dốc khuếch đại tĩnh và động là do có sự thay đổi về mức nghịch đảo bộ khuếch đại này sinh từ sự thay đổi bước sóng của tín hiệu đầu vào có giá trị bão hòa mạnh.

❖ Phổ khuếch đại của EDFA

Phổ khuếch đại của EDFA có ảnh hưởng quyết định tới băng tần truyền dẫn. Các kết quả nghiên cứu thu được, bằng cách pha tạp nhôm (Al) và photpho (P) trong lõi sợi thủy tinh pha Er^{3+} sẽ có tác dụng mở rộng phổ khuếch đại. Gần đây, người ta cũng tìm thấy rằng, pha tạp Al có thể thu được mức khuếch đại rất cao trong một vùng bước sóng từ 1540nm đến 1560nm. Bằng cách thay đổi vật liệu chủ trong sợi thủy tinh Silica sang thủy tinh Fluoride gốc ZnF_2 và thủy tinh Fluorophosphate cũng hứa hẹn mở rộng và làm phẳng băng tần khuếch đại. Đặc biệt sợi EDF gốc fluoride cho ra được vùng khuếch đại phẳng trong dải bước sóng từ 1530nm đến 1560nm. Ngoài ra, khi tăng độ dài EDF, phổ khuếch đại có thể thu được trong khoảng bước sóng từ 1570nm đến 1620nm.

c) Một số nguồn nhiễu chính trong bộ khuếch đại EDFA

Nhiều có trong tín hiệu khuếch đại quang là một vấn đề quan trọng ảnh hưởng đáng kể tới việc ứng dụng bộ khuếch đại EDFA trong thông tin quang. Các đặc tính nhiễu của EDFA còn đang được nghiên cứu kỹ hơn. Ở đây chúng ta đi qua về nhiễu

quang và nhiễu cường độ. Nhiễu quang có thể được đo bằng máy phân tích phổ quang OSA có bộ lọc hiệu chỉnh. Nhiễu cường độ là sự thăng giáng của đại lượng công suất hoặc dòng điện có liên quan đến tín hiệu quang, nó có băng tần rộng tới cỡ hàng chục GHz.

❖ *Nhiễu quang trong bộ khuếch đại EDFA*

Như đã thảo luận về các ion Erbium trong sợi EDF, các photon được bức xạ tự phát có hướng và pha ngẫu nhiên. Một số các photon bức xạ tự phát được giữ lại ở các mode của sợi quang. Vì các photon được giữ lại này lan truyền dọc theo bên trong của sợi, chúng lại được khuếch đại. Quá trình này sẽ tạo ra bức xạ tự phát đã được khuếch đại lên (ASE). Để xác định được thành phần nhiễu nhỏ nhất của bộ khuếch đại và tính không chắc chắn về tín hiệu đầu ra thoả mãn nguyên lý Heisenberg, công suất nhiễu tối thiểu tại đầu ra bộ khuếch đại $P_{sp,min}$ được xác định như sau:

$$P_{sp,min} = h\nu(G-1)B \quad (9.2)$$

trong đó băng tần B là một nửa của băng tần B_o của bộ khuếch đại quang. Giả thiết rằng tính không chắc chắn theo nguyên lý bất định của tín hiệu bị chi phối bởi quá trình nhiễu nhiệt, G là độ khuếch đại. Giả sử tín hiệu là lớn, công suất nhiễu đầu ra bộ khuếch đại quang có thể đạt được nhỏ nhất sẽ tương ứng với sự khuếch đại của một photon trong băng tần B . Công suất ASE tổng cộng P_{ASE} được lấy trên toàn bộ các mode mà sợi quang đưa ra băng tần B_o có thể xác định như sau :

$$P_{ASE} = m_1 N_{sp} h\nu(G-1)B_o \quad (9.3)$$

ở đây m_1 là số các mode lan truyền của quá trình phân cực, G là độ khuếch đại, kí hiệu $P_{sp} = N_{sp} h\nu(G-1)B_o$ được gọi là công suất bức xạ tự phát của bộ khuếch đại quang, N_{sp} là hệ số bức xạ tự phát.

❖ *Nhiễu cường độ trong bộ khuếch đại EDFA*

Tín hiệu ánh sáng sau khi đến được bộ thu tín hiệu quang sẽ biến đổi thành dòng điện. Dòng quang điện $I_{ph}(t)$ sẽ được sinh ra trong bộ thu tín hiệu quang khi có một lượng công suất quang $P(t)$ tới linh kiện thu tín hiệu quang (photodetector). Chúng ta có thể viết mối quan hệ giữa dòng quang điện sinh ra và công suất quang linh kiện thu như sau (như đã bàn trong chương 7):

$$I_{ph}(t) = \mathcal{R}P(t) \quad (9.4)$$

trong đó $\mathcal{R}$ (A/W) là độ nhạy của linh kiện thu tín hiệu quang ở đây thường là photôdiốt. Như chúng ta đã biết, công suất quang thường dao động quang một giá trị trung bình kéo theo dòng quang điện cũng dao động, như vậy nhiễu cường độ cũng xuất hiện. Nhiễu cường độ là một yếu tố thường nổi trội làm giới hạn đáng kể khả năng thu tách của các hệ thống thông tin quang. Bộ thu tách tín hiệu quang biến đổi nhiễu cường độ trực tiếp thành nhiễu điện. Nhiễu cường độ trong hệ thống thông tin quang thường bao gồm: nhiễu nổ (shot noise), nhiễu phách giữa tín hiệu và bức xạ tự

phát (sau đây gọi đơn giản là nhiễu phách tín hiệu - tự phát), nhiễu phách giữa bức xạ tự phát với bức xạ tự phát (sau đây gọi đơn giản là nhiễu phách tự phát - tự phát), và nhiễu phản xạ. Nhiễu nơ (còn là nhiễu lượng tử) có nguồn gốc do tính biến đổi ngẫu nhiên theo thời gian của các điện tử hoặc các photon tạo nên dòng điện hay dòng quang điện ở lối ra của linh kiện thu. Nhiễu sinh ra từ tín hiệu laser và ASE đều tham gia vào nhiễu lượng tử. Vì tín hiệu quang đi tới linh kiện thu chứa cả nhiễu (biểu thị ở dạng công suất tín hiệu quang và công suất ASE), do vậy, nhiễu lượng tử trong trường hợp này còn có cả nhiễu lượng tử từ bức xạ tự phát đã được khuếch đại lên.

❖ *Nhiễu phách tín hiệu tự phát*

Nhiễu phách tín hiệu - tự phát là do có sự giao thoa giữa tín hiệu quang và bức xạ tự phát đã được khuếch đại (ASE) gây ra sự dao động cường độ. Ta không thể tránh khỏi nhiễu này trong các hệ thống sử dụng EDFA và nhiễu này được coi là thành phần lớn nhất của tổng nhiễu trong các hệ thống thông tin dùng khuếch đại quang. Nhiễu phách này tương tự như ở trong phách hai tần số trong bộ trộn heterodyne để phát ra một tần số khác. Do đặc tính trộn là phụ thuộc phân cực, như vậy thì tín hiệu sẽ có phách với các thành phần ASE có cùng phân cực với tín hiệu. Vì ASE thường là không phân cực, cho nên chỉ có một phần tham gia vào mật độ nhiễu phách tín hiệu- tự phát.

❖ *Nhiễu phách tự phát - tự phát*

Nhiễu phách tự phát - tự phát là phách giữa các thành phần phổ khác nhau của bức xạ tự phát đã được khuếch đại (ASE) và dẫn đến nhiễu cường độ. Vì thế mà toàn bộ phổ ASE sẽ đóng góp vào nhiễu phách cường độ tự phát - tự phát. Nếu như ASE là không phân cực, ASE ở một trong hai phân cực trực giao sẽ đóng góp vào nhiễu phách tự phát - tự phát tổng, ở đây, tổng số các cặp phách có thể sẽ giảm đi khi mà băng tần quang giảm.

❖ *Nhiễu phản xạ -nhiễu giao thoa nhiễu lưỡng*

Trong bộ khuếch đại quang thường có sự phản xạ tại hai đầu sợi EDF. Quá trình này tạo ra sự giao thoa của nhiễu pha laser thành nhiễu cường độ.

d) Một số ưu điểm và ứng dụng điển hình của EDFA

EDFA có rất nhiều ưu điểm như nhiễu thấp, băng tần rộng, công suất cao. Tính hiệu quả kinh tế và đặc điểm của hệ thống sẽ quyết định vai trò của khuếch đại quang được ứng dụng trong các hệ thống đường trục, mạng nội hạt và hệ thống cáp quang biển. Các ứng dụng chính:

❖ *Trong hệ thống đường trục*

Trong hệ thống đường trục, EDFA hoạt động như là bộ khuếch đại công suất ở phía phát (16 dBm) như là bộ tiền khuếch đại ở phía thu để tăng độ nhạy thu (-41dBm). EDFA có thể thay thế trạm lặp thông thường trên đường truyền và có những đặc điểm

sau: EDFA không cần mạch tái tạo thời gian, mạch phục hồi (bộ biến đổi O/E và E/O). Như vậy làm cho hệ thống truyền dẫn trở nên linh hoạt hơn. EDFA có cấu trúc rất nhỏ nên có thể lắp đặt nhiều EDFA trong cùng một trạm. Như vậy tạo điều kiện thuận lợi cho việc lắp đặt cáp nhiều sợi quang. Công suất nguồn nuôi nhỏ cho nên cáp dưới biển sẽ nhỏ và nhẹ hơn thông thường. Giá thành hệ thống được hạ thấp do cấu trúc đơn giản của EDFA cáp có trọng lượng nhỏ, nâng cao khoảng cách trạm lặp và dung lượng truyền dẫn. Như đã biết các kênh hoạt động ở bước sóng 1550nm có thể truyền lên tới tốc độ 2,5 Gbit/s và EDFA có thể khuếch đại lên cho nên có thể tăng dung lượng truyền dẫn của một kênh khi sử dụng kỹ thuật ghép bước sóng (WDM) tới 10 đến 20 Gbit/s. Như vậy EDFA thay thế cho nhiều trạm lặp đồng thời (mỗi trạm lặp thông thường chỉ khuếch đại một bước sóng) tại một kênh có sử dụng kỹ thuật WDM.

❖ *Trong mạng nội hạt*

Trong mạng nội hạt, khuếch đại quang được dùng để phục hồi tín hiệu suy hao khi qua các bộ rẽ quang, bộ lọc. Hiện nay cáp truyền hình (CATV) được sử dụng trong cự ly 10 đến 20 km. Chất lượng hình ảnh phụ thuộc vào cự ly truyền. Với khuếch đại quang, cự ly này có thể tăng lên 40 km. Bởi vì cáp truyền hình sử dụng tín hiệu tương tự nên nó đòi hỏi có mức nhiễu thấp và không có độ méo tín hiệu. EDFA có thể thoả mãn yêu cầu của cáp truyền hình với phổ khuếch đại phẳng, công suất bão hoà cao, mức nhiễu và xuyên âm thấp.

❖ *Hệ thống cáp quang dưới biển*

Khả năng ứng dụng của khuếch đại quang vào hệ thống cáp quang dưới biển đã thu hút sự chú ý của các nhà nghiên cứu trong nhiều năm nay. Chúng ta biết rằng khi tăng tốc độ bit trong hệ thống cáp quang biển đòi hỏi phải thiết kế lại trạm lặp và thiết bị đầu cuối. Nhưng nếu sử dụng trong hệ thống khuếch đại quang thì chỉ có thiết bị đầu cuối trên mặt đất là cải tiến được còn phần cáp quang dưới biển thì vẫn giữ nguyên. Chính khả năng này làm cho cáp biển trở nên dễ và linh động hơn khi thiết kế và vận hành. Ngoài ra khuếch đại quang còn được sử dụng trong các hệ thống truyền dẫn Coherent, truyền dẫn Soliton, chuyển mạch quang. Với hệ số khuếch đại cao, công suất lớn, nhiễu thấp và các ưu điểm khác. Khuếch đại quang có những đặc điểm lý tưởng để ứng dụng vào hệ thống thông tin quang. Trong vài năm gần đây, khuếch đại quang hứa hẹn một cuộc cách mạng thực sự trong các hệ thống đường trục, hệ thống cáp quang biển và các mạng thông tin cáp quang khác với khả năng nâng cao đáng kể dung lượng truyền dẫn và hạ thấp giá thành hệ thống truyền dẫn.

9. 2. CÁC PHƯƠNG PHÁP GHÉP KÊNH VÀ PHƯƠNG PHÁP GHÉP / GIẢI KÊNH THEO BƯỚC SÓNG

9.2.1. Các phương pháp ghép kênh

Có 4 phương pháp ghép kênh: đó là ghép kênh theo phân chia không gian (Space Division Multiplex - SDM), ghép kênh theo phân chia tần số (Frequency Division

Multiplex -FDM), ghép kênh theo phân chia thời gian (Time Division Multiplex-TDM) và ghép kênh theo phân chia bước sóng (Wavelength Division Multiplex-WDM). Hình 9.5.a),b), c), d) miêu tả bản chất của 4 loại ghép kênh này.

Ghép kênh phân chia theo không gian về cơ bản là đưa các tín hiệu quang truyền dẫn ở trong từng sợi quang riêng biệt cùng vào trong một dây cáp sợi quang. Ghép kênh phân chia theo tần số là đưa các tín hiệu điện có các dải tần số giới hạn khác nhau vào dải tần số của kênh truyền dẫn hệ thống, sau đó qua bộ biến đổi E/O chuyển sang các tín hiệu quang. Ghép kênh phân chia theo thời gian là đưa các tín hiệu điện (xung điện đã mã hóa trong các kênh thời gian (nghịch đảo của tần số) của hệ thống truyền dẫn sau đó dùng bộ biến đổi E/O để chuyển đổi tín hiệu điện thành quang. Trên Hình 9.5 c) các tín hiệu trong các kênh riêng biệt được kí hiệu với các hình dáng khác nhau để cho dễ quan sát, sau khi ghép vị trí của mỗi tín hiệu sắp xếp theo trục thời gian ở các vị trí khác nhau. Trong 4 kiểu ghép kênh nêu trên thì WDM có rất nhiều ưu điểm, đang giữ vai trò ngày càng quan trọng và sẽ được phát triển mạnh mẽ trong tương lai.

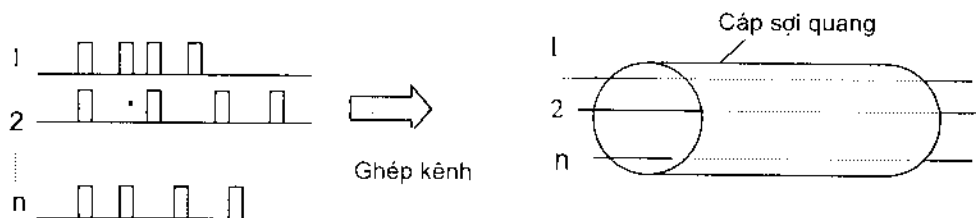
9.2.2. Vai trò của ghép kênh theo bước sóng (WDM)

Trong các phương pháp ghép kênh ở trên thì phương pháp WDM có nhiều ưu điểm và tiện lợi nhất. Trong tương lai gần dịch vụ thông tin sẽ được tăng thêm với những mức dịch vụ và kiểu phức tạp hơn nhiều. Để có thể phục vụ nhiều kiểu dịch vụ khác nhau với băng thông rộng, nó cần hệ thống truyền với khả năng và chất lượng cao. Về mặt lý thuyết, một sợi quang có khả năng cho phép dải tần tín hiệu tới 25 THz. Hệ thống truyền dẫn quang điện đã thực hiện từ hệ thống phân cấp số đồng bộ (SDH) lên tới modul chuyển tải đồng bộ (STM) 16 (2.5 Gbit/s). Giả thiết độ rộng băng yêu cầu cho sự phát triển truyền dẫn trong tương lai là khoảng 500% của độ rộng băng tần hiện nay, nó cần kỹ thuật ghép kênh, để truyền vài tín hiệu SDH trong một sợi quang. Một trong những kỹ thuật ghép kênh hữu hiệu là ghép kênh theo bước sóng (WDM). Như vậy thiết bị WDM có vai trò đặc biệt quan trọng trong hạ tầng hệ thống thông tin hiện nay và trong tương lai.

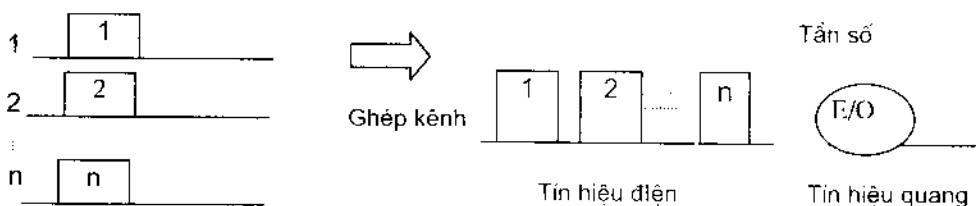
9.2.3. Kỹ thuật ghép kênh phân chia theo bước sóng (WDM)

Kỹ thuật ghép kênh phân chia theo bước sóng (Wavelength Division Multiplexing -WDM) là một giải pháp kỹ thuật đã được triển khai từ lâu vào những năm đầu 1980. Giải pháp này cho phép tăng dung lượng kênh thông tin mà không cần tăng tốc độ đường truyền và cũng không dùng thêm sợi quang, nó thực hiện truyền nhiều luồng ánh sáng khác nhau với các bước sóng khác nhau trên cùng một sợi quang.

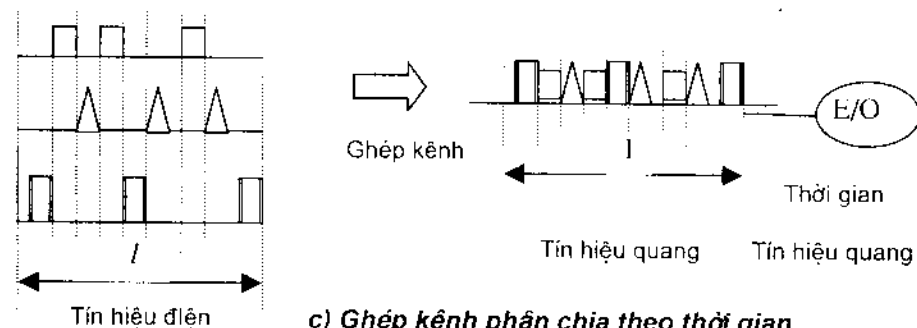
Lý do là trong các hệ thống thông tin quang nguồn phát có độ rộng phổ khá hẹp và vì vậy chỉ sử dụng phần nhỏ của hệ thống băng tần truyền dẫn của sợi. Tất nhiên khi dùng kỹ thuật này ở đầu vào thì tại cuối đầu thu ta cần có các bộ tách các bước sóng đã được ghép và các sóng ghép phải có khoảng cách bước sóng hợp lý.



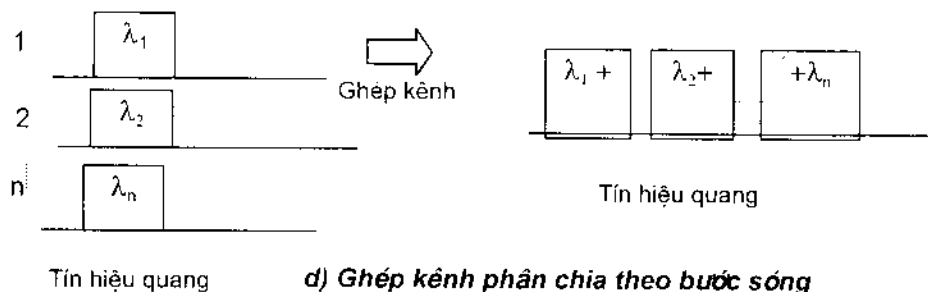
Tín hiệu quang

a) Ghép kênh phân chia theo không gian

Tín hiệu điện

b) Ghép kênh phân chia theo tần số

Tín hiệu điện

c) Ghép kênh phân chia theo thời gian

Tín hiệu quang

d) Ghép kênh phân chia theo bước sóng**Hình 9.5.** Bốn phương pháp ghép kênh

9.2.4. Các thành phần cơ bản trong bộ WDM

Tùy theo mục đích sử dụng và công nghệ chế tạo các bộ WDM có thể đơn giản hay rất phức tạp. Tuy nhiên chúng thường có một số các phần tử như dưới đây:

a) Các diốt laser trong WDM

Các diốt laser sử dụng trong hệ thống WDM phải phát ra dải phổ rất hẹp, vì tần số trung bình của các bước sóng rất gần nhau khi ghép, mà băng tần của tín hiệu là rất hẹp nên công suất và bước sóng quang phải ổn định theo thời gian để tránh hiện tượng xuyên qua giữa các tín hiệu. Một ví dụ tín hiệu laser là tín hiệu DFB. ITU khuyến nghị rằng các khoảng cách giữa các bước sóng khác nhau là 0.8 nm (100 GHz), 1.6 nm (200 GHz) và 3.2 nm (400 GHz). (có thể xem các tín hiệu laser trong WDM ở hình vẽ phần sau).

b) Các phần tử chọn bước sóng

Các phần tử chọn bước sóng rất quan trọng để tách tín hiệu trên các thiết bị WDM, chúng phải có độ nhạy cao và khả năng xuyên nhiễu nhỏ để phân biệt khoảng cách giữa các bước sóng. Có rất nhiều công nghệ chế tạo được ứng dụng trong thiết bị WDM có cấu trúc khối và cấu trúc màng mỏng như các bộ lọc nhiễu điện môi và các cách tử quang...

c) Đầu nối chéo sợi quang

Thiết bị này có chức năng cho phép đầu nối chéo các mức quang.

d) Các thiết bị rẽ xen

Thiết bị này cho phép đầu nối chéo từ mức tổng thể các luồng tới các kênh riêng rẽ và ngược lại.

e) Các bộ biến đổi bước sóng

Các bộ biến đổi bước sóng cho phép thay đổi các bước sóng từ giá trị này sang giá trị khác. Tuy nhiên cần phải giữ chất lượng thông tin trong các bước sóng truyền qua.

f) Bộ định tuyến

Nhiệm vụ cơ bản của module này là định tuyến các bước sóng quang theo địa chỉ đã định trước ứng với từng loại thông tin.

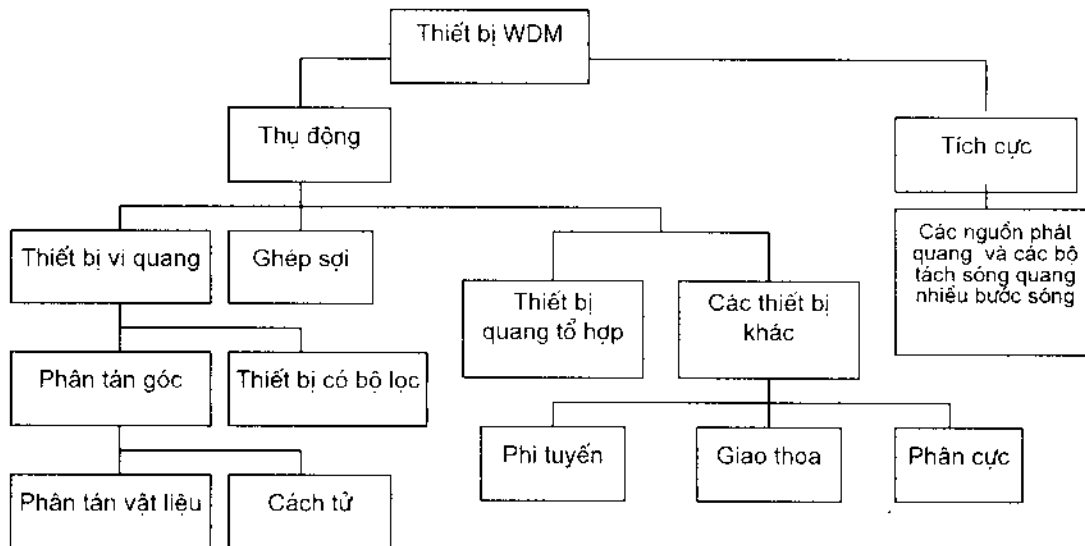
g) Bộ so sánh tán sắc

Nhiệm vụ cơ bản của bộ này là hiệu chỉnh lại độ rộng của các xung ánh sáng cho đúng tiêu chuẩn xuất hiện do hiện tượng tán sắc ánh sáng.

h) Các bộ cách ly

Các bộ cách ly có nhiệm vụ cho tín hiệu quang đi theo một chiều, ngăn các tín hiệu không cho quay trở lại, sắp xếp lại sự truyền lan và cũng chống lại nhiễu do phản xạ từ các bộ khuếch đại và các bộ lặp.

Trên hình 9.6 biểu thị sự phân cấp của các loại thiết bị ghép kênh theo bước sóng WDM đang được dùng hiện nay.



Hình 9.6. Phân cấp các loại ghép kênh theo bước sóng

Chúng ta thấy có rất nhiều loại WDM từ các thiết bị thụ động đến các thiết bị tích cực. Các bộ WDM tích cực hiện nay vẫn đang được nghiên cứu mạnh nhằm để chế tạo ra các bộ WDM hiện đại có tính tổ hợp cao và có độ phân giải hẹp. Tùy thuộc vào các ứng dụng khác nhau có thể có bộ WDM theo một chiều hay hai chiều. Hình 9.7 a) là một bộ ghép /tách kênh theo bước sóng đặc trưng. Khối MUX là kí hiệu bộ ghép kênh còn bộ DMUX (Demultiplex) là bộ tách hay giải kênh. Hình 9.7. b) và c) là các bộ ghép/giải kênh theo bước sóng (WDM/DWDM) truyền theo một chiều và truyền hai chiều qua lại.

9.2.5. Khoảng cách kênh và các điểm đo kiểm tra trên hệ thống WDM

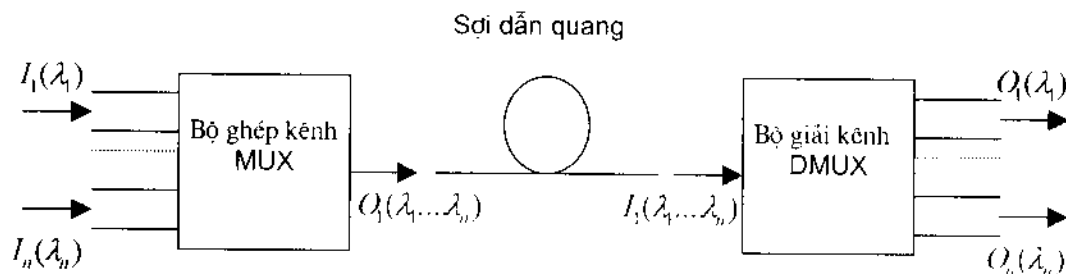
Khuyến nghị ITU-TG.692 "Những giao diện quang cho những hệ thống đa kênh với bộ khuếch đại quang học" định nghĩa tất cả các kênh trong hệ thống WDM phải có lưới kênh 100 GHz với tần số trung tâm là 193,1 THz cho bước sóng 1552,52 nm. Sự chuyển đổi giữa tần số trung tâm (f) và bước sóng hội tụ (λ) tương ứng được tính:

$$c = \lambda f \quad (9.5)$$

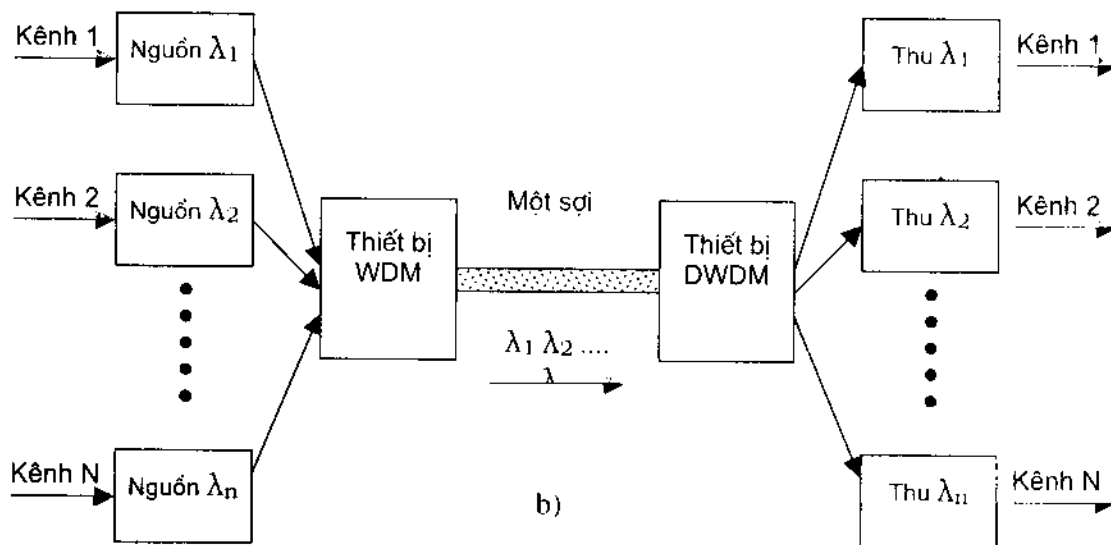
trong đó $c = 299792458$ m/s. Khuyến nghị của ITU-TG.692 có quy định một số điểm đo cần thiết để kiểm tra chất lượng các thiết bị WDM như sau (xem trên hình 9.8):

S_1 tới S_n là các điểm đo xác định các tham số trực tiếp bộ phát. R_{M1} tới R_{Mn} là các điểm đo xác định tham số tín hiệu trước khi vào bộ ghép kênh WDM. Điểm tham khảo S' và R' cho các tham số giá trị trên đường truyền dẫn quang.

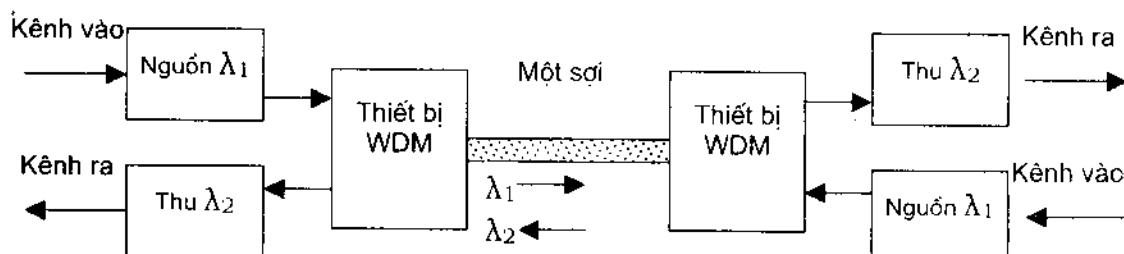
S_{D1} tới S_{Dn} là các điểm đo xác định mức tín hiệu đầu ra của bộ giải kênh và R_1 tới R_n là các điểm đo tham số tín hiệu tới bộ thu quang (Rx) không biểu diễn ở đây.



a) Mô tả tuyến thông tin quang có ghép bước sóng



b)

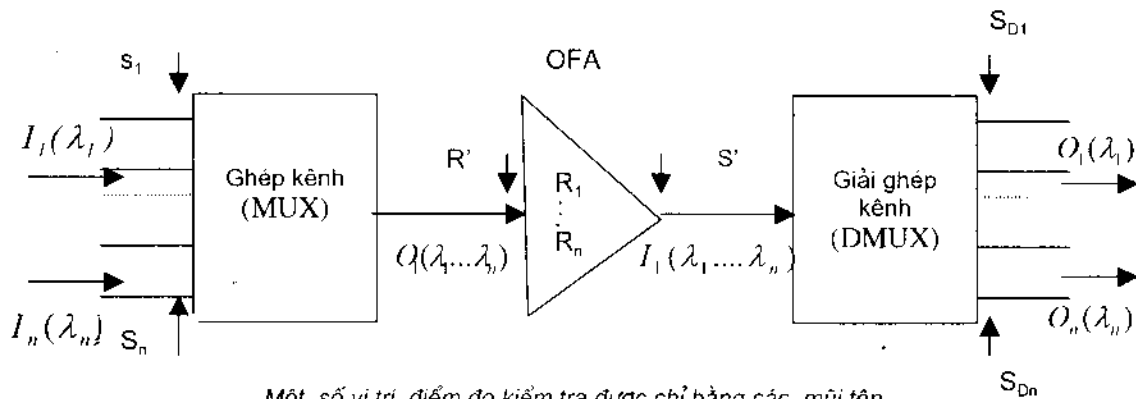


c)

Hình 9.7. Khái quát hệ thống phân chia bước sóng a),
Hệ WDM truyền theo một hướng b), và theo hai hướng c)

Các tham số cần thiết liệt kê dưới đây thường xuất hiện trong các điểm đo của hệ thống WDM:

- Mức công suất riêng của nguồn phát
- Bước sóng và khoảng cách kênh
- Tỷ số tín hiệu trên nhiễu
- Xuyên nhiễu, xuyên âm (cross talk)
- Suy hao
- Công suất chung
- Hiệu suất hệ thống
- Dung lượng tối đa thực tế.



Hình 9.8. Một số điểm đo theo quy định trên hệ thống WDM

9.2.6. Các bộ ghép và giải ghép kênh theo bước sóng

Một trong những thành phần quan trọng của hệ thống WDM là các bộ ghép và giải ghép kênh theo bước sóng. Tuy nhiên, trước khi đi vào cấu trúc, thành phần cấu tạo của bộ ghép kênh theo bước sóng, ta xem xét một vài tham số cơ bản của các bộ ghép và giải ghép kênh theo bước sóng, các tham số này bao gồm:

a) Suy hao xen

Suy hao xen được xác định là lượng công suất tổn hao sinh ra trong tuyến truyền dẫn quang do tuyến có thêm các thiết bị ghép bước sóng quang WDM. Suy hao này do bản thân thiết bị và do các điểm ghép nối các thiết bị truyền dẫn gây ra.

Tại phía đầu ghép (MUX), tại bước sóng λ_k nào đấy, độ suy hao sẽ là :

$$L_k = -10 \log O_k(\lambda_k) / I_k(\lambda_k) \quad (9.6)$$

Tại bộ giải ghép (DMUX) một bước sóng λ_i nào đấy, suy hao sẽ là :

$$L_i = -10 \log O_i(\lambda_i) / I_i(\lambda_i) \quad (9.7)$$

trong đó $O_k(\lambda_k)$ và $I_k(\lambda_k)$ là tín hiệu thứ k tại đầu ra và đầu vào của bộ ghép kênh; còn $O_i(\lambda_i)$ và $I_i(\lambda_i)$ là tín hiệu thứ i tại đầu ra và đầu vào của bộ giải ghép kênh.

b) Xuyên kênh

Xuyên kênh biểu thị một lượng tín hiệu của một kênh dò sang kênh bên cạnh. Dải xuyên kênh thường rất rộng nhưng phải đảm bảo nhỏ hơn (-30 dB) trong mọi trường hợp. Khả năng tách kênh được diễn đạt bằng suy hao xen kênh, và được tính bằng dB như sau:

$$D_i(\lambda_i) = -10\log[U_i(\lambda_i)/I_k(\lambda_k)] \quad (9.8)$$

trong đó $U_i(\lambda_i)$ là lượng tín hiệu không mong muốn của bước sóng λ_i có dò tín hiệu ở cửa ra thứ i .

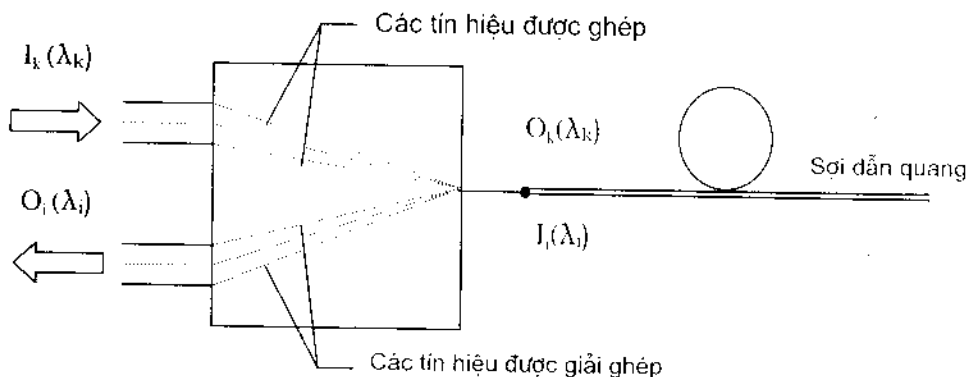
Xuyên kênh gồm có hai loại: "xuyên kênh từ xa" là do tín hiệu từ các kênh khác ở cách xa được ghép vào đường truyền nào đó gây ra và xuyên kênh gần là do tín hiệu của kênh khác ở bên cạnh gây ra xuyên kênh.

c) Độ rộng kênh

Độ rộng kênh là dải bước sóng xác định cho từng nguồn phát quang riêng. Nếu nguồn quang là các diốt laser thì độ rộng kênh vào khoảng vài chục nanomét đảm bảo không bị nhiễu giữa các kênh do sự bất ổn định tại nguồn phát gây ra. Còn đối với LED yêu cầu độ rộng kênh phải lớn hơn khoảng 10-20 lần vì độ rộng phổ của loại nguồn này lớn hơn.

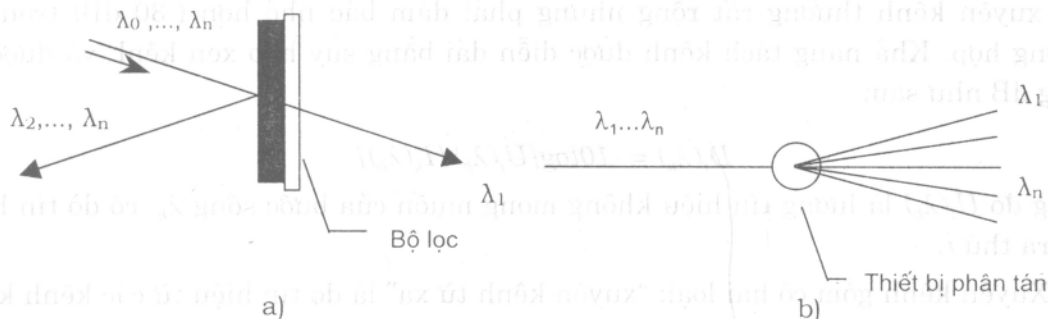
d) Các cấu kiện ghép và giải ghép kênh bước sóng quang

Các cấu kiện ghép và giải ghép bước sóng quang rất đa dạng. Các bộ ghép và giải ghép chia theo công nghệ gồm có hai loại chính: Cấu kiện ghép vi quang và cấu kiện ghép sợi. Các phương pháp chính của ghép/tách kênh quang là dùng lăng kính, film



Hình 9.9. Thiết bị ghép/ giải ghép hỗn hợp (MUX - DEMUX)

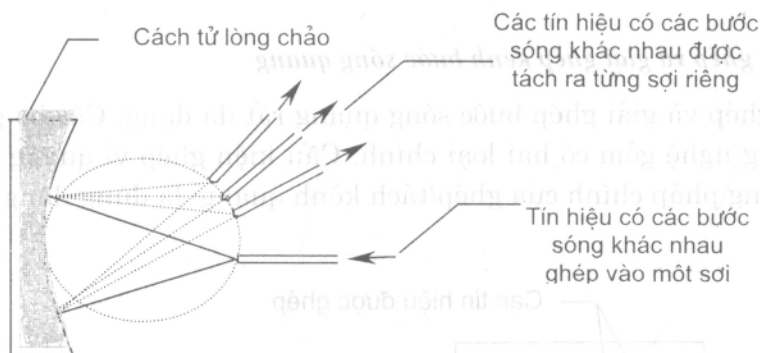
lọc giao thoa và cách tử. Hình 9.9. mô tả một bộ ghép / giải hỗn hợp vào /ra khỏi sợi quang. Các kí hiệu $O_k(\lambda_k)$, $O_i(\lambda_i)$ và $I_k(\lambda_k)$, $I_i(\lambda_i)$ là các tín hiệu ở đầu ra và tín hiệu đầu vào bộ ghép WDM.



Hình 9.10. Nguyên lý hoạt động của thiết bị WDM với cấu trúc sử dụng:

a) Bộ lọc giao thoa và b) Các phần tử phân tán góc

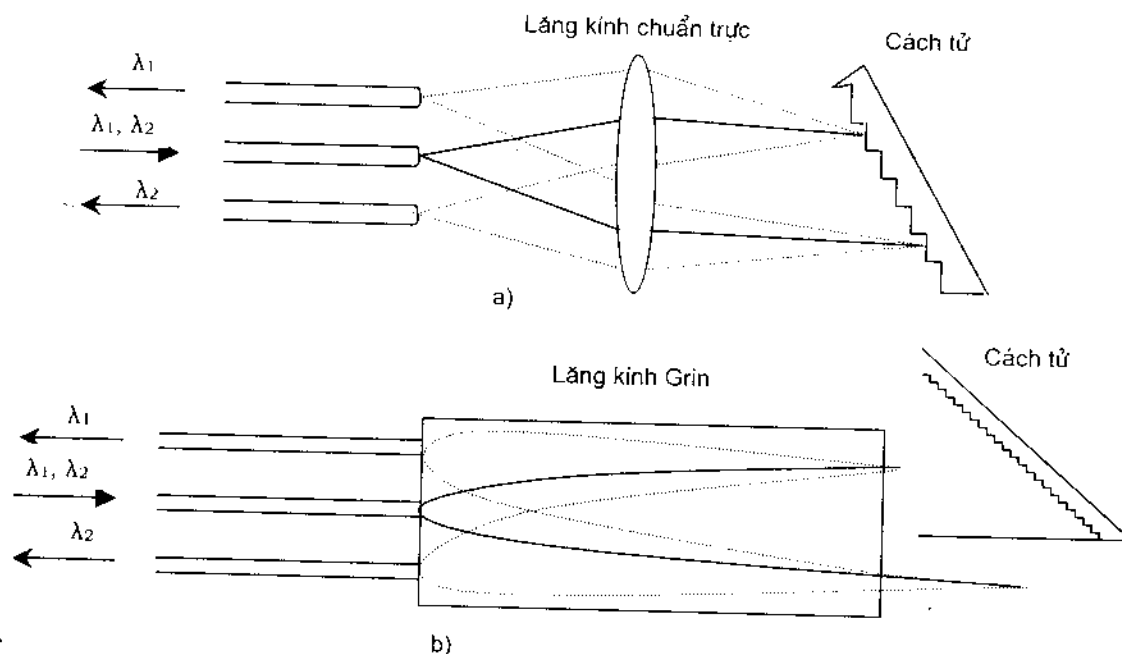
Hình 9.10 a) mô tả nguyên lý hoạt động của bộ lọc giao thoa. Khi cho các sóng ánh sáng có các bước sóng khác nhau vào bộ lọc thì chỉ có sóng có bước sóng λ_1 đi qua còn các sóng khác bị phản xạ lại hay nói cách khác là bị lọc đi. Hình 9.10.b) biểu thị cấu kiện sử dụng hiệu ứng phân tán góc.



Hình 9.11. Sơ đồ nguyên lý bộ tách bước sóng sử dụng cách tử lồi chảo

Hình 9.11. mô tả cấu trúc và nguyên lý của bộ tách các tín hiệu quang có các bước sóng quang khác nhau sử dụng cách tử lồi chảo. Hình 9.12 a), b) mô tả bộ ghép các bước sóng sử dụng lăng kính và cách tử. Thành phần cơ bản của thiết bị WDM chứa bộ lọc gồm có các bộ lọc có diện môi giao thoa, chúng có cấu trúc đa lớp gồm các màng mỏng có chỉ số chiết suất cao và thấp đặt xen kẽ nhau. Hầu hết các bộ lọc giao thoa hoạt động theo nguyên lý của buồng cộng hưởng Fabry- Perot gồm hai gương phản xạ đặt song song cách nhau bởi một lớp điện môi trong suốt. Khi chùm photon đi

vào thiết bị, hiện tượng giao thoa sẽ tạo ra các phản xạ nhiều lần trong buồng cộng hưởng, nếu độ dày của khoảng cách hộp bằng một số nguyên lần nửa bước sóng tới thì



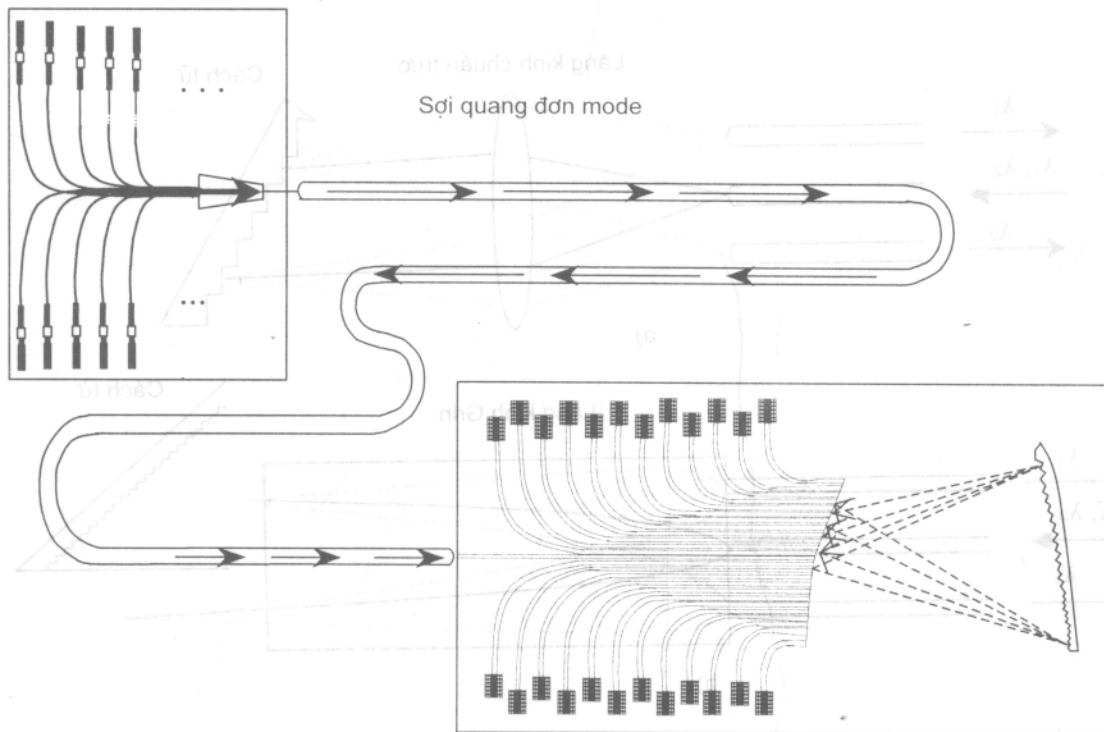
Hình 9.12. Bộ giải ghép Littrow Cấu trúc cơ bản: a) và cấu trúc thực tế sử dụng lăng kính GRIN - thành của bộ giải ghép 2 kênh b)

hiện tượng giao thoa xảy ra. Tại đây chùm ánh sáng ở các bước sóng khác nhau trong buồng cộng hưởng hầu như phản xạ hoàn toàn. Các bộ lọc màng mỏng có độ dày bằng $1/4$ bước sóng truyền dẫn lớn nhất. Ví dụ như MgF_2 ($n = 1.35$) hoặc SiO_2 có $n = 1.46$) và các màng có chiết suất cao (TiO_2 có $n = 2.2$) đặt xen kẽ nhau. Nguyên tắc cơ bản của ghép quang bằng cách tử là các tín hiệu quang được chuẩn trực đập vào cách tử, cách tử sẽ tách các tín hiệu quang ra các kênh khác nhau tùy thuộc vào bước sóng của chúng thành các góc ra khác nhau. Có hai kiểu cách tử cơ bản như sau: Cách tử tuyến tính kết hợp với các phần tử hội tụ và cách tử tự hội tụ.

e) Cấu kiện ghép sợi

Các cấu kiện ghép vi quang sử dụng rộng rãi trong các sợi quang đa mode, nhưng lại rất khó trong sợi quang đơn mode vì quá trình xử lý khá phức tạp và tạo ra các hiện tượng quang sai và các vấn đề trễ tạo ra suy hao lớn các tín hiệu. Hiện nay đã có các bộ ghép sợi quang ở dạng bộ chia quang và kết hợp quang rất phức tạp. Do chiết suất của vỏ và lõi sợi quang khác nhau, người ta sử dụng nguyên lý ghép trên trường ánh sáng ngoài lõi. Hệ số ghép k phụ thuộc vào lượng ánh sáng từ sợi này qua sợi kia và hiện có 2 dạng, đó là dạng ghép xoắn nóng chảy và dạng thứ hai là ghép khối dựa trên sự mài nhẵn các sợi.

Bộ phát có 24 laser trong WDM



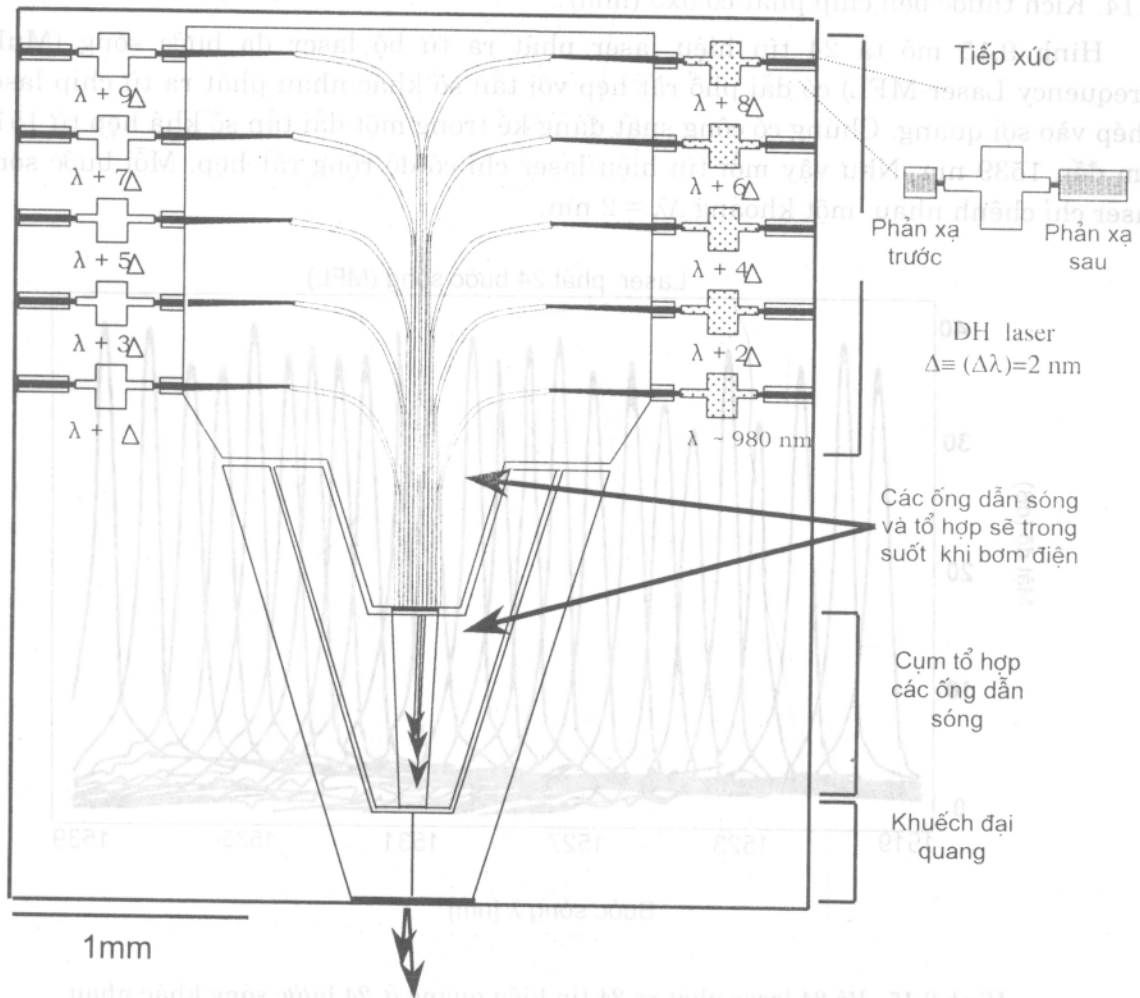
Bộ thu có 24 photodiode trong WDM

Hình 9.13. Bộ tổ hợp laser phát, sợi quang đơn mode và bộ thu trong WDM trên một chip

Trong các bộ ghép sợi chú ý rằng các LED không thể sử dụng được vì phổ nó rộng vì vậy chỉ có thể sử dụng các diode laser để tránh được suy hao xen và xuyên kênh. Mặt khác các bộ ghép sợi chỉ có thể cùng một lúc hoạt động với hai bước sóng, nếu số kênh cần lớn hơn thì phải xử lý bằng cấu hình rẽ nhánh.

9.2.7. Bộ ghép kênh / giải kênh theo bước sóng quang hiện đại

Hiện nay bộ ghép kênh/giải kênh theo bước sóng quang đang được nghiên cứu rất mạnh mẽ nhằm đưa ra các bộ WDM có độ tổ hợp cao và chất lượng cao. Hình 9.13 mô tả một bộ vi mạch bao gồm bộ WDM, bộ phát gồm nhiều laser phát ra các xung laser hẹp có bước sóng khác nhau và bộ thu gồm các photodetector thu các bước sóng laser tương ứng, giữa chúng là sợi quang. Tất cả các bộ linh kiện này cùng nằm trên một chip trên lớp màng mỏng bán dẫn có trên đế cách điện. Chip chỉ có kích thước mỗi chiều cỡ 1cmx1cm. Bên bộ thu các photodiode có bộ cách tử để ánh sáng sau khi đi từ sợi quang ra có thể đi vào bộ cách tử để hướng các tín hiệu quang vào các photodiode thu tương ứng với bước sóng định trước.

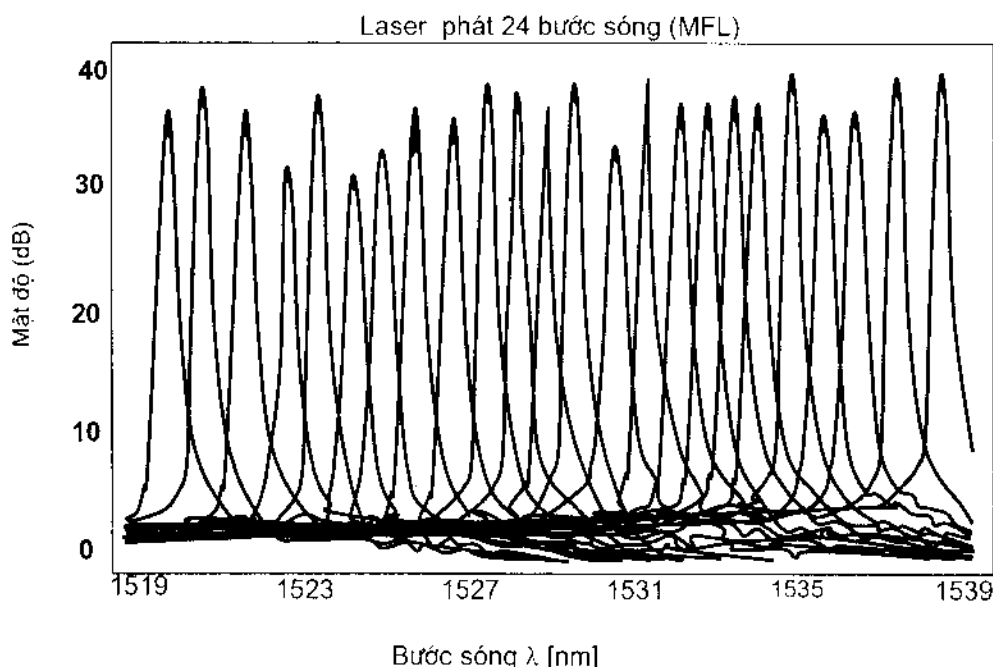


Hình 9.14. Bộ phát gồm 24 laser trong mạch tổ hợp WDM được vẽ chi tiết hơn, diện tích chip cỡ vài mm², ở đây chỉ vẽ 10 laser, các nhánh khác có cấu tạo giống như các nhánh hiện có trên hình, chỉ cần vẽ kéo dài tiếp

Hình 9.14 mô tả lược đồ cấu tạo bên trong bộ phát các tia laser, ghép tín hiệu vào sợi quang. Ở đây có 4 khối chức năng tại đó các laser phát ra các xung tín hiệu quang rất hẹp. Trên hình chỉ vẽ có 10 laser làm ví dụ, trong thực tế số laser là 24. Các laser được sắp xếp sang hai dãy ở hai bên: một bên gồm các laser phát ra bước sóng λ cộng với số lẻ lần $(1,3,5,7,9,...) \Delta\lambda$, còn bên kia gồm các laser phát ra bước sóng λ cộng với số chẵn lần $(2,4,6,8,...) \Delta\lambda$. Các laser có cấu trúc tiếp giáp dị chất kép (DH), ở hai đầu có gương phản xạ, tất cả được chế tạo trên bề mặt chip. Các ống dẫn sóng có trên chip nối từ laser phát ra hòa vào nhau tạo nên một dải dẫn sóng tổ hợp. Các ống dẫn sóng này có thể trong suốt để truyền dẫn tín hiệu quang khi có tín hiệu bơm thích hợp. Sau đó đến bộ tổ hợp các ống dẫn sóng và cuối cùng là bộ khuếch đại quang. Sau khi tín hiệu

quang được khuếch đại thì mới đưa vào sợi quang đơn mode như miêu tả trên Hình 9.14. Kích thước bên chip phát cỡ $5 \times 5 \text{ (mm)}^2$.

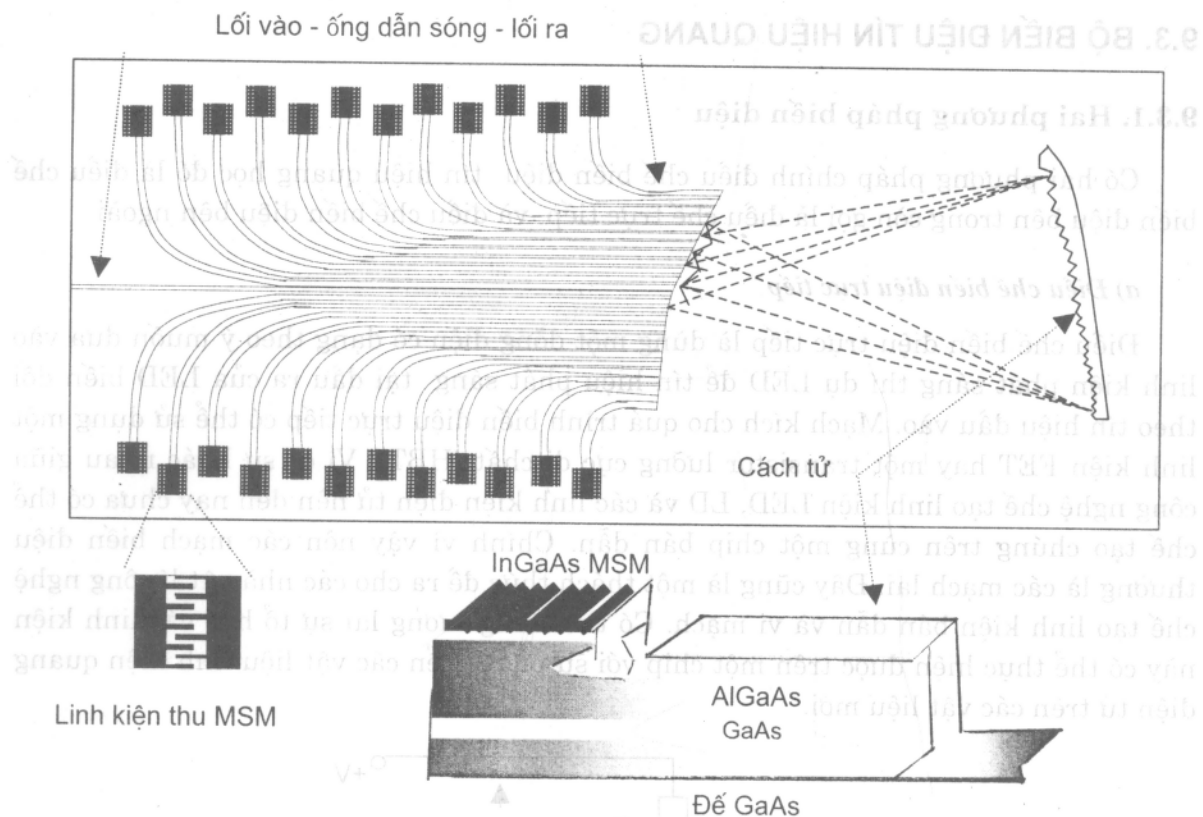
Hình 9.15 mô tả 24 tín hiệu laser phát ra từ bộ laser đa bước sóng (Multi Frequency Laser-MFL) có dải phổ rất hẹp với tần số khác nhau phát ra từ chip laser ghép vào sợi quang. Chúng có công suất đáng kể trong một dải tần số khá hẹp từ 1519 nm đến 1539 nm. Như vậy mỗi tín hiệu laser chỉ có độ rộng rất hẹp. Mỗi bước sóng laser chỉ chênh nhau một khoảng $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$.



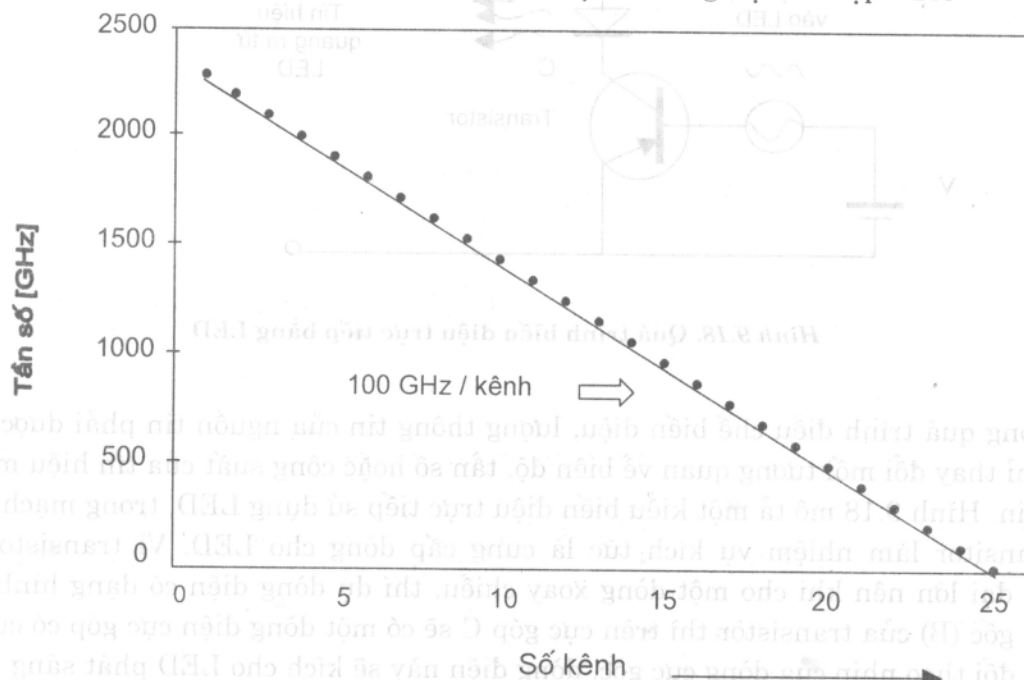
Hình 9.15. Bộ 24 laser phát ra 24 tín hiệu quang ở 24 bước sóng khác nhau

Hình 9.16 là sơ đồ cấu trúc của bộ thu và tách các bước sóng quang. Các cấu hình này có các kích thước rất nhỏ, được chế tạo trên cùng một chip với kích thước 1 cm^2 . Bộ thu này có lối tín hiệu quang đi vào từ phía sợi quang đơn mode, tiếp đó là các ống dẫn sóng rồi lối tín hiệu quang đi ra đập vào cách tử, từ cách tử đi đến các ống dẫn sóng đi vào các photodiốt với các bước sóng tương ứng. Trên Hình 9.16 cũng mô tả lược đồ cấu trúc của cách tử và photodiốt thu quang, chúng được làm trên cấu trúc MSM (Metal-Semiconductor-Metal) bằng màng bán dẫn hợp chất InGaAs MSM, AlGaAs, GaAs trên đế GaAs.

Hình 9.17 biểu thị sự giảm băng tần theo số kênh. Với số kênh là 5 thì tần số có thể đạt 2000 GHz nhưng khi số kênh là khoảng 20 thì tần số giảm chỉ còn 500 GHz. Hiện nay các bộ WDM hiện đại đã và đang đưa vào sử dụng thử nghiệm. Tuy có rất nhiều ứng dụng nhưng vẫn chưa được đưa ra sử dụng rộng rãi, mặt khác giá thành còn cao. Trong tương lai gần các cấu hình WDM hiện đại này sẽ thay thế các cấu hình cổ điển vừa có kích thước to, tính tổ hợp lại thấp.



Hình 9.16. Sơ đồ nguyên lý của bộ thu trong mạch tổ hợp WDM



Hình 9.17. Tần số giảm khi tăng số kênh

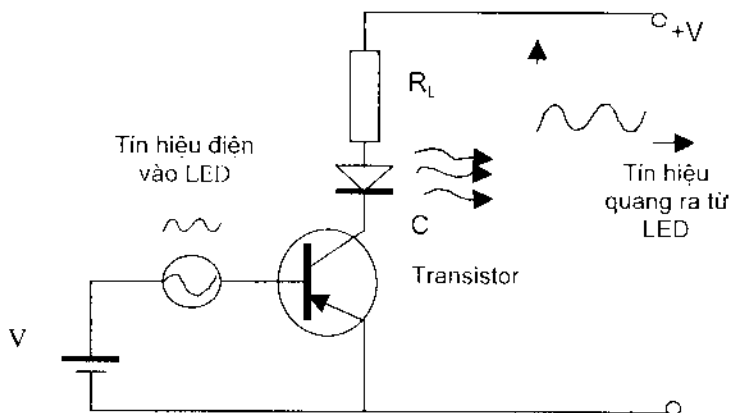
9.3. BỘ BIẾN ĐIỆN TÍN HIỆU QUANG

9.3.1. Hai phương pháp biến điện

Có hai phương pháp chính điều chế biến điện tín hiệu quang học đó là điều chế biến điện bên trong còn gọi là điều chế trực tiếp và điều chế biến điện bên ngoài.

a) Điều chế biến điện trực tiếp

Điều chế biến điện trực tiếp là dùng một dòng điện có dạng theo ý muốn đưa vào linh kiện phát sáng thí dụ LED để tín hiệu phát sáng tại đầu ra của LED biến đổi theo tín hiệu đầu vào. Mạch kích cho quá trình biến điện trực tiếp có thể sử dụng một linh kiện FET hay một transistor lưỡng cực dị chất (HBT). Vì có sự khác nhau giữa công nghệ chế tạo linh kiện LED, LD và các linh kiện điện tử nên đến nay chưa có thể chế tạo chúng trên cùng một chip bán dẫn. Chính vì vậy nên các mạch biến điện thường là các mạch lai. Đây cũng là một thách thức đề ra cho các nhà vật lý công nghệ chế tạo linh kiện bán dẫn và vi mạch. Có thể trong tương lai sự tổ hợp các linh kiện này có thể thực hiện được trên một chip với sự phát triển các vật liệu linh kiện quang điện tử trên các vật liệu mới.



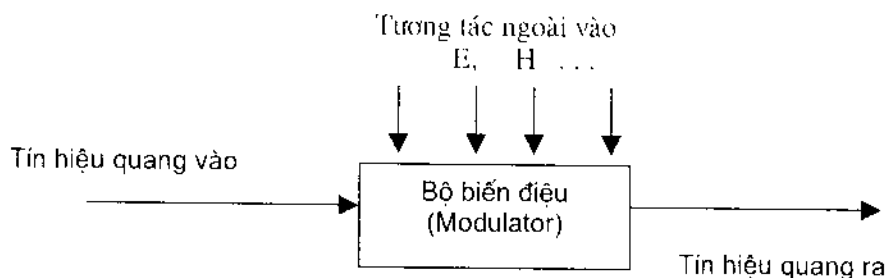
Hình 9.18. Quá trình biến điện trực tiếp bằng LED

Trong quá trình điều chế biến điện, lượng thông tin của nguồn tin phải được bảo toàn, chỉ thay đổi mối tương quan về biên độ, tần số hoặc công suất của tín hiệu mang thông tin. Hình 9.18 mô tả một kiểu biến điện trực tiếp sử dụng LED, trong mạch này một transistor làm nhiệm vụ kích tức là cung cấp dòng cho LED. Vì transistor có khuếch đại lớn nên khi cho một dòng xoay chiều, thí dụ dòng điện có dạng hình sin vào cực gốc (B) của transistor thì trên cực góp C sẽ có một dòng điện cực góp có cường độ biến đổi theo nhịp của dòng cực gốc, dòng điện này sẽ kích cho LED phát sáng theo nhịp của tín hiệu lối vào. Lúc này chúng ta nói tín hiệu quang của LED phát ra đã bị biến điện. Các quá trình biến điện trực tiếp trong LD về nguyên lý cũng xảy ra một

cách tương tự với việc thay đổi dòng điện bơm vào laser. Tuy nhiên việc thay đổi dòng bơm vào LD cũng có những khó khăn và hạn chế nên không được sử dụng rộng rãi.

b) Điều chế biến điệu ngoài

Điều chế biến điệu ngoài là dùng một linh kiện hay bộ biến điệu đặt phía bên ngoài phía sau laser để biến điệu tín hiệu laser sau khi đã phát ra. Phương pháp này nó không cộng thêm nhiễu vào tín hiệu quang đã phát ra. Về nguyên tắc của bộ điều chế ngoài là tín hiệu laser phát ra phải ổn định, việc này có thể thực hiện được khi giữ dòng bơm cho laser ở giá trị không đổi. Các bộ biến điệu ngoài thường sử dụng vật liệu dẫn sóng là LiNbO_3 . Nguyên tắc chung của bộ điều biến ngoài là dựa trên hiệu ứng điện quang, hiệu ứng từ hay cơ... của vật liệu làm bộ điều biến. Linh kiện điều biến thường được chế tạo trên cấu hình phẳng, có lớp đế cách điện, trên đó có các ống (hay còn gọi là dải) dẫn sóng quang được chế tạo từ các vật liệu có các hiệu ứng đã kể ra ở trên. Khi có một tương tác (như cơ, điện trường E, từ trường H, âm, quang...) cho một loại linh kiện biến điệu có hiệu ứng điều biến tương ứng thì ta sẽ thu được tín hiệu điều biến ở phía đầu ra của linh kiện. Các bộ biến điệu này có thể điều biến pha, điều tần, điều biên... cho cả tín hiệu tương tự và tín hiệu số. Khi qua bộ biến điệu ánh sáng được biến đổi đi có thể rẽ ra một hay nhiều nhánh khác nhau tùy theo mục đích. Đối với LD thường tạo ra dòng tín hiệu quang ổn định rồi sử dụng phương pháp điều chế ngoài.



Hình 9.19. Sơ đồ khối của bộ biến điệu ngoài

Nhược điểm lớn nhất của bộ điều chế ngoài là kích thước lớn, khó lắp đặt trong một vài trường hợp, khó điều chỉnh tinh được. Tuy nhiên nó có ưu điểm là nhanh, có thể điều khiển được trong một khoảng rộng, tần số phát xạ của laser không bị ảnh hưởng và pha có thể thay đổi. Hình 9.19 miêu tả nguyên lý của bộ biến điệu ngoài. Bộ biến điệu ngoài cũng đã được thảo luận khái quát trong cuối Chương 3.

9.3.2. Một số thông số của bộ biến điệu

Trong hệ thống thông tin quang, tín hiệu quang trước khi truyền đi phải được biến điệu. Các thông số biến điệu có thể là biên độ, tần số, pha hoặc điều chế phân cực cho sóng mang quang do nguồn laser tạo ra. Trong quá trình điều chế, sóng mang bị biến đổi về một vài tham số tùy theo từng phương pháp điều chế như pha, tần số, biên độ, phân cực dẫn đến dạng tín hiệu ra bị thay đổi về pha, biên độ, tần số... dưới tác

động của thông tin số hoặc tương tự. Tùy từng quá trình ứng dụng có thể đưa ra một số thông số cơ bản sau đây.

a) Hiệu suất biến điệu

Trong quá trình biến điệu, giả sử tín hiệu thay đổi giữa một giá trị cực đại I_{max} và cực tiểu I_{min} thì hiệu suất biến điệu, kí hiệu là η , là tỷ số của hiệu giá trị cực đại I_{max} và cực tiểu I_{min} trên giá trị cực đại I_{max} hay viết ở dạng toán học ta có :

$$\eta = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max}} (\times 100\%) \quad (9.9)$$

Độ sâu hay độ tương phản của biến điệu có thứ nguyên là dB được định nghĩa như sau :

b) Tốc độ tương phản

$$\text{Tốc độ tương phản} = 10 \log \frac{I_{max}}{I_{min}} [dB] \quad (9.10)$$

Nếu biến điệu sử dụng thông số pha làm biến điệu thì hiệu suất biến điệu được định nghĩa như sau :

$$\eta = \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (9.11)$$

trong đó φ là góc cực đại của sự thay đổi pha đã được tạo ra do sự biến điệu.

c) Độ rộng băng của biến điệu

Trong phần lớn các linh kiện bán dẫn và linh kiện quang điện tử, khi tần số hoạt động tăng thì hiệu suất biến điệu giảm. Băng tần là dải tần số từ tần số thấp đến tần số mà ở đó hiệu suất giảm đi 3 dB so với giá trị hiệu suất tại tần số thấp. Băng tần có thể bị giới hạn bởi hằng số thời gian RC do các giá trị điện dung của tụ điện và điện trở của mạch biến điệu, mạch điện gốc và các giá trị kí sinh gây ra.

d) Độ mất mát

Khi tín hiệu quang được kết nối vào bất kì bộ biến điệu nào thì sẽ có một lượng mất mát. Nếu gọi P_{max} là công suất ra của hệ thống quang khi không có bộ biến điệu và P_{mod} là công suất ra của hệ thống quang khi có bộ biến điệu (khi đã điều chỉnh để có độ truyền qua là cực đại) thì độ mất mát lắp đặt sẽ là :

$$L[dB] = 10 \log \frac{P_{out}}{P_{mod}} \quad (9.12)$$

Độ mất mát sinh ra là do tán xạ, phản xạ và hấp thụ khi có bộ biến điệu.

e) Công suất tiêu hao

Công suất tiêu hao chính là công suất tiêu thụ của bộ biến điệu trong quá trình

biến điệu. Nó được định nghĩa là công suất trên độ rộng băng tần đơn vị cho một độ lớn biến điệu xác định.

f) Độ cách điện

Thông thường một bộ biến điệu bao gồm một số kênh, thí dụ một bộ biến điệu có thể sử dụng để hướng một tín hiệu quang từ một cổng tới N cổng ra khác nhau chẳng hạn. Độ cách điện biểu thị độ ngăn cách khi có một tín hiệu quang đang lan truyền trong kênh j với kênh i bên cạnh. Độ cách điện có thể viết dưới dạng sau :

$$I_{\text{crosstalk}}(\text{dB}) = 10 \log \frac{I_j}{I_i} \quad (9.13)$$

Trong phần lớn các mạng quang thì độ cách điện đòi hỏi phải có giá trị độ lớn khoảng - 40 dB.

9.3.3. Một số loại biến điệu dựa trên một số hiệu ứng khác nhau

Có hai nhóm biến điệu lớn :

a) Các bộ biến điệu dựa trên hiệu ứng điện-quang

Trong hệ thống thông tin quang, các hiệu ứng điện-quang tuyến tính hoặc hiệu ứng Pockels có khả năng đáp ứng thời gian nhanh trong phạm vi femto giây 10^{-15} s, hiệu ứng này đã và đang được khai thác để sử dụng làm các bộ biến điệu quang có chất lượng cao.

b) Các bộ biến điệu giao thoa: bộ biến điệu Fabry-Perot và các bộ biến điệu Mach-Zender

Các bộ biến điệu này cũng được sử dụng và đã được biết trong các phần trên.

9.3.4. Về một số phương pháp biến điệu trực tiếp và gián tiếp

a) Điều chế trực tiếp

❖ Sử dụng khóa dịch biên độ (Amplitude Shift Keying-ASK)

Trong dạng điều chế này, trong lúc điều chế, đường bao sóng mang giữ không đổi và sóng mang điều chế được biểu thị như dưới đây:

$$E_s(t) = E_0 m(t) \cos(\omega_s t) \quad (9.14)$$

ở đây tín hiệu điều chế với $m(t)$ có thể chỉ có 2 giá trị 0 và 1 (lý tưởng). Có thể có một nửa công suất bị hao tổn trong sóng mang trong phương pháp này. Có một vài phương pháp điều chế biên độ thuộc nhóm này như sau:

- Sử dụng bộ điều chế biên độ điện quang để điều chế sóng mang quang với bộ dao động laser ổn định tần số. Với phương pháp này điều chế sóng mang có thể lên đến 1 - 2 GHz mà không suy giảm và không làm ảnh hưởng tới sự ổn định tần số của bộ dao

động laser. Tuy vậy phải cần một bộ dao động laser công suất cao hoặc bộ khuếch đại quang tuyến tính để bù tổn hao xen vào cửa các bộ điều chế biên độ bên ngoài.

- Để tạo ra tín hiệu ASK, có thể sử dụng điều chế biên độ trực tiếp nguồn quang. Phương pháp này có giá trị nhiều tần số lớn do thay đổi dòng bức xạ nội.

❖ *Phương pháp khóa dịch tần số (Frequency Shift Keying- FSK) quang*

Trong dạng điều chế này, trong lúc điều chế, đường bao sóng mang giữ không đổi và sóng mang điều chế được biểu thị như sau:

$$E_s(t) = E_0 \cos [(\omega_c + 2\pi \Delta f_d m(t))t] \quad (9.15)$$

Chỉ số khúc xạ trong hốc cộng hưởng laser bị thay đổi bởi dòng bơm điều chế, ở tần số thấp thì bị ảnh hưởng nhiệt là chủ yếu, còn ở tần số cao thì bị ảnh hưởng bởi phân bố các điện tích (điện tử - lỗ trống).

❖ *Phương pháp khóa dịch pha (Phase Shift Keying-PSK)*

Điều chế khóa dịch pha (PSK) ở đây là các trường điện từ kết hợp với tín hiệu quang, đường bao sóng mang là không đổi và tín hiệu điều chế có thể viết là:

$$E_s(t) = E_0 \cos [\omega_c t + m(t) \pi] \quad (9.16)$$

Tín hiệu điều chế với $m(t)$ nhận giá trị 0 và 1.

b) Điều chế biến điệu ngoài

❖ *Điều chế biến điệu pha*

Ở phương pháp điều chế biến điệu pha tín hiệu, sự thay đổi pha của ánh sáng có thể nhận được nhờ sử dụng tín hiệu điện-quang tuyến tính (hoặc hiệu ứng Pockel - có khả năng đáp ứng thời gian cao trong phạm vi femto giây 10^{-12} s). Hiệu ứng tuyến tính điện - quang là hiệu ứng dựa trên cơ sở chiết suất (n) của vật liệu điện môi trong linh kiện bị thay đổi một cách tuyến tính dưới tác động biến đổi của điện trường ngoài E đặt vào linh kiện biến điệu. Khi một chùm ánh sáng đi qua một tế bào Pockel có chiều dài là L đặt trong trường điện từ E thì thời gian lan truyền, t tuyến tính sẽ là:

$$t = n \frac{L}{c} \quad (9.17)$$

trong đó n là chiết suất điện môi; c là vận tốc ánh sáng, L là chiều dài ống dẫn sóng. Khi chiết suất thay đổi một lượng là Δn thì thời gian sẽ bị thay đổi một lượng Δt là:

$$\Delta t = \Delta n \frac{L}{c} \quad (9.18)$$

Khi chiết suất của lớp điện môi bị thay đổi dưới tác động của cường độ điện trường E dẫn đến pha của ánh sáng đi qua lớp điện môi thay đổi. Sau khi biến đổi với việc sử dụng hiệu ứng Pockel chúng ta sẽ nhận sự dịch pha với một góc là:

$$\varphi = 2\pi n \frac{L}{\lambda_0} \quad (9.19)$$

Nếu trường điện từ được tạo ra bởi điện thế V đặt lên hai mặt của linh kiện biến điệu có hai dải dẫn sóng cách nhau một khoảng là d thì $E = V/d$ thì :

$$\varphi = \varphi_0 - n \frac{V}{V_\pi} \quad (9.20)$$

trong đó

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{rn^3}. \quad (9.21)$$

V_π là điện thế tạo ra sự thay đổi pha một góc là π . Phương trình (9.20) biểu diễn quan hệ tuyến tính giữa dịch pha quang và điện thế. Tốc độ của bộ điều chế dựa trên hiệu ứng điện quang bị giới hạn bởi các ảnh hưởng hiệu ứng điện tích và bởi thời gian thay đổi của ánh sáng chạy qua vật liệu.

❖ Điều chế cường độ

Dòng điện bơm của laser sẽ tạo nên độ đảo nồng độ mật độ cư trú trong cấu trúc laser. Khi có tín hiệu điện bên ngoài được đặt vào laser trên dòng ngưỡng thì laser sẽ phát ra ánh sáng, cường độ phát xạ của ánh sáng phụ thuộc vào dòng điện bơm của tín hiệu bên ngoài. Như vậy với dòng bơm thay đổi thì cường độ ánh sáng phát ra từ laser cũng thay đổi, hay nói cách khác là biên độ sáng bị biến điệu với sự thay đổi dòng điện bơm bên ngoài. Phương pháp này không được dùng một cách rộng rãi.

❖ Điều biến cường độ với bộ kết nối đôi định hướng

Công suất quang được chia ở hai lối ra với tỷ lệ nào đó phụ thuộc vào hiệu suất ghép và độ dày tác động có bên trong cấu trúc của bộ kết nối đôi định hướng (directional coupler) của chúng. Hiệu suất kết nối phụ thuộc vào chiết suất của vật liệu dẫn sóng điện môi có trong cấu trúc linh kiện. Khi cường độ điện trường (E) đặt vào linh kiện thay đổi thì chiết suất của nó cũng thay đổi kéo theo sự phân chia công suất trong hai dải dẫn sóng thay đổi và kết quả là công suất quang được phân bố theo tỷ lệ nào đấy tại hai lối ra. Một trong hai lối ra nhận được sự biến đổi cường độ phù hợp với tín hiệu điều chế. Tổng công suất vào và ra không đổi nên cường độ ánh sáng ở hai lối ra biến đổi bù trừ nhau nên ta có thể chọn lối ra I hoặc II cho phù hợp.

9.4. BỘ PHÂN CỰC VÀ BỘ NGẮN CÁCH TÍN HIỆU

9.4.1. Hiện tượng phân cực và tính chất

Phân cực là thuộc tính rất quan trọng của sóng điện từ. Ánh sáng là một dạng của sóng điện từ. Hiện tượng này đã được bàn trong chương 2. Ánh sáng có thể phân cực tuyến tính (thẳng) phân cực tròn hay trong trường hợp tổng quát là phân cực ellipse.

Thông thường, ở một thời điểm bất kỳ một sóng ánh sáng phân cực nào cũng có thể phân tích thành hai thành phần E, H vuông góc với nhau. Nếu hai thành phần này cùng pha thì sóng tổng hợp sẽ phân cực tuyến tính. Nếu hai thành phần này khác pha nhau 90° thì sóng tổng hợp phân cực tròn. Thông thường thì ánh sáng có phân cực ellipse. Trạng thái phân cực được đặc trưng bởi pha và biên độ của hai thành phần trên.

9.4.2. Đặc điểm, nguyên lý hoạt động và ứng dụng của bộ phân cực

Bằng việc điều khiển sự thay đổi pha của hai thành phần, đầu ra có thể nhận được phân cực tuyến tính. Vì vậy điều chế biên độ có thể thực hiện được bằng việc thêm bộ phân cực tại bộ điều chế đầu ra. Một số môi trường không đẳng hướng như thạch anh làm cho các sóng phân cực tuyến tính bị quay. Hiện tượng này được gọi là hoạt tính quang học và khả năng quay của sóng phân cực tuyến tính được đặc trưng bởi đại lượng p^* gọi là công suất quay (có thứ nguyên là độ/cm). Trong môi trường có công suất quay p^* , một phân cực tuyến tính sẽ quay đi một giá trị p^*L khi đi qua khoảng cách là L . Đặc tính này được sử dụng để điều khiển phân cực và ngăn sóng phản xạ.

$$p^* = \pi(n - n_o) / \lambda \quad (9.22)$$

Hiệu ứng Faraday: Rất nhiều tinh thể có hoạt tính quang khi đặt trong môi trường từ tính mạnh, hiện tượng này gọi là hiệu ứng Faraday. Trong trường hợp này công suất quay được đặc trưng bởi:

$$p^* = V^*B \quad (9.23)$$

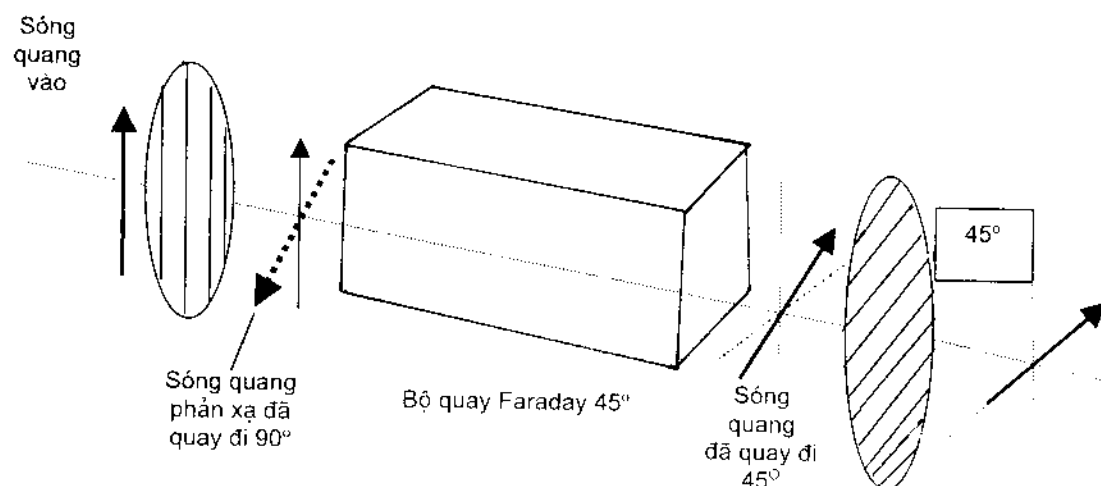
B là từ trường trong hướng truyền của sóng. V^* là hằng số Verdet.

9.4.3. Điều khiển phân cực

Từ biểu thức (9.23), B có thể sử dụng để điều khiển công suất quay tức là có thể xác định góc quay của phân cực. Vì vậy có thể sử dụng hiệu ứng Faraday như bộ điều khiển phân cực. Bộ điều khiển phân cực này rất quan trọng trong hệ thống thông tin quang coherent.

9.4.4. Bộ ngăn cách tín hiệu

Khi sóng phân cực tuyến tính đi qua bộ quay Faraday, nó bị quay một góc là θ . Nếu bị phản xạ lại, nó sẽ không thể trở lại trạng thái phân cực ban đầu mà nó bị quay tiếp một góc θ nữa. Vì chiều từ trường bị ngược lại do đó góc quay tổng cộng bây giờ là 2θ . Từ đó người ta đã chế tạo bộ ngăn cách tín hiệu như miêu tả ở Hình 9.19. Góc quay khi qua bộ quay Faraday được đặt là 45° , tổng góc quay trên toàn bộ hành trình là 90° . Nếu bộ phân cực được đặt tại đầu vào của bộ quay Faraday thì sóng phản xạ (được kí hiệu bằng mũi tên đứt nét phía đầu vào) sẽ bị loại trừ vì nó trực giao với bộ phân cực đầu vào.



Hình 9.19. Sơ đồ nguyên lý bộ ngăn cách tín hiệu

9.5. LINH KIỆN CHUYỂN MẠCH VÀ KẾT NỐI ĐÔI ĐỊNH HƯỚNG

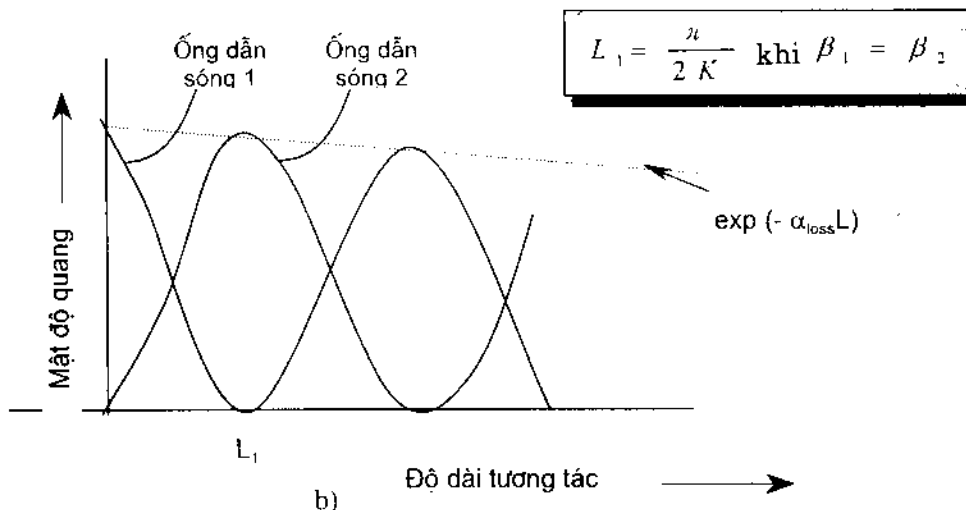
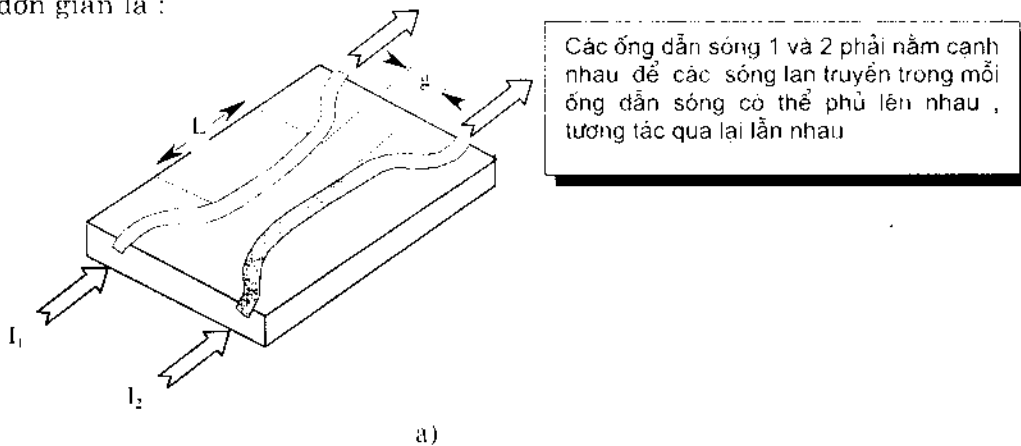
Trong phần trước đã xét qua hiệu ứng điện quang có thể sử dụng để biến điệu như thế nào. Bằng cách thay đổi chỉ số chiết suất người ta có thể biến điệu pha, biến điệu phân cực và qua sự giao thoa hai chùm sáng có thể biến điệu cường độ tín hiệu quang. Có thể sử dụng trực tiếp các khái niệm trên để ứng dụng vào quá trình chuyển mạch. Một ứng dụng quan trọng cho quá trình chuyển mạch là dùng linh kiện kết nối đôi định hướng (directional coupler). Đây là một linh kiện rất quan trọng dùng trong cả mạch kết nối đôi định hướng đơn và tổ hợp của chúng tạo nên mạch tổ hợp nhiều lối vào-ra dùng trong bộ chuyển mạch quang.

Kết nối đôi định hướng là một linh kiện có vai trò đặc biệt, với linh kiện này công suất quang có thể kết nối từ một đường dẫn sang đường dẫn bên cạnh qua việc thẩm thấu hay lan truyền của ánh sáng trong một ống dẫn qua lớp cách điện. Trong linh kiện kết nối đôi định hướng, ở hình dáng cơ bản, có hai tín hiệu quang đi vào hai lối I_1 và I_2 kết nối với hai lối ra O_1 và O_2 qua một đoạn gồm hai ống dẫn quang chạy song song đặt sát gần nhau như trên Hình 9.20. Trong trạng thái thụ động, linh kiện kết nối đôi định hướng có thể kết nối từ một dải dẫn sóng sang dải dẫn sóng bên cạnh. Tuy nhiên linh kiện này còn có thể sử dụng để nó hoạt động trong trạng thái tích cực bằng cách đặt vào linh kiện một điện trường để điều khiển làm cho tín hiệu quang có thể ra ở đầu O_1 hay O_2 tùy theo ý mình. Linh kiện hoạt động như thế này có ứng dụng rất quan trọng trong hệ thống thông tin quang để hướng tín hiệu quang đi vào các lối hay đường truyền mong muốn.

Bây giờ hãy xem xét linh kiện hoạt động ra sao. Có hai dải dẫn sóng đơn mode

được chế tạo trên cùng một đế như trên Hình 9.20 .a). Hai dải dẫn sóng này song song với nhau cách nhau một khoảng cách hẹp là g với chiều dài là L . Phía ngoài chiều dài L thì hai dải dẫn sóng rẽ nhánh rộng ra như trên hình vẽ. Sở dĩ cần đưa hai dải dẫn sóng gần nhau song song với nhau là để tạo nên một tương tác qua lại với nhau giữa hai mode sóng quang lan truyền trong hai dải dẫn sóng. Vì các sóng quang truyền dọc theo trục z , năng lượng của tín hiệu quang truyền qua lại giữa hai dải dẫn sóng quang.

Để hiểu về hoạt động của bộ kết nối đôi định hướng chúng ta cần sử dụng mô hình mode kết nối đơn để miêu tả ánh sáng lan truyền qua lại như thế nào từ dải này qua dải kia. Chúng ta giả thiết là có hai mode lan truyền ở dạng xung, mỗi mode trong một dải dẫn, và kí hiệu hai mode này là ψ_1 và ψ_2 . Giả thiết biên độ của hai mode là A_1 và A_2 trong hai dải dẫn số 1 và số 2, hệ số truyền trong hai dải là bằng nhau, nghĩa là $\beta_1 = \beta_2 = \beta$. Nếu như hai mode không có tương tác qua lại với nhau (khi hai dải dẫn để cách xa nhau), phương trình truyền mô tả các biên độ của hai mode có thể viết một cách đơn giản là :



Hình 9.20. Bộ kết nối đôi định hướng a) và các tín hiệu quang kết nối qua lại b)

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\beta A_1(z) \quad (9.24.a)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\beta A_2(z) \quad (9.24.b)$$

Nghiệm của hai phương trình trên có dạng là:

$$A_1(z) = A_1(0)e^{-i\beta z} \quad (9.25.a)$$

$$A_2(z) = A_2(0)e^{-i\beta z} \quad (9.25.b)$$

Nghiệm nhận được chỉ ra rằng độ lớn của biên độ là không đổi khi sóng lan truyền trong hai sợi quang cách xa nhau. Trong linh kiện kết nối đôi định hướng vì khe giữa hai dải sóng là hẹp nên các sóng lan truyền trong hai dải phủ lên nhau. Sự phủ sóng này làm cho hai mode liên kết chuyển giao năng lượng qua lại với nhau. Gọi K là hệ số kết nối qua lại giữa hai mode trong hai dải dẫn, khi đó phương trình mode biểu thị sự tương tác qua lại với nhau có thể viết như sau:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\beta A_1(z) - iKA_2(z) \quad (9.26.a)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\beta A_2(z) - iKA_1(z) \quad (9.26.b)$$

Hệ số truyền viết ở dạng biểu thức ảo sẽ là

$$\beta = \beta_r - \frac{i\alpha_{\text{loss}}}{2} \quad (9.27)$$

ở đó α_{loss} là hệ số suy hao trong dải dẫn, β_r là phần thực của hệ số truyền.

Giả thiết rằng ban đầu tín hiệu quang chỉ đưa vào một dải dẫn số 1 tại $z=0$, nghĩa là các biên độ của chúng được viết như sau :

$$\begin{aligned} A_1(0) &= 1 \\ A_2(0) &= 0. \end{aligned} \quad (9.28.a.b)$$

Giải hệ phương trình với các điều kiện biên và ban đầu đã cho, chúng ta sẽ có nghiệm ở dạng dưới đây:

$$A_1(z) = \cos(Kz)e^{-i\beta z} \quad (9.29.a)$$

$$A_2(z) = -i\sin(Kz)e^{-i\beta z} \quad (9.29.b)$$

Công suất quang tại điểm z nào đấy sẽ là

$$P_1(z) = A_1 A_1^* = \cos^2(Kz)e^{-\alpha_{\text{loss}} z} \quad (9.30.a)$$

$$P_2(z) = A_2 A_2^* = \sin^2(Kz)e^{-\alpha_{\text{loss}} z} \quad (9.30.b)$$

Hình 9.20 b) biểu thị sự biến đổi công suất hoặc mật độ tín hiệu quang trong các dải dẫn 1 và 2. Công suất quang chuyển đổi qua lại giữa hai dải (ống) dẫn trong quá trình lan truyền. Khoảng cách ngắn nhất để công suất ở một dải quang có thể chuyển hết sang dải bên kia sẽ là :

$$L = L_1 = \frac{\pi}{2K} \quad (9.31)$$

Nếu sóng quang trong các dải dẫn là không trùng hệ số truyền, nghĩa là $\beta_1 \neq \beta_2$ thì toàn bộ ánh sáng không chuyển hóa từ một dải dẫn sang dải khác. Ta kí hiệu:

$$2\Delta = |\beta_1 - \beta_2| \neq 0 \quad (9.32)$$

Khi $A_1(0) = 1$; $A_2(0) = 0$, giải hệ phương trình chúng ta có thể nhận biểu thức sau:

$$\frac{P_2(z)}{P_1(0)} = \frac{K^2}{K^2 + \Delta^2} \sin^2 \left[\left(K^2 + \Delta^2 \right)^{1/2} z \right] \quad (9.33)$$

Có thể thấy rất rõ là nếu $\Delta^2 \gg K^2$ sẽ không có sự kết nối qua lại. Như vậy giá trị Δ sẽ có vai trò điều khiển để năng lượng của các sóng có thể chuyển hóa qua lại giữa hai ống dẫn sóng.

Trong bộ kết nối đôi định hướng, phương thức làm việc của nó phụ thuộc vào sự biến đổi giá trị Δ bởi một điện trường ngoài đặt vào. Lưu ý rằng nếu $\Delta = 0$, như trên đã chỉ ra, thì chiều dài chuyển giao hết năng lượng của sóng 1 sang sóng 2 sẽ là:

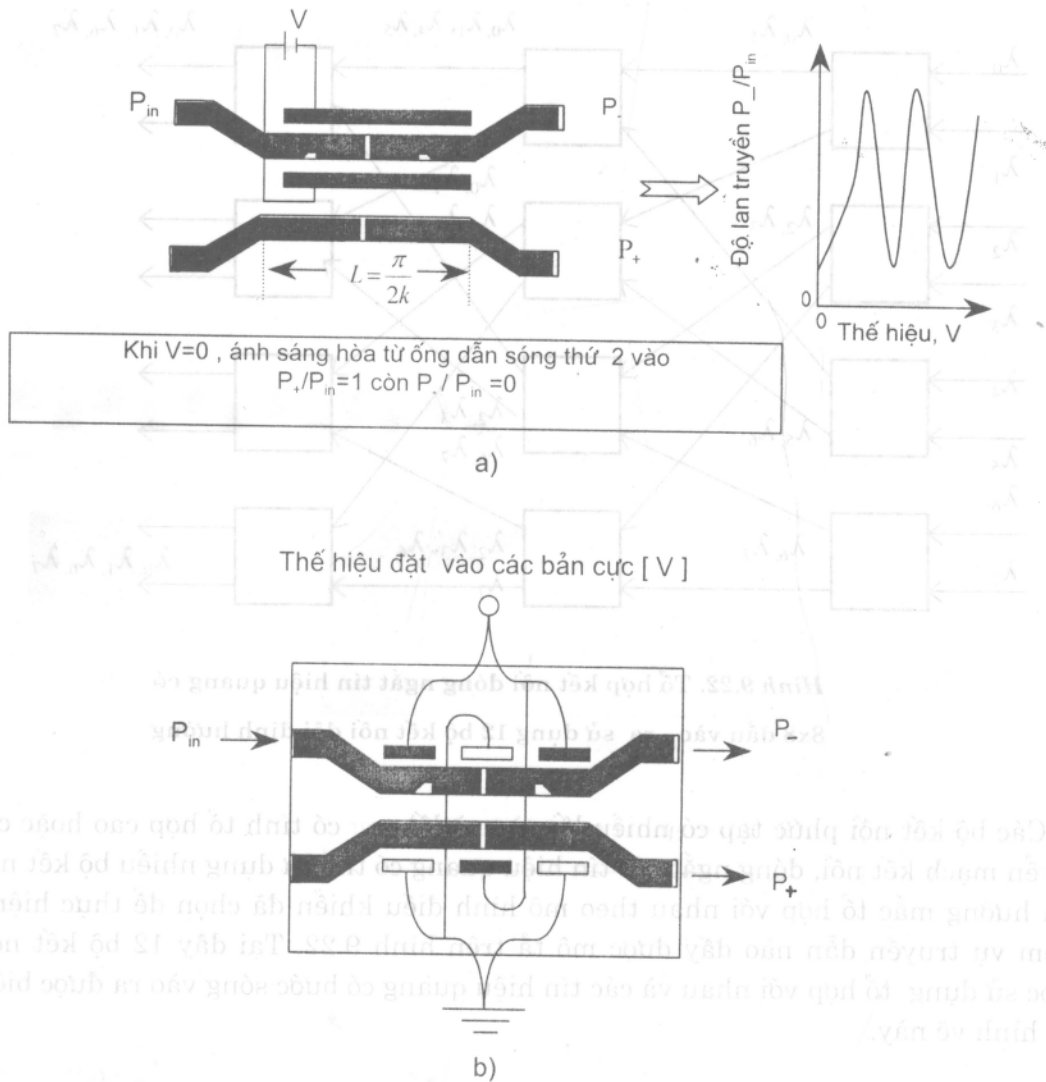
$$L_1 = \frac{\pi}{2K} \quad (9.34)$$

Khi người ta đặt một thế hiệu vào sao cho để có sự thay đổi Δ_{sw} thỏa mãn điều kiện sau đây:

$$\left[\left(K^2 + \Delta_{sw}^2 \right)^{1/2} \right] L_1 = \pi \quad (9.35)$$

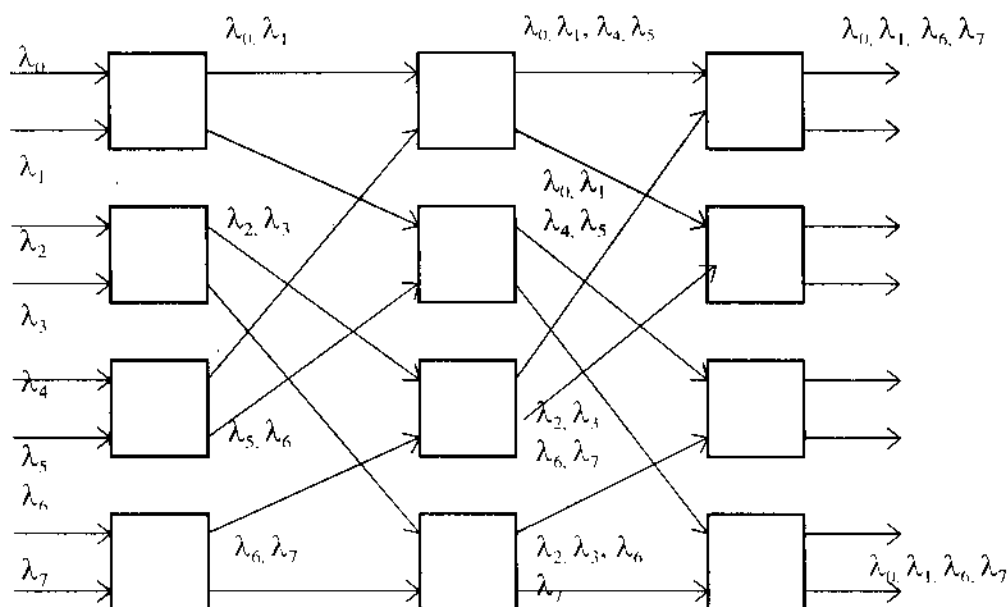
thì sẽ không có ánh sáng từ dải dẫn sóng 2 hòa vào bên dải dẫn sóng 1 như biểu diễn trên Hình 9.21.b).

Quá trình đóng ngắt (switching) được điều khiển bởi hệ số kết nối K và cường độ của hiệu ứng quang điện và thế hiệu đặt vào để điều khiển giá trị Δ . Để cho thế hiệu đặt vào là nhỏ thì cần có một hiệu ứng điện quang lớn. Hiệu ứng kết nối biến đổi theo hàm mũ của khoảng cách khe g giữa hai dải dẫn. Ngoài ra cũng dễ cho thế hiệu đặt vào là nhỏ thì thường phải có hệ thống điện cực phù hợp với cấu trúc linh kiện để có thể phân thế hiệu (trường điện) vào cấu kiện cho hợp lý (xem trên Hình 9.21.a) và với cách này độ dịch tổng cộng Δ có thể tăng lên gấp đôi.



Hình 9.21. Thế phân cực đặt vào một ống dẫn sóng trong bộ kết nối đôi, tín hiệu chỉ chạy trong một ống dẫn sóng a) và hệ thống phân cực có thể đặt thêm vào hệ thống kết nối đôi để tăng hiệu ứng điện quang b)

Đối với các bộ kết nối đôi định hướng trên cơ sở linh kiện khối (trên vật liệu LiNbO_3 , GaAs hay LiTaO_3) kích thước của linh kiện hơi lớn vì hệ số hiệu ứng điện quang không mạnh. Thông thường linh kiện đòi hỏi có kích thước chiều dài ống dẫn sóng tương tác cỡ 1 cm và thế phân cực cỡ 5-10 V. Còn các linh kiện trên cơ sở cấu trúc giếng lượng tử cho kích thước nhỏ hơn vì hiệu ứng điện quang được cải thiện hơn.



Hình 9.22. Tổ hợp kết nối đóng ngắt tín hiệu quang có
8x8 đầu vào - ra sử dụng 12 bộ kết nối đôi định hướng

Các bộ kết nối phức tạp có nhiều lối vào và lối ra, có tính tổ hợp cao hoặc các bộ chuyển mạch kết nối, đóng ngắt các tín hiệu quang có thể sử dụng nhiều bộ kết nối đôi định hướng mắc tổ hợp với nhau theo mô hình điều khiển đã chọn để thực hiện một nhiệm vụ truyền dẫn nào đấy được mô tả trên hình 9.22. Tại đây 12 bộ kết nối đôi được sử dụng tổ hợp với nhau và các tín hiệu quang có bước sóng vào ra được biểu thị trên hình vẽ này.

PHỤ LỤC

Phụ lục A

MỘT SỐ HẰNG SỐ VẬT LÝ

Dại lượng	Kí hiệu	Giá trị độ lớn
Đơn vị Angstrom	Å	$1 \text{ Å} = 10^{-1} \text{ nm} = 10^{-8} \text{ cm}$
Hằng số Avogadro	N_{AVO}	$6.02204 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Bán kính Bohr	α_B	0.52917 Å
Hằng số Boltzman	k_B	$1.38066 \times 10^{-23} \text{ J/K (R/N}_{\text{AVO}})$
Điện tích cơ bản	q	$1.60218 \times 10^{-19} \text{ C}$
Khối lượng nghỉ của điện tử	m_e	$0.91095 \times 10^{-30} \text{ kg}$
Thế năng điện tử (eV)	eV	$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$ $= 23.053 \text{ kcal/mol}$
Hằng số khí	R	$1.98719 \text{ cal mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Độ từ thẩm trong chân không	μ_0	$1.25663 \times 10^{-8} \text{ H/cm (} 4\pi \times 10^{-9} \text{)}$
Độ điện thẩm trong chân không	ϵ_0	$8.85418 \times 10^{-14} \text{ F/cm (} 1/\mu_0 c^2 \text{)}$
Hằng số Planck	h	$6.62617 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Hằng số Planck chuẩn hoá	$h/2\pi$	$1.05458 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Khối lượng nghỉ của Proton	M_p	$1.67264 \times 10^{-27} \text{ kg}$
Tốc độ của ánh sáng trong chân không	c	$2.99792 \times 10^{10} \text{ cm/s}$
Áp suất chuẩn	torr	$1.01325 \times 10^5 \text{ N/m}^2$
Thế hiệu nhiệt tại 300 K	$k_B T/q$	0.0259 V
Bước sóng lượng tử 1 eV	λ	1.23977 μm

Phụ lục B

CÁC THỪA SỐ CỦA ĐƠN VỊ

Hệ số nhân	Tên gọi	Kí hiệu	Hệ số nhân	Tên gọi	Kí hiệu
10^{18}	exa	E	10^{-1}	deci	d
10^{15}	peta	P	10^{-2}	centi	c
10^{12}	tera	T	10^{-3}	milli	m
10^9	giga	G	10^{-6}	micro	μ
10^6	mega	M	10^{-9}	nano	n
10^3	kilo	k	10^{-12}	pico	p
10^2	hecto	h	10^{-15}	femto	f
10	deka	da	10^{-18}	atto	a

Phụ lục C

LIỆT KÊ MỘT SỐ KÍ HIỆU CHÍNH VÀ THỨ NGUYÊN

Kí hiệu	Chú giải hay tên gọi	Đơn vị, thứ nguyên
a	Hằng số mạng	Å
B	Vectơ cảm ứng từ	Wb/m ²
c	Tốc độ của ánh sáng trong chân không	cm/s
C	Điện dung	F
D	Vectơ dịch chuyển điện	C/cm ²
D_n, D_p	Hệ số khuếch tán của điện tử và lỗ trống	cm ² /s
E, E	Vector điện trường, giá trị điện trường	V/cm
E_F, E_{Fn} E_{Fp}	Mức năng lượng Fermi, Mức Fermi của bán dẫn loại n và loại p	eV
E_g	Độ rộng vùng năng lượng cấm	eV
E_v, E_c	Đỉnh vùng hoá trị, đáy vùng dẫn	eV
E_m	Trường cực đại	V/cm
f	Tần số	Hz(cps)
$F(E)$	Hàm phân bố Fermi-Dirac	
$h, h/2\pi$	Hằng số Planck, hằng số Plank chuẩn hoá	J.s
$h\nu$	Năng lượng photon	eV
I	Dòng điện	A
I_c	Dòng collector	A
$J, (J)$	Vectơ mật độ dòng điện (Mật độ dòng điện)	(A/cm ²)
J_s	Mật độ dòng điện ngưỡng	A/cm ²
k	Vectơ số sóng	1/cm hay 1/μm
k_B	Hằng số Boltzman	J/K
kT	Năng lượng nhiệt	eV
L, l	Một đoạn chiều dài, chiều dài	cm hoặc μm
m_0	Khối lượng nghỉ của điện tử	kg
m^*	Khối lượng hiệu dụng	kg
m_n, m_p	Khối lượng của điện tử và lỗ trống	kg
n	Chiết suất	
n	Mật độ điện tử tự do	cm ⁻³

n_i	Mật độ hạt tải thuần	cm^{-3}
N	Kí hiệu miền N của bán dẫn loại n	
N_A	Nồng độ tạp chất Aceptor	cm^{-3}
N_C	Mật độ hiệu dụng các trạng thái ở vùng dẫn	cm^{-3}
N_D	Nồng độ tạp chất donor	cm^{-3}
N_V	Mật độ hiệu dụng các trạng thái vùng hoá trị	cm^{-3}
p	Nồng độ của lỗ trống tự do	cm^{-3}
P	Kí hiệu miền P của bán dẫn loại p	
P	Áp suất	N/m^2
q	Độ lớn của điện tích (điện tử, lỗ trống)	Culong
e	Chỉ độ lớn của điện tích điện tử	Culong
Q	Điện tích tổng cộng	Culong
R	Tốc độ tái hợp	
$\mathcal{R}, \mathcal{R}(\lambda)$	Độ nhạy phổ, phổ độ nhạy theo bước sóng	A/W
$\mathcal{R}_c$	Hệ số phản xạ ánh sáng	
t	Thời gian	sec
T	Nhiệt độ tuyệt đối	K
v	Tốc độ hạt tải	cm/s
v_s	Tốc độ bão hoà	cm/s
v_{th}	Tốc độ nhiệt	cm/s
V	Thế hiệu	V
V_{bi}	Thế bên trong	V
V_{EB}	Thế hiệu Emitter - Base	V
V_B	Thế đánh thủng	V
W	Chiều dày, chiều miền nghèo	cm hoặc μm
W_B	Chiều dày miền cực gốc B trong transistor	cm hoặc μm
x	Chiều x toạ độ	
∇	Toán tử đạo hàm	
∇T	Gradient nhiệt độ	K/cm
ϵ_0	Độ điện thẩm trong chân không	F/cm
ϵ_s	Độ điện thẩm bán dẫn	F/cm
$\epsilon_i, \epsilon_{ox}$	Độ điện thẩm vật liệu cách điện, ôxit	F/cm
$\epsilon = \epsilon/\epsilon_0$	Hằng số điện môi	
τ	Thời gian sống hoặc thời gian phân rã	s
θ	Góc	rad

λ	Chiều dài bước sóng	μm hoặc nm
ν	Tần số của ánh sáng	Hz
μ_0	Độ từ thẩm trong chân không	H/cm
μ_n	Độ linh động của điện tử	$\text{cm}^2/\text{V.s}$
μ_p	Độ linh động của lỗ trống	$\text{cm}^2/\text{V.s}$
ρ	Điện trở suất	$\Omega.\text{cm}$
Φ_B	Chiều cao hàng rào thế năng	V hoặc (eV)
ϕ_o	Công suất tín hiệu quang (thông lượng quang)	
ϕ	Hàm sóng của điện tử	
ϕ_{nn}	Chiều cao hàng rào thế trên bán dẫn loại n	V hoặc (eV)
ϕ_{pp}	Chiều cao hàng rào thế trên bán dẫn loại p	V hoặc (eV)
Φ_m	Công thoát của kim loại	V hoặc (eV)
ω	Tần số góc	Hz
Ω	Ohm	Ω
r	Vectơ trong hệ trục không gian	cm
x, y, z	Vectơ đơn vị theo các chiều x, y, z	Cm

Phụ lục D

ĐẶC ĐIỂM CẤU TRÚC VÙNG NĂNG LƯỢNG VÀ SỐ LIỆU THỰC NGHIỆM

Bán dẫn	Loại vùng cấm	Độ rộng vùng cấm thực nghiệm		Sự phụ thuộc của vùng cấm vào nhiệt độ
AlAs	Vùng cấm không thẳng	2.239	2.163	$2.239 - 6.0 \times 10^{-4} T^2 / (T+408)$
GaP	Vùng cấm không thẳng	2.338	2.261	$2.388 - 5.771 \times 10^{-4} T^2 / (T+372)$
GaAs	Vùng cấm thẳng	1.519	2.261	$1.519 - 5.405 \times 10^{-4} T^2 / (T+204)$
GaSb	Vùng cấm thẳng	0.810	0.726	$0.810 - 3.78 \times 10^{-4} T^2 / (T+94)$
InP	Vùng cấm thẳng	1.421	1.351	$1.421 - 3.63 \times 10^{-4} T^2 / (T+162)$
InAs	Vùng cấm thẳng	0.420	0.360	$0.420 - 2.50 \times 10^{-4} T^2 / (T+75)$
InSb	Vùng cấm thẳng	0.263	0.172	$0.263 - 2.99 \times 10^{-4} T^2 / (T+140)$
Si	Vùng cấm không thẳng	1.17	1.11	$1.17 - 4.37 \times 10^{-4} T^2 / (T+636)$
Ge	Vùng cấm không thẳng	0.66	0.74	$0.74 - 4.77 \times 10^{-4} T^2 / (T+235)$

Phụ lục E

CÁC TÍNH CHẤT CỦA Ge, Si VÀ GaAs TẠI 300 K

<i>Các tính chất</i>	<i>Ge</i>	<i>Si</i>	<i>GaAs</i>
Số nguyên tử / cm ³	4.42 x 10 ²²	5.0 x 10 ²²	4.42 x 10 ²²
Trọng lượng nguyên tử	72.60	28.09	144.63
Trường điện đánh thủng (V/cm)	~10 ⁵	~3 x 10 ⁵	~ 4 x 10 ⁵
Cấu trúc tinh thể	Kim cương	Kim cương	Zincblende
Mật độ (g/cm ³)	5.3267	2.328	5.32
Hằng số điện môi	16.0	11.9	13.1
Mật độ hiệu dụng của các trạng thái trong vùng dẫn, N _C (cm ⁻³)	1.04 x 10 ¹⁹	2.8 x 10 ¹⁹	4.7 x 10 ¹⁷
Mật độ hiệu dụng của các trạng thái trong vùng hoá trị, N _V (cm ⁻³)	6.0 x 10 ¹⁸	1.04 x 10 ¹⁹	7.0 x 10 ¹⁸
Khối lượng hiệu dụng, m [*] /m ₀ :			
Các điện tử	m _i [*] = 1.64 m _l [*] = 0.082	m _i [*] = 0.98 m _l [*] = 0.19	0.067
Các lỗ trống	m _{lh} [*] = 0.044 m _{hh} [*] = 0.28	m _{lh} [*] = 0.16 m _{hh} [*] = 0.49	m _{lh} [*] = 0.082 m _{lh} [*] = 0.45
Ái lực điện tử, χ (V)	4.0	4.05	4.07
Dải năng lượng tại 300 K (eV)	0.66	1.12	1.424
Nồng độ hạt tải thuần (cm ³)	2.4 x 10 ¹³	1.45 x 10 ¹⁰	1.79 x 10 ⁶
Độ dài Debye (μm)	0.68	24	2250
Điện trở suất thuần (Ω.cm)	47	2.3 x 10 ⁵	10 ³
Hằng số mạng (Å)	5.64613	5.43095	5.6533
Hệ số tuyến tính của dẫn nở nhiệt $\Delta L / \Delta T$ (°C ⁻¹)	5.8 x 10 ⁻⁶	2.6 x 10 ⁻⁶	6.86 x 10 ⁻⁶
Điểm nóng chảy (°C)	937	1415	1238
Thời gian sống của hạt tải thiểu số (s)	10 ⁻³	2.5 x 10 ⁻³	~ 10 ⁻⁸
Độ linh động (cm ² / V. s)			
Điện tử	3900	1500	8500
Lỗ trống	1900	450	400

Năng lượng photon quang (eV)	0.037	0.063	0.035
Quãng đường tự do trung bình của phonon λ_0 (Å)	105	76 (điện tử) 55 (lỗ trống)	58
Nhiệt đặc trưng (J/g - °C)	0.31	0.7	0.35
Độ dẫn nhiệt tại 300 K (W/cm - °C)	0.6	1.5	0.46
Hệ số khuếch tán nhiệt (cm ² /s)	0.36	0.9	0.44
Áp suất pha hơi (Pa)	1 tại 1330°C 10 ⁻⁶ tại 760°C	1 tại 1650°C 10 ⁻⁶ tại 900°C	100 tại 1050°C 1 tại 900°C

Phụ lục F

CÁC TÍNH CHẤT CỦA ÔXIT CÁCH ĐIỆN SiO₂ VÀ Si₃N₄ TẠI 300 K

Ôxit cách điện	SiO ₂	Si ₃ N ₄
Cấu trúc	Amorf	Amorf
Điểm nóng chảy (°C)	~ 1600	---
Mật độ (g/cm ³)	2.2	3.1
Chiết suất	1.46	2.05
Hằng số điện môi	3.9	7.5
Độ cách điện (V/cm)	10 ⁷	10 ⁷
Vùng hấp thụ IR (μm)	9.3	11.5 - 12.0
Độ rộng vùng cấm (eV)	9	~0,5
Hệ số dẫn nở nhiệt (°C ⁻¹)	5 x 10 ⁻⁷	----
Độ dẫn nhiệt (W/cm .K)	0.014	-----
Điện trở dòng một chiều (Ω .cm) tại 25°C	10 ¹⁴ - 10 ¹⁶ ----	~10 ¹⁴ ~ 2 x 10 ¹³
Tốc độ ăn mòn trong HF đặc (/min)	1000	5 - 10
Chú giải: thành phần HF đặc : 34.6 % (wt.) NH ₄ F, 6.8% (wt.) HF, 58.6% H ₂ O		

Phụ lục G

MỘT SỐ TÍNH CHẤT QUAN TRỌNG CỦA BÁN DẪN HỢP CHẤT

Vật liệu	Khối lượng điện tử (m_0)	Khối lượng lỗ trống (m_0)
AlAs	0.1	
AlSb	0.12	$m_{\text{dos}} = 0.98$
GaN	0.19	$m_{\text{dos}} = 0.60$
GaP	0.82	$m_{\text{dos}} = 0.60$
GaAs	0.067	$m_{\text{lh}} = 0.082$
GaSb	0.042	$m_{\text{dos}} = 0.40$
Ge	$m_l = 1.64, m_t = 0.082$	$m_{\text{lh}} = 0.044, m_{\text{hh}} = 0.28$
InP	0.073	$m_{\text{dos}} = 0.64$
InAs	0.027	$m_{\text{dos}} = 0.4$
InSb	0.13	$m_{\text{dos}} = 0.4$
Si	$m_l = 0.98, m_t = 0.19$	$m_{\text{lh}} = 0.16, m_{\text{hh}} = 0.49$

Phụ lục H

MỘT SỐ THÔNG SỐ CỦA VẬT LIỆU BÁN DẪN ĐƠN VÀ HỢP CHẤT TẠI 300 K

Vật liệu	Cấu trúc tinh thể	Độ rộng băng (eV)	Hằng số điện môi tĩnh	Hằng số mạng (Å)	Mật độ (gm.cm^{-3})
C	DI	5.50 I	5.570	3.5668	3.5153
Si	DI	1.1242 I	11.9	5.431	2.3290
SiC	ZB	2.416 I	9.72	4.3596	3.166
Ge	DI	0.664 I	16.2	5.658	5.323
AlN	W	6.2 D	$\epsilon = 9.14$	$a = 3.111$ $c = 4.981$	3.255
AlP	ZB	2.45 I	9.8	5.4635	2.401
AlAs	ZB	2.153 I	10.06	5.660	3.760
GaN	W	3.44 D	$\epsilon_{\parallel} = 10.4$ $\epsilon_{\perp} = 9.50$	$a = 3.175$ $c = 5.158$	6.095

GaP	ZB	2.272	I	11.11	5.4505	4.138
GaAs	ZB	1.424	D	13.18	5.653	5.318
GaSb	ZB	0.75	D	15.69	6.0959	5.6137
InN	W	1.89	D	----	a = 3.545 c = 8.703	6.81
InP	ZB	1.344	D	12.56	5.8687	4.81
InAs	ZB	0.354	D	15.15	6.058	5.667
InSb	ZB	0.230	D	16.8	6.479	5.775
ZnS	ZB	3.68	D	8.9	5.4102	4.079
ZnS	W	3.9107	D	$\epsilon = 9.600$	a = 3.822 c = 6.620	4.084
ZnSe	ZB	2.822,D		9.1	5.668	5.266
ZnTe	ZB	2.394	D	8.7	6.104	5.636
CdS	W	2.501	D	$\epsilon = 9.380$	a = 4.136 c = 6.714	4.82
CdS	ZB	2.50,D		---	5.818	---
CdSe	W	1.751	D	$\epsilon_{ } = 10.16$ $\epsilon_{\perp} = 9.290$	a = 4.2999 c = 7.0109	5.81
CdTe	ZB	1.475,D		10.2	6.482	5.87
PbS	R	0.41	D*	169.	5.936	7.597
PbSe	R	0.278,D*		210.	6.117	8.26
PbTer	R	0.310,D*		414.	6.462	8.219

Chú giải: * DI : kim cương, R: rockfatt (tinh thể muối đá), W: Wurtzite, ZB : zinc – blende (giả kẽm)

* Vùng cấm tại điểm L; D: thẳng; I : không thẳng; $\epsilon_{||}$: song song với trục C; $\epsilon_{\perp}$ vuông góc với trục C

Phụ lục I

ĐƠN VỊ DECIBEL (dB) VÀ MILIDECIBEL (dBm)

Đơn vị Bell, decibel đầu tiên được sử dụng để đo tín hiệu âm thanh, sau đó được áp dụng khá phổ biến trong nhiều đại lượng đo lường, nhất là đo các tín hiệu điện. Đơn vị Bell (B) hầu như không được dùng vì nó có giá trị lớn, thường chỉ dùng đơn vị nhỏ hơn. Với việc so sánh chuẩn hoá với một giá trị chuẩn thì nhiều đại lượng điện

trong hệ thống thông tin có thể biểu thị ra bằng đơn vị dB, dBm hay dBμ...Như vậy các đại lượng này là các đại lượng tương đối.

a) Một đại lượng công suất điện nào đó biểu thị ra dB được định nghĩa như sau:

$$a[\text{dB}] = 10 \log \frac{P_1}{P_o} \quad \text{Khi chọn } P_o = 1 \text{ W} \quad (\text{PI.1a})$$

$$a[\text{dBm}] = 10 \log \frac{P_1}{P_o} \quad \text{Khi chọn } P_o = 1 \text{ mW} \quad (\text{PI.1b})$$

$$a[\text{dB}] = 10 \log \frac{P_1}{P_o} \quad \text{Khi chọn } P_o = 1 \mu\text{W} \quad (\text{PI.1c})$$

trong đó P_1 là công suất cần được xác định, P_o là công suất chuẩn chọn trước.

Đơn vị thường dùng nhất trong thông tin là dBm. Khi tính giá trị công suất tại giá trị $P_1 = 1\text{mW}$ thì tương đương với 0 [dBm].

b) Từ việc chọn giá trị công suất chuẩn hoá như trên và chọn một giá trị điện trở chuẩn $R_o = 600 \Omega$ chúng ta có thể tính được các đại lượng điện khác có liên quan. Ví dụ trên cơ sở chọn công suất $P_o = 1\text{mW}$ và $R_o = 600 \Omega$, thế hiệu chuẩn U_o có thể tính được như sau:

$$U_o = \sqrt{R_o P_o} = \sqrt{1\text{mW} \cdot 600\Omega} = 0,77456\text{V} = 774,56\text{mV}.$$

Khi tính đơn vị điện thế ra dB thì theo định nghĩa ta có:

$$u[\text{dB}] = 20 \log \frac{U_1}{U_o} \quad \text{Khi chọn } U_o = 775 \text{ mV} \quad (\text{PI.2})$$

ở đây U_1 là giá trị thế hiệu cần xác định ra dB.

Khi $U_1 = 775 \text{ mV}$ thì tỷ số $U_1/U_o = 1$ và khi này $u = 0 \text{ dB}$. Từ các công thức đã cho hoặc từ các bảng chuyển đổi chúng ta có thể xác định dễ dàng các giá trị thế hiệu khi biết giá trị thế hiệu chuẩn U_o .

Phụ lục K

a) So sánh một số đại lượng quang và đại lượng bức xạ

Trong đo lường các tín hiệu quang và chế tạo các thiết bị đo về tín hiệu quang, điều rất cần thiết là phải biết được mối liên hệ giữa các thông số về bức xạ và các thông số quang để tiện cho việc tính chuyển đổi qua lại lẫn nhau. Các đại lượng bức xạ là các đại lượng tích phân trong một dải bức xạ nào đấy còn đại lượng quang thường được hiểu là đại lượng đặc trưng cho vùng ánh sáng nhìn thấy (trong thông tin quang, dải quang được hiểu là dải từ $0,4 \mu\text{m}$ đến $1,5 \mu\text{m}$). Cả hai hệ đại lượng trên đặc trưng cho cả đầu phát quang và thu quang.

BẢNG PHỤ LỤC K: CÁC ĐẠI LƯỢNG BỨC XẠ VÀ ĐẠI LƯỢNG QUANG

STT	Hệ đại lượng bức xạ	Hệ đại lượng quang
1	Công suất bức xạ (Radiant flux) Φ_e [W]	Quang thông (Luminous flux) Φ_v [lm]
2	Năng lượng bức xạ (Radiant energy) Q_e [W.s]	Quang năng (Luminous energy) Q_v [lm.s]
3	Công suất phát trên diện tích (Radiant emittance) M_e [W/m ²]	Dòng phát quang trên diện tích (Luminous emittance) M_v [lm/m ²]
4	Cường độ bức xạ (Radiant intensity) I_e [W/sr], sr là góc khối	Cường độ quang (Luminous intensity) I_v [cd = lm / sr], sr là góc khối
5	Mật độ bức xạ (Radiance) L_e [W/(m ² .sr)]	Mật độ quang (Luminance) L_v [lm/(m ² .sr)]
6	Hiệu suất phát xạ (Radiance efficiency) η_e [W/W]	Hiệu suất phát sáng (Luminous efficiency) η_v [lm/W]
7	Công suất bức xạ được chiếu vào bề mặt (Irradiance) E_e [W/m ²]	Độ rọi (Illuminance) E_v [lux = lm/m ²]
8	Lượng bức xạ được chiếu vào (Irradiation) H_e [W.s/m ²]	Lượng ánh sáng được chiếu vào (Illumination) H_v , [lx.s=lm.s/m ²]

b) Ý nghĩa các đại lượng trong bảng phụ lục như sau

Quang thông: được đo bằng cường độ sáng I của một nguồn sáng điểm nhân với góc khối. Đơn vị là lumen. 1 lumen là quang thông do nguồn điểm bức xạ quang với cường độ 1 cd (candela) trong góc khối 1 sr (steradian).

Đặc trưng của dòng bức xạ: dùng đo cường độ quang với đơn vị candela, kí hiệu là cd. 1 cd bằng cường độ ánh sáng bức xạ toàn phần từ bề mặt có diện tích 1/600000 m² theo hướng vuông góc, ở nhiệt độ bức xạ bằng nhiệt độ đông đặc của Pt ở nhiệt độ 2024°K và ở áp suất 1,01325 Pa.

Độ rọi là đại lượng đo bằng tỉ số giữa quang thông và diện tích bề mặt được chiếu sáng. Đơn vị là lux.

Độ chói là đại lượng đo bằng tỉ số giữa cường độ sáng theo một hướng với diện tích hình chiếu của mặt chiếu sáng trên mặt phẳng vuông góc với hướng quan sát. Đơn vị đo là candela trên mét vuông [cd/m^2].

Quang năng là đại lượng đo bằng tích quang thông với thời gian chiếu bức xạ quang, có thứ nguyên là (lumen. giây).

CÁC TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Jasprit Singh; Semiconductor Optoelectronics; Physics and Technology; Mcgraw-hill International Editions. 1995.
- [2] Jasprit Singh; Optoelectronics, An Introduction to Materials and Devices, the McGraw-Hill Companies. Inc, 1996
- [3] Joseph.C.Palais; Fiber Optical Communications; Fourth Edition, Prentice Hall, New Jersey 07458, 1992;
- [4] B.E.A. Saleh and M.C. Teich; Fundamentals of Photonics; A Wiley- InterScience, Publications; John Wiley & Sons Inc., New York, Chichester Brisbane Toronto Singapore; 1981.
- [5] Optical Fibres , Sensors and Communications, Proceedings of ICS, Coordinators: G.Denardo (ICS-Trieste Italy and V.H. Nguyen HaNoi-1997
 - a) Nguyen Van Hieu, Fundamentals of Optics and Introduction to Quantum Electronics; pp.1-30
 - b) U.C. Paek ; Optical Fibers ; pp. 32-51
- [6] Lucien M.Biberman and Sol Nudelman; Photoelectric Imaging Devices; Vol. I, II; Plenum Press. Newyork-London; 1971.
- [7] S.M.sze; Physics of semiconductor devices; A Wiley- InterScience Publications, Johnwiley & Sons, New York, Chichester Brisbane Toronto 1981.
- [8] S.M.Sze. Semiconductor Devices; Physics and Technology; Johnwiley & Sons; 1985.
- [9] Đỗ Xuân Thụ ; Dụng cụ bán dẫn; Tập I: Nhà xuất bản Đại học và trung học chuyên nghiệp Hà Nội 1985.
- [10] Đào Khắc An ; Vài nét về vật liệu linh kiện cảm biến quang; Bài giảng lớp học mùa hè, quang điện tử và quang học; Đại học Huế, 16-23/4/1997; Tập 1, trang 124-144.
- [11] Công nghệ truyền dẫn quang; Nhà xuất bản Khoa học và kỹ thuật; Hà nội 1997.
- [12] Donald G. Fink and Donald Christiansen; Sổ tay kỹ sư điện tử ; nhà xuất bản Khoa học và Kỹ thuật, Hà Nội 1996.
- [13] Sentiday Klára; Félvezető Photodetectors; Műszaki Könyvkiadó, Budapest 1977.
- [14] William Schockley; Electrons and Holes in Semiconductors; John Wiley and Sons, Inc., New York - London-Sedney 1956.
- [15] Valkó Ivan Péter; Elektroncsövek és Félvezetők; Tankönyvkiadó, Budapest, 1968.
- [16] András Ambrózy; Electronic noise; Akadémiai Kiadó, Budapest 1982.
- [17] Đào Khắc An; Nhiều điện, phương pháp nhiều điện và phổ nhiều trong nghiên cứu tính chất linh kiện điện tử bán dẫn , Bản thảo giáo trình dạy Cao học.

- [18] Simonyi Károly; Elméleti Villamosságtan, Budapest Könyvkiadó, Budapest 1964.
- [19] P.T. Moseley và A.J. Crocker; Sensor Materials; Institute of Physics Publishing Brristol and Philadelphia ,1996.
- [20] A.S.Grove; Vật lí và công nghệ các dụng cụ bán dẫn (người dịch Phạm Trung Dũng) Nhà XBKHKT, Hà Nội , 1978.
- [21] TEXAS Optoelectronikai Receptek (Varnai Ferenc), Muszaki Konyv Kiadó, Budapest 1979.
- [22] Behzad Razavi; RF Microelectronics, Threodores, Rapport Series Editor, 1998.
- [23] Jack.R Smith; Modern communication Circuits; second edition; Mc Graw Hill , Boston Masachuseetts.Bur Ridge...1998.
- [24] E.A.Edis &J.E. Varrall; Newnes Telecommunication Pocket Book, Newnes, 1996.
- [25] Võ Thạch Sơn ; Linh kiện bán dẫn và vi mạch , Nhà xuất bản Khoa học Kỹ thuật, Hà Nội, 2001
- [26] Hồ Văn Sung ; Linh kiện bán dẫn và vi mạch; Nhà xuất bản Giáo dục, 2001
- [27] Dương Minh Trí; Linh kiện quang điện tử ; Vật lý –Linh kiện –mạch điện ứng dụng;, Nhà xuất bản KHKT, 1994.
- [28] Vũ Văn San; Kỹ thuật thông tin quang, nguyên lý cơ bản và công nghệ tiên tiến , Nhà xuất bản KHKT 1997.
- [29] Trần Đức Hân, Nguyễn Minh Hiễn ; Cơ sở kỹ thuật laser; Nhà xuất bản Giáo dục, Hà nội, 2000.
- [30] Leonce J. Sevin, Jr; Field effect transistror McGrã-Hill Book Company; NeW York, 1965.
- [31] Max Ming-Kang Liu: Principles and application of Optical Communications; Irvin, Chicago-Bogota..Sydney-Toronto; 1996.
- [32] Phùng Hồ; Giáo trình Vật lý điện tử; Nhà Xuất bản KHKT, Hà Nội – 2001.
- [33] Sorab K. Ghandhi; The Theory and practice of Microelectronics; John Wiley and Sons, Inc. New york-London-Sydney –Toronto; 1968.
- [34] Jacob Millman; Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems; McGRAW-Hill Book company; New York- Sydney –Toronto; 1972.

Giá : 45.200đ