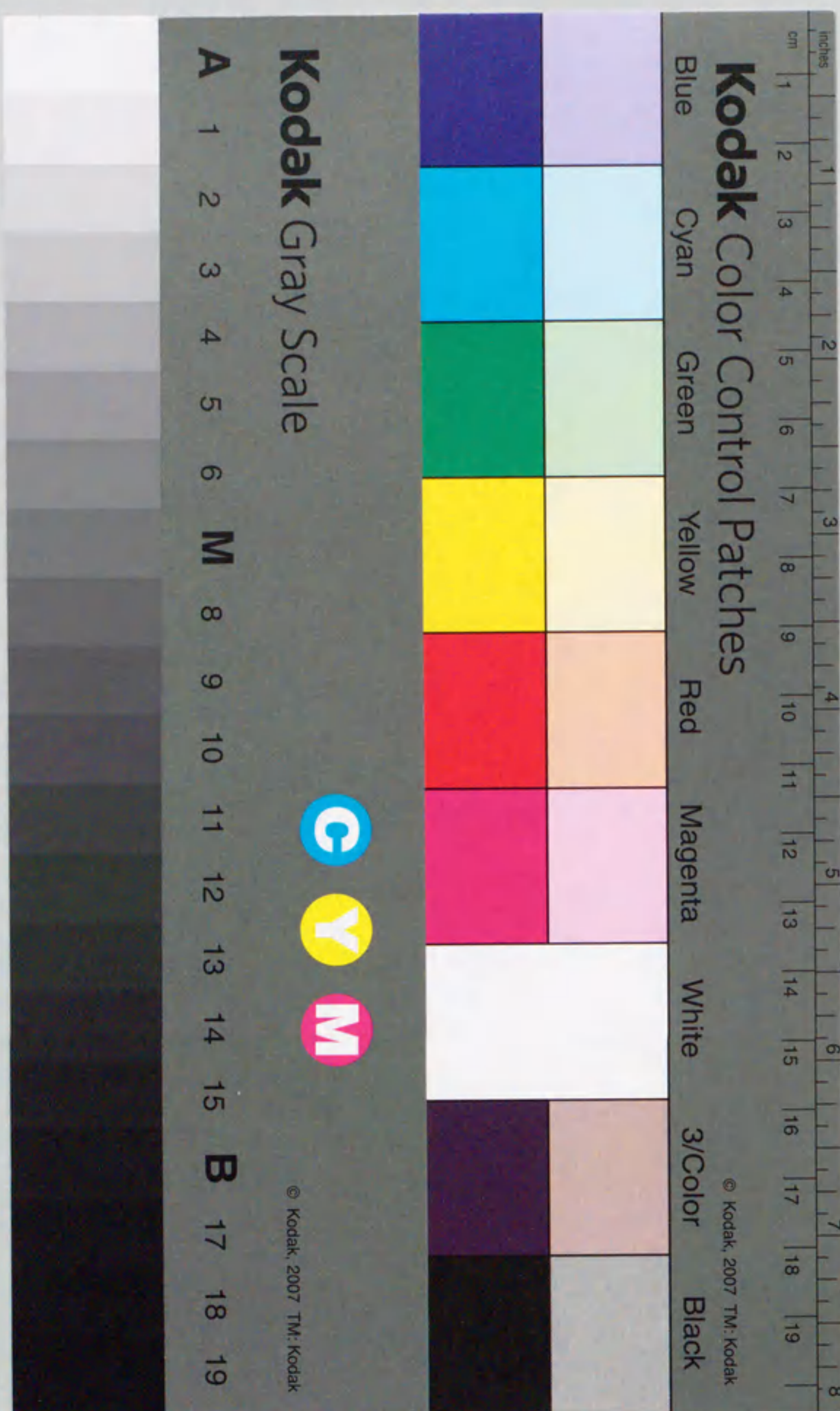


報告番号 甲第 3604 号

学位論文  
歪み超格子による  
偏極電子源フォトカソードの開発

1996年  
多和田 正文



# 目次

1	Intorduction	1
1.1	序論	1
1.2	本研究における目的	2
2	偏極電子を用いた素粒子実験	4
2.1	SLC 実験における Weinberg angle の精密測定	4
2.2	リニアコライダー (LC)	6
2.3	JLC 計画における偏極電子を用いた素粒子実験	8
2.3.1	ゲージ粒子間の自己相互作用の検証	8
2.3.2	スミューオンの探索	8
2.3.3	CP 対称性の破れ	9
3	GaAs 型偏極電子源	11
3.1	高エネルギー加速器から要求される性能	12
3.2	GaAs 型偏極電子源の原理	13
3.2.1	GaAs 型偏極電子源の偏極原理	14
3.2.2	NEA 技術	15
3.3	歪みを加えた GaAs 結晶	16
3.4	半導体超格子	16
3.4.1	超格子のバンドの構造	17
3.4.2	電子の拡散のしやすさ	19
3.5	偏極した電子を取り出す機構	19
3.5.1	光励起過程	19
3.5.2	拡散過程	20
3.5.3	バンドベンディング領域	21
3.5.4	表面障壁	22
3.5.5	バンドギャップと量子効率	23
4	実験装置	26
4.1	偏極度測定装置	26
4.1.1	電子銃部	26
4.1.2	電子ビーム移送部	27
4.1.3	偏極度測定装置	30

4.1.4 レーザーシステム	37
4.2 結晶の成長装置	40
5 AlGaAs-GaAs 超格子の偏極度の向上	43
5.1 超格子結晶サンプルの設計	43
5.1.1 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の Al の組成比	43
5.1.2 井戸層、障壁層の膜厚の最適化	44
5.2 実験および結果	44
5.2.1 偏極度の超格子の全厚依存性	46
5.2.2 表面構造による影響	47
5.2.3 バンド間の分離幅の影響	48
5.3 考察	48
6 歪み超格子を用いた偏極電子源の開発	50
6.1 はじめに	50
6.2 歪み超格子	50
6.3 歪み超格子の設計	51
6.3.1 物質の選択	51
6.3.2 活性層の全厚	51
6.3.3 インジウムの割合 ( $x$ )	51
6.3.4 各層の膜厚	53
6.3.5 ドーピング量と密度分布	53
6.4 試作した歪み超格子フォトカソード	54
6.5 実験結果	54
6.6 考察	56
6.6.1 歪みを加えたことによる偏極度への影響	56
6.6.2 偏極度、量子効率に対する表面層の影響	56
6.6.3 内部ドーピング密度による影響	56
6.6.4 バンドギャップの大きさによる量子効率	57
7 InGaAs-AlGaAs 歪み超格子を用いた偏極電子源の開発	62
7.1 バンドギャップと量子効率の関係	62
7.2 AlGaAs-InGaAs 歪み超格子の設計	62
7.2.1 InGaAs と AlGaAs 層の各々の厚さ	63
7.3 試作した InGaAs-AlGaAs 歪み超格子フォトカソード	63
7.4 実験結果	65
7.5 考察	65
8 結論	67
9 謝辞	68
Appendix	69

A ジンクブレンド型半導体の円偏光に対する選択則	69
B NEA 表面電荷制限効果	71
C バンドベンディング領域と表面障壁	73
D Mott 散乱装置同士の相互較正	76
E NEG ポンプ	77
F 結晶中でのスピン緩和	78
F.1 スピン緩和機構	78
F.1.1 DP 機構	78
F.1.2 BAP 機構	79
F.1.3 EY 機構	79
F.1.4 原子核スピンと電子スピンの相互作用によるスピン緩和機構	80
F.2 GaAs 結晶中でのスピン緩和	80
G フォトルミネッセンスによるスピン緩和時間の測定	81
G.1 スピン緩和時間	81
G.2 実験装置	82
G.3 スピン緩和時間の測定結果	83
H スピンを考慮した電子の拡散方程式	85
H.1 伝導帯での電子の拡散	85
H.2 スピンを考慮した拡散方程式の導出	86
H.3 境界条件	87
H.4 偏極度と量子効率	89
I 量子井戸のバンド構造解析	90
I.1 バルク半導体のバンド構造解析	90
I.2 歪みによるバンド構造の変化	91
I.3 量子井戸のバンド構造	91
J 超格子のバンド構造の具体的な計算方法	93
K 歪みによる InGaAs 結晶のバンド構造の変化	95
L 偏極度と量子効率の関係	96
L.1 はじめに	96
L.2 結晶サンプルと実験装置	96
L.3 結果	96
L.4 考察	98

## Chapter 1

# Intorduction

### 1.1 序論

今日の素粒子の標準模型は、今日までの実験結果を破綻なく説明してきた。しかし、この理論ではそれ自身で解くことの出来ない多くのパラメータを持ち、パラメータの値を決定しても、そのパラメータが記述する現象の起源について説明をすることができない、という問題を抱えている。このため、標準理論は究極的な理論ではなく現時点における有効理論と考えられている。実験的にこれらのパラメータの値を精密測定することは標準模型におけるそれらの値を決定するとともに、標準模型の適用限界を探るうえで重要である。偏極電子はそのための有力な手段である。

GaAs 型の偏極電子源の有用性を実証してみせた最初の実験は、ETH-Zürich 実験である。スタンフォード加速器センター (SLAC) の C. Sinclair, C. Y. Prescott たちは世界で最初に高エネルギー実験用の電子銃を開発し [1]、中性弱相互作用におけるパリティの破れの検証実験をおこなった [2]。この実験によりパリティの破れを説明するための Weinberg-Salam 理論の確立がなされた [3]。また、1993 年には SLAC の SLC/SLD 実験では、名古屋大学グループの開発した歪みを加えた GaAs 結晶から引き出された偏極電子が  $Z^0$  ボール上 (91.26 GeV) での Weinberg 角の精密測定にその威力を発揮している。

今後の素粒子実験でも、次世代の加速器として、現在計画されている 500 GeV ~ 1 TeV のエネルギー領域の電子陽電子線形衝突型加速器では、偏極電子源はその重要な役割を果たすことを期待されている [4]。

このようなエネルギー領域においてはトップクォークやヒッグス粒子などの、超対称性大統一理論などの標準模型を越えた理論の確立にとって、欠くことのできない新粒子の探索が可能となる。特に、軽いヒッグス粒子の探索は、今後の素粒子物理学の進展する方向を決める上で、非常に重要なテーマとなっている。この線形加速器の性能を最大限発揮させることができるのが偏極電子である。また、ハドロンの内部のスピン構造を探る研究においても重要な実験手段であることは既に実証されている。

さらに、その他の応用分野としても磁性体の表面の磁区構造の観察、半導体のバンド構造の解明、生体分子の対称性の破れ等の研究にも偏極電子を用いた実験が盛んになされようとしてきている。このように、偏極電子源の用途としては、我々が目指している素粒子実験への応用ばかりでなく、物性、生物等の分野にまで将来は広がっていくと予想される。

さて、これまでに、名古屋大学では、偏極電子を用いた素粒子実験を目指して、高い偏極度を持つ GaAs 型偏極電子フォトカソードの開発を行ってきた。

バルク GaAs 結晶では、 $\Gamma$ 点における価電子帯が縮退しているため、得られる最大偏極度は 50 %に限られる。この限界は $\Gamma$ 点における価電子帯上端の重い正孔と軽い正孔の縮退しているエネルギー準位を解くことで破ることが出来る。そして 1991 年に高エネルギー物理学研究所・名古屋大学・NEC の開発した AlGaAs-GaAs 超格子結晶 [5]、名古屋大学 - 大阪府立大学 - 大同特殊鋼業の開発した歪み GaAs 結晶 [6]、また、SLAC の開発した歪み InGaAs 結晶 [7] により、世界ではじめて偏極度 50 %の壁が破られた。

最初の超格子結晶は、歪み GaAs 結晶 (偏極度 86 %, 量子効率 0.1 %) と比較して偏極度は 70 %, 量子効率  $2 \times 10^{-4}$  とそれぞれ低く、実用上、さらに改良しなければならなかった。その後、様々な結晶のパラメータを変えながら開発を行ってきた結果、表面だけを高い濃度のドーピングを行うことにより、偏極度は変わらず、量子効率が約 1 %を持つ結晶の開発に成功した。

その頃、SLAC では、量子効率が低い結晶では、電子銃の持つ空間制限効果で決まる最大引き出し電流値を得ることができないという新たな現象「NEA 表面電荷制限効果」が発見された。高エネルギー加速器のような用途に、偏極電子源を用いるためには、偏極度の高さとともに、取り出される電荷量の大きさも非常に重要な要素である。特に、マルチバンチを加速する必要があるリニアコライダーにとっては、非常に大きな問題となる。

そこで、量子効率の高い AlGaAs-GaAs 超格子を用いて、SLAC で試験を行ったところ、問題となっていた NEA 表面電荷制限効果は見られず、空間電荷制限までの電流値 ( $2 \times 10^{11}$  electrons / 2.3 nsec pulse, 120 kV) を引き出すことに成功した [8]。

後で説明するように NEA を用いる GaAs 型偏極電子源においては、結晶表面からの電子の出やすさが非常に重要である。特に、引き出し電流値が高い場合には、電子の出やすさが引き出せるピーク電流を制限していると考えられている。

AlGaAs-GaAs 超格子は線形加速器のためのフォトカソードとしては NEA 表面電荷制限効果に対する抵抗が高いという点では優れているが、これまでに得られている偏極度が 70 %程度と低い。そこで、次の課題として、量子効率の高い超格子の偏極度をより高く向上させることが重要である。

## 1.2 本研究における目的

AlGaAs-GaAs 超格子のパラメータを変えて調べた結果、歪み GaAs 結晶よりも偏極度が低い原因は励起時において既に偏極度が低いためであることが明らかとなってきた。励起時に高い偏極度が得られなかった原因として、超格子の価電子帯において、面内運動量が 0 でないところでは、高次のバンド混合効果が現れるため、偏極度が 100 %から大きく下がっているのではないかと考えられた。そこで歪みによるバンドの縮退分離効果を超格子構造に加えることで、高次のバンド混合効果が緩和され、偏極度が向上できると考え、歪み超格子を試作することにした。

すなわち、本研究は、量子効率が高く、NEA 表面電荷空間制限効果に対して強い超格子結晶に着目し、超格子構造に歪みを加えることにより、これまでの AlGaAs-GaAs 超格子よりも偏極度、量子効率ともに高いフォトカソードの開発を目的として行ったものである。

本論文の構成は、第 2 章で偏極電子を用いた素粒子実験について概観し、第 3 章で GaAs 型偏極電子源の原理について述べ、第 4 章では、実験装置の偏極度測定装置について述べる。第 5 章で AlGaAs-GaAs 超格子結晶を用いて行ってきた性能向上に関する研究について述べ、第 6 章では InGaAs-GaAs 歪み超格子結晶をもちいて行った偏極度の向上と量子効率の改善についての実

この論文は、半導体材料の物理的性質、特にバンド構造とキャリア輸送特性に関する研究を報告している。第1章では、研究の背景と目的が述べられており、第2章では、実験装置と測定方法が詳細に説明されている。第3章では、実験結果が示された。第4章では、結果の解釈と理論的な背景が提供されている。第5章では、結論と今後の研究の方向性が述べられている。

### 第5章 結論と今後の研究の方向性

本研究の結果は、半導体材料の物理的性質とキャリア輸送特性の理解に重要な貢献をした。特に、バンド構造とキャリア輸送特性の関係を明らかにし、そのメカニズムを説明することができた。今後の研究では、より高度な材料設計とデバイス開発に向けた研究を進める必要がある。また、理論的なモデルの検証と最適化も重要な課題である。

験結果について述べる。さらに第7章でバンドギャップを AlGaAs-GaAs 超格子程度まで大きくした AlGaAs-InGaAs 歪み超格子結晶によって量子効率の改善した実験について述べる。第8章で結論をまとめてある。

## Chapter 2

### 異接合電子を用いた量子粒子実験

この章では、異接合電子を用いた量子粒子実験の原理と実験結果について述べる。まず、異接合電子の特性と量子粒子実験の基本原理を説明する。次に、実験装置と測定方法について詳しく説明する。最後に、実験結果とその解釈について述べる。

#### 2.1 異接合電子の特性と量子粒子実験の原理

異接合電子は、異なる材料の界面で形成される電子の状態で、量子粒子実験に重要な役割を果たす。この章では、異接合電子の特性と量子粒子実験の原理を説明する。まず、異接合電子の形成メカニズムと特性について述べる。次に、量子粒子実験の基本原理と実験装置について説明する。

量子粒子実験は、異接合電子の量子状態を測定し、その特性を理解するための重要な手段である。この章では、量子粒子実験の原理と実験結果について述べる。まず、量子粒子実験の基本原理を説明する。次に、実験装置と測定方法について詳しく説明する。最後に、実験結果とその解釈について述べる。

## Chapter 2

### 偏極電子を用いた素粒子実験

高エネルギー領域においては、左巻きに偏極した電子と右巻きに偏極した電子とは、パリティの破れによりゲージ場粒子とそれぞれ異なった結合をするため、全く違った粒子として考えられている。また、結合定数の大きさの違いのために、左巻き電子を用いた場合と右巻き電子を用いた場合で反応頻度にも大きな差が出る。従って、左右どちらの電子と衝突させるかを選択することによって、素粒子反応を選択できることになり、見たい反応のバックグラウンドを減らし、精度の高い実験を行うことが可能となる。

#### 2.1 SLC 実験における Weinberg angle の精密測定

SLC 実験では、偏極電子ビームを用いて  $Z^0$  ボール上での Weinberg 角の SUSY-SU(5) モデルからの予言値とのズレの精密な測定を行っている。

標準模型におけるラグランジュアンのなかでフェルミオンとゲージ粒子との相互作用項は、

$$\bar{L}\gamma^\mu(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)L + \bar{R}(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)R \quad (2.1)$$

と表される。 $L, R$  はフェルミオンの左、右巻き、 $g, g', \tau Y$  はそれぞれ SU(2) のゲージ場の結合定数、U(1) ゲージ場の結合定数、弱いアイソスピン及びハイパーチャージである。

Weinberg 角 ( $\theta_W$ ) は結合定数  $g, g'$  を用いて、

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (2.2)$$

で定義される。

質量 0 の電磁場  $A_\mu$  と中性カレントの場  $Z_\mu$  は、Weinberg 角を用いて、

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

となる。すなわち、Weinberg 角は  $W_\mu^3$  と  $B_\mu$  の混合を表す量である。

高エネルギー実験では、スピンの成分は進行方向と平行な縦成分しか効かないので電子のスピンは縦偏極である必要がある。左巻きのスピンによる  $Z^0$  の生成断面積を  $\sigma_L$ 、右巻きスピンの

### SLD-LEP Comparison

LEP Average (Moriond '95):  $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = 0.2318 \pm 0.0004$

SLD  $A_{LR}$  ('92 - '95):  $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = 0.23049 \pm 0.00050$

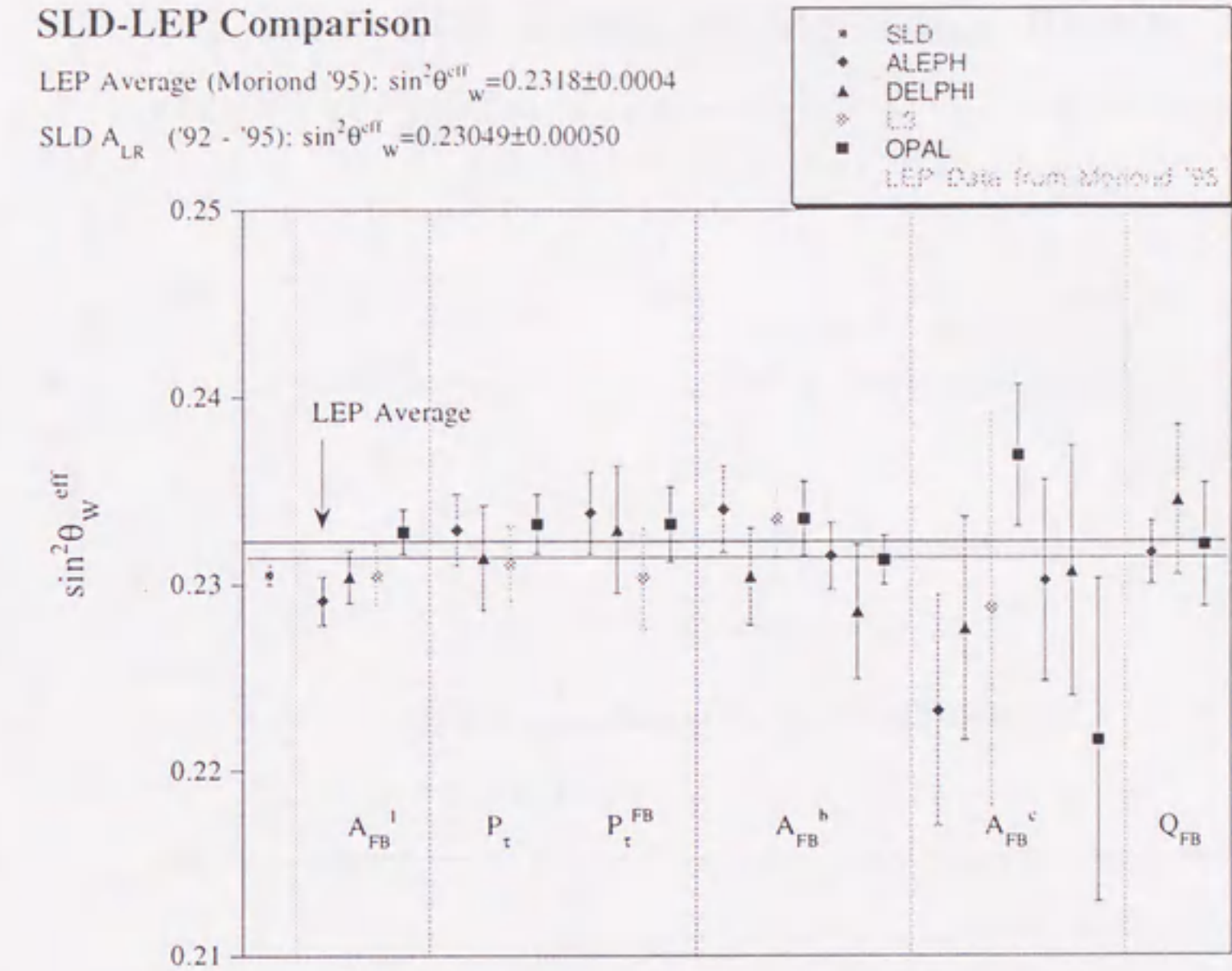


Figure 2.1: SLD 実験と LEP において様々な測定方法によって得られた Weinberg 角

よる生成断面積を  $\sigma_R$  とした時、 $Z^0$  の散乱断面積は、スピンの方向によって異なり、その非対称度  $A_{LR}$  は、

$$\begin{aligned} A_{LR} &= \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \\ &= \frac{2(1 - 4 \sin^2 \theta_W)}{1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

と表される。また、実際に測定される非対称度  $A_{exp}$  は、

$$A_{exp} = P_e A_{LR} \quad (2.5)$$

となる。ただし、 $P_e$  は電子の偏極度である。 $A_{exp}$  を実験的に求めることにより、Weinberg 角の精密測定を行っている。 $A_{exp}$  の誤差  $\delta A_{exp}$  は

$$\delta A_{exp} = \sqrt{\frac{1}{P_e^2} \frac{1}{N} + A_{exp}^2 \left( \frac{\delta P_e}{P_e} \right)^2} \quad (2.6)$$

と偏極度の 2 乗に反比例するため、出来る限り高い偏極度が求められる。

この実験が始まった時には、バルク結晶を用いていたため、偏極度が 22 % と低い値であったが、名古屋大学-大阪府立大学-大同特殊鋼によって開発された歪み GaAs 結晶を用いることにより高偏極度の電子ビームを使うことができるようになり、ルミノシティが 100 倍以上優っている LEP より良い精度で測定できるようになった。SLD 実験と LEP で得られた Weinberg 角を Figure 2.1, 2.2 に示す。

SLD-LEP Weak Mixing Angle Results

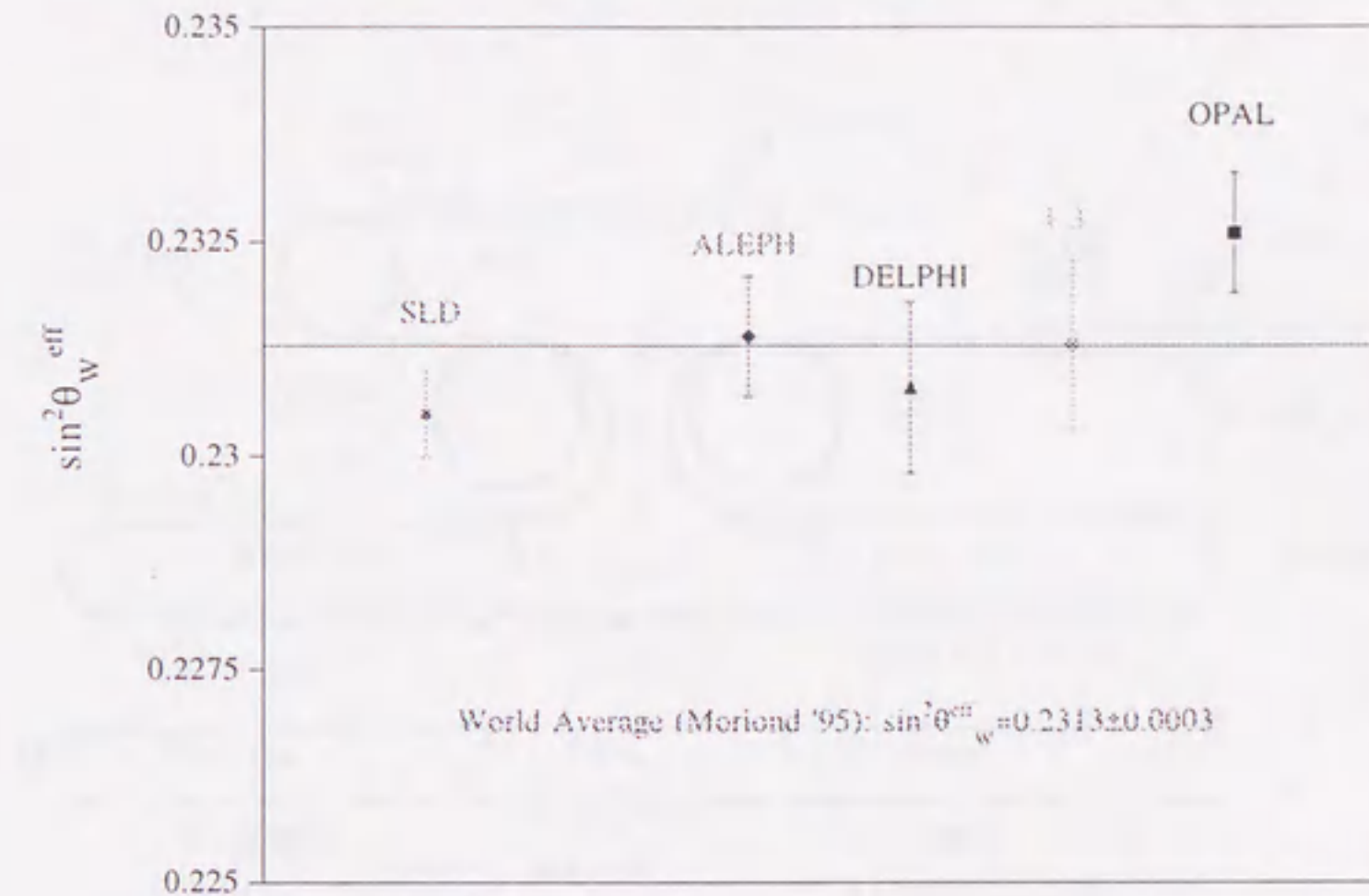


Figure 2.2: SLD 実験 (SLD) と LEP (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) で得られた Weinberg 角の比較。

## 2.2 リニアコライダー (LC)

これまでの素粒子実験の結果を矛盾なく説明してきた標準模型も、基本的な問題については何も示していない。特に、質量を生み出すと考えられているヒッグス機構については、仮説のみで実験的には検証されていない。さらに、標準模型の理論的な枠組からみても、この理論が高いエネルギー領域まで成り立つとすると、不自然なパラメータの微調整が必要となる。これは「TeV 領域で新しい質の物理が生じている」ことを示唆しているものと考えられる。

500 GeV-1TeV クラスのリニアコライダーが、標準模型を超えた新しい物理を探求する素粒子実験を可能にするものとして、21 世紀初頭の実験を目指して開発が進められている。日本においても、KEK-B 計画に続く高エネルギー実験計画としてリニアコライダー (JLC 計画) の詳細な設計や開発研究が行われている [4]。Figure 2.3 に JLC 計画の概念図を示す。

特に JLC 計画の第 1 期においては、重心系エネルギーを 500 GeV 程度とし、トップクォークの検証、軽いヒッグス粒子の探索、W/Z ボソンの超精密測定を通した、標準模型の検証といったことに主眼が置かれている。

JLC 計画の第 1 期における基本的なパラメータを次に示す。

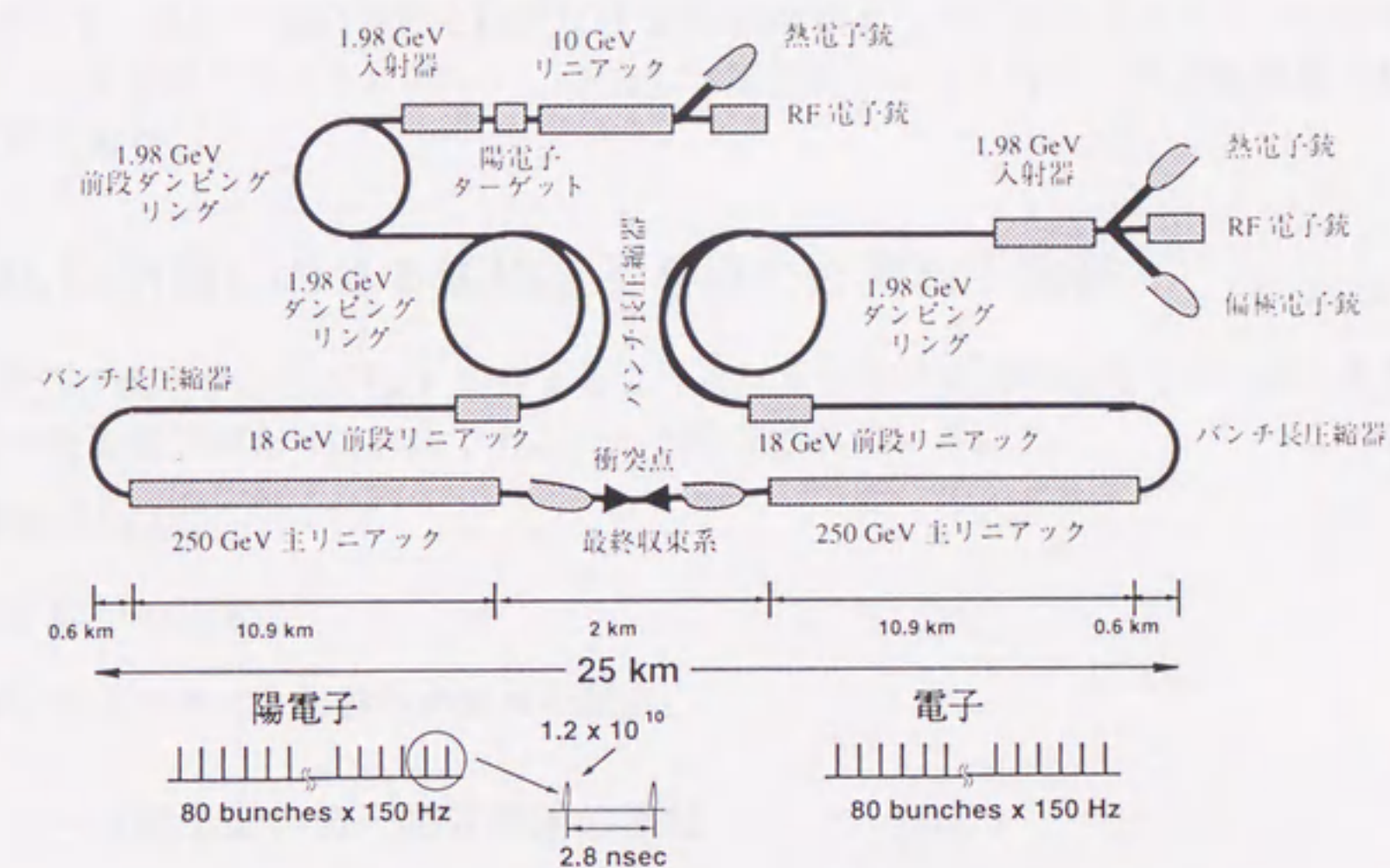


Figure 2.3: JLC 計画の概念図

ビームエネルギー	500 GeV
ルミノシティ	$1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
加速器の全長	25 km
バンチあたりの粒子数	$1 \times 10^{10}$ 個
パルス当たりのバンチ数	70 バンチ
バンチ間隔	2.8 nsec
繰り返し周波数	150 Hz
規格化エミッタンス	
$\epsilon_x$	$3 \times 10^{-6} \text{ rad}\cdot\text{m}$
$\epsilon_y$	$3 \times 10^{-8} \text{ rad}\cdot\text{m}$
衝突点でのビームサイズ	
$\sigma_x$	300 nm
$\sigma_y$	3 nm

Table 2.1: JLC-1 の基本的なパラメータ

この表の中で、特に、偏極電子銃にとって大きく関係するのは、バンチ当たりの粒子数の多さとパルス当たりのバンチ数の多さである。わずか 2.8 nsec 間隔で  $1 \times 10^{10}$  個と多くの電子引き出す必要があるため、電子銃において、高いピーク電流の生成が非常に重要な問題となる。NEA

表面電荷制限効果という新たな現象が見つかり、フォトカソードの開発では、量子効率の高さだけでなく NEA 表面電荷制限効果に対して強い結晶の開発が新たな課題となる。また、バンチの後にすぐバンチが続いても電荷のふらつきが 1 % 以内の安定なマルチバンチビームを生成できるかといったことも今後の大きな課題となってくる。

したがって、SLC で確立された技術だけでは JLC のようなリニアコライダーの要求に足る偏極電子ビームを生成することは難しい。さらに、高性能なフォトカソードと偏極電子銃の開発が非常に重要である。

## 2.3 JLC 計画における偏極電子を用いた素粒子実験

JLC 計画で探求する数百 GeV を超えるようなエネルギー領域の物理では、次のようなことを調べる上で偏極電子が非常に有効であることが予想されている。

- (1) 標準模型の検証。
- (2) SUSY 粒子の探索。
- (3)  $Z^0$  ボール上での CP 対称性の破れの測定。

### 2.3.1 ゲージ粒子間の自己相互作用の検証

ゲージ粒子間の自己相互作用はゲージ理論で一意的に決まるはずである。もし、W や Z がゲージ粒子でなかったら、ゲージ相互作用からのずれ (異常結合) があるはずである。従って、結合定数の標準模型からのずれが測定された時は、新しい物理に対する決定的な証拠となる。

JLC のエネルギー領域では、ゲージ粒子 2 個以上を生成する反応が大きな断面積をもつため、ゲージ粒子間の自己相互作用について、素過程で調べることができる。異常結合について使える反応としても、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ ,  $e^\pm\nu W^\mp$ ,  $\nu\bar{\nu}\gamma$ ,  $W^+W^-Z$ ,  $\nu\bar{\nu}Z$  と多くの反応がある。

これらは偏極電子ビームを用いることにより、異常結合定数について、より高精度の実験が可能である [4]。

### 2.3.2 スミューオンの探索

スミューオンの生成反応を無偏極ビームを用いた場合、

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- (\text{バックグラウンド}) \quad (2.7)$$

$$e^+e^- \rightarrow \bar{\mu}_R^+\mu_R^- (\text{シグナル}) \quad (2.8)$$

の反応が起こると考えられる。(Figure 2.3.2, Figure 2.3.2 参照)  $W^+W^-$  は、主に左巻きの電子 ( $e_L^-$ ) と右巻き陽電子 ( $e_R^+$ ) から主に生成されるため、右巻きの偏極電子ビームを用いれば、スミューオンのイベントのみを選択することができる。 $\sqrt{s}=350$  GeV で、SUGRA-GUT の枠組みにおいて偏極度が 0% および 95 % のときのイベント数を計算により求めたものが、Figure 2.3.2 である [4]。

したがって、もし超対称性粒子があるとすれば、右巻き電子を用いてやれば、バックグラウンドとなる  $W^+W^-$  の反応を減少させることができ、非常に精度の良い実験ができる。

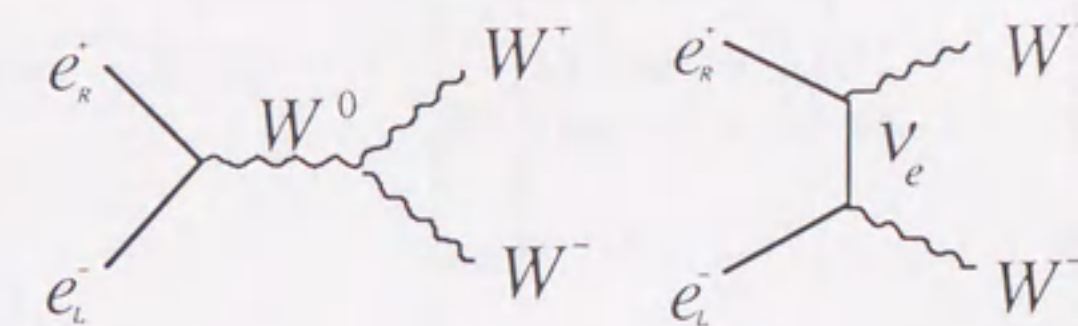


Figure 2.4: スミューオンを探索する上でバックグラウンドとなる反応

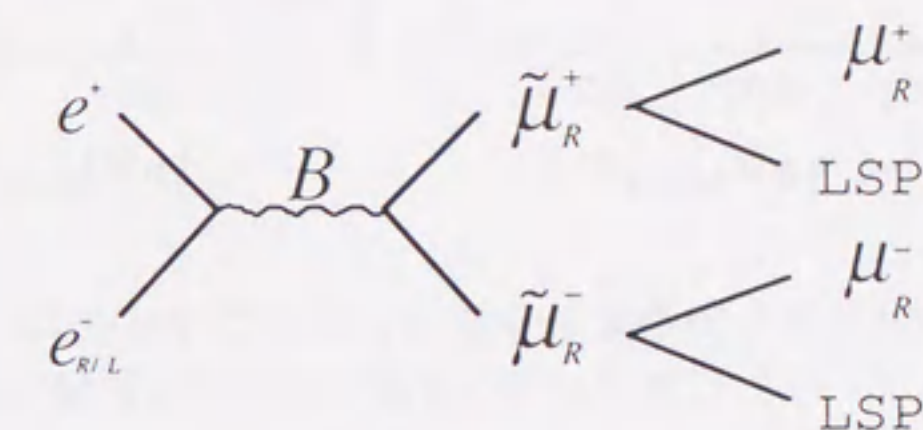


Figure 2.5: スミューオンの反応

### 2.3.3 CP 対称性の破れ

Z ボール上では、 $\Upsilon(4S)$  の上の 4 倍と大きな B 中間子の生成断面積を得ることができ、CP 対称性の破れの研究を行うことができる。

標準模型では、初期に純粋な  $B_d$  (または純粋な  $\bar{B}_d$ ) 中間子であった状態が  $\Psi K_s$  のような CP の固有状態に崩壊するときの時間発展は、 $B_d(\bar{B}_d)$  が直接崩壊するダイアグラムと、混合によって  $\bar{B}_d(B_d)$  に変わってから崩壊するダイアグラムとの干渉によって、次のような振動を示すと予測されている。

$$R(B_d \rightarrow \Psi K_s) = e^{-t/\tau_d} (1 + \sin 2\phi_1 \frac{X_d t}{\tau_d}) \quad (2.9)$$

$$R(\bar{B}_d \rightarrow \Psi K_s) = e^{-t/\tau_d} (1 - \sin 2\phi_1 \frac{X_d t}{\tau_d}) \quad (2.10)$$

$$(2.11)$$

ここで  $X_d$  は振動を決めるパラメーター、 $\tau_d$  は B 中間子の寿命、 $\phi_1$  はユニタリートライアングルの 1 番目の角である。

この予測が正しいとすると CP 対称性の破れ ( $A_{CP}$ ) は次のように測定される。

$$A_{CP} = e^{-t/\tau_d} A_{FB} \sin 2\phi_1 \sin \frac{X_d t}{\tau} \quad (2.12)$$

入射電子ビームが左巻きに偏極している場合には、 $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  反応において前方には  $b$  クォークが出やすく、後方には  $\bar{b}$  クォークが出やすい。そのため前方には  $\bar{B}_d$  が出やすく、後方には  $B_d$  が

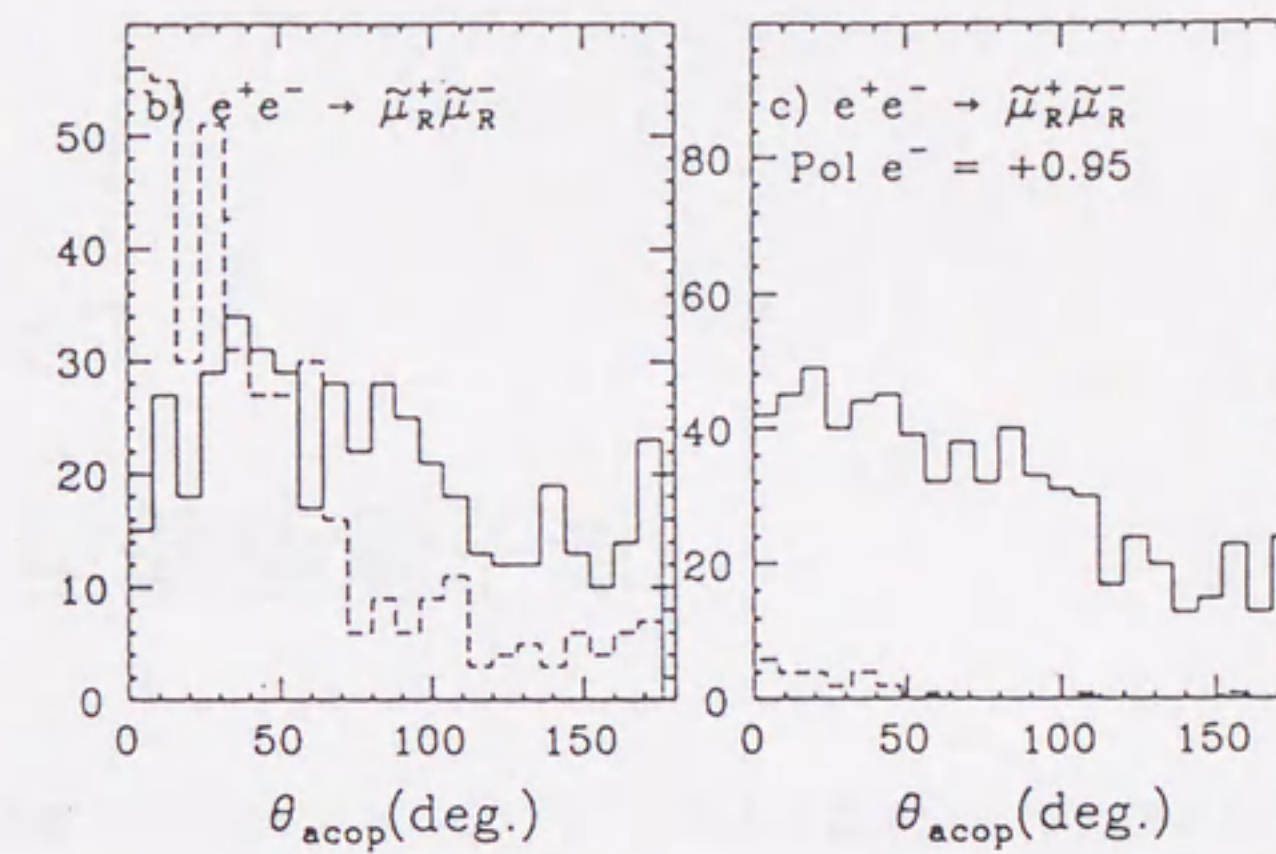


Figure 2.6: 重心系エネルギー 350 GeV における、電子の偏極度 0 % と 95 % の時のシグナル (実線) とバックグラウンドイベント (破線) のアコプラナリティ分布

出やすい。 $X_d$ は  $B_d\bar{B}_d$ 混合の実験から既に測定されていて約 0.7、前後方向の非対称性  $A_{FB}$ は電子ビームの偏極度と  $|\cos\theta|$  の関数である。例えば、偏極度 0 %、95 % で、 $0.22 < |\cos\theta| < 0.94$  のとき、それぞれ  $A_{FB}=11\%$ 、 $A_{FB}=76\%$  程度あると予想される [4]。

したがって、CP 対称性の破れが予想されている程度であれば、偏極電子を用いることにより、精密に測定することができる。

以上は偏極電子ビームの活躍が予想されている実験の数例である。今後もいろいろな実験提案がなされることが予想される。

## Chapter 3

### GaAs 型偏極電子源

これまで偏極電子を生成する方法がいくつか試みられている [9]。主なものとしては、偏極させた Li 原子の光電離 [10]、Rb 原子 [11] や Cs 原子 [12] といったアルカリ金属の Fano 効果を用いたもの、磁化させた W-EuS 金属の小さい突起からの Field emission を用いたもの [13]、強磁性体である EuO からの光電子放出 [14]、無偏極ターゲットによる散乱ビーム [9]、準安定な He 原子からの化学的な電離 [15][16][17] [18]、そして NEA-GaAs からの光電子放出などがある。準安定な He 原子からの化学的な電離は適当な強度の連続ビームで高い偏極度を必要とする場合には有用である。特に超高真空が必要ないという点において、NEA-GaAs タイプよりも優れている。

負電子親和力 (NEA) を用いた GaAs 結晶からの光電子放出は 1970 年代の中期 Garwin[19]、Lampel[20] らによりそれぞれ独立に提案された。現在、原子核そして素粒子実験への応用として現在使われている偏極電子源の大部分は、GaAs 結晶または、それに準じた結晶表面からの NEA による光電子放出の原理を用いたものである。

Table 3.1: 偏極電子源の比較

Method	偏極度	連続ビーム [ $\mu\text{A}$ ]	パルスビーム (electrons/pulse 巾, rep.)	P <sup>2</sup> I
Scattering from unpolarized targets	0.2	$3.5 \times 10^{-2}$		$10^{-3}$
Photoemission of polarized atoms	0.85		$2.9 \times 10^9 / 1.5 \mu\text{s}$ , 180 Hz	$5 \times 10^{-2}$
Fano effect	0.63	$2.5 \times 10^{-2}$		$10^{-2}$
	0.84	$5.3 \times 10^{-3}$		$3.5 \times 10^{-3}$
	0.65		$2.2 \times 10^9 / 12 \text{ ns}$ , 50 Hz	$7 \times 10^{-3}$
Optical pumped He	0.8	$5 \times 10^{-2}$		$3 \times 10^{-2}$
	0.4	50		8
Field Emission from W-EuS	0.85	$10^{-2}$		$7 \times 10^{-3}$
Photoemission from GaAs(bulk)	0.4	10		3.2
	0.37		$4 \times 10^{11} / 1.5 \mu\text{s}$ , 120 Hz	1
Photoemission from Strained GaAs(superlattice)	0.8		$2 \times 10^{10} / 2 \text{ ns}$ , 120 Hz	120

一般に、素粒子実験のような統計誤差が実験の精度を左右する場合には、偏極度を  $P$ 、ビーム強度を  $I$  とすると、 $P^2 \times I$  が figure of merit として、偏極電子源の性能を評価する指標として用いられている。Table 3.1 に偏極電子源の  $P^2 \times I$  を示す。この表から分かるように、他の偏極電子源に比べて、GaAs 型の偏極電子源の figure of merit の値が大きい。これが GaAs 型偏極電子源が原子核実験、素粒子実験に用いられるもっとも大きな理由である。

### 3.1 高エネルギー加速器から要求される性能

素粒子実験に偏極電子源を用いる場合、高エネルギー加速器、特にリニアコライダーから要求される性能を挙げると、以下の通りである。

- (a) 高い偏極度が得られること。(90 %以上)
- (b) 高い量子効率が得られること。(1 %以上)
- (c) 長い寿命が得られること。(100 時間以上)
- (d) 高いピーク電流が得られること。(10 A 以上)
- (e) レーザーの時間構造に応答した短いパルス列のビーム取り出せること。(50-100 バンチ以上)
- (f) パルス毎にスピンの反転が容易に行えること。
- (g) 質(ビームエミッタンス、エネルギー分解能)の良いビームが得られること。

(a) に関しては、これまで、GaAs 半導体から引き出された電子の偏極度が原理的に 50 %までしか得られなかったが、1992 年には、超格子結晶、歪ませた GaAs 結晶により偏極度 50 %の壁が破られ、偏極度 80 %以上のフォトカソードが実用化可能となっている [5][6][7][46]。

また、(b) については、modulation doping を行った AlGaAs-GaAs 超格子結晶や反射膜を付き歪みを加えた GaAs 結晶により [21]、偏極度 70-80 %で約 1 %程度の量子効率が得られている [8]。

GaAs 型偏極電子源の場合には、(c) の寿命の長さは、電子銃部の電極間の放電暗電流や、超高真空度に大きく影響される。加速器に取り付けて長期間偏極電子源を利用している例として、SLAC の偏極電子源グループによる SLC の実験がある。SLAC のグループでは偏極電子源にロードロック装置(電子銃本体の真空破らなくても結晶を交換できる装置)を取り付けることで、熱電子銃と同じように長期間安定な偏極電子ビームを供給可能となっている。しかし、線形加速器で偏極電子源では、SLC の場合よりもフォトカソードにとってより苛酷な条件となる。従って、SLC の偏極電子銃よりもさらに高性能な偏極電子銃の開発が求められている。

(d)(e) の高いピーク電流やマルチバンチの生成は、JLC のような線形加速器において用いる上で必要となる。そのためには、(1)200 kV 以上の高い電圧を印加することのできる偏極電子銃の開発、(2)NEA 表面電荷制限効果のみられないフォトカソードの開発が必要である。また、マルチバンチの発生という点では、まだ、線形加速器の要求に応えるようなマルチバンチビームを引き出す実験は行われておらず、今後の課題となっている。

(f) に関しては、系統誤差を減らす上で重要である。これは、GaAs 型偏極電子源の場合には、印加する電圧によってレーザーの位相を変化させることができるポッケルセルを用いることで、パルス毎にスピンの向きを変えることが出来る。

このように、GaAs 型偏極電子を JLC のような線形加速器に用いるためには、まだいくつかクリアしなければならない課題が残されている。特に、フォトカソードの開発においては、(d)(e)の要求を満たす性能を持った結晶の開発が重要となる。

### 3.2 GaAs 型偏極電子源の原理

GaAs 結晶による光電陰極型偏極電子源の原理は次の2つの機構により成り立っている。(Figure 3.1参照)

- (1) 円偏光レーザーにより偏極した電子を価電子帯から伝導帯に励起する機構 (光学的偏極法: Optical Orientation)。
- (2) 表面に拡散してきた偏極電子を真空中に取り出す技術 (負電子親和力, NEA: Negative Electron Affinity)

の2つである。以下それぞれについて詳しく説明する。

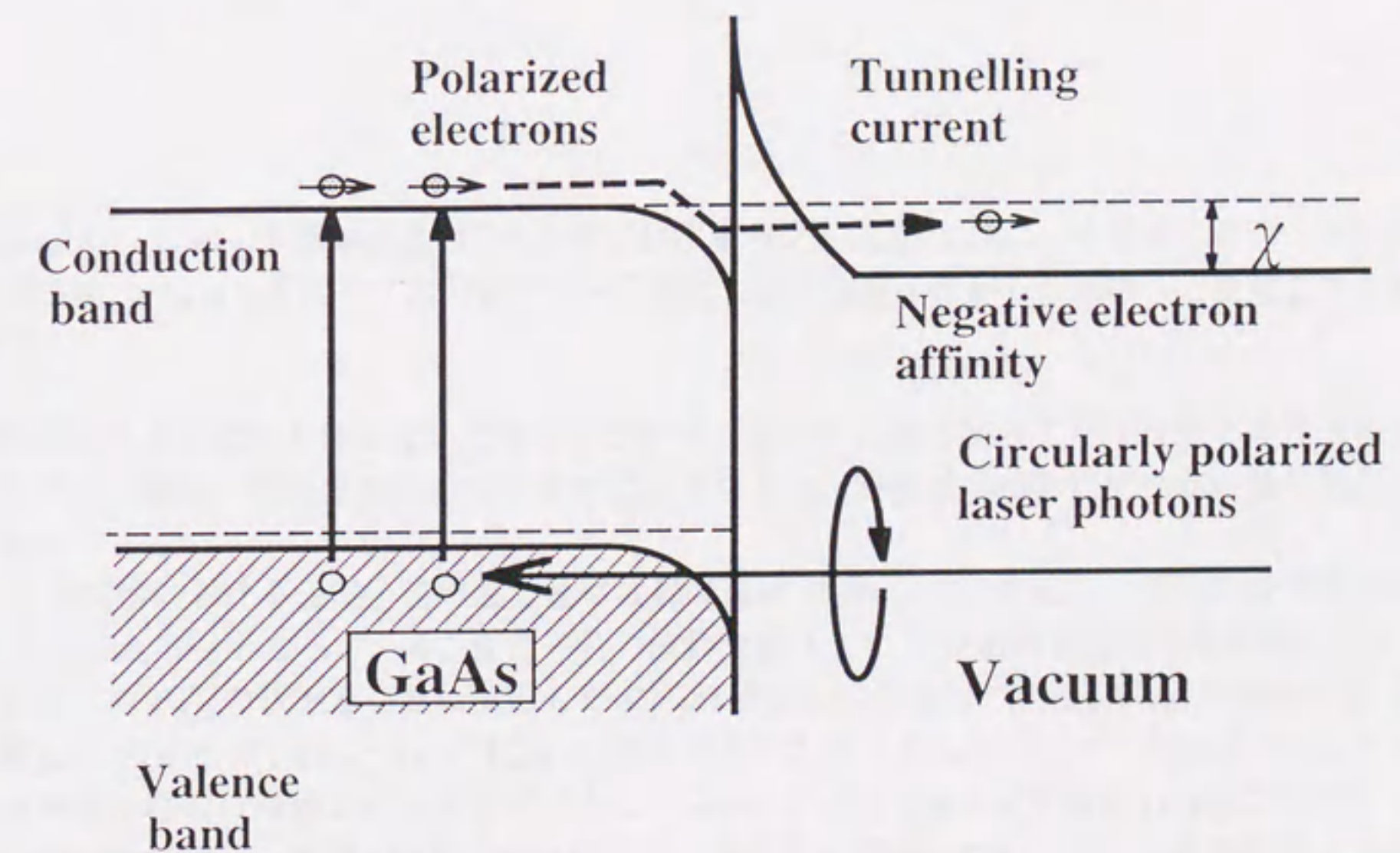


Figure 3.1: GaAs 型偏極電子源の生成原理

### 3.2.1 GaAs 型偏極電子源の偏極原理

III-V 族化合物である GaAs は伝導帯の最下端、価電子帯の最上端が共に  $\Gamma$  点にある直接遷移型の半導体結晶であり、 $\Gamma$  点近傍に於いて、Figure 3.2 に示すような重い正孔と軽い正孔が縮退したバンド構造となっている。直接遷移型半導体であるため、価電子帯-伝導帯間の電子の遷移は

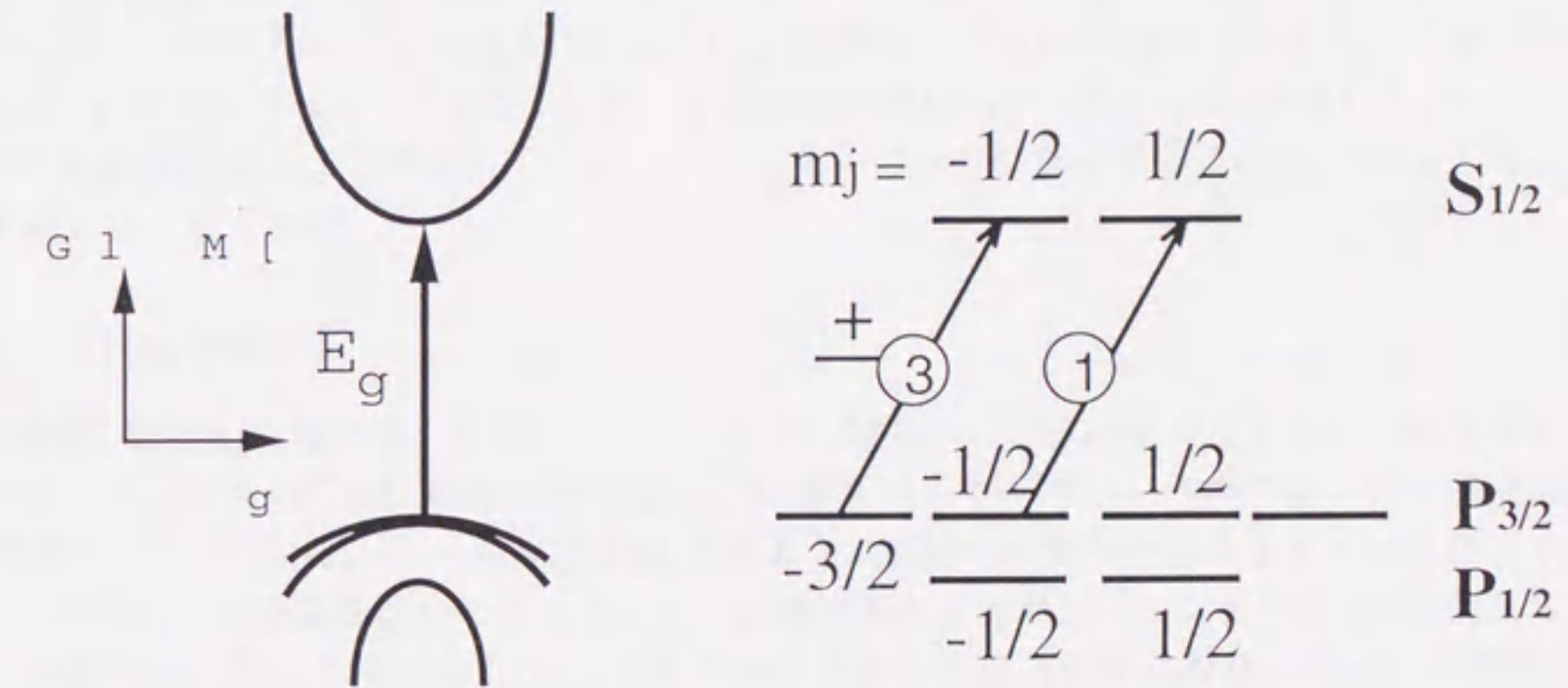


Figure 3.2: GaAs 半導体結晶の  $\Gamma$  点近傍におけるバンド構造と GaAs 半導体における光学的偏極法の原理。 $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ : それぞれ右円偏光、左円偏光により価電子帯から伝導帯へと励起される状態を示す。

運動量の大きな変化を伴わないで行うことができるので、光の吸収または放射を伴う遷移が起こりやすい。即ち、吸収係数はバンド端で鋭く立ち上り、間接型半導体に比べ高い量子効率を得られる。

$\Gamma$  点近傍における価電子帯の最上端の波動関数は P-state like であり、伝導帯最下端の波動関数は S-state like となっている。価電子帯の波動関数はスピン-軌道角運動量相互作用により、4 重に縮退した  $P_{3/2}$  の状態と 2 重に縮退した  $P_{1/2}$  の状態とに分離している。(  $\Delta = 340$  meV 程度の分離)。したがって、 $E_g < h\nu < E_g + \Delta$  程度のエネルギーをもつレーザー光により、 $j = \frac{3}{2}$  の電子のみを伝導帯に遷移させることができる。GaAs のバンドギャップ程度 (1.42 eV 程度) のレーザーの波長 (875 nm 程度) は電子の軌道半径に比べて十分長いので、スピンを反転させる磁気的雙極子遷移は無視でき、電気雙極子遷移が支配的となる。この遷移においてはスピン角運動量は変化せず、軌道角運動量のみを変化させることができる。

例えば、 $|P_{3/2}\rangle$  状態のみが遷移出来るようなエネルギー ( $E_g < E < E_g + \Delta$ ) を持つ右円偏光レーザー  $\sigma^+$  を GaAs 結晶に照射し、価電子帯の電子を励起してやると、Figure 3.2 に模式的に示したように、選択則により  $P_{3/2}$  の  $m_j = -\frac{3}{2}$  と  $m_j = -\frac{1}{2}$  とが 3 対 1 の割合で励起される。

この割合は、軌道角運動量とスピン角運動量を合成して基底ベクトルを変換する際に出てくる Clebsh-Gordan 係数のためである。したがって、伝導帯に励起された電子の偏極度は次の式で定義され、

$$\begin{aligned} P_{th} &= \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \\ &= \frac{3 - 1}{3 + 1} = 0.5 \end{aligned} \quad (3.1)$$

が原理的に得られる。反対向きのスピン偏極度を得るには単に入射レーザーの円偏光の極性を変えてやればよい訳である。この偏極度の限界は、結晶構造が zinc-blend 型であり、その対称性から  $\Gamma$  点において  $P_{3/2}$  の  $m_j = -\frac{3}{2}$  と  $m_j = -\frac{1}{2}$  の縮退が解けていないことに由来している。この  $\Gamma$  点における縮退を解くことによって、 $m_j = -\frac{3}{2}$  の電子のみを励起させることに、50 % を越える偏極度を得ることができる。

### 3.2.2 NEA 技術

伝導帯に励起した電子は、真空のポテンシャルに阻まれて、そのままでは真空中にとりだすことは出来ない。通常の GaAs 結晶の場合には、伝導帯のエネルギーレベルの底は真空準位より約 4 eV 程度エネルギーが低い。一般に光電効果のように真空中に電子を取り出すためには、半導体のバンドギャップと仕事関数分のエネルギーが必要である。しかし、バンドギャップを超えるような短い波長のレーザーを用いると  $P_{3/2}$  のみを励起することは不可能になる。GaAs 半導体では、仕事関数を小さくして、真空準位を伝導帯より僅かに小さくする方法として、Negative Electron Affinity (NEA) という手法を適用することができる。GaAs 結晶表面では Ga 原子または As 原子は結合すべき相手がいないために結晶内部とは異なった準位が禁止帯内部にまで存在する。この GaAs 結晶に約  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  の Be や Zn 等により p ドーピングすると、表面の禁止帯レベルにある電子はアクセプタレベルに捕獲される。このため表面には正、結晶内部には負の電荷が生じて、表面から内部に向かった電場ができる。ドーピングによって表面近傍作られる電場の大きさは約 100 MV/m と非常に高い。これだけでは、電子を真空中に取り出すのに十分ではないので、さらに超高真空中で加熱清浄にした GaAs の結晶表面にセシウム原子と酸素分子や  $\text{NF}_3$  などを付加することにより、結晶表面に電気双極子状態をつくりだす。この NEA 表面処理により電子親和力を弱め、伝導帯に励起した電子を真空中に引き出し易くすることができる。すなわち、仕事関数を伝導帯のエネルギーレベルと同等かあるいはそれより僅かに下にさげることができる。しかし、NEA 表面処理は結晶表面の汚れに敏感で、 $10^{-10}$  Torr 以下の超高真空が必要とされる。1 個の光子に対して何個の電子が引きだせるかの確率として、量子効率 (QE) が次の式で定義される。

$$\begin{aligned} QE &= \frac{n_e}{n_p} \\ &= \frac{hc}{e} \frac{I}{P\lambda} \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$= 12.38 \times 10^{-4} \frac{I(\text{nA})}{P(\text{mW})\lambda(\text{nm})} \quad (3.3)$$

ただし、 $n_e$ 、 $n_p$  はそれぞれ、電子数、光子数、 $h$  はプランク定数、 $c$  は光速、 $e$  は電子の電荷、 $I$  は電流、 $P$  はレーザーパワー、 $\lambda$  はレーザー波長である。

### 3.3 歪みを加えた GaAs 結晶

歪みを加えた GaAs 結晶は、格子定数の異なる基板層の上に結晶を成長させ、結晶に歪みを加えることにより縮退を解く方法である。GaAsP の基板層の上に GaAs 結晶を成長させて歪みを加えた GaAs 結晶は、名古屋大学-大阪府立大学-大同特殊網の共同研究によって開発された結晶であり、現在、実用化され素粒子実験に使われている唯一のフォトカソードである [6]。特に、SLC における Weinberg Angle の精密測定実験では、当初バルクの GaAs 結晶を用いていたため偏極度が 22 % 程度と低い値であったが歪みを加えた GaAs 結晶を用いることで、高偏極ビームの加速が可能となった。偏極度が上がったことで、測定される非対称度が大きくなり、誤差を飛躍的に小さくすることに成功している。

歪みを加えた GaAs 結晶の欠点は、歪みの緩和を防ぐために活性層の全厚は  $\sim 0.1 \mu\text{m}$  程度に限られており、レーザー光のほとんどを無駄にしまうために約 0.1 % の量子効率しか得られないことであった。しかし、名古屋大学-大阪府立大-大同特殊網では、歪みを加えるバッファ層と GaAs 基板の間に誘電体多層膜で作った Bragg 反射鏡で反射させ、活性層に Fabry-Pérot cavity をつくり、光の吸収効率を上げものである。Figure 3.3 に名古屋大学-大阪府立大-大同特殊網により開発された共鳴吸収型フォトカソードの原理図を示す。このアイデアで歪みを加えた GaAs 結

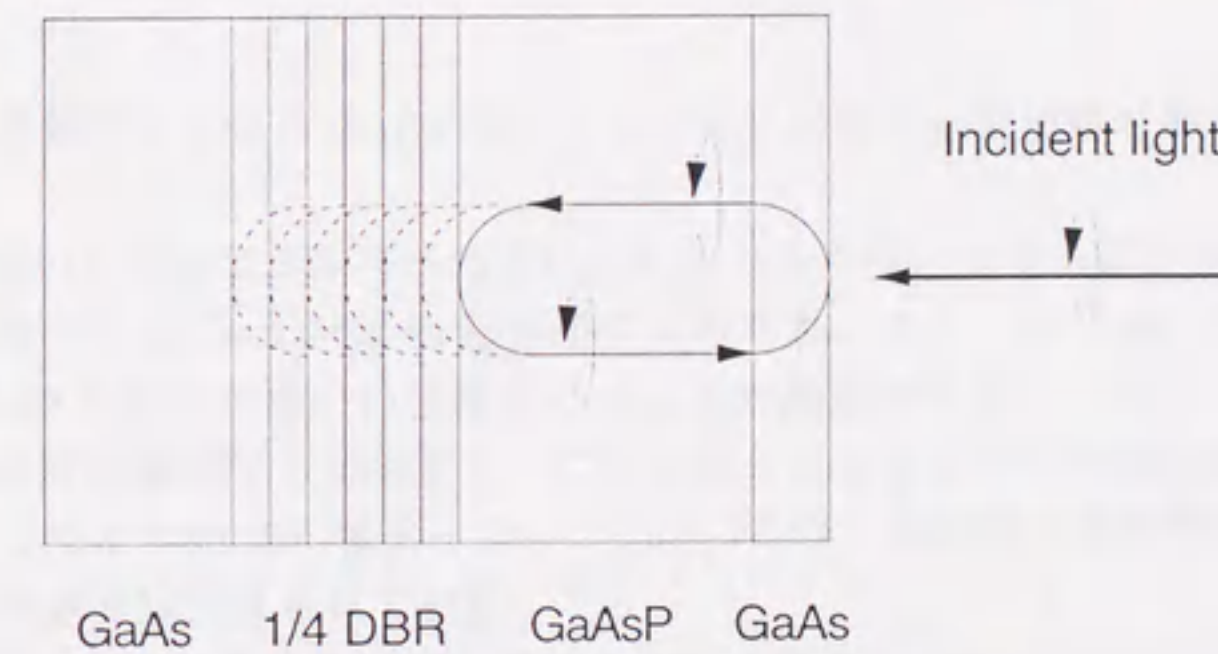


Figure 3.3: 共鳴吸収型フォトカソードの原理図

晶の量子効率は従来の約 10 倍の約 1 % に向上した [21]。(Figure 3.4)

### 3.4 半導体超格子

超格子とは、2 種類の異なった半導体の薄膜を交互に何層も積み重ねたものである。このようにして一次元の周期量子井戸構造を作ることによって、量子効果によって  $\Gamma$  点近傍における価電子帯の縮退を解くことが出来る。 $z$  方向に超格子構造を形成したとすると、価電子帯の重い正孔の波動関数が主に、 $xy$  平面に広がりをもつものに対して、軽い正孔の波動関数は  $z$  方向に広がりを持つ。そのため、 $z$  方向に周期的なポテンシャルによる影響は、重い正孔よりも軽い正孔に対してより強く働

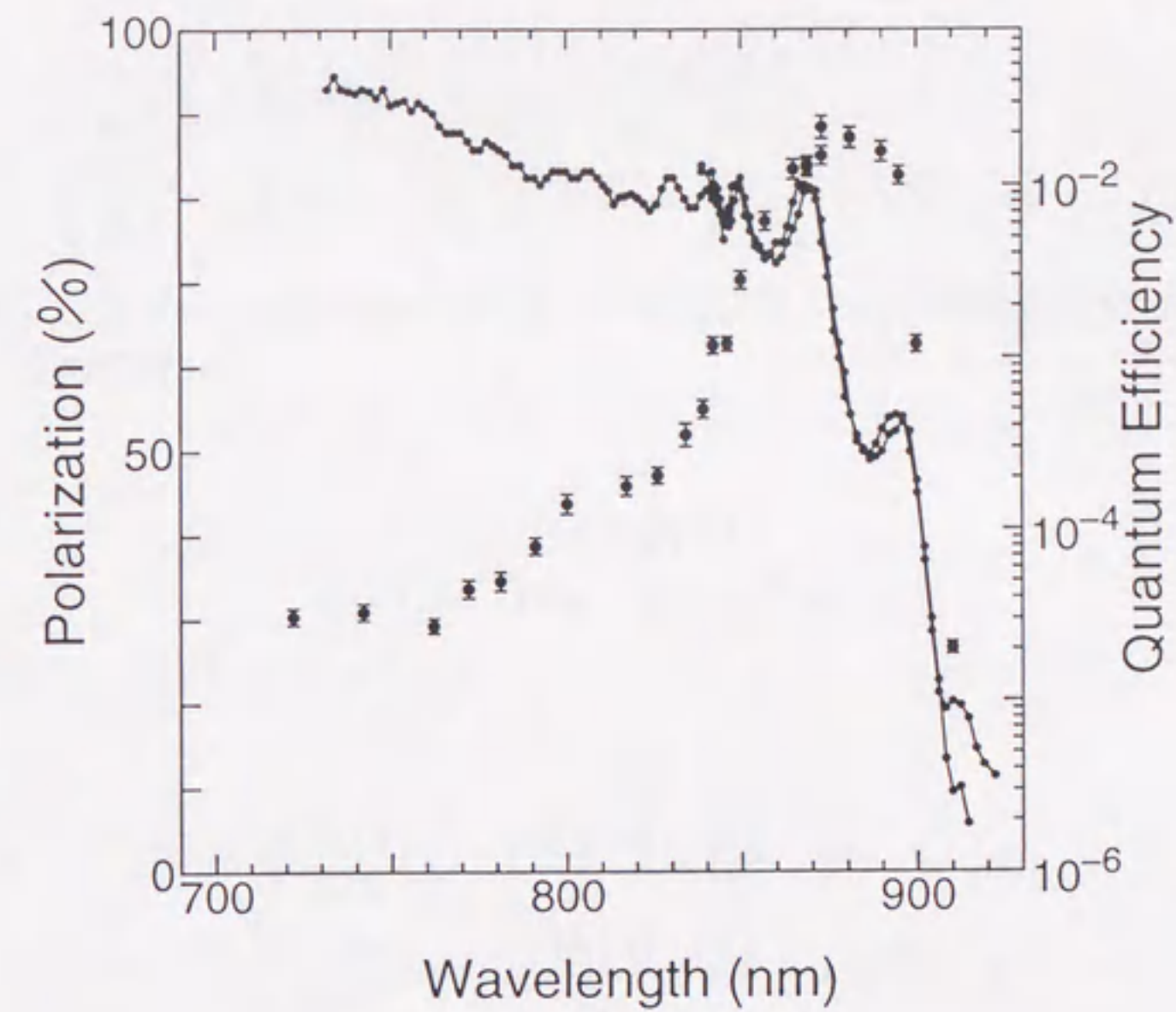


Figure 3.4: 反射膜付き歪み GaAs フォトカソードの性能。偏極度を●で量子効率を○で表す。

く。従って、軽い正孔のエネルギーは重い正孔のエネルギーよりも高い状態となり縮退が解ける。

1980 年第前半に AlGaAs-GaAs 超格子で試みられ、フォトルミネッセンスによる測定で励起された電子は 70 % 程度の高い偏極度を持つことが観測された。しかし、この電子を取り出すには、AlGaAs の障壁層の厚さが厚すぎ、これを越えるエネルギーで励起すれば、電子は取り出せるが偏極度としては、49 % に留まっていた [22]。このため超格子は偏極度電子源に向かないと結論され、その後研究は放置されていた。

しかしながら、1990 年より研究を開始した高エネルギー物理学研究所-名古屋大学-NEC では、これを踏まえて井戸層、障壁層の厚さに関して最適化を行い、世界ではじめて偏極度 50 % を大きく越える 66 % の偏極度を持つ偏極電子源の開発に成功した [5]。

以下、偏極電子源のために超格子を設計する上で重要な (1) 超格子のバンド構造と (2) 励起された電子の表面への拡散について説明する。

### 3.4.1 超格子のバンドの構造

超格子は井戸層、障壁層の厚さにより性質が大きく異なり、障壁層の厚さが 100 Å 以下になると隣接する GaAs 量子井戸内の量子準位間に結合が生じる。量子井戸の数が十分に多い場合には、分裂した量子準位はほぼ連続となり、その結果小さなエネルギー帯 (ミニバンド) が形成される [23][24] [25]。すなわち、井戸層内にあった電子の波動関数が障壁層をトンネル効果により通過し、複数の層にわたって広がることができるようになる。超格子のミニバンド構造は、有効質量近似のクロニッヒ・ペニーモデルで与えられる [26]。井戸層の厚さ  $a$ 、障壁層の厚さ  $b$ 、ポテン

シャルの高さ  $V_0$  の周期的井戸型ポテンシャルに対するシュレーディンガー方程式は

$$\frac{d^2\phi_1(x)}{dx^2} + \alpha^2\phi_1(x) = 0, \quad \alpha^2 = \frac{2m_1E}{\hbar^2}, \quad (0 \leq x \leq a) \quad (3.4)$$

$$\frac{d^2\phi_2(x)}{dx^2} + \beta^2\phi_2(x) = 0, \quad \beta^2 = \frac{2m_2}{\hbar^2}(V_0 - E), \quad (-b \leq x \leq 0) \quad (3.5)$$

で与えられる。ここで  $m_1$  は井戸層内での電子の有効質量、 $m_2$  は障壁層内での電子の有効質量である。ブロッホの定理

$$\phi = U(x)\exp(ikx) \quad (3.6)$$

$$U(x) = U(x+L), \quad (L = a+b) \quad (3.7)$$

を用いると、

$$\frac{d^2U_1(x)}{dx^2} + 2ik\frac{dU_1(x)}{dx} + (\alpha^2 - k^2) = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{d^2U_2(x)}{dx^2} + 2ik\frac{dU_2(x)}{dx} + (\beta^2 + k^2) = 0 \quad (3.9)$$

となる。 $x=0$  で  $U_1(x), U_2(x)$  で滑らかに連続する条件から [26]、

$$U_1(0) = U_2(0), \quad \frac{1}{m_1} \frac{dU_1(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{1}{m_2} \frac{dU_2(x)}{dx} \Big|_{x=0} \quad (3.10)$$

また、 $L = a+b$  の周期条件から

$$U_1(a) = U_2(-b), \quad \frac{1}{m_1} \frac{dU_1(x)}{dx} \Big|_{x=a} = \frac{1}{m_2} \frac{dU_2(x)}{dx} \Big|_{x=-b} \quad (3.11)$$

となる。この2つの境界条件から、解が存在するために条件

$$\cosh \beta b \cdot \cos \alpha a + \frac{1}{2} \left( x - \frac{1}{x} \right) \sinh \beta b \cdot \sin \alpha a = \cos kL \quad (3.12)$$

が得られる。ただし、

$$x = \frac{m_1\beta}{m_2\alpha}$$

である。したがって  $-1 \leq$  (式 (3.12) の左辺式)  $\leq 1$  を満たすような  $E$  の範囲を求めれば、エネルギーバンドが分かる。具体的なミニバンド構造の計算の仕方については、Appendix J において述べる。

実際には、超格子のポテンシャルの高さ  $V_0$  は、伝導帯、価電子帯で少し異なっており、AlGaAs-GaAs 超格子の場合には、6:4 程度の割合で伝導帯に偏っていることが分かっている。この偏りは、電子親和力の違いのために起こるずれである。超格子のバンド構造は井戸層、障壁層の厚さ  $a, b$ 、伝導帯、価電子帯のポテンシャルの高さ  $\Delta E_c, \Delta E_v$  の4つのパラメータに依存することになる。

### 3.4.2 電子の拡散のしやすさ

GaAs 型偏極電子源の場合、結晶内部に電界を加えることは難しい。したがって、高い量子効率を得る上で伝導帯に励起された電子が表面に拡散してくるしやすさは重要な要因である。超格子の場合には、伝導帯に励起された電子が、表面に出てくるまでにいくつもの障壁を通り抜けてくるので、バルクの結晶にくらべて、拡散しにくいと考えられる。電子が超格子の周期構造の方向へ移動する移動度を考慮する必要がある。しかし、電界のない超格子において、ミニバンドの幅に依存した電子の拡散のしやすさについて議論することは難しい。そこで、ある井戸層から隣の井戸層へ移る確率を表す量として、不確定性の原理 ( $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ ) から transition rate  $T$  として次のような量を定義する。

$$T = \frac{(\text{energy band width of conduction band})}{\hbar} \quad (3.13)$$

すなわち、伝導帯の幅が広い程 transition rate は大きくなり、電子はより移動しやすいことを表している。

### 3.5 偏極した電子を取り出す機構

負電子親和力を用いた GaAs 結晶からの偏極した電子放出の原理は前に述べたとうりである。しかし、実際には、電子が出てくるまでには、結晶中でいくつかの過程を経てから出てくる。量子効率や拡散過程でのスピン緩和について考える上で、結晶に光が照射されてから電子が出て来るまでの過程を、いくつかに分けて考える必要がある。これは、W. E. Spicer によって提案されたもので、3段階モデル (Three step model) と呼ばれている。しかし、最近はさらに表面近傍からの電子の脱出過程をバンドベンディング領域を通過する過程と表面障壁の透過過程と分けた4段階モデルの方が NEA 表面の性質を表すのにより適切であると考えられるようになってきた。4段階とは、

- (1) 光を吸収して価電子帯の電子が伝導帯に励起される過程。
- (2) 伝導帯に励起された電子がバンドベンディング領域付近までに拡散する過程。
- (3) バンドベンディング領域を通過する過程。
- (4) 表面障壁を通過する過程。

である。以下、これらについて説明する。

#### 3.5.1 光励起過程

レーザー光の吸収長は、約  $1 \mu\text{m}$  程度であり、これは、通常用いている超格子結晶や歪みを加えた GaAs 結晶の電子を取り出している表面層の全厚 (約  $0.1 \mu$  程度) に比べて長い。従って、ほとんどのレーザー光は、表面層に吸収されることなく基板層まで通り抜けてしまう。これが高い量子効率を得られない原因の一つとなっている。また、超格子の状態密度は、1方向について閉じ込められるために、エネルギーに対して階段状となり、バルクの状態密度よりも小さくなる。しかし、電子のエネルギーの分布の幅はバルクよりも狭くすることができ、伝導帯の幅が限られる超格子にとっては有利に働く。

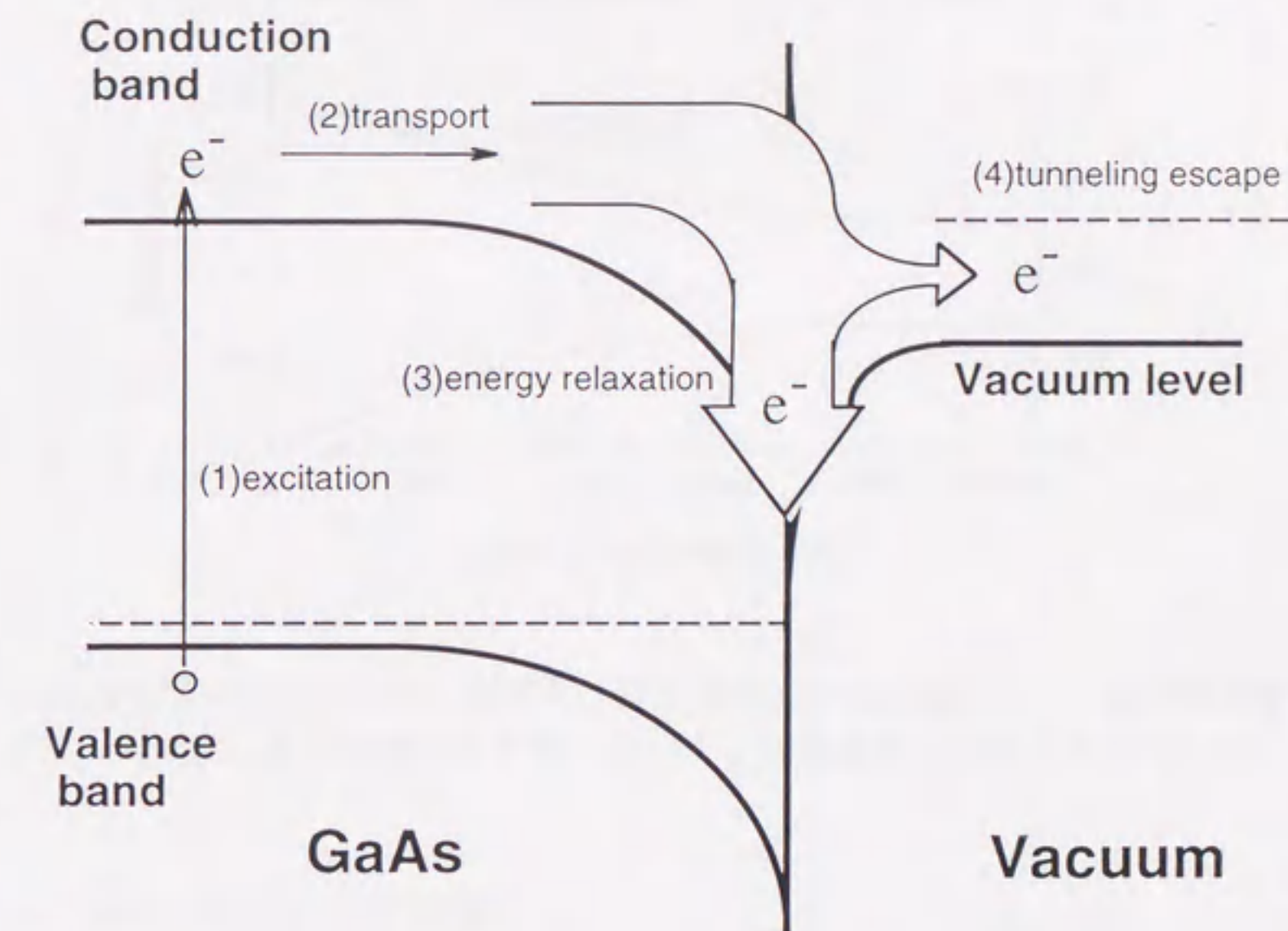


Figure 3.5: 偏極電子を取り出す機構のモデル図

### 3.5.2 拡散過程

活性層の厚さが十分厚い場合には、NEA 表面から電子の真空中へ逃げ出せる確率は正孔との再結合による寿命で決まる拡散距離で与えられる。拡散距離はバルクの GaAs の場合には、レーザー光の吸収長と同程度で $\sim 1.0 \mu\text{m}$  程度である。

しかし、超格子結晶では拡散途中のスピン緩和のために、活性層の全厚が、 $0.1\text{--}0.2 \mu\text{m}$  程度に制限される。AlGaAs-GaAs 超格子の活性層の厚さを変えて、偏極度と量子効率を測定し、拡散方程式を用いてフィッティングした結果を Figure 3.6 に示す。また、この図から量子効率としては、 $0.1 \mu\text{m}$  以上に大きくしても、factor で 2 程度しか向上できないことが分かる。

拡散過程におけるスピン緩和が働く原因は、スピン緩和時間の温度依存性の測定結果から、BAP スピン緩和機構であると考えられる。このスピン緩和は p 型ドーピングを行っていることが原因であり、スピン緩和効果を小さくするためには、できる限り結晶内部のドーピング濃度を下げる必要がある。

厚さをゼロに外挿した値が 100 % になっていないことについては、第 5 章で述べる。また、スピン緩和機構の説明と拡散方程式については、Appendix F, Appendix II においてそれぞれ述べる。

活性層の厚さが  $0.1 \mu\text{m}$  程度に薄い場合には、伝導帯に励起された電子の多くが、結晶表面にまでたどり着くことができる。 $0.1 \mu\text{m}$  の厚さのバルクの GaAs の場合には、拡散方程式から得られる最大量子効率は、約 8 % と計算される。しかし実際には、遥かに小さい値しか得られていない。従って、このような薄膜結晶から高い量子効率を得るためには、バンドベンディング領域近傍にたどりついた電子が、真空中へ出る脱出確率を大きくすることが非常に重要となる。

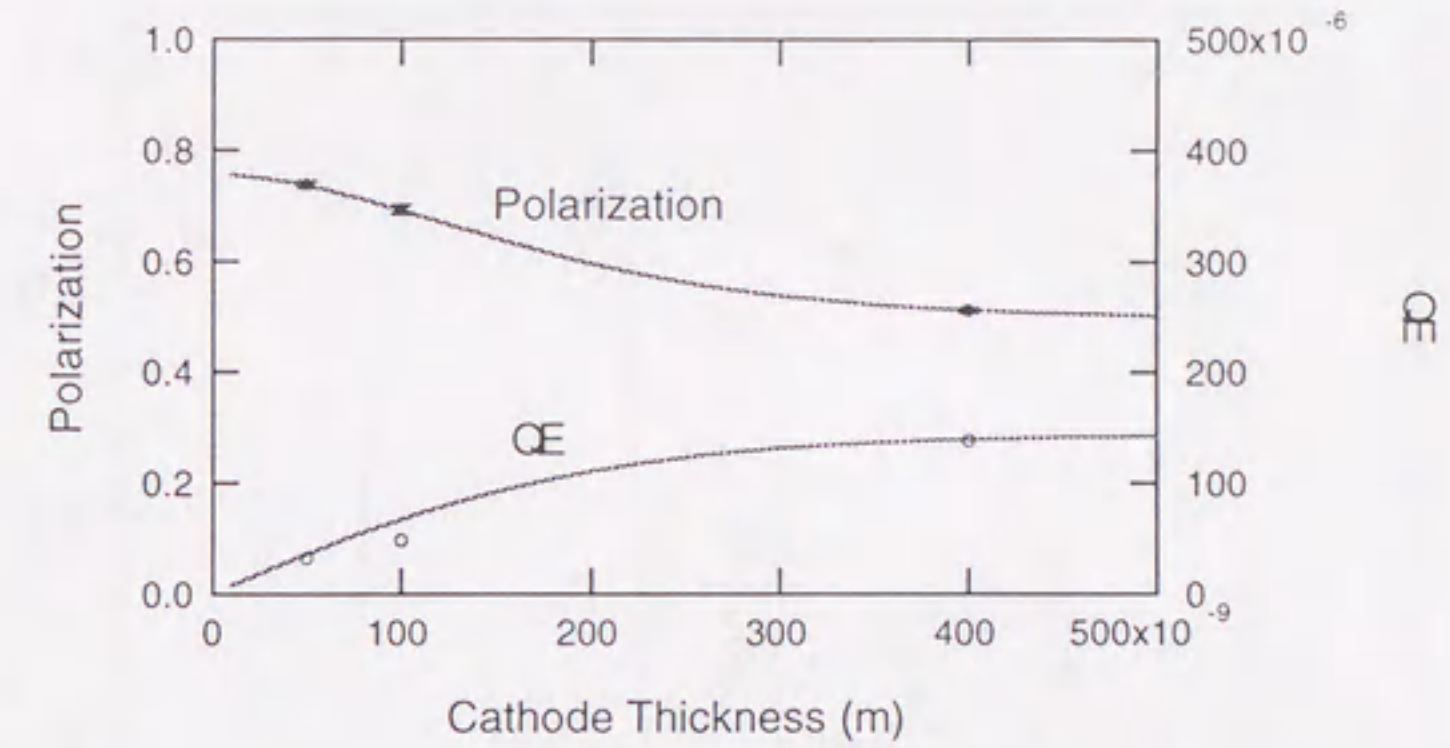


Figure 3.6: 活性層の全厚に対する偏極度と量子効率依存性。測定された偏極度を●、量子効率を○で、また、偏極度、量子効率それぞれについて、拡散方程式を用いてフィッティングした結果を示す。

### 3.5.3 バンドベンディング領域

負電子親和力表面をつくるために、結晶には、 $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 程度の Be や Zn によるドーピングを行っている。このため、表面には湾曲したバンドをつくることができ、真空準位を下げるができる。この湾曲したバンド領域のことをバンドベンディング領域と呼んでいる。

Figure 3.7に温度 4.2 K で測定された光電子のエネルギー分布を示す [27]。

この実験結果から、ほとんどの電子はバンドベンディング領域でエネルギーを失っていることが分かる。

電子は伝導帯の下端よりエネルギーが小さくなくても、真空準位よりも高いエネルギーを持っていれば、半透過である表面障壁を透過して真空中へ出るか、表面障壁を通りぬけられず跳ね返されてバンドベンディング領域内を漂い、再度表面障壁への衝突を繰り返すことになる。

真空準位よりもエネルギーを失った電子は、バンドベンディング領域にトラップされ真空中に出て来れなくなる。失うエネルギーの大きさは、バンドベンディング領域の大きさに依存する。高い量子効率を得るためには、できる限りバンドベンディング領域の大きさを小さくする必要がある。

バンドベンディング領域  $d(\text{m})$  は、不純物のドーピング量に依存し、次の式で与えられる。

$$d = \left[ 2 \left( \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{eN} \right) \left( \Phi_p - \delta_p - \frac{k_B T}{q} \right) \right]^{1/2} \quad (3.14)$$

ただし、 $e = 1.6 \times 10^{-19} (\text{C})$ : 電気素量、 $T$ : 温度 (K)、 $k_B = 1.38 \times 10^{-23} (\text{J} \cdot \text{K})$ : ボルツマン定数、 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} (\text{F} \cdot \text{m}^{-1})$ : 真空誘電率、 $\epsilon_s$ : 比誘電率、 $N$ : ドーピング密度 ( $\text{m}^{-3}$ )、 $\Phi_p$ : 仕事関数、価電子帯上端の相対的なフェルミ準位  $\delta_p$  は、

$$\delta_p = \frac{1}{2} E_g - k_B T \ln \left( \frac{N}{N_i} \right) \quad (3.15)$$

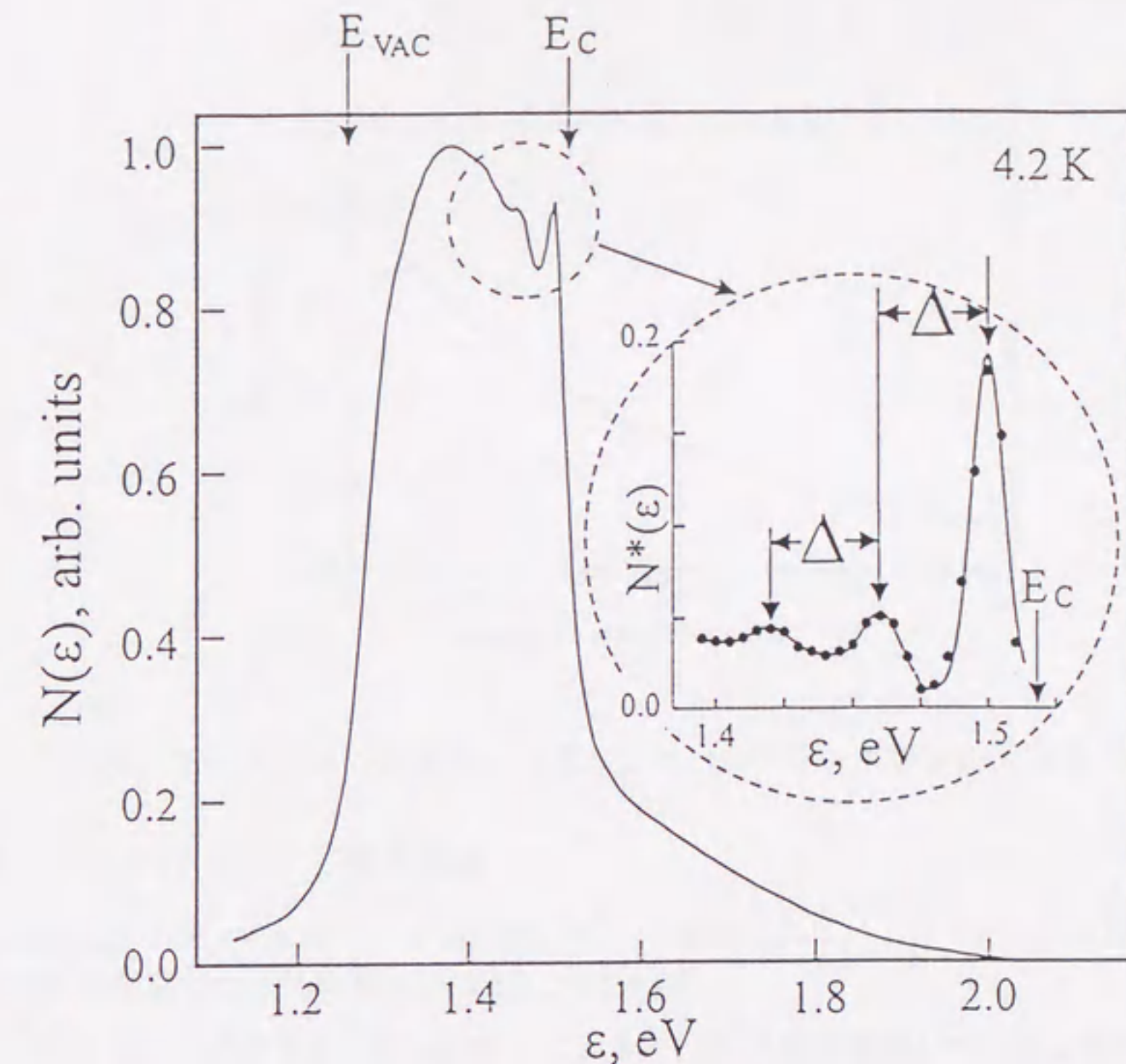


Figure 3.7: 温度 4.2 K における光電子のエネルギー分布。E<sub>C</sub>は伝導帯下端、E<sub>VAC</sub>は真空準位を示す。また、 $\Delta=39.2\pm1.5$  meV は電子がバンドベンディング領域において一回の衝突で失うエネルギーの大きさを示す。

で与えられる。ここで、 $N_i = 1.1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ である。

Figure 3.8に示すように、高濃度ドーピングにすれば、バンドベンディング領域は狭くなる。例えば、 $4.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ のドーピング濃度で 120 Å 程度のバンドベンディング領域の大きさに対して、 $2.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ では 50 Å 程度程度となる。

しかし、ドーピング濃度を高くしてバンドベンディング領域を狭くするのは、スピン緩和効果が強くなり、高い偏極度を得ることと相反する。そこで、AlGaAs-GaAs 超格子では、表面近傍だけを  $2.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 程度の高濃度のドーピングを行い。結晶内部に関しては、 $4.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ の低濃度のドーピングを行い。偏極度を 70 %に維持したまま、約 1 %と高い量子効率を得ることに成功した [8]。

#### 3.5.4 表面障壁

バンドベンディング領域を通過して結晶表面にまで到達した電子の一部は表面準位にトラップされることで、再結合して失われる。そのため、結晶表面には、薄い半透過型エネルギーバリアが存在すると考えられる [28]。

ここでは Figure C.1参照に示すような方形のバリアとして考えれば、このバリアは高さ  $H=0.28$  eV で幅  $a=8$  Å 程度の大きさと考えられる [29]。

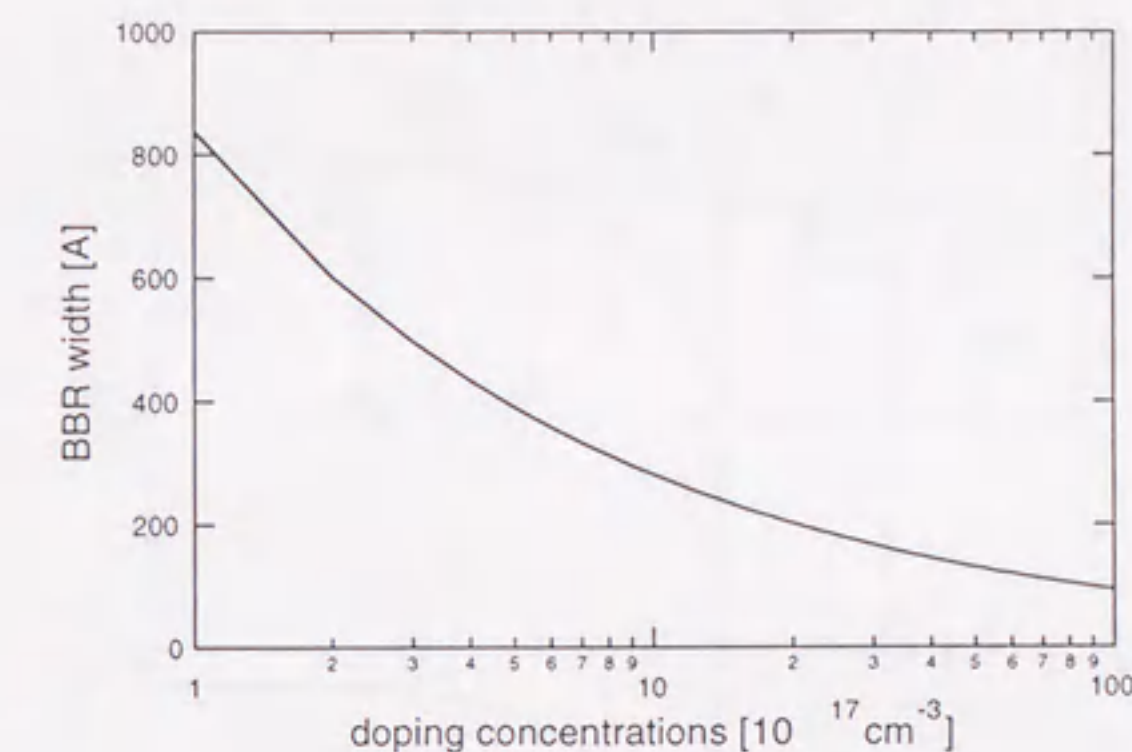


Figure 3.8: ドーピング濃度によるバンドベンディング領域の大きさの依存性

### 3.5.5 バンドギャップと量子効率

(A) 励起波長 2.34 eV において、GaAsP<sub>x</sub>の P の割合によりバンドギャップを変化させて、量子効率を測定した結果を Figure 3.10 に示す [30]。

バンドギャップが大きくなるに従って、量子効率の値が増加していることが分かる。

(B) また、光電子のエネルギー分布の測定結果から、次の事柄が分かっている [31]。

(1) 量子効率の悪化に伴って、エネルギー分布の半値幅が小さくなること。特に、エネルギー分布の高エネルギー端は変わらず、低エネルギー端が高エネルギー側に動くことで半値幅が小さくなる。

(2) バンドギャップの大きな結晶の方がエネルギー分布の半値幅が広い。

(B)-(1) の結果については、量子効率が悪くなるのに伴って NEA が小さくなるために、バンドベンディング領域でエネルギーを失った電子が、真空中へ出てこれなくなるためであると考えられる。

また、(A) や (B)-(2) の結果について、以下のように推察している。バンドベンディング領域にたどり着いた電子は、領域内に存在する電場により加速され、フォノンとの散乱を繰り返すことによりエネルギーを失う。バンドベンディング内での平均自由行程は約 40 Å で、1 回の衝突により約 36 meV のエネルギーを失うと考えられている [30]。バンドベンディング領域の大きさは先に述べた通り、約 100 Å であるが、表面障壁により跳ね返された電子が再び領域内を漂い、さらにエネルギーを失うため、結晶表面では電子のエネルギー分布は大きく広がっていると考えられる。

一方、セシウムと酸素を用いて NEA 状態を作り出す場合、結晶に依らず仕事関数 ( $\phi$ ) としてはある決まった値 ( $\phi=1.0 \text{ eV}$  程度 [32]) までしか下げることができないと考えられる。そのため、バンドギャップが大きい結晶の場合には、より大きな電子親和性が与えられ、バンドベンディング領域で大きくエネルギーを失った電子でも、真空中に出て来ることができると考えられる。

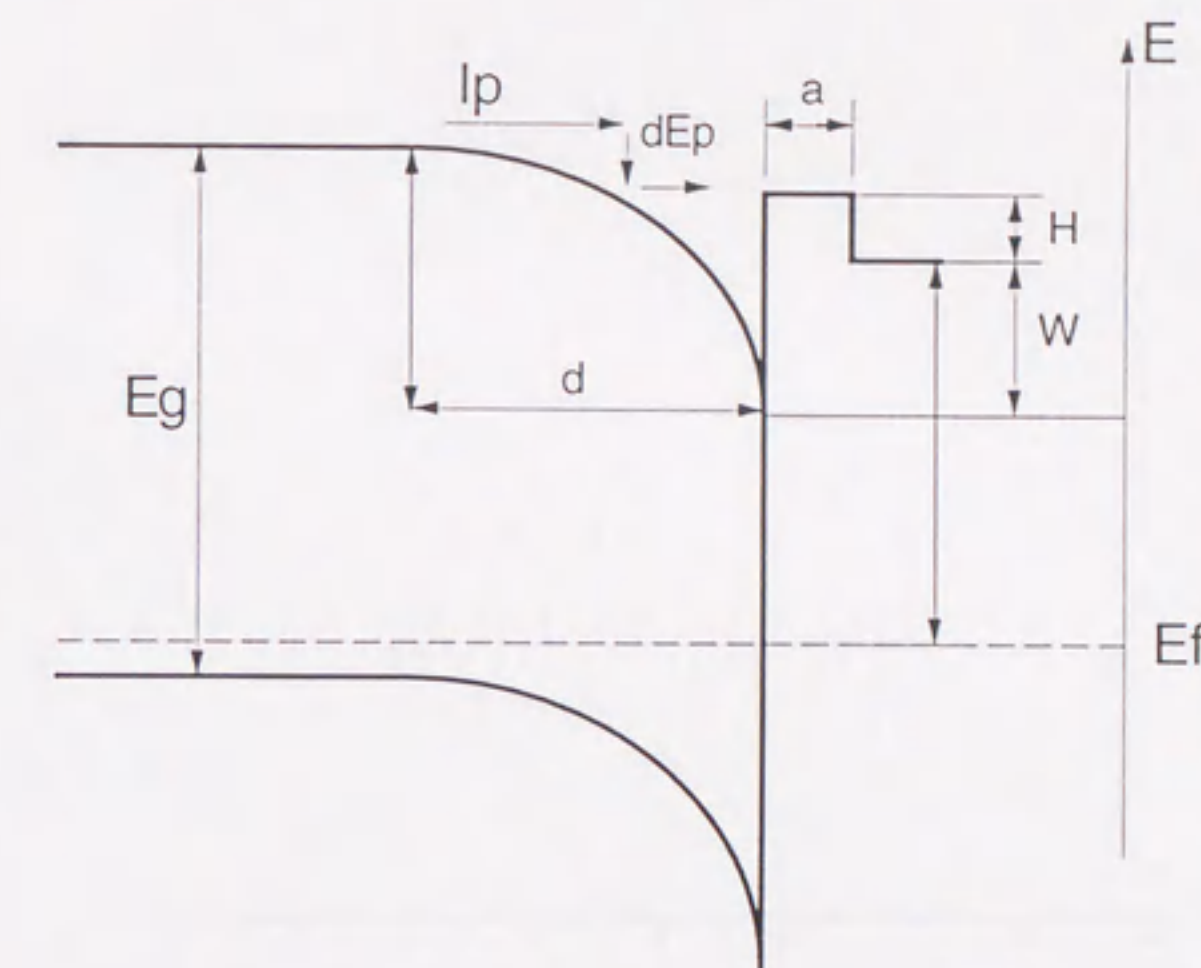


Figure 3.9: 表面障壁のモデル図。 $E_g$ ,  $\phi$ ,  $W$ ,  $a$ ,  $\psi$ ,  $d$ ,  $l_p$ ,  $dE_p$  はそれぞれバンドギャップ、仕事関数、表面障壁の高さと厚さ、バンドベンディングの大きさ、バンドベンディング領域の大きさ、バンドベンディング領域内での平均自由行程、バンドベンディング領域で一回の衝突で失うエネルギーの大きさである。

従って、バンドギャップの大きい結晶の場合には、エネルギー分布の半値幅が広くなり、量子効率も高い値が得られると考えられる。

以上のことから、高い量子効率を得るためには、よりバンドギャップの大きいほうが有利と推察した。AlGaAs-GaAs 超格子で量子効率が高い理由の 1 つがバンドギャップの大きさにあると考えられる。

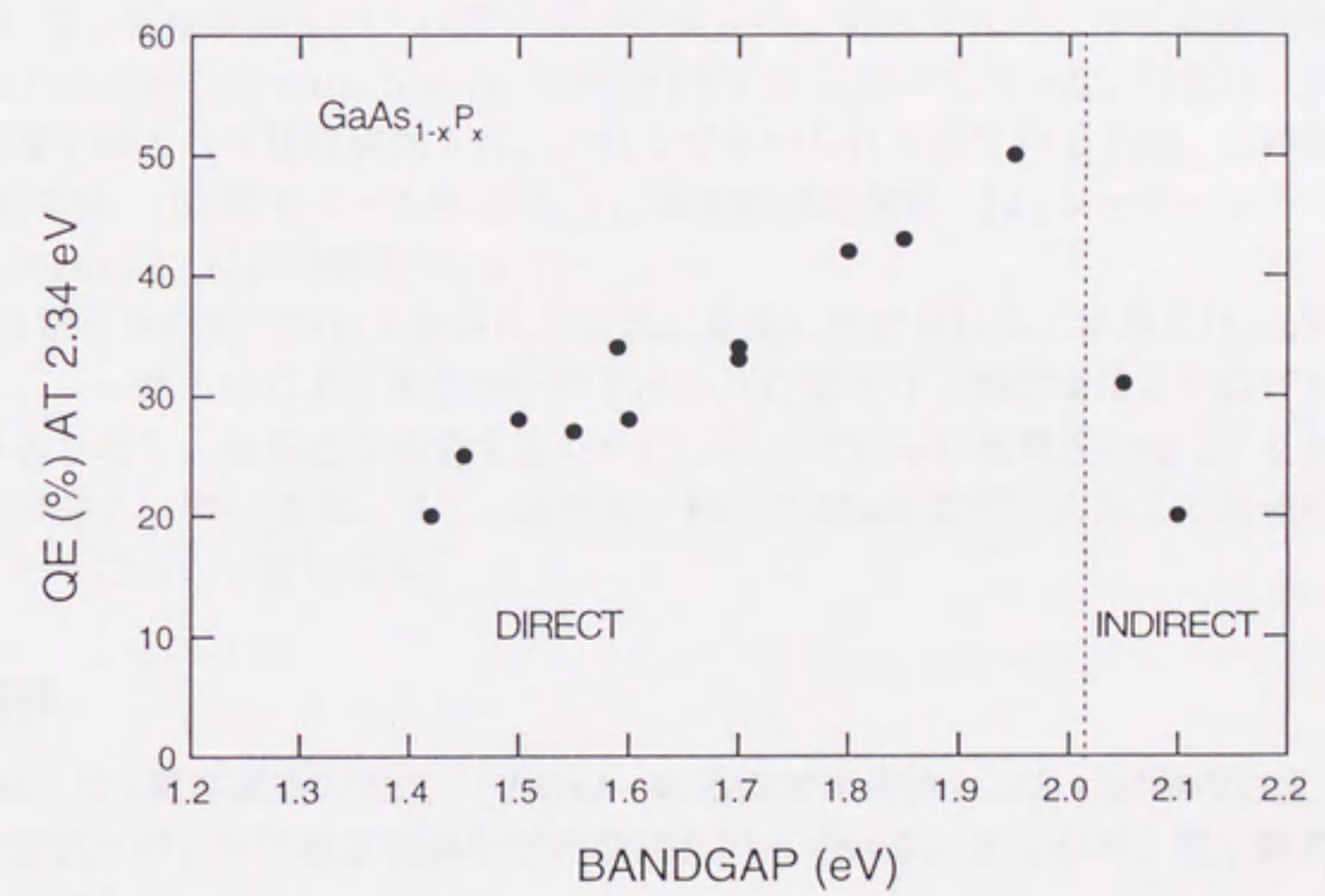


Figure 3.10: 励起波長 2.34 eV における  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  のバンドギャップに対する量子効率。

## Chapter 4

# 実験装置

### 4.1 偏極度測定装置

本研究において、偏極度測定および量子効率の測定は、名古屋大学における偏極電子源装置 1 号機 (Nagoya Polarized Electron Source, 略称 NPES-1) において行った。装置は、カソード開発のための偏極電子源として設計製作され、これまで用いられてきている [33]。この装置は大別して、(a) 電子銃本体、(b) 電子ビーム移送系、(c) 偏極度測定装置、(d) レーザーシステムから構成されている。Figure 4.1 に全体図を示す。

レーザー光は電子銃の真下から入射され、結晶に垂直に照射される。結晶には  $-4\text{ kV}$  の電圧が印加されている。レーザー光により真空中へ引き出された電子は、静電場により曲げられて偏極度測定装置へ移送される。偏極度を測定するために、ここでさらに高電圧  $+96\text{ kV}$  を加えて電子を  $100\text{ keV}$  まで加速し、薄い金箔に当て、金の原子核との Mott 散乱を利用して偏極度を測定している。以下これらについて説明する。

#### 4.1.1 電子銃部

電子銃部では、(1) 超高真空の生成、(2) GaAs 結晶の加熱洗浄と NEA 表面の生成、(3) Mott 散乱偏極度測定装置へのビーム移送制御などの役割を担っている。そのため、電子銃部には多くの工夫がなされている。

GaAs 半導体の NEA 表面状態をつくり、長時間 NEA 表面を維持するためには、 $1 \times 10^{-10}\text{ Torr}$  以下の超高真空が要求される。そのため大気中で約  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  の大きさにへき開した結晶をカソードホルダーに装着した後、約  $150\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 24 時間程度ステンレス製の真空容器をベークして真空容器の表面からの脱ガスをを行い、超高真空を生成している。超高真空の排気ポンプとしては、 $60\text{ l/s}$  と  $20\text{ l/s}$  のイオンポンプ (ANELVA 912-7120, 912-7160) と  $150\text{ l/s}$  の NEG ポンプ (SAES GETTERS INC. GP50-W2F, C50-ST707) と呼ばれる表面吸着型のゲッターポンプが取り付けられている。それぞれのポンプは最もコンダクタンスを良くした接続方法をとっている。この装置の到達真空度は、 $2 \times 10^{-10}\text{ Torr}$  程度である。NEG ポンプについては Appendix E で説明する。

結晶の NEA 表面処理を行うためには、超高真空中で結晶表面を一度清浄な表面にする必要がある。そのために結晶を約  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$  で 1 時間程度加熱洗浄を行っている。加熱はホルダーの大気側からカートリッジ式のヒーターを挿入して行っている。結晶が常温まで冷えた後、ガリウム砒素表面にセシウムと少量の酸素を付加する。セシウムの供給は、真空中でセシウムの化合物を還

## Nagoya Polarized Electron Source

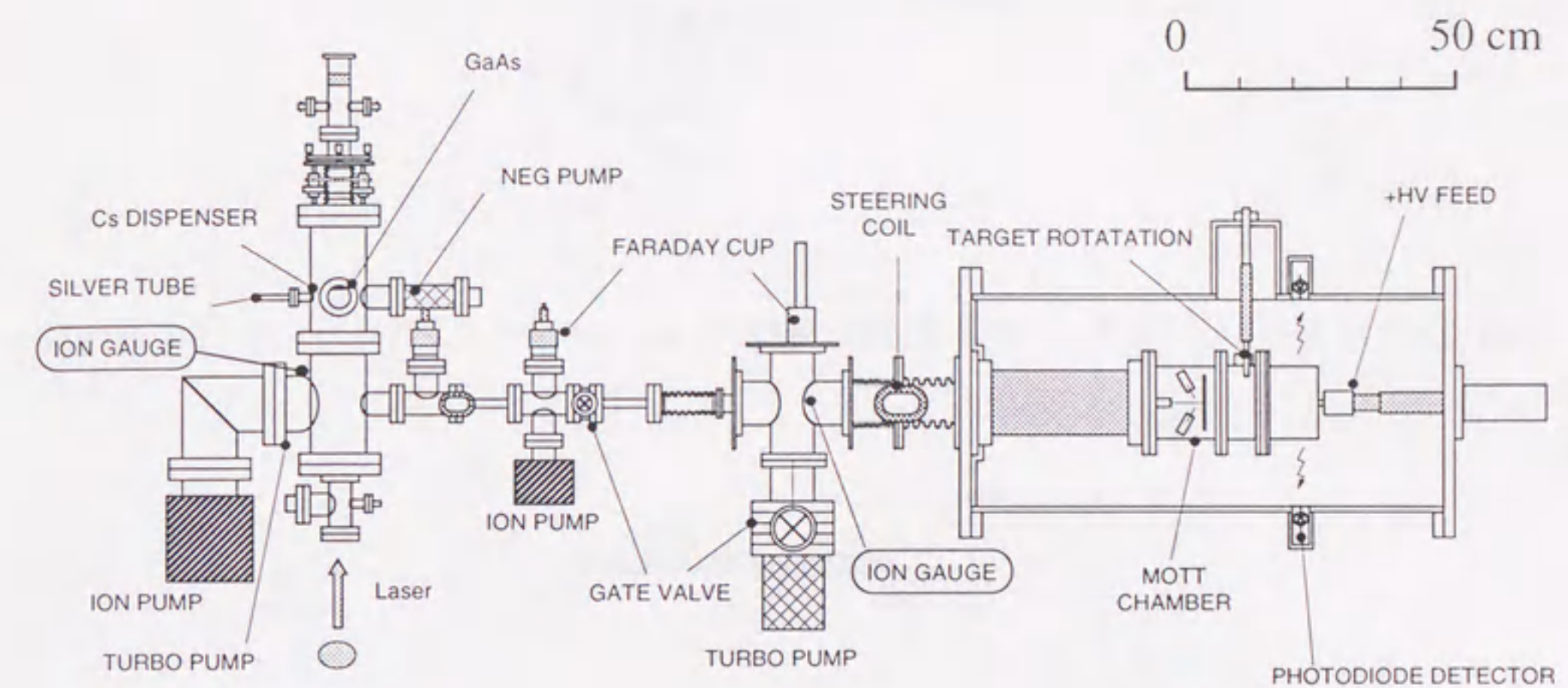


Figure 4.1: 名古屋大学偏極電子源装置 1 号機 の概念図。

元する方法で行っている。これはセシウムディスベンサー (SAES GETERS INC.) として、市販されているもので、 $\text{CsCrO}_4$  と還元剤とセシウム以外の放出ガスを吸着するゲッター剤 (Al と Zr の合金) とをニクロムのスリーブに詰めたものであり、これに電流 (4.0 ~ 6.0 A) を通電することにより、ディスベンサー自身が加熱されることでセシウムが還元され、通電する電流量によりセシウムの発生量をコントロールすることができる (Figure 4.2)。

酸素源としては、銀の焼結棒パイプを用いている (Figure 4.3)。これは高温の銀の中を酸素が選択的に透過する性質を利用したものであり、300-400 °C 程度に加熱することにより大気側の酸素を導入している。

NEA 表面の生成はレーザーをあてて量子効率を測りながらセシウムと酸素を付ける。手順としては、最初にセシウムを付け、光電流が最大ピークを超えてゼロ近くなった時点で、一旦セシウムを付けるのを止めて、酸素を付けはじめる。酸素を付けはじめると光電流が前の最大値よりも大きくなる。最大となったところで、酸素を付けるのをやめ、再びセシウムを付け、光電流をゼロ近くまで落とす。何度か繰り返すと、光電流が増え方が小さくなり飽和して、光電流が最大となる。通常は、この手順を 3、4 回繰り返している。これはいわゆる Yo-Yo 法と呼ばれる方法である。より高い量子効率を得るためには、最初セシウムを大量に付けておくことが重要である [34]。

### 4.1.2 電子ビーム移送部

ビーム移送系では、(1) 取り出した電子のスピンを縦偏極から横偏極へと変換する、(2) 差動排気を用いて、大きく真空度の異なる装置間を接続する、(3) ビームの移送の 3 つの役割を担っている。

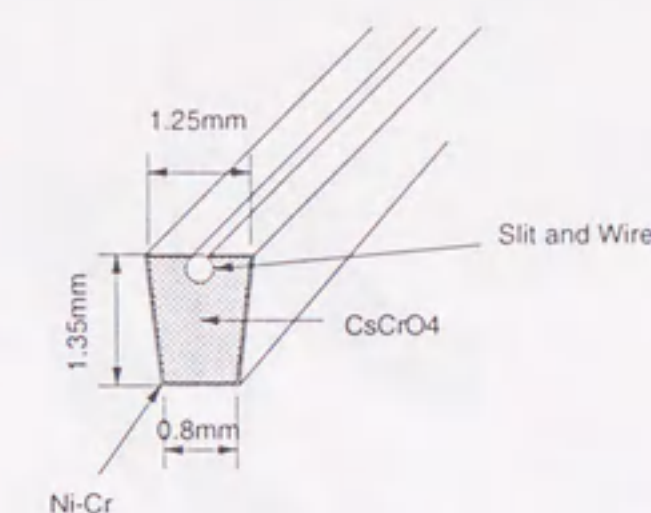


Figure 4.2: セシウムディスペンサー。4 A 程度の電流を通電することにより、セシウムを供給する。



Figure 4.3: 酸素導入のための銀の焼結棒。NEA 表面処理のため、酸素を導入する時にはヒーターとアルミホイルで巻き加熱する。

#### 電子スピンの偏向

Mott 散乱偏極度測定装置により偏極度を測定するためには、電子スピンの偏極ベクトル方向をビームの進行方向に対して、平行方向 (縦偏極) から垂直方向 (横偏極) へと偏向させてやる必要がある。これには、ウィーンフィルタを用いて磁場と電場を電子の進行方向に対してそれぞれ直角に印加してスピンを偏向させる方法 (Figure (4.4)) と、電子の進行方向を  $90^\circ$  曲げる際に電子を球形コンデンサーを用いて偏向させる方法がある。NPES-1 では電子銃部から引き出された際には、電子のエネルギーは  $4\text{keV}$  であるので、より簡便な方法として球形静電コンデンサーを用いている。(Figure (4.5) に原理図を示す。)

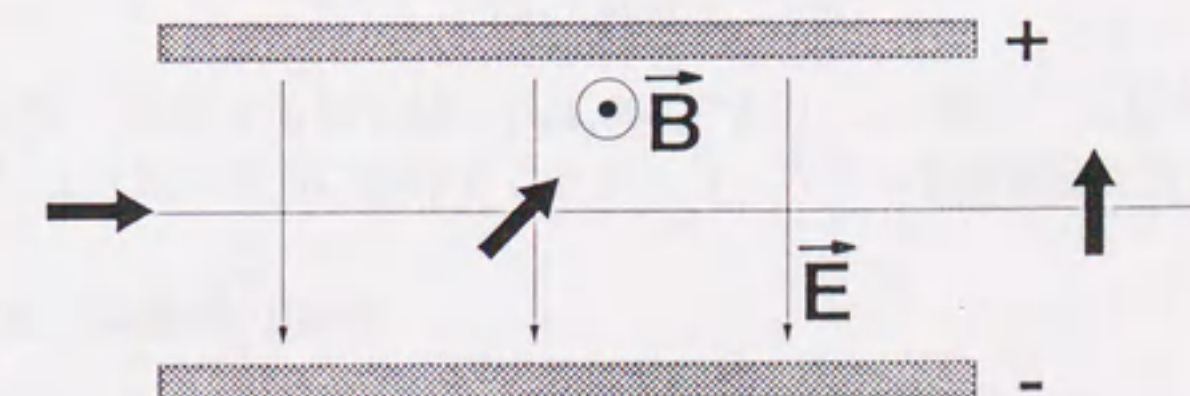


Figure 4.4: 電子の進行方向に帯してそれぞれ垂直に電場、磁場を印加することにより、スピンの方向を縦偏極から横偏極に変換する

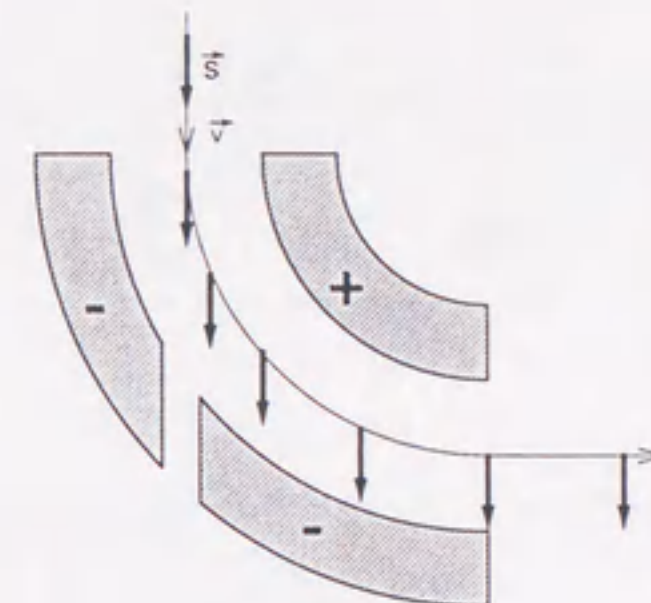


Figure 4.5: 球形コンデンサーによりスピンの方向を縦偏極から横偏極に変換する

一様電磁場中でのスピンの運動方程式はいわゆる式 (4.1) のスピンの運動方程式 (BMT 方程式) で与えられる。

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{e}{2m_0c} \left\{ \mathbf{n} \cdot \frac{\mathbf{E}[(g-2) - g/\gamma^2]}{\beta} + \mathbf{n} \cdot (\mathbf{l} \times \mathbf{B})(g-2) \right\} \quad (4.1)$$

$\mathbf{l}$  は電子の運動方向に平行な単位ベクトル、 $\mathbf{n}$  は垂直な単位ベクトル、 $g$  は g-factor で  $g=2.002319$  と 2 から僅かにずれた値である。

一様静電場に入射した電子は、静止系からみると電場  $\mathbf{E}$  により

$$\mathbf{B} = -\frac{\gamma}{c}(\mathbf{v} \times \mathbf{E}) \quad (4.2)$$

の磁場を感じる。この磁場  $\mathbf{B}$  のスピン  $\mathbf{s}$  への影響は、

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mu \times \mathbf{B} \quad (4.3)$$

で与えられる。スピン方向を  $90^\circ$  回転させるには、電子の軌道を  $90^\circ$  より若干大きくまげる必要があるが、その曲げ角は  $\alpha$  は、

$$\alpha = \frac{\pi\gamma}{g - (g-2)\gamma^2} \sim \frac{\gamma\pi}{2} \quad (4.4)$$

である。電子を 4keV で加速する場合は、 $\gamma=1.008$  であり、 $\alpha=90.7^\circ$  となり、ほとんど無視できる。従って、電場により電子を  $90^\circ$  曲げることで、スピンも縦偏極から横偏極に偏向される。

#### 真空度の大きく異なる装置間の接続

電子銃部の真空度が約  $2 \times 10^{-10}$  Torr に対して、偏極度測定装置の真空度は約  $1 \times 10^{-7}$  Torr 程度と 3 桁も悪い。偏極度測定時に電子銃部の真空を悪化させないために、移送途中のビームパイプの太さを直径約 3mm 程度にし、真空のコンダクタンスを落とし、さらにイオンポンプによって差動排気を行っている。偏極度測定時には Mott 散乱装置との間のバルブを開けるため、 $5 \times 10^{-10}$  Torr 程度まで悪化するが、偏極度測定中において量子効率の減少はほとんどみられない。

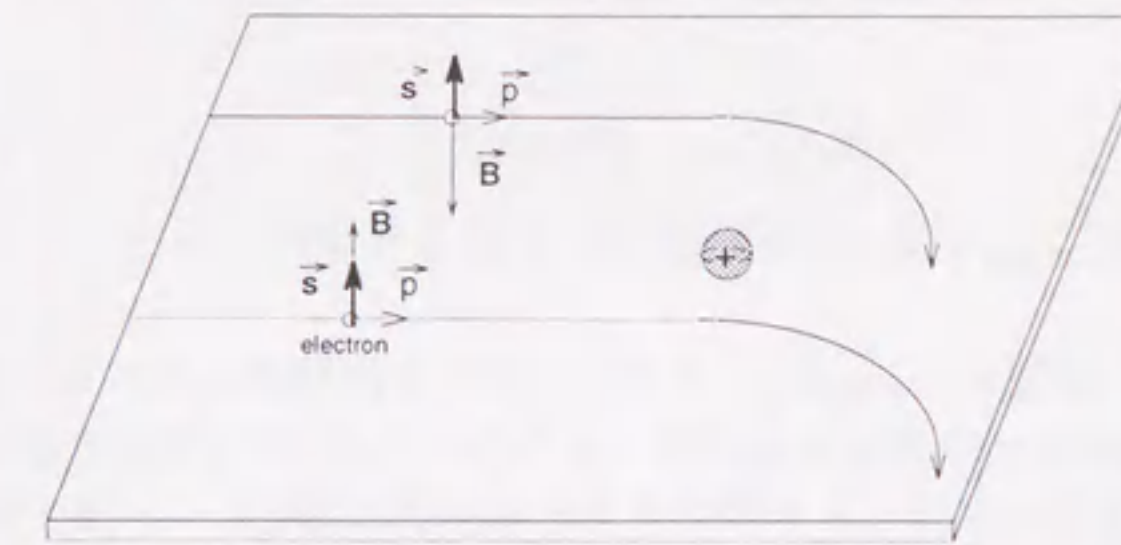


Figure 4.6: Mott 散乱の原理

#### ビームの移送

電子ビームの移送を行うために、電子ビーム収束させる静電レンズ、前後左右へ軌道を動かす静電ディフレクター、電子の軌道を  $90^\circ$  曲げる球形コンデンサーなどを用いている。それぞれに印加する電圧を調整することで、電子の軌道を変化させて、モット散乱装置まで導いている。また、電子のエネルギーが低いために、電子は地磁気程度の磁場などにより、その軌道を大きくずらしてしまう。そのため、出来る限り外部磁場の影響を受けないように、イオンポンプを軟鉄で覆い、ビームパイプはミューメタル板により、磁気シールドを施してある。曲げられた後の電子は偏極度測定装置にいたるまでに、3箇所のファラデーカップでビーム位置とおよその電流値をモニターすることができる。ファラデーカップにながれる電流値は  $1\text{ M}\Omega$  の抵抗を通した時に発生する電圧を読みとることで測定している。また、レスポンスを速くするため、抵抗に仮想接地回路をつけている。ビーム移送途中の真空のコンダクタンスを落しているため、移送効率としては良くない。通常モット散乱装置手前のファラデーカップで約  $0.5\%$  程度の移送効率で偏極度測定を行っている。

#### 4.1.3 偏極度測定装置

電子の偏極度の測定方法としては、(1) 電子と原子核との散乱の Mott 散乱、(2) 電子・電子散乱の Møller 散乱、(3) 電子・光子散乱の Compton 散乱を用いた方法がある。それぞれ電子のエネルギーに応じて利用されている。 $-4\text{ keV}$  で引き出された電子は、さらに  $+96\text{ keV}$  まで加速される。しかし、まだ電子のエネルギーが  $100\text{ keV}$  程度と低いので、NPES-1 では (1) の Mott 散乱によって偏極度を測定している。

#### Mott 散乱による偏極度測定の原理

Mott 散乱は、数百  $\text{keV}$  程度のエネルギーを持つ電子の原子核による散乱である。この程度まで電子のエネルギーが高くなると、軌道電子の影響は小さくなり原子核のポテンシャルによって散乱される。

この場合はラザフォード散乱として近似できる。散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z\alpha}{2m\beta^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (4.5)$$

で与えられる。ただし、 $Z$ :原子核の原子番号、 $\alpha$ :微細構造定数( $\frac{1}{137}$ )、 $m$ :電子の静止質量、 $\theta$ :散乱角、 $\beta = v/c$ である。

これと同時に電子はスピン軌道相互作用も受ける。(Figure 4.6参照) 電子の静止系からみれば、原子核が電子の周りを回っている。このため、電子は原子核が作る電流による磁場を感じる。すなわち、電子の磁気モーメントはこの磁場と相互作用する。電子の静止系における相互作用ポテンシャルを  $V_{LS}$  は、

$$\begin{aligned} V_{LS} &= -\vec{\mu}_e \cdot \vec{B} \\ &= -\left(\frac{e}{mc}\right) \vec{s} \cdot \vec{B} \\ &= -\frac{e}{m^2 c^2} \vec{s} \cdot (\vec{E} \times \vec{p}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

となる。ただし、 $\vec{\mu}_e$ :電子の磁気モーメント、 $\vec{E}$ :原子核による電場、 $\vec{p}$ :電子の運動量、 $\vec{B} = \left(\frac{1}{mc}\right)(\vec{E} \times \vec{p})$ :電子が感じる磁場である。これを実験室系にローレンツ変換し、原子核の作る電場が中心力ポテンシャルによるものとして、

$$\vec{E} = -\frac{1}{e} \frac{dV_c(r)}{dr} \frac{\vec{r}}{r} \quad (4.7)$$

とすると、 $\vec{l} = \vec{r} \times \vec{p}$ を用いて、

$$V_{LS} = \frac{e}{2m^2 c^2} \vec{s} \cdot \frac{1}{e} \frac{dV_c(r)}{dr} \frac{\vec{r}}{r} \times \vec{p} \quad (4.8)$$

$$= \frac{1}{2m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dV_c(r)}{dr} (\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (4.9)$$

で与えられる。この原理からも分かるように、Mott 散乱は横偏極した電子スピンの偏極度を測定するのに適している。

Mott 散乱の微分散乱断面積は

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = I(\theta)[1 + PS(\theta)\sin\phi] \quad (4.10)$$

で与えられる。ここで  $I(\theta)$  は無偏極電子による微分散乱断面積、 $P$  は電子の偏極度、 $\phi$  は散乱面の法線ベクトルと電子スピンのなす角、 $S(\theta)$  はスピン軌道角運動量相互作用における非対称度を表す関数で Sherman 関数と呼ばれている。Sherman 関数の散乱角依存性は電子エネルギーを 100keV とすると、120°付近が非対称度がもっとも大きくなる。Figure 4.7に金の原子核に対する Sherman 関数の散乱角の依存性を示す。

実際に測定する Asymmetry は次の式により定義される。

$$A(\theta) = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad (4.11)$$

ただし、 $N_L$ 、 $N_R$ : 進行方向に対して、それぞれ右側、左側の検出器でとらえる電子数、 $\theta$ : 進行方向に対する散乱角である。

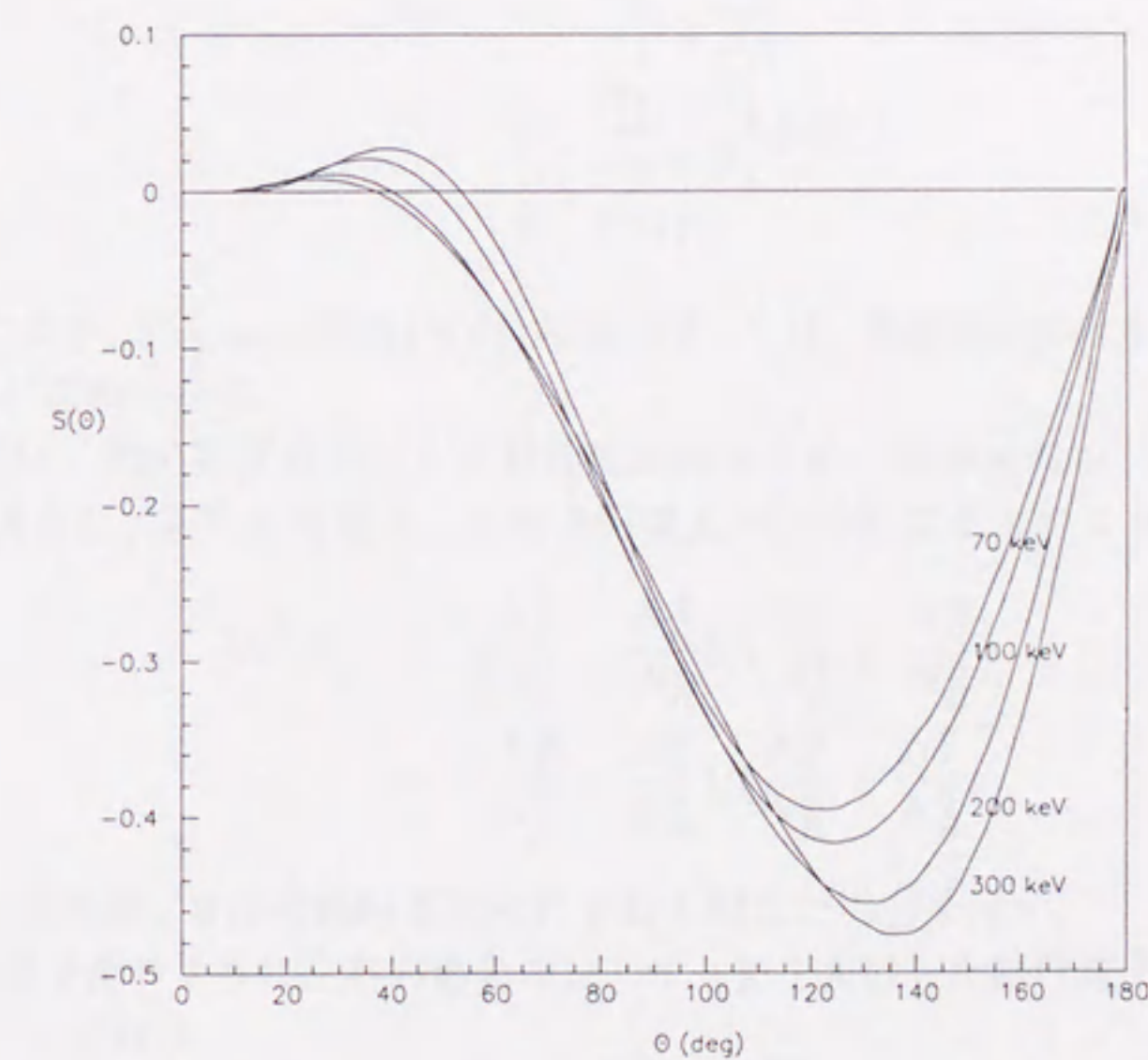


Figure 4.7: 電子のエネルギーが 70, 100, 200, 300 keV における場合の金の原子核に対する Sherman 関数の散乱角依存性

一方、 $N_{\uparrow}$ 、 $N_{\downarrow}$ をそれぞれスピン上向き、下向きの電子数とすると、微分散乱断面積から、 $N_L$ 、 $N_R$ は、それぞれ

$$\begin{aligned} N_L &= N_{\uparrow}(1+S(\theta)) + N_{\downarrow}(1-S(\theta)) \\ &= (N_{\uparrow} + N_{\downarrow}) + (N_{\uparrow} - N_{\downarrow})S(\theta) \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} N_R &= N_{\uparrow}(1-S(\theta)) + N_{\downarrow}(1+S(\theta)) \\ &= (N_{\uparrow} + N_{\downarrow}) + (N_{\downarrow} - N_{\uparrow})S(\theta) \end{aligned} \quad (4.13)$$

と書き表せるので、

$$\begin{aligned} A(\theta) &= \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \\ &= \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} S(\theta) \\ &= PS(\theta) \end{aligned} \quad (4.14)$$

$A(\theta)$ は測定により、Sherman関数( $S(\theta)$ )の値に関しては、理論的に求めることができる[35][36]ので、偏極度  $P$  が求められる。

実際の測定では、測定装置自体にも非対称度があるため、無偏光のレーザー光でまず測定装置の非対称度を測定し、右向き円偏光、左向き円偏光の非対称度を次のように規格化している。

$$\begin{aligned} A^{\pm}(\theta) &= \left( \frac{N_L^{\pm}}{N_L^0} - \frac{N_R^{\pm}}{N_R^0} \right) / \left( \frac{N_L^{\pm}}{N_L^0} + \frac{N_R^{\pm}}{N_R^0} \right) \\ &= \left( \frac{N_L^{\pm}}{N_R^{\pm}} - \frac{N_L^0}{N_R^0} \right) / \left( \frac{N_L^{\pm}}{N_R^{\pm}} + \frac{N_L^0}{N_R^0} \right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

式中 $\pm$ は左右の円偏光度、0は直線円偏光それぞれ入射した場合を示す。

GaAs型偏極電子源のように左右円偏光のレーザー光を入射した際の電子の偏極度の絶対値が等しい場合には、上の式は

$$A(\theta) = \frac{\sqrt{\frac{N_L^+}{N_R^+}} - \sqrt{\frac{N_L^-}{N_R^-}}}{\sqrt{\frac{N_L^+}{N_R^+}} + \sqrt{\frac{N_L^-}{N_R^-}}} \quad (4.16)$$

となる。統計誤差は、

$$\begin{aligned} \Delta A(\theta) &= \frac{\sqrt{1-A(\theta)^2}}{\sqrt{N_L^0 + N_R^0}} \\ &\sim \frac{1}{\sqrt{N_L^0 + N_R^0}} \end{aligned} \quad (4.17)$$

となる。したがって、15万カウント程度のイベントを集めれば、1%程度の統計誤差が得られる。

## 測定装置

我々の実験では、シャーマン関数の値が最も大きい $\pm 120^\circ$ に散乱された電子の非対称度を測定することにより偏極度を求めている。ターゲットとしては、 $Z$ が大きく、薄膜を作りやすく、化学的にも安定な金を用いている。100 keVに加速された電子は金の原子核によって散乱された電子は、進行方向に対して左右 $120^\circ$ 方向に置かれたシリコン表面障壁型検出器(HORIBA 製 30SB120L、有感表面積 $30\text{ mm}^2$ 、空乏層の厚さ $60\text{ }\mu\text{m}$ )により検出している。シリコン中で電子正孔対を1対作るのに約 $3.6\text{ eV}$ のエネルギーが使われる。100 keVの電子では、電子正孔対は約28000対、電荷量にして約 $4.4\text{ fC}$ が出来る。100 keVの電子がエネルギーを全て失うには、 $60\text{ }\mu\text{m}$ 以上の空乏層の厚さが必要である。シリコン内部に出来た電子正孔対を、バイアス電圧によって集めて電気信号にしている。半導体検出器は電子正孔対を1対作るために必要なエネルギーが小さく、他の検出器に比べて、多くの電子が出来るので、統計的揺らぎが小さくなり、分解の鶏の良いデータが得られる。また、検出器も小型軽量で、バイアス電圧も低くて使い易いというメリットがある。半導体検出器で得られた信号は、電荷感应型プリアンプとメインアンプ(先輩の広瀬郁夫氏により自作[37])で増幅、波形整形などの処理を行う。半導体検出器、プリアンプ及び、メインアンプ回路は、 $+96\text{ kV}$ の電位レベルにあり、アースレベルへの信号の取り出しは、 $+96\text{ kV}$ の電位レベルのLED(日立社製 HLP30)により光出力に変換し、その光出力をアースレベルのフォトダーオード(浜松フォトニクス社製 S1223)で受けることにより行なっている。バイアス、プリアンプの電源供給は、それぞれ、乾電池( $45\text{ V}$ )、リチウム電池(TADIRAN 社製 リチウム電池 TL-2300/D、 $3.6\text{ V}$ 、 $10\text{ Ah}$ 、8個)を用いている。Mott 散乱槽は電気絶縁のためチェンバー内には、フロンガス(フロン12)を1気圧で満たしている。取り出された信号は、リニアアンプを介してPHAによってデータ収集を行っている。Figure 4.8にデータ取り込みの概略図を示す。

Figure 4.9にPHAによって集積したエネルギースペクトラムを示す。

## データ解析

Figure 4.9 のスペクトラムにはバックグラウンド成分が含まれている。バックグラウンドとしては、(1)弾性散乱によるもの(金箔による多重散乱)、(2)非弾性散乱、(3)ターゲット以外で散乱された電子が飛び込むもの、(4)検出器ノイズなどが考えられる。

バックグラウンドを差引きく方法として、信号成分をガウス関数、バックグラウンド成分をフェルミ関数

$$\frac{a}{1 + \exp(-\frac{x-d}{b})} \quad (4.18)$$

を仮定して、 $\chi^2$ フィッティングによって信号成分、バックグラウンド成分を求めた。フィッティングした結果を Figure 4.9に示す。

データの解析はパソコン(PC98)を用いてオフラインで行っている。偏極度は、(4.16)式を使って計算し、(4.16)式から得られる値が統計誤差の範囲内で(4.16)式と一致することを確認するために用いており、実験途中でのトラブルを発見するための重要なチェックポイントとなっている。さらに、スペクトルのエネルギーを5分割に区切り、それぞれの分割ごとに偏極度の値が統計誤差の範囲内で一致することを確認した上で、偏極度の値を決めている。統計誤差としては約1%程度となるように測定を行っている。系統誤差としては、主に金箔の膜厚の一様性から生じており、約5%程度の誤差と見積もっている。

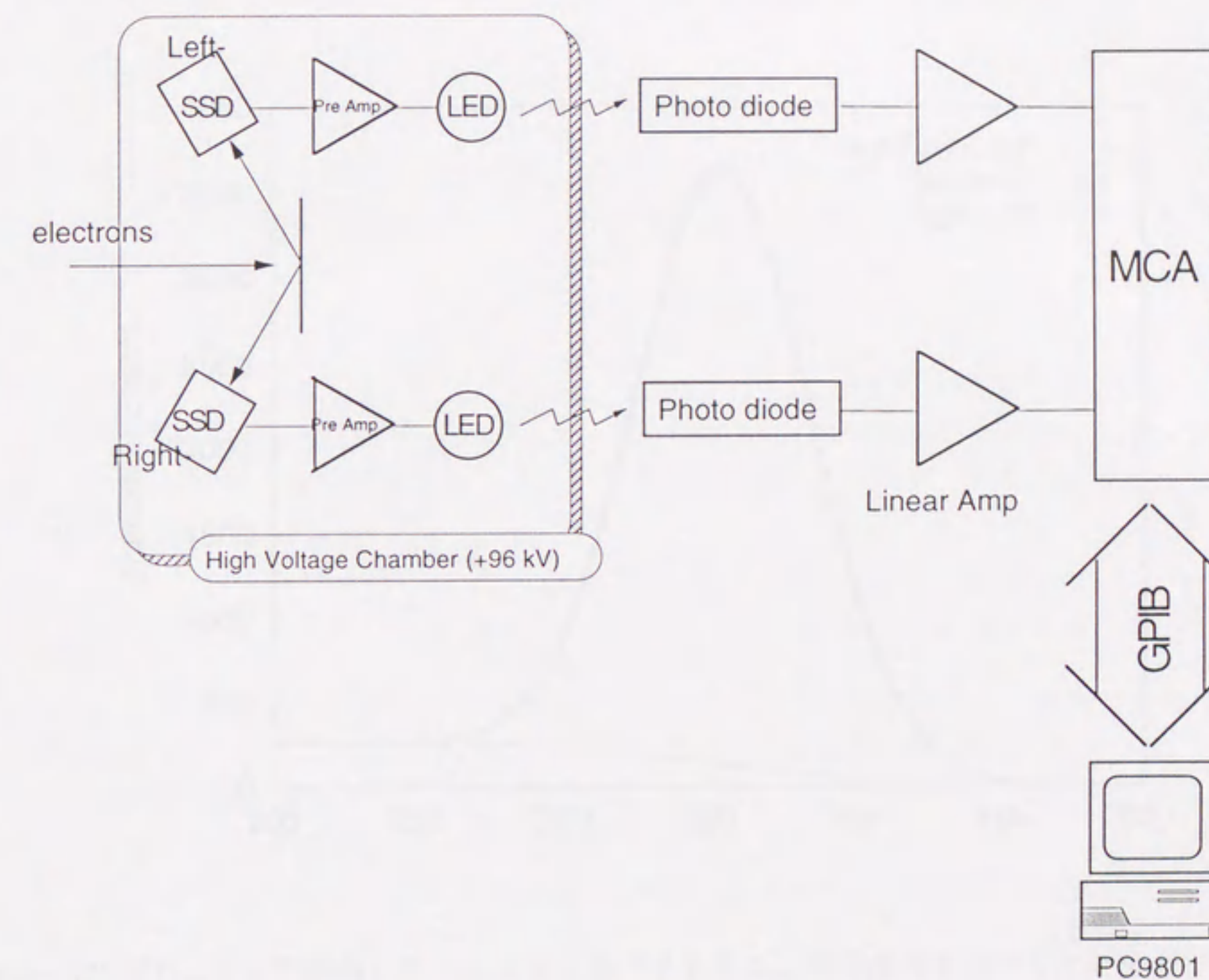


Figure 4.8: 偏極度測定データ取り込みシステム

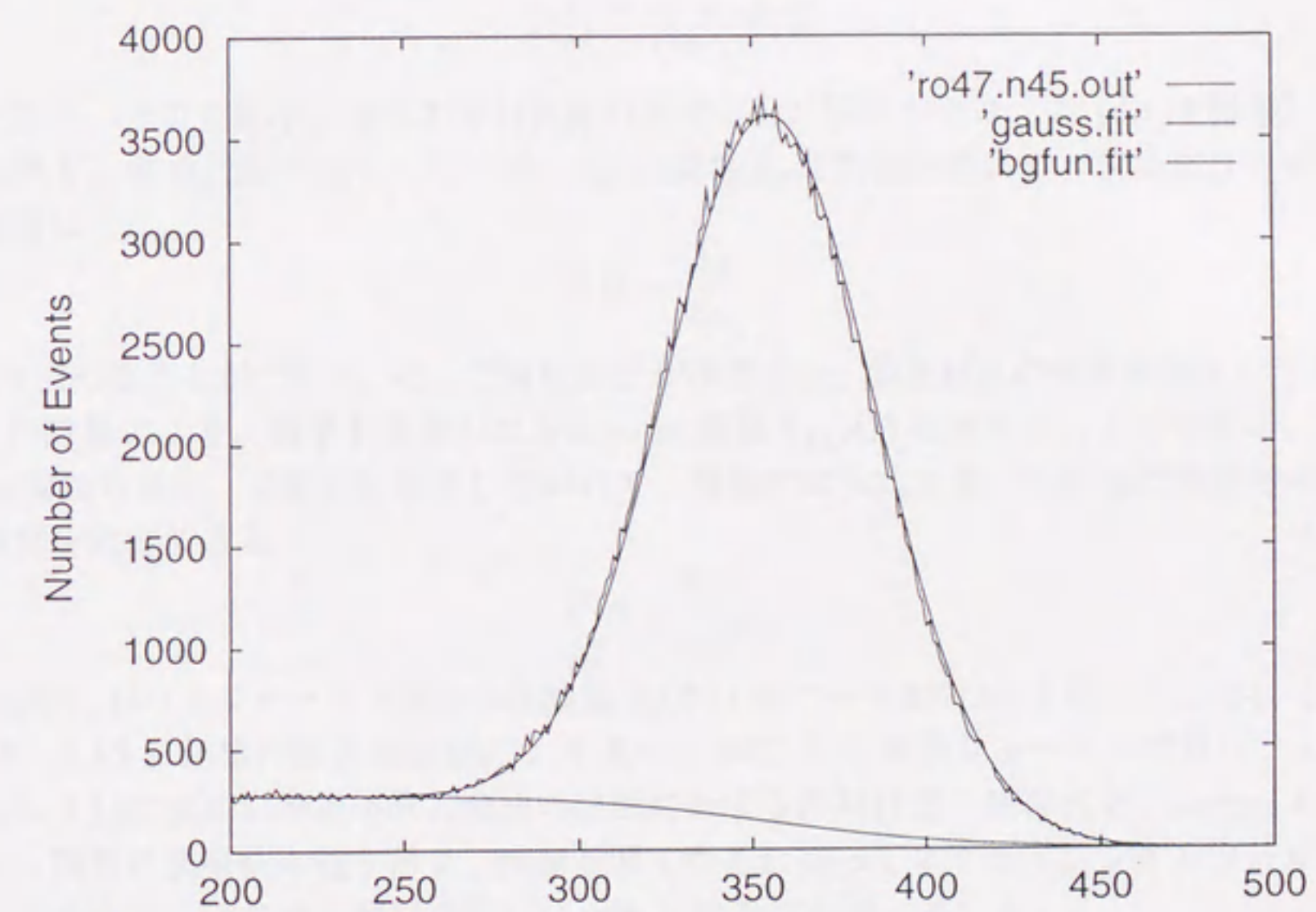


Figure 4.9: PHA により集積したエネルギースペクトラム。信号成分をガウシアン分布、バックグラウンド成分をフェルミ分布を仮定してフィッティングした結果。

#### 有効シャーマン関数

実際の金箔では、薄いとはいえ、実際には、電子は金箔内部で多重散乱をしてしまうため、左右の Asymmetry は金箔の厚さにも依存してしまう。理論的に求められる 1 回散乱の Sherman 関数は  $S_0$  は実測できる非対称度とは次のような関係にある。

$$P = \frac{A_0}{S_0} = \frac{A_{eff}}{S_{eff}} \quad (4.19)$$

ここで  $A_0$  は 1 回散乱の非対称度、 $S_{eff}$  は実測非対称度に対応する実効的な Sherman 関数である。十分に金箔の膜厚が薄ければ、多重散乱による Asymmetry への効果は

$$\frac{1}{A(t)} = \frac{1}{A_0} \frac{1}{1 + \alpha t} \quad (4.20)$$

と仮定できる。そこで膜厚を変えて非対称度の測定をし、膜厚がゼロでの  $1/A_0$  を外挿して求めることが出来る。多重散乱の起こらない Sherman 関数  $S_0$  は数値計算により求めることができるので、偏極度は

$$P = \frac{A_0}{S_0} \quad (4.21)$$

により求めることができる。そして偏極度  $P$  が求まると、多重散乱の効果考虑した  $S_{eff}(t) = A_{eff}/P$  の計算により、膜厚を考慮した Sherman 関数  $S_{eff}(t)$  を決めることができる。この有効 Sherman 関数の値は、偏極度に依存しないので、偏極度は次式を用いて任意の膜厚での一回の測定で偏極度を決定できる。

$$P = \frac{A(t)}{S_{eff}(t)} \quad (4.22)$$

100 keV におけるシャーマン関数の理論値  $S_0(\theta=120^\circ) = 0.397[36]$  を用いて、184、251、571、962、1137 Å の 5 種類の厚さの金箔により求めた 962 Å の有効シャーマン関数は、0.228 である。Figure 4.10 に実際に測定された金箔の膜厚に対する非対称度の依存性を、Figure 4.11 に有効シャーマン関数の膜厚依存性を示す。膜厚が厚くなるに従ってアナライジングパワーが減少していることが分かる。通常の偏極度測定には 962 Å の金箔を用いている。

また、他の研究所でもちいられている Mott 散乱装置で得られた偏極度との相互校正実験の結果については、Appendix D において述べる。

#### 4.1.4 レーザーシステム

本実験では広範囲の波長域の偏極度、量子効率の測定する必要があるため、連続発振をし波長が可変な Ti:Sapphire レーザーを用いた。Figure 4.12 に実験で用いたレーザーシステムを示す。

CW アルゴンレーザー (定格 5.0 W) の発振光により、2 つのミラー (M1, M2) を通して Ti:Sapphire レーザーを励起する。Ti:Sapphire レーザーは、 $Al_2O_3$  にチタンをドープしたもので、400nm-550nm 程度の光を吸収して、赤外の広い波長領域にわたって蛍光を放つ。Ti:Sapphire レーザーの共振器のミラーを交換することにより、約 700 nm から 850 nm と 850 nm から 950 nm の波長で発振が可能である。Ti:Sapphire レーザーの中心波長 850 nm において、約 500 mW (定格) の出力がある。Ti:Sapphire レーザーからの発振光を M3, M4 で反射させて、電子銃下方から入射する。波長の単色化は、共振空洞中にブリュースター角を持つ配置で置かれている 3 枚の水晶

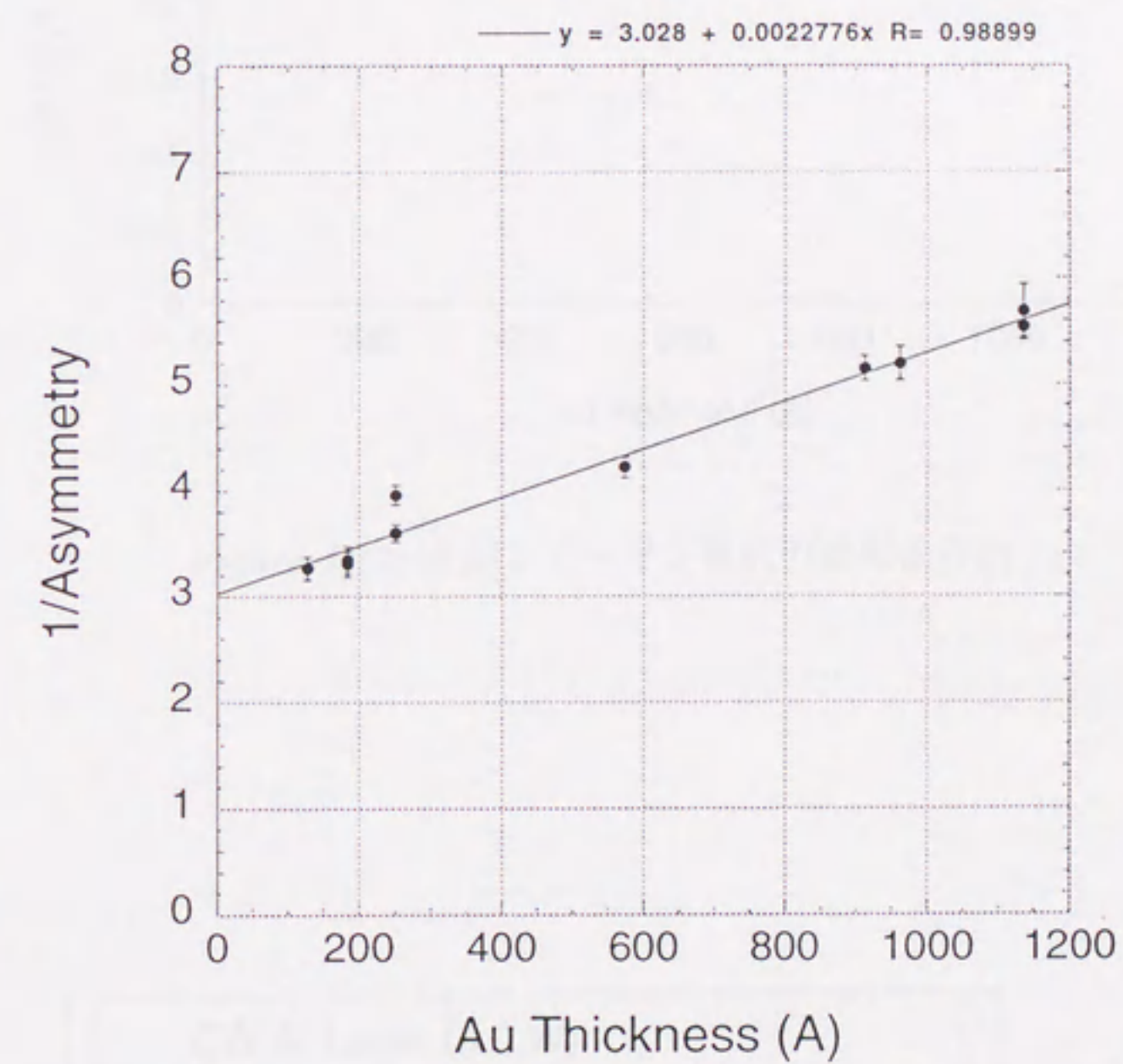


Figure 4.10: 金箔の膜厚に対する非対称度の依存性。

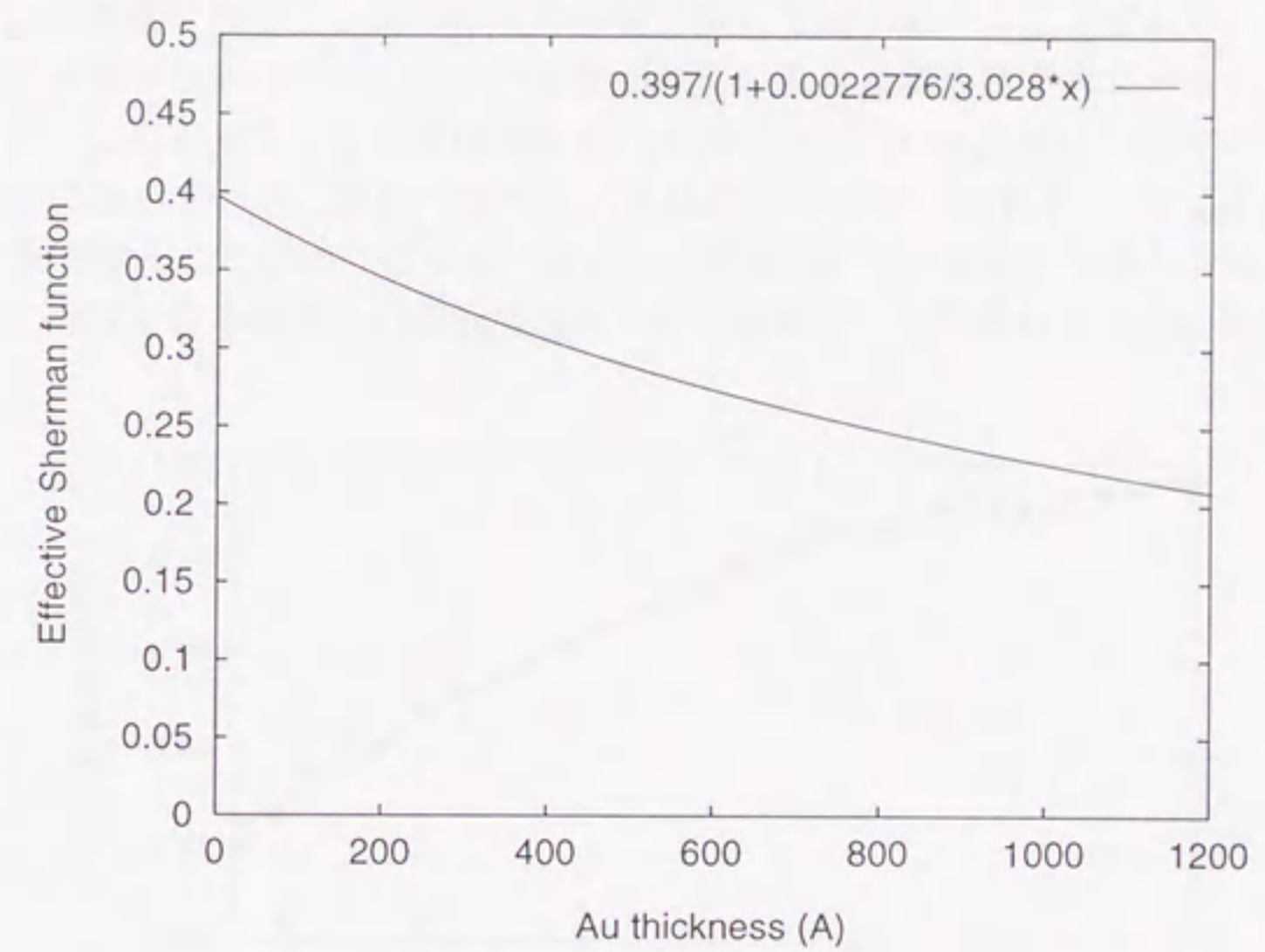


Figure 4.11: 有効シャーマン関数の膜厚依存性

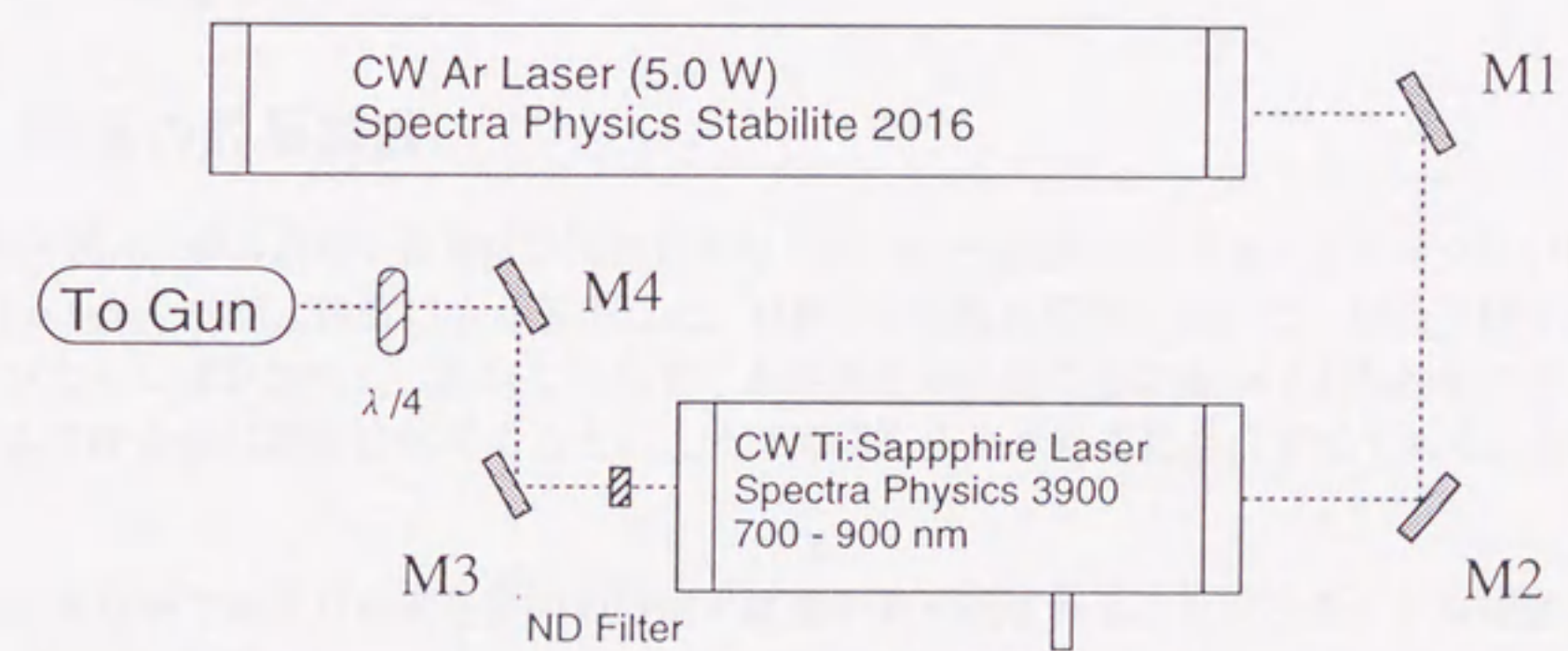


Figure 4.12: レーザーシステムの概要図

板からなる偏光素子によりなされている。この偏光素子は入射した光の位相をずらし楕円偏光とする。入射する光はこの偏光素子を通過する毎に一定角度の位相がずれることになる。ずれる位相の大きさは光の波長に依存し、ある特定の波長に関しては  $180^\circ$  位相がずれる。この直線偏光している光だけがブリュースター角をもって置かれている水晶板表面で失われることなく通過することができる。したがって、この波長の単色化方法により Ti:Sapphire レーザーからの出射光は既に直線偏光になっている。左右円偏光は、水晶製の  $\frac{1}{4}$  波長板 (870 nm 用の  $\frac{1}{4}$  波長板) を  $\pm 45^\circ$  回転させることにより作っている。 $\frac{1}{4}$  波長板により円偏光を生成した場合の円偏光度を Figure 4.13 に示す。歪み超格子の偏極度最大となる波長が  $\frac{1}{4}$  波長板の中心波長から、100 nm

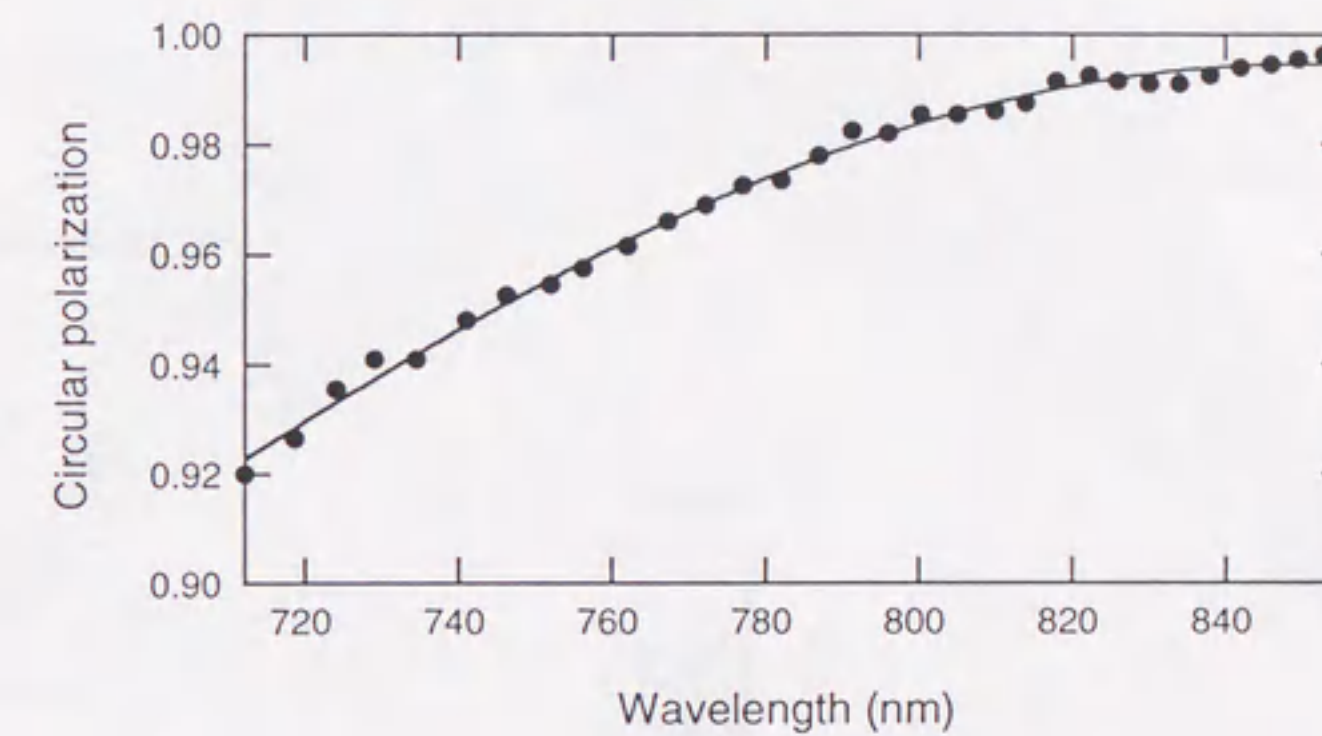


Figure 4.13:  $\frac{1}{4}$  波長板により生成した場合のレーザーの円偏光度

以上外れるため補正を行っている。

偏極度測定中のレーザー光の強度は、M3 の前において、半透過の ND Filter を用いており、モット 散乱偏極度測定装置の半導体検出器中に同時に 2 個の電子が飛び込まない程度のカレントになるように調整を行っている。

## 4.2 結晶の成長装置

超格子結晶、歪み超格子結晶は共同研究者の NEC 基礎研究所が分子線エピタキシー (Molecular Beam Epitaxy, MBE) 装置により製作した。MBE は超高真空中において、結晶の個々の構成元素の入ったるつばを加熱し、蒸発して出てくる蒸気を分子線の形でるつばから放出させ、加熱されている清浄な結晶基板に当てることにより、薄膜を成長させる結晶成長法である。MBE の特徴として、

- (1) 超高真空中であるため成長室内の残留不純物が取り込まれることが少なく、高純度の成長させることができる。
- (2) 他の結晶成長法に比べて成長速度を極めて遅くすることができる。
- (3) 混晶の組成や不純物ドーピング分布を任意の高精度で制御することができる。

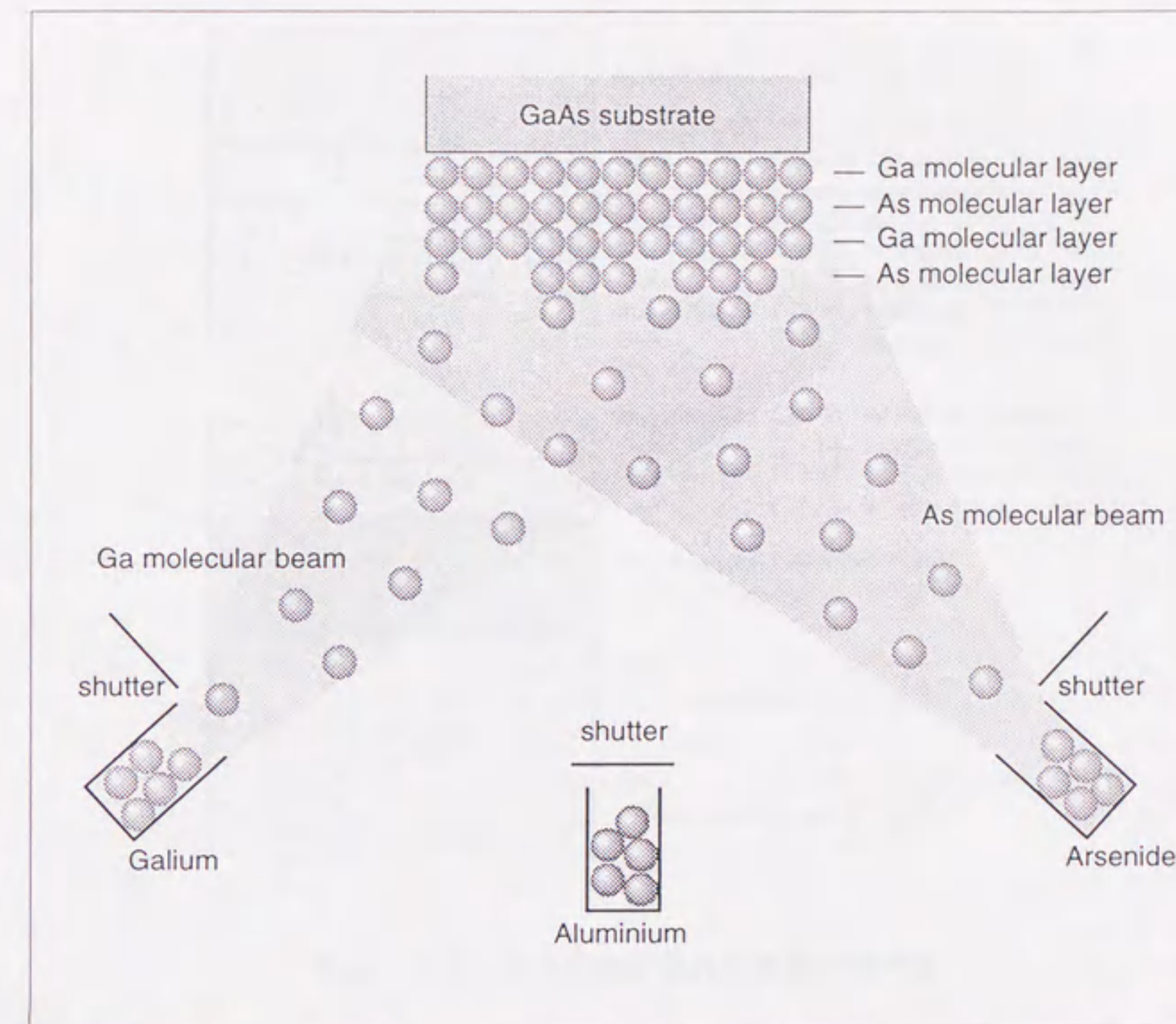


Figure 4.14: MBE 装置の概念図

- (4) 結晶成長中に成長表面をその場で観察することができ、それを結晶成長にフィードバックすることができる。
- (5) 温度を下げてAs保護巻くを付加することが可能である。(歪み GaAs を製作している MOCVD 装置では不可能。)

Figure 4.14に MBE 装置の概念図を示す。

GaAs の場合は、As 分子線を過剰に供給しながら Ga 分子線強度によって成長速度を制御する。これは、Ga はほとんど基板にとりこまれるが、過剰な As は基板から再蒸発することにより化学量論比を保った GaAs が形成されるからである。Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As のような混晶を成長させる再には、Ga と Al の各るつばの温度を調整して、Ga、Al の分子線強度比を変えることにより、組成比  $x$  を自由に制御することができる。また、超格子構造を成長する際には、シャッターを開閉させることにより、任意の構造が実現できる。MBE では、非常に成長速度を遅くすることができるので、原子レベルでの膜厚制御をすることができる。ドーピング量はるつばのシャッターの開閉によって成長膜の任意の場所に不純物を制御することができる。



## Chapter 5

# AlGaAs-GaAs 超格子の偏極度の向上

既に述べたように、1991年に超格子を用いて、世界ではじめて偏極度 50 % を大きくこえる偏極度 70 % の偏極電子を得ることに成功した [5]。当初、偏極度最大の波長における量子効率の値としては、 $2 \times 10^{-4}$  と低く、実用化するためにはさらに量子効率の改善が望まれていた。

これに対して、結晶内部のドーピング濃度を減らし表面だけを  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  と高濃度のドーピングを行なうことにより、最大偏極度は変わらずに約 1 % の量子効率を持つ超格子の開発に成功した。さらに、この結晶では SLAC で問題となっていた NEA 表面電荷制限効果の現象が見られず、次世代の線形加速器にとってもっとも有力な候補の一つと考えられた。従って、超格子のより高い偏極度を得ることが次の重要な課題となった。

この章では、AlGaAs-GaAs 超格子の最大偏極度の向上をすることを目指して行ってきた系統的な実験と、その結果と考察について述べる。

### 5.1 超格子結晶サンプルの設計

超格子を設計する上で、重点をおいた点は次の 2 点である。

- (1) 高い偏極度を得るために、重い正孔と軽い正孔の 2 つの準位を十分に分離させる。
- (2) 高い量子効率を得るために、電子が障壁層を超えて出てこられる確率を出来る限り大きくする。

この (1)、(2) は相反するものである。すなわち、価電子帯の準位を十分に分離してやるためには障壁層を厚くしてやる必要がある。したがって、超格子を偏極電子源として用いてるためには適度な分離幅と拡散しやすくする必要がある。そのためにパラメータの最適化を行った。

#### 5.1.1 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の Al の組成比

GaAs と  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  の格子定数はほぼ等しい。そのため 3 元混晶である  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  は広い組成比に渡って GaAs 基板上に形成できる。Figure 5.1 は  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  のバンド端の Al 組成比  $x$  に対する変化の様子を示したものである。

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  では Al の組成比が高くなるにつれてバンドギャップが大きくなっている。Γ 点の縮退を解くためにはエネルギーギャップは大きくとるべきである。しかし、 $x < 0.43$  では、直接遷移であるが、それ以上の組成比では、間接遷移となる。このため、混晶の物性に様々な影響が

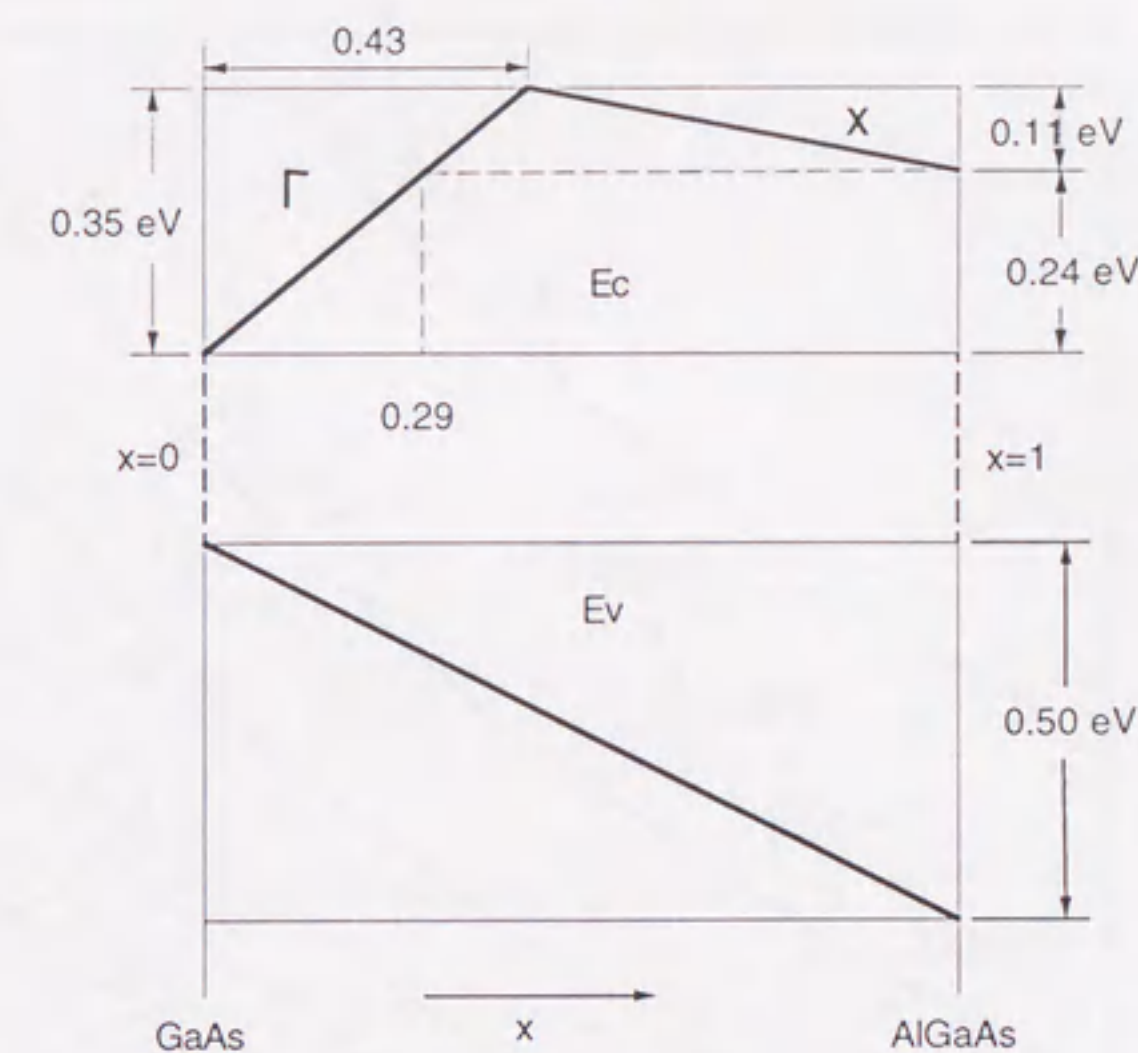


Figure 5.1:  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  におけるバンド端エネルギーの Al 組成比依存性。

現れる。間接遷移では遷移にフォノンが関与するため直接遷移に比べて量子効率は低くなる。また、直接遷移から間接遷移への移行を反映して電子の移動度も急激に低下する。

結局、間接遷移にならない程度にバンドギャップを大きくとることにし、 $x=0.35$  を選んだ。

### 5.1.2 井戸層、障壁層の膜厚の最適化

$\text{AlGaAs}$  層の厚さと  $\text{GaAs}$  層の厚さをパラメータとして変化させて、重い正孔と軽い正孔のエネルギー分離と transition rate  $T$  を出来るかぎり大きくするような厚さを選択すれば良い。Figure 5.2 に  $x, y$  軸に  $\text{GaAs}$ 、 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$  の厚さをとりエネルギー分離幅と transition rate を等高線として表す。

エネルギー分離幅の目安として熱雑音 (26 meV) 程度以上のエネルギー分離幅で、かつ、transition rate があまり小さくならないように  $\text{GaAs}$ :19.8 Å、 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ :31.1 Å を選んだ。このようにして決めた超格子についてエネルギーバンド構造を Figure 5.3 に示す。

重い正孔と軽い正孔間のエネルギー分離幅は 40 meV である。また、伝導帯の幅は約 89 meV と熱雑音の大きさの 3 倍以上と大きくとってある。

## 5.2 実験および結果

価電子帯から伝導帯への励起時には電子の偏極度が 100 % になっていると考えていたが、取り出した電子の最大偏極度は約 75 % であった。

先にも述べたように、取り出した電子の最大偏極度が下がる理由を考える上で、

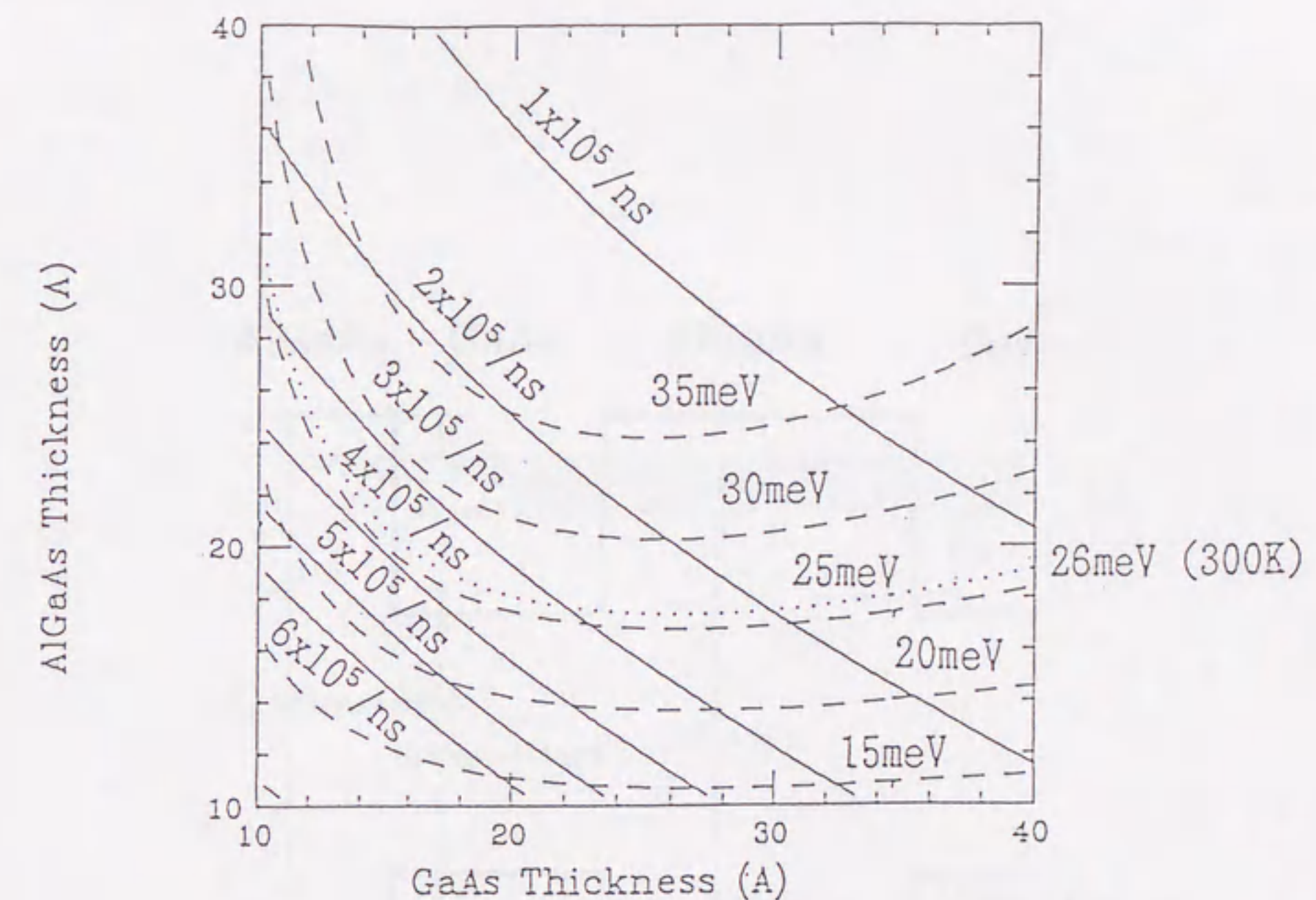


Figure 5.2:  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -GaAs 超格子における  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ , GaAs 層の厚さを変化させた場合のエネルギーの分離幅と transition rate

- (1) 価電子帯から伝導帯への励起過程
- (2) 結晶内部から表面への拡散過程
- (3) バンドベンディング領域での拡散過程
- (4) 表面障壁の脱出過程

の4つの過程に分けて考えることができる。このうち(4)に関しては、歪みを加えた GaAs 結晶でも同様のスピン緩和が起こっているはずにもかかわらず、より高い偏極度を得られていることから、(4)の過程が  $\text{AlGaAs}$ -GaAs 超格子の最大偏極度が歪みを加えた GaAs よりも低い理由とは考えられない。以下それぞれの過程におけるスピン緩和について調べた。

ただし、 $\text{AlGaAs}$ -GaAs 超格子の偏極度を求める際には Sherman 関数の値として  $S_{eff}(962 \text{ \AA})=0.218$  を用いている。これは最初に有効シャーマン関数の測定で得られた値であり、その後より精密な測定を行い、 $S_{eff}(962 \text{ \AA})=0.228$  であることがより妥当であることが分かったが、 $\text{AlGaAs}$ -GaAs 超格子については、偏極度の一貫性を持たせるためにこの値を用いた。また、Appendix D で述べるように Mott 散乱のクロスキャリアレーションからも、 $S_{eff}(962 \text{ \AA})=0.228$  を用いた方がより妥当であると考えられる。 $S_{eff}(962 \text{ \AA})=0.218$  と  $0.228$  を用いた場合で偏極度の差は約 5 %あるがこれは系統誤差の範囲内である。

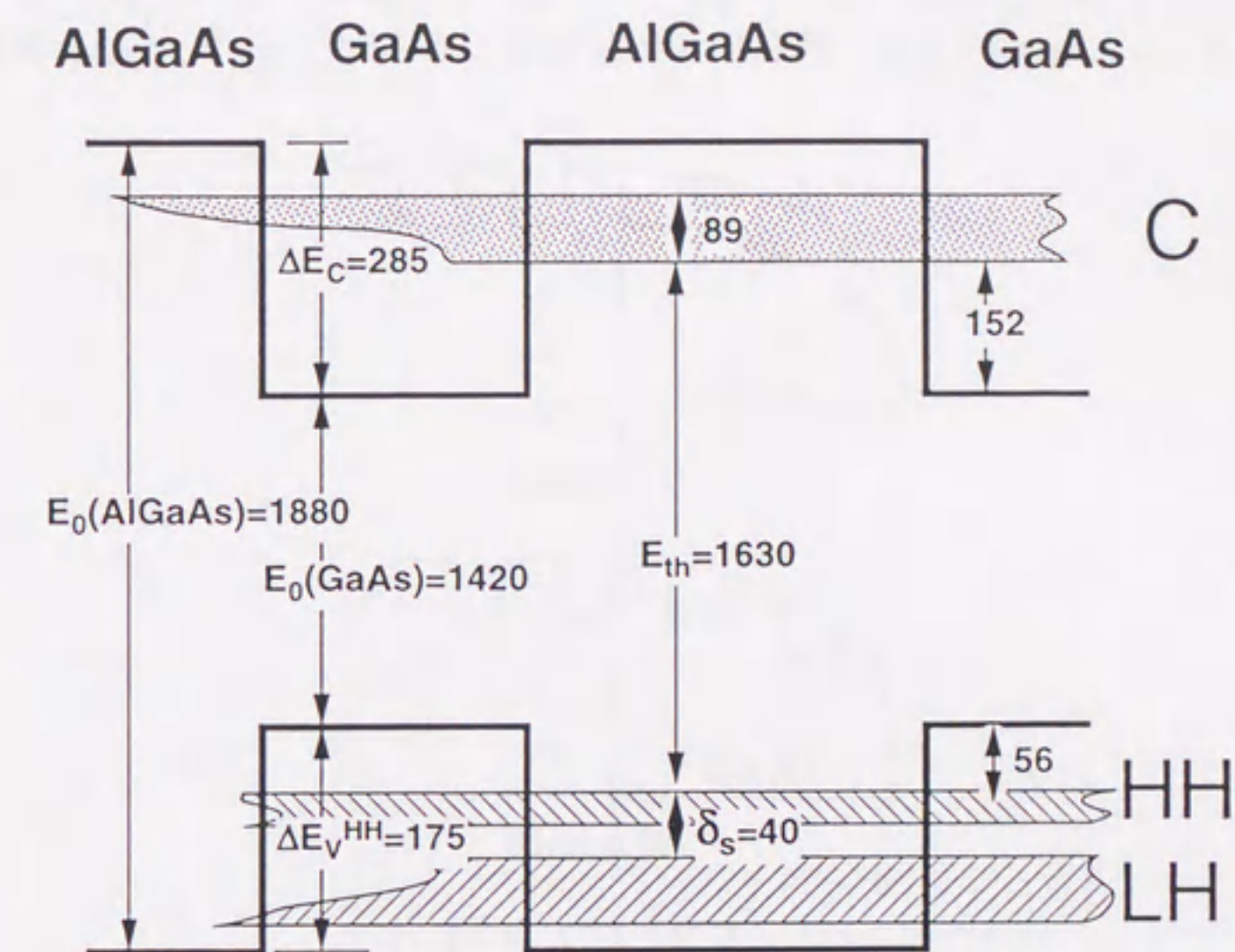


Figure 5.3:  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -GaAs 超格子におけるエネルギーバンド構造。C, HH, LH はそれぞれ超格子における伝導帯、重い正孔、軽い正孔を示す。 $E_0(\text{GaAs})$ ,  $E_0(\text{AlGaAs})$ ,  $\Delta E_C$ ,  $\Delta E_V^{HH}$ ,  $E_{th}$ ,  $\delta_s$  はそれぞれ、GaAs と AlGaAs のバンドギャップ、伝導帯と価電子帯のバンドオフセット、超格子構造を形成した時のバンドギャップ、重い正孔と軽い正孔間のバンド分離幅である。

### 5.2.1 偏極度の超格子の全厚依存性

最初に (2) の輸送過程中的スピン緩和について調べるために、超格子全体の厚さを変えて実験を行った [39][40]。比較したサンプルの全厚は 0.05, 0.1, 0.4  $\mu\text{m}$  の 3 種類である。いずれもドーピング濃度は  $4.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  である。

実験結果は以下の表の通りであった。

Thickness ( $\mu\text{m}$ )	Polarization (%)	QE
0.05	$73.8 \pm 0.6$	$3.3 \times 10^{-5}$
0.1	$69.4 \pm 0.8$	$4.6 \times 10^{-5}$
0.4	$51.1 \pm 0.5$	$1.4 \times 10^{-4}$

Table 5.1: AlGaAs-GaAs 超格子における最大偏極度と量子効率の膜厚依存性

### 5.2.2 表面構造による影響

次に表面構造の差異が最大偏極度に与える影響について調べた [40]。結晶表面近傍には、ドーピングによってバンドベンディングが生じている。このバンドベンディングが超格子本来のポテンシャルの周期構造を歪めることによって表面近傍を電子が通過する時に、特に大きなスピン緩和が起こっているのではないかと考えて、次のような3つのサンプルを比較した。比較したサンプルは、(A) 最表面の層は GaAs で厚さ  $19.8 \text{ \AA}$ 、ドーピング濃度  $4.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、(B) 最表面の層は GaAs で  $50 \text{ \AA}$ 、ドーピング濃度は  $3.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、(C) 最表面の層は AlGaAs で  $31.1 \text{ \AA}$ 、ドーピング濃度  $4.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  である。表面近傍の伝導帯の図を Figure 5.4 に示す。

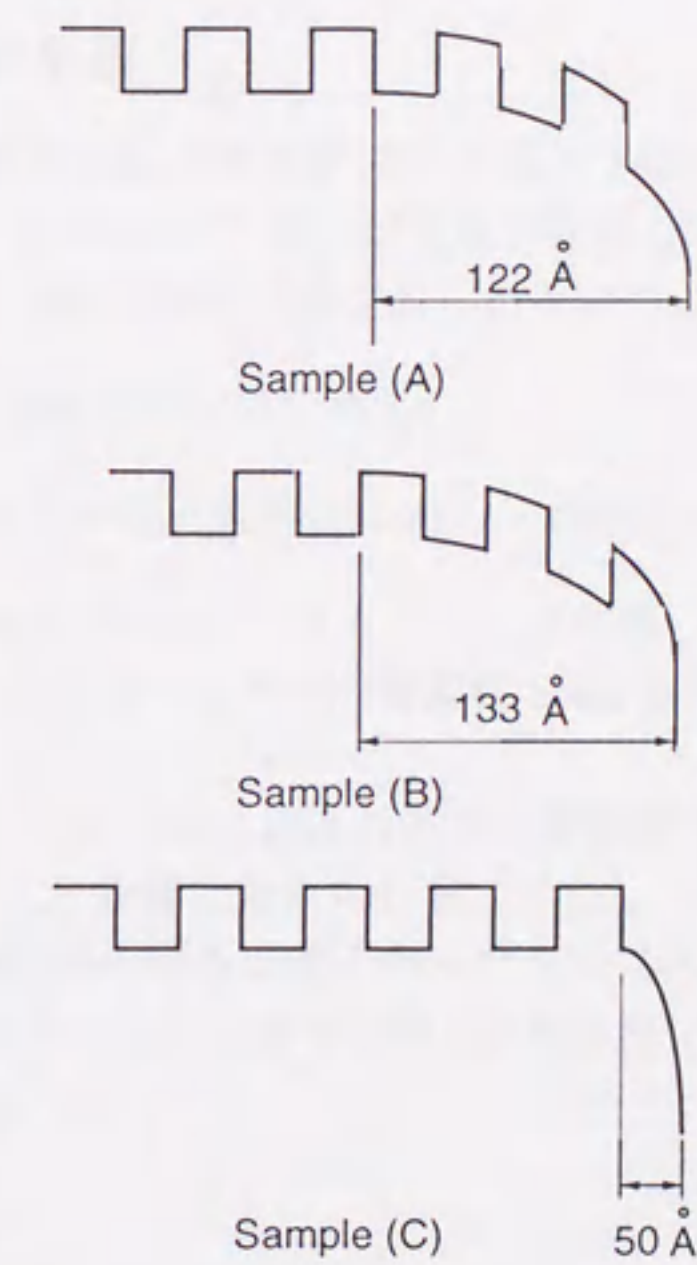


Figure 5.4: 偏極度の表面構造依存性。(A) 最表面の層は GaAs で厚さ  $19.8 \text{ \AA}$ 、ドーピング濃度  $4.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、(B) 最表面の層は GaAs で  $50 \text{ \AA}$ 、ドーピング濃度は  $3.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 、(C) 最表面の層は AlGaAs で  $31.1 \text{ \AA}$ 、ドーピング濃度  $4.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

(A) と (B) のサンプルを比較することにより、表面が井戸層であるか、障壁層であるかによる違いがあるかどうかを調べることができる。また (A) と (C) を比べることでバンドベンディング領域が広いとスピン緩和しやすいかどうかを調べることができる。

	Surface	doping (cm <sup>-3</sup> )	P <sub>max</sub> (%)	QE
(A)	GaAs	4.8 × 10 <sup>18</sup>	75.3 ± 0.6	1.7 × 10 <sup>-4</sup>
(B)	AlGaAs	4.8 × 10 <sup>18</sup>	73.0 ± 0.2	2.1 × 10 <sup>-4</sup>
(C)	GaAs	3.9 × 10 <sup>19</sup>	71.1 ± 0.3	1.0 × 10 <sup>-3</sup>

Table 5.2: 表面構造による偏極度への影響

Table 5.2 に実験結果を示す。実験結果は、この 3 つのサンプルで偏極度に特に大きな差はなく、すべてほぼ同程度の最大偏極度であった。

### 5.2.3 バンド間の分離幅の影響

Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As-GaAs 超格子結晶の最大偏極度が歪みを加えた GaAs 結晶より低い原因として、(1) の過程において既に、励起された電子が 100 % 偏極していない事が考えられる。

(1) の過程において、何故 100 % の偏極度が得られないかについて以下のように考察した。

(i) 重い正孔と軽い正孔の分離幅が不十分である。

(ii)  $k_{||} \neq 0$  おける重い正孔と軽い正孔の高次のバンド混合効果が生じている。

そこで、超格子の活性層の全厚を 0.1  $\mu\text{m}$  として、井戸層、障壁層の厚さをそれぞれ 19.8 Å、70.8 Å として重い正孔と軽い正孔のバンド間の分離幅を 60 meV 程度まで大きくした結晶を用いて試験を行った。

歪みを加えた GaAs 結晶では 35 meV 程度のバンド分離幅で 85 % 程度の最大偏極度が得られていることから、十分なバンド分離幅と考えられる。しかし、実験の結果得られた最大偏極度は 75 % 程度であった。一方、障壁層の厚さが厚くなったために伝導帯の幅は 10 meV と小さくなったにもかかわらず、偏極度 71 % の波長で量子効率 0.9 % と高い値が得られた。

## 5.3 考察

膜厚を変えた場合における最大偏極度の測定結果をプロットすると、Figure 5.5 の誤差のついた 3 点のようになる。

超格子の膜厚が厚くなるにつれて最大偏極度が低くなっているのが分かる。これは、結晶の奥から出てくる電子程、途中でスピン緩和していることを示している。

さらにスピンを考慮した電子の拡散方程式を用いて最大偏極度に関してフィッティングを行うと Figure 5.5 のようになる。(フィッティングに用いた拡散方程式については、Appendix H において述べる。) このフィッティングを行う上で、スピン緩和時間は、常温におけるフォトルミネッセンスによる測定から得られた値として 128 ps を用いている。このフォトルミネッセンスによるスピン緩和時間の測定と結晶中における電子のスピン緩和機構については Appendix G と Appendix F においてそれぞれ述べる。

このように電子が真空中に取り出されるまでのスピン緩和の問題は、拡散現象として理解できることが分かる。問題は、超格子の全厚をゼロに外挿した場合の偏極度が 75 % 程度であったことである。超格子の全厚をゼロに近づけることは (2) の表面への拡散過程におけるスピン緩和の

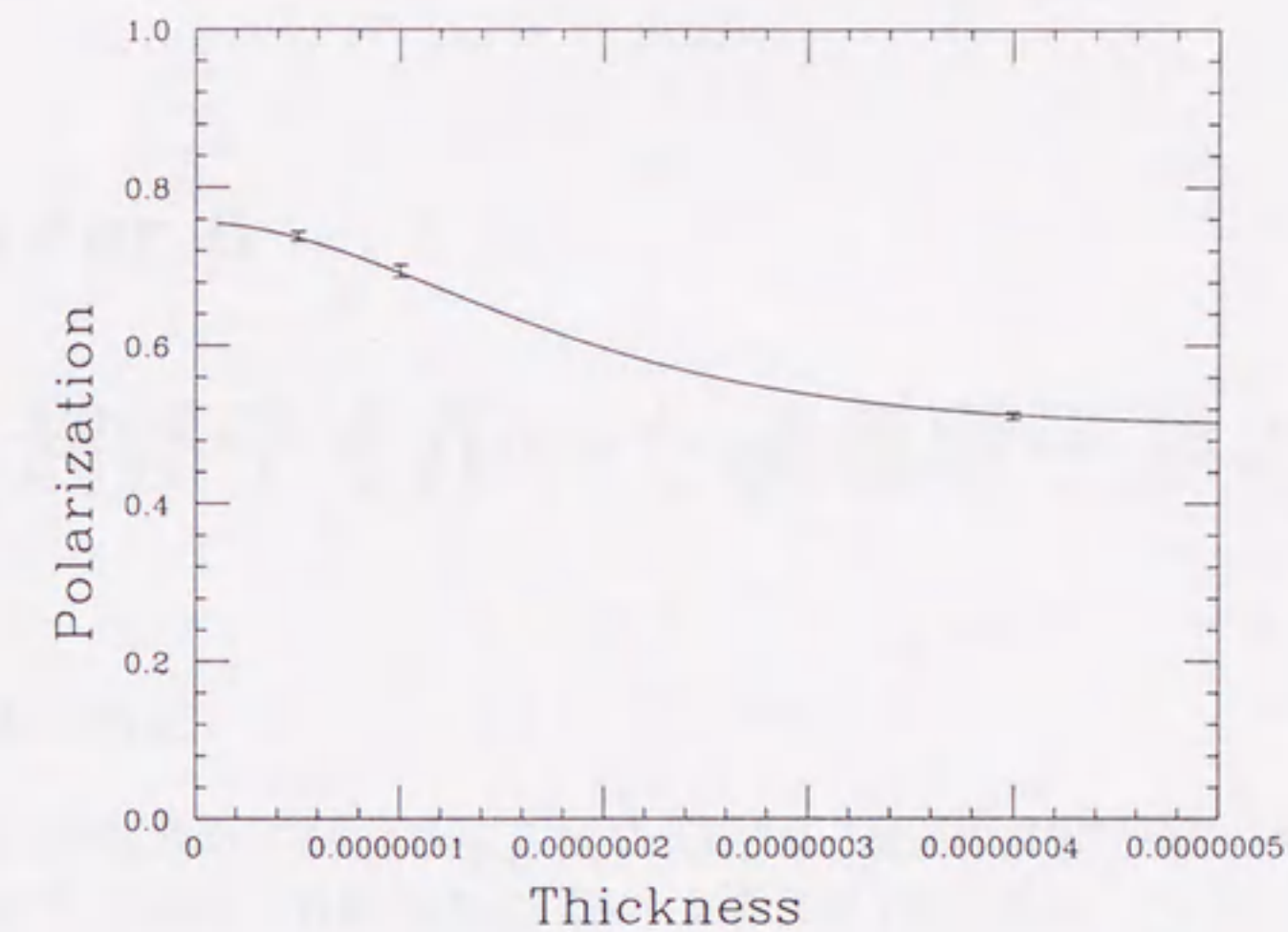


Figure 5.5: AlGaAs-GaAs 超格子における偏極度の膜厚依存性の実験結果と拡散方程式を用いてフィッティングした結果。

効果を小さくしていることになる。(2)の効果をゼロに近づけたにもかかわらず、得られる偏極度が70%の最大偏極度ということは、(1)、(3)の過程のために、最大偏極度が歪みGaAs結晶より低いと考えられる。

このフィッティングから拡散係数  $D_e = 2.7 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、電子の寿命  $\tau = 200 \text{ ps}$ 、拡散長  $L = 0.23 \text{ }\mu\text{m}$  を得る。バルクの拡散長 ( $\sim 1 \text{ }\mu\text{m}$ ) に比べて短いことが分かる。

また、表面構造を変えても最大偏極度に大きな変化が見られないことから、(3)の過程において、大きなスピン緩和を起こっていないと考えられる。

さらに、重い正孔と軽い正孔のバンド間の分離幅を大きくしても、最大偏極度はほとんど高くなかった。

従って、AlGaAs-GaAs 超格子結晶では、励起時において既に最大偏極度が75%程度しか得られないと考えられる。その理由として、重い正孔と軽い正孔のバンドが  $k_{||} = 0$  においてバンド間混合が起こっているためであると考えた。

このバンド間の混合を減らす試みとして、次章に述べる歪み超格子フォトカソードの研究を開始した。

## Chapter 6

# 歪み超格子を用いた偏極電子源の開発

### 6.1 はじめに

これまでの実験から  $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -GaAs 超格子結晶の偏極度が歪みを加えた GaAs 結晶より低い原因が、光励起の過程において既に、偏極度が 100 % 偏極していない事にあると結論した。

そして、その理由として、重い正孔と軽い正孔のバンドが  $k_{\parallel} \neq 0$  において高次の混合効果を起こしているために、光励起過程において既に偏極度が低くなっていると考えた。歪みを加えた GaAs 結晶でも AlGaAs-GaAs 超格子でも同様に重い正孔と軽い正孔のバンドは  $k_{\parallel} = 0$  では完全に分裂するが、超格子では価電子帯において  $k_{\parallel} \neq 0$  方向において非パラボリック性が顕著に現れ、バンド混合効果が現れる [41][42]。また、熱による擾乱や p 型ドーピングのために  $k=0$  の状態だけが励起されるわけではない。このため全方向の  $k$  についての寄与を取り入れると、実際には  $k \neq 0$  の寄与がメインになり、超格子の場合には、偏極度は 100 % にならないと考えられる。

そこで量子効率が高く、SLC における試験では NEA 表面電荷制限効果に対して強い超格子に、さらに、歪みを導入することにより、高い量子効率をもったまま偏極度を向上することができないかと考えた。

### 6.2 歪み超格子

歪み超格子を偏極電子源として用いることの利点として、次のような事柄を挙げることができる。

- (1) 歪みによる重い正孔と軽い正孔の分離効果と超格子構造による分離効果を加算的にできる。  
したがって、パラメータの選び方によっては、より大きな分離幅を得ることが可能となる。
- (2) 歪みによるバンドの縮退分離効果を超格子構造に加えることで、高次の重い正孔と軽い正孔のバンド混合が解消することができ、偏極度が向上することが期待できる。
- (3) 結晶材質の選択の幅が広がり、AlGaAs-GaAs 超格子よりもバンドギャップの大きなフォトカソードの開発が可能となる。

### 6.3 歪み超格子の設計

歪み超格子を設計するにあたって選択すべきパラメータは極めて多い。パラメータの決め方としては、 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As-GaAs}$  超格子から得られた経験を活かしてパラメータの決めている。

#### 6.3.1 物質の選択

結晶材質は歪み超格子の中で結晶のノウハウが確立しており、性質についてもよく調べられている GaAs 基板の上に成長させた  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$  歪み超格子を用いた。GaAs 基板を用いることにより、InGaAs 層にのみ歪みがかかることになる。また、パラメータの選び方によっては、電子と重い正孔に対しては InGaAs 層が井戸層に、軽い正孔に対しては GaAs 層を井戸層にすることができる。すなわち、電子と軽い正孔とを空間的に分離させることが出来る。これは、軽い正孔からの励起を起しにくくし、高い偏極度を得る上で利点となる。

#### 6.3.2 活性層の全厚

活性層の厚さは、 $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As-GaAs}$  超格子で最も数多く試験しているサンプルの全厚  $t = 0.1 \mu\text{m}$  とした。これは AlGaAs-GaAs 超格子において全厚を変えて、拡散過程におけるスピン緩和の影響を調べた実験から推測して、この程度の厚さなら、拡散過程におけるスピン緩和の影響は小さいと考えたためである。

#### 6.3.3 インジウムの割合 ( $x$ )

インジウムの割合によって以下のような種々の量を決めることになる。

- (a) InGaAs 層に加わる歪み量
- (b) InGaAs の重い正孔と軽い正孔の分離幅
- (c) 歪み超格子を形つくった場合における GaAs のエネルギーギャップと歪んだ InGaAs のエネルギーギャップの差 ( $\Delta E_g$ )
- (d) バンドオフセット ( $Q_c$ )
- (e) 各層における InGaAs 層の厚さ

#### InGaAs 層に加える歪み量

歪み量が少なすぎれば、期待している歪みによる  $k_{//} = 0$  における重い正孔と軽い正孔のバンド間の分離が不十分となり、歪み量が多すぎれば安定した結晶を成長させることができなくなる。従って適当な歪みの大きさを掛ける必要がある。

基板の格子定数を  $a$ 、電子を取り出す活性層の格子定数を  $a + \Delta a$  とすると、これらの接合面に平行な応力が加わり、歪みが発生する。面内歪みの大きさは、次の式で定義される。

$$\epsilon = -\frac{\Delta a}{a} \quad (6.1)$$

### InGaAs 層の重い正孔と軽い正孔の分離幅

InGaAs 層は歪みが加わることで、既に重い正孔と軽い正孔が分離する。歪みによる重い正孔と軽い正孔の分離幅は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}\Delta E^{HH} - \Delta E^{LH} &= 2\delta E_S \\ &= b \left( \frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right) \epsilon\end{aligned}\quad (6.2)$$

$b$  は uniaxial deformation potential,  $C_{11}, C_{12}$  は弾性 stiffness 定数である。 $b = -1.76$  (GaAs),  $-1.8$  (InAs) eV,  $C_{11} = 11.88$  (GaAs),  $8.33$  (InAs) N/m<sup>2</sup>,  $C_{12} = 5.32$  (GaAs),  $4.53$  (InAs) N/m<sup>2</sup> である。 $C_{11} = 2C_{12}$  なので、ほぼ、

$$\begin{aligned}\Delta E^{HH} - \Delta E_{LH} &= 2\delta E_S \\ &= 4b\epsilon \\ &= 6.6\epsilon(\text{eV})\end{aligned}\quad (6.3)$$

で与えられる。

さらに、歪み超格子でバンド構造を計算するためには、伝導帯と重い正孔、軽い正孔間のギャップを知る必要がある。これらについては Appendix K において述べる。

### バンド オフセット

バンド オフセットとは、超格子を形成した時の井戸層と障壁層のエネルギーギャップの差 ( $\Delta E_g$ ) を伝導帯のずれ ( $\Delta E_c$ ) と価電子帯のずれ ( $\Delta E_v$ ) に分けた時、次の様に定義される量である。

$$\begin{aligned}Q_c &= \frac{\Delta E_c}{\Delta E_g} \\ Q_v &= \frac{\Delta E_v}{\Delta E_g}\end{aligned}\quad (6.4)$$

バンド オフセット  $Q_c$  は In の量  $x$  によって変化する。 $x < 0.1$  では、実験で測定された  $Q_c$  の値が大きくばらつくことが分かっている。 $x > 0.1$  では、 $Q_c = 0.6-0.7$  程度のばらつきの少ない値をとる。 $x > 0.3$  以上になると歪み量としては、2% を超結晶に転位を生じさせることなく成長できる臨界膜厚の厚さが 50 Å より薄くなってしまう。

そこで、歪み量として  $x = 0.15$  とした。ポテンシャル障壁の大きさとしては、 $\Delta E_c = 105$  meV、 $\Delta E_v^{HH} = 45$  meV と AlGaAs-GaAs 超格子結晶の  $\Delta E_c = 285$  meV、 $\Delta E_v = 175$  meV に比べて小さな超格子構造となる。

### 歪ませた InGaAs 各層の厚さ

歪みの発生により結晶内部に応力エネルギーが蓄えられ得ることになる。この内部に蓄えられた応力エネルギーが転位の発生に必要なエネルギーを超えなければ、クラックが入ることなく、歪みを加えた結晶は安定に存在することが出来る。応力エネルギーは膜厚に比例するので、歪み結晶に転位が発生しない最大の膜厚の値として臨界膜厚が存在する。この臨界膜厚についていくつかの理論的な解析があり [44][45]、格子不整合  $\Delta a/a$  が 1~2 % のとき、臨界膜厚は数十 nm または、それ以上となっている。したがって、偏極電子源用として考えている数十 Å 程度の厚さでは、転位を起こさせることなく成長させることが出来ると考えられる。

### 6.3.4 各層の膜厚

AlGaAs-GaAs 超格子の場合には、GaAs 層が井戸層となり、AlGaAs 層が障壁層となるのに対して、InGaAs-GaAs 歪み超格子の場合には、InGaAs 層が井戸層となり、GaAs 層が障壁層となる。InGaAs-GaAs 歪み超格子の障壁層、井戸層の厚さは、それぞれ AlGaAs-GaAs 超格子の障壁層、井戸層の厚さにはほぼ等しい  $L_{\text{GaAs}}=31.09 \text{ \AA}$  (11 mono-layer) と  $L_{\text{InGaAs}}=19.99(x=0.15) \text{ \AA}$  (7 mono-layer) という設計を行っている。

このようにして設計をした歪み超格子結晶の結晶構造を Figure 6.1 に示す。

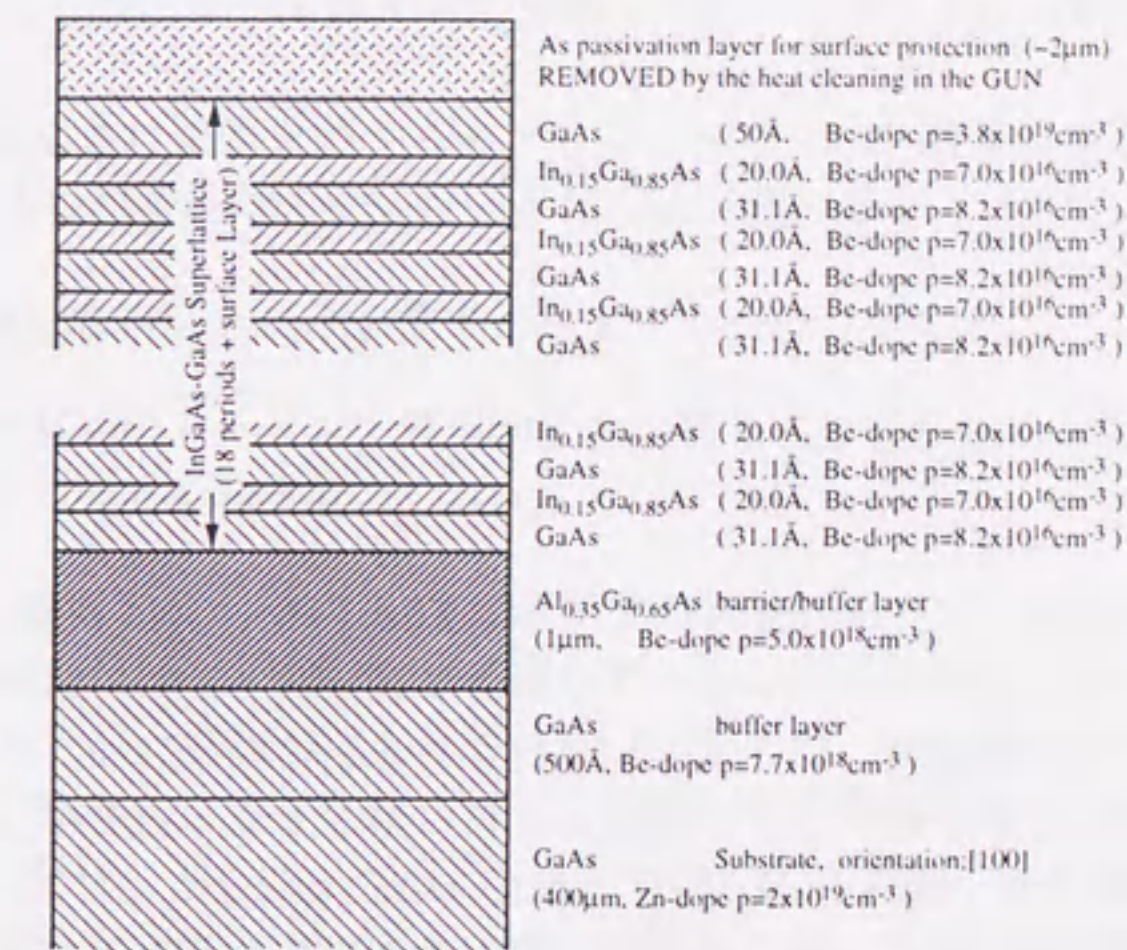


Figure 6.1: 歪み超格子の結晶構造の模式図

また、式 (3.12) を用いて計算したバンド構造を Figure 6.2 に示す。

縮退を解いた準位の分離幅としては、約 29.5 meV である。また、伝導帯の幅は 189 meV と AlGaAs-GaAs 超格子の 89 meV に比べて、十分幅を持たせている。また、Figure 6.2 の図からわかるように、伝導帯はポテンシャル障壁よりも高いところまで広がっているため、これ以上伝導帯の幅を大きくしても拡散のしやすさはあまり大きくならないと考えられる。

### 6.3.5 ドーピング量と密度分布

結晶内部は、 $7.8 \times 10^{16}$ 、 $5.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  程度のドーピングを行い、表面付近の 50 Å の厚さの部分は  $3.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  程度の高いドーピングを行っている。これは、内部では、スピン緩和の原因となっているドーピングの量を減らし、表面では、ドーピング密度の量を増やすことで、バンドベンディング領域の幅を狭くし、電子が真空中で飛び出し易くするために行っている。Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As-GaAs 超格子では、この方法により高い量子効率を得られている。

## 6.4 試作した歪み超格子フォトカソード

これまでの実験から量子効率に大きく影響を与えるものとして以下のものがある。

(i) 伝導帯中での拡散のしやすさ。

(ii) バンドベンディング領域でのエネルギーロスの大きさ。

(i) では、InGaAs-GaAs 超格子では障壁層を超えて伝導帯のミニバンドが広がっているため、十分な大きさがあると考えられる。また、(ii) については AlGaAs-GaAs 超格子高い濃度のドーピングを行っているので、バンドベンディング領域でのエネルギーロスは超格子の場合と変わらないと考えられる。

ここでは、超格子構造に歪みを加えるとともに、さらに高い量子効率を得るために、以下のものが量子効率に大きな影響を与えていないかについて調べることにした。

(iii) 結晶表面層が障壁層の場合には、電子が真空中に出にくくなる。

(iv) 結晶表面層と内部層のドーピング濃度が大きく異なると、フェルミレベルのバンプが出来、表面からの電子の脱出を妨げる。

(iii) については、既に、AlGaAs-GaAs 超格子での実験において、表面層が井戸層であるか障壁層であるかは、偏極度にほとんど影響を及ぼしていないことは分かっている。しかし、量子効率に関してははっきりとした結論が得られていない。そこで、表面層として、井戸層、障壁層を持った結晶を作製し、偏極度、量子効率に対する影響について調べることにした。

また、(iv) に関しては、AlGaAs-GaAs 超格子では、結晶表面だけを高ドーピング密度にし、内部を低ドーピング密度にすることにより、高い偏極度と高い量子効率の両方を図ることが出来た。そこで、内部のドーピング密度を  $7.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  程度に減らした場合と AlGaAs-GaAs 超格子と同じ  $5.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  程度にした場合とで比較し内部ドーピング濃度の違いによって、より高い偏極度とより高い量子効率を得られないかについて調べることにした。

以上の考察の結果から、4 種類のフォトカソードを試作した。

## 6.5 実験結果

4 種類のサンプルの偏極度 (●で示す) と量子効率 (○で示す) の波長依存性を測定した結果を Figure 6.3, 6.4, 6.5, 6.6 に示す。

また、4 種類のサンプルの表面層及びドーピング濃度と最大偏極度とその波長における量子効率の測定結果を次の表にまとめる。

	doping $\text{cm}^{-3}$	surface	$P_{\max}$ [%]	QE (@ $P_{\max}$ )	$P_{\text{optimum}}$ [%]	QE @ $P_{\text{optimum}}$
No.1	$7.8 \times 10^{16}$	GaAs	84	$1.2 \times 10^{-4}$	80	$1.7 \times 10^{-4}$
No.2	$5.0 \times 10^{17}$	InGaAs	88	$2.0 \times 10^{-4}$	85	$7.0 \times 10^{-4}$
No.3	$5.0 \times 10^{17}$	GaAs	89	$4.0 \times 10^{-5}$	85	$1.2 \times 10^{-4}$
No.4	$8.2 \times 10^{16}$	InGaAs	91	$4.0 \times 10^{-5}$	80	$3.0 \times 10^{-4}$

Table 6.1: InGaAs-GaAs 歪み超格子結晶の性能の比較

図 10. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。左側は短波長側、右側は長波長側の特性を示す。縦軸は電流密度、横軸は電圧である。図中、異なるドーピング濃度のサンプルが示されている。短波長側では、電流密度が電圧にほぼ比例して増加している。長波長側では、電流密度が電圧の増加とともに急激に増加する傾向が見られる。

図 11. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。左側は短波長側、右側は長波長側の特性を示す。縦軸は電流密度、横軸は電圧である。図中、異なるドーピング濃度のサンプルが示されている。短波長側では、電流密度が電圧にほぼ比例して増加している。長波長側では、電流密度が電圧の増加とともに急激に増加する傾向が見られる。

図 10, 11. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。

図 12. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。左側は短波長側、右側は長波長側の特性を示す。縦軸は電流密度、横軸は電圧である。図中、異なるドーピング濃度のサンプルが示されている。短波長側では、電流密度が電圧にほぼ比例して増加している。長波長側では、電流密度が電圧の増加とともに急激に増加する傾向が見られる。

図 12. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。

ドーピング濃度 (cm <sup>-3</sup> )	短波長側 (電流密度)	長波長側 (電流密度)
1 × 10 <sup>17</sup>	0.5	1.2
5 × 10 <sup>17</sup>	1.0	2.5
1 × 10 <sup>18</sup>	1.5	3.8
5 × 10 <sup>18</sup>	2.0	5.0

図 13. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。

どの結晶についても偏極度は 84 % 以上と AlGaAs-GaAs 超格子結晶よりも高い偏極度が得られている [46]。内部のドーピング濃度により偏極度の波長依存性が若干異なっていることが分かる。また、量子効率に関しては、AlGaAs-GaAs 超格子結晶よりも小さくなっている。

図 14. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。左側は短波長側、右側は長波長側の特性を示す。縦軸は電流密度、横軸は電圧である。図中、異なるドーピング濃度のサンプルが示されている。短波長側では、電流密度が電圧にほぼ比例して増加している。長波長側では、電流密度が電圧の増加とともに急激に増加する傾向が見られる。

図 15. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。左側は短波長側、右側は長波長側の特性を示す。縦軸は電流密度、横軸は電圧である。図中、異なるドーピング濃度のサンプルが示されている。短波長側では、電流密度が電圧にほぼ比例して増加している。長波長側では、電流密度が電圧の増加とともに急激に増加する傾向が見られる。

図 14, 15. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。

図 16. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。左側は短波長側、右側は長波長側の特性を示す。縦軸は電流密度、横軸は電圧である。図中、異なるドーピング濃度のサンプルが示されている。短波長側では、電流密度が電圧にほぼ比例して増加している。長波長側では、電流密度が電圧の増加とともに急激に増加する傾向が見られる。

図 16. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。

ドーピング濃度 (cm <sup>-3</sup> )	短波長側 (電流密度)	長波長側 (電流密度)
1 × 10 <sup>17</sup>	0.5	1.2
5 × 10 <sup>17</sup>	1.0	2.5
1 × 10 <sup>18</sup>	1.5	3.8
5 × 10 <sup>18</sup>	2.0	5.0

図 17. AlGaAs-GaAs 超格子結晶の光電特性。

## 6.6 考察

### 6.6.1 歪みを加えたことによる偏極度への影響

超格子構造に歪みを加えることにより、偏極度が約 90 % と非常に高い偏極度が得られた。したがって、AlGaAs-GaAs 超格子で 70 % 程度の偏極度しか得られなかった原因は重い正孔と軽い正孔のバンドが  $k_{||} \neq 0$  において高次の混合効果を起こしているためであると考えられる。

### 6.6.2 偏極度、量子効率に対する表面層の影響

超格子の場合と同じように表面層は、ほとんど偏極度に影響していないことが分かる。また、表面を井戸層にしても量子効率への影響は小さいと考えられる。

### 6.6.3 内部ドーピング密度による影響

量子効率に関しては、内部をさらに低ドーピング濃度にしても、ほとんど変化していない、また、偏極度に関しては、偏極度最大値はほぼ同じであるが、その波長依存性が、低ドーピング濃度にするにより異なっているのが分かる。Figure 6.7 に No.1 と No.2 の偏極度を比較したグラフを示す。

以下、この偏極度の波長依存性の違いについて考察する。

内部と表面のドーピング密度の差が大きい場合には、表面層には、伝導帯価電子帯、それぞれにバンプが出来ていると考えられる。バンプの大きさは、表面層が 19 乗でのドーピングに対して、内部が 16 乗と 17 乗の場合で、それぞれ価電子帯に 100 meV、40 meV、伝導帯では 200 meV、150 meV 程度と見積もることが出来る。計算はそれぞれのドーピング密度で式 (??) フェルミ準位を計算し、ドーピング密度の異なった内部と表面のフェルミ準位を同じレベルになるようにして、バンプの大きさを計算している。表面近傍は、バンドベンディング領域なので、バンドは曲げられているが、バンプの大きさは変わらないと考えている。価電子帯のバンプは十分大きく、バンドベンディング領域であるにもかかわらず、このバンプに正孔が局在することが出来ると考えられる。

表面のドーピング濃度が大きいために、正孔のスピンはすぐに緩和することになる。正孔のスピン緩和する速度はドーピング濃度に依存し、バンドベンディング領域で励起された電子は、この正孔との相互作用 (BAP スピン緩和機構) をすることにより、スピン緩和が結晶内部に比べて、より強く働く。

一方、超格子構造の場合には、結晶面に対して垂直な電界が掛かっている場合には、電界により、伝導帯価電子帯の波動関数が禁止対の中に浸み出すため、結晶内に比べてより小さなエネルギーでも励起することが出来る。

従って、バンドベンディング領域で励起された電子は強い電界を受けており、結晶内部に比べて長波長で励起される。価電子帯に大きなバンプ構造を持つ場合には、正孔の局在が大きく、そのスピンも緩和している。このバンドベンディング領域で励起された電子が結晶内部励起された電子に混ざっているために、偏極度最大の波長より長い波長において偏極度がより急に下がっていくと考察できる。

#### 6.6.4 バンドギャップの大きさによる量子効率

InGaAs-GaAs 歪み超格子の最大偏極度の波長における量子効率としては、 $2.0 \times 10^{-4}$  と AlGaAs-GaAs 超格子の約 1% に比べて大きく下がってしまった。この理由として、InGaAs-GaAs 歪み超格子のバンドギャップが AlGaAs-GaAs 超格子に比べて小さいためであると考えた。そして、この考えに基づいて、InGaAs-AlGaAs 歪み超格子を用いて、AlGaAs-GaAs 超格子と同程度のバンドギャップを持った歪み超格子を製作して調べることにした。この実験に関しては次章で述べる。



58

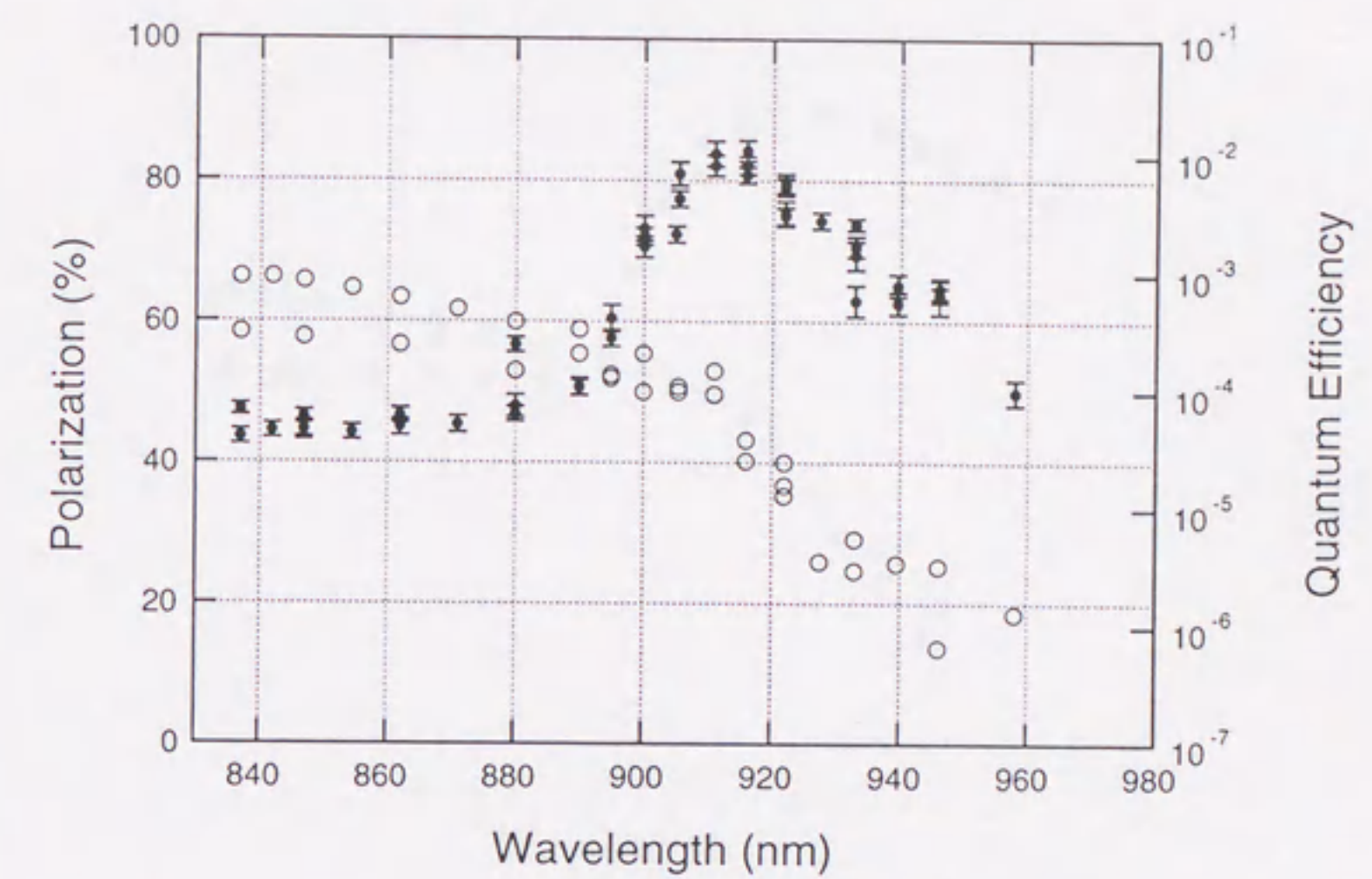


Figure 6.3: サンプル No.1 の偏極度 (●) と量子効率 (○) の測定結果

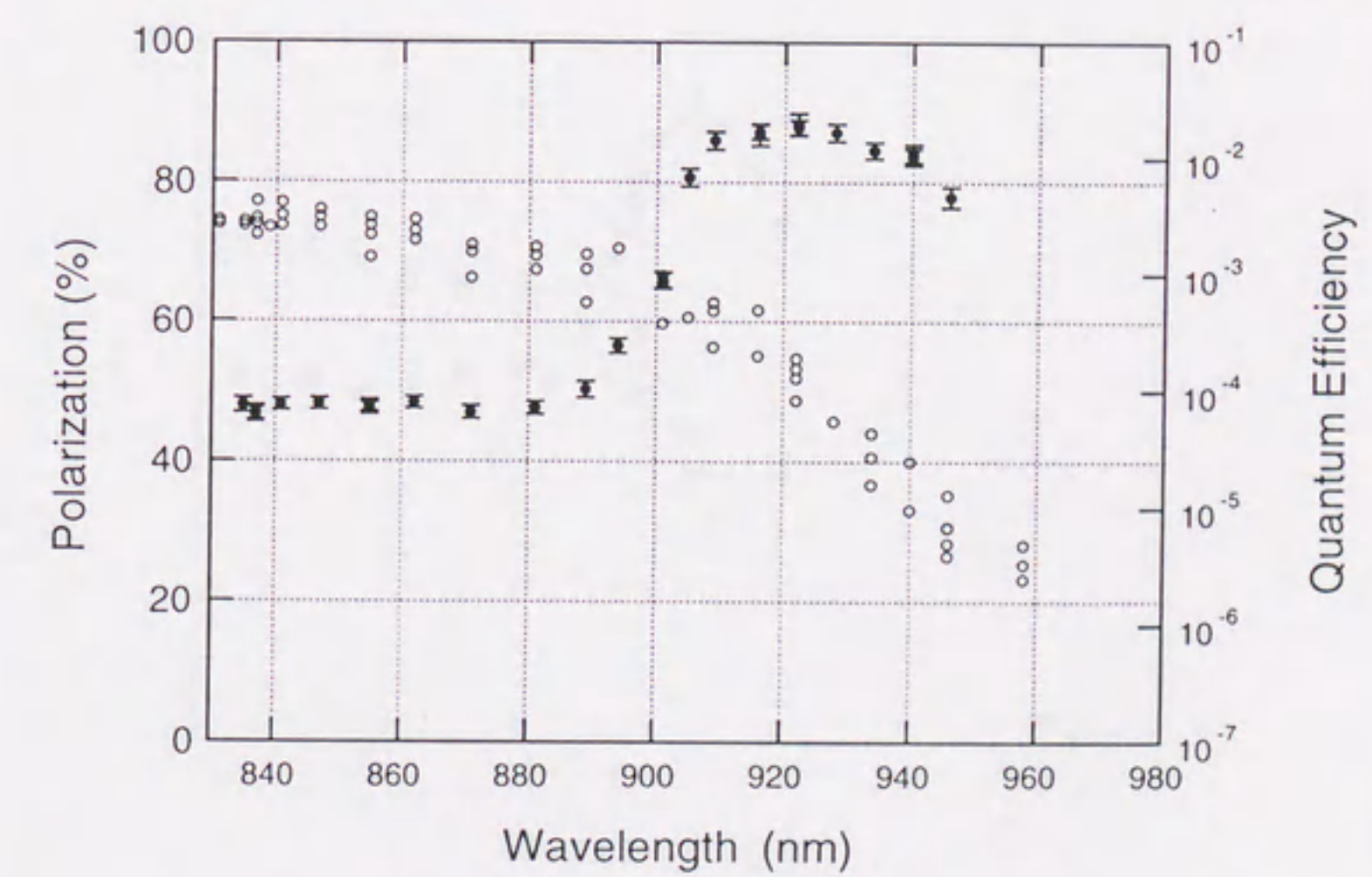


Figure 6.4: サンプル No.2 の偏極度 (●) と量子効率 (○) の測定結果

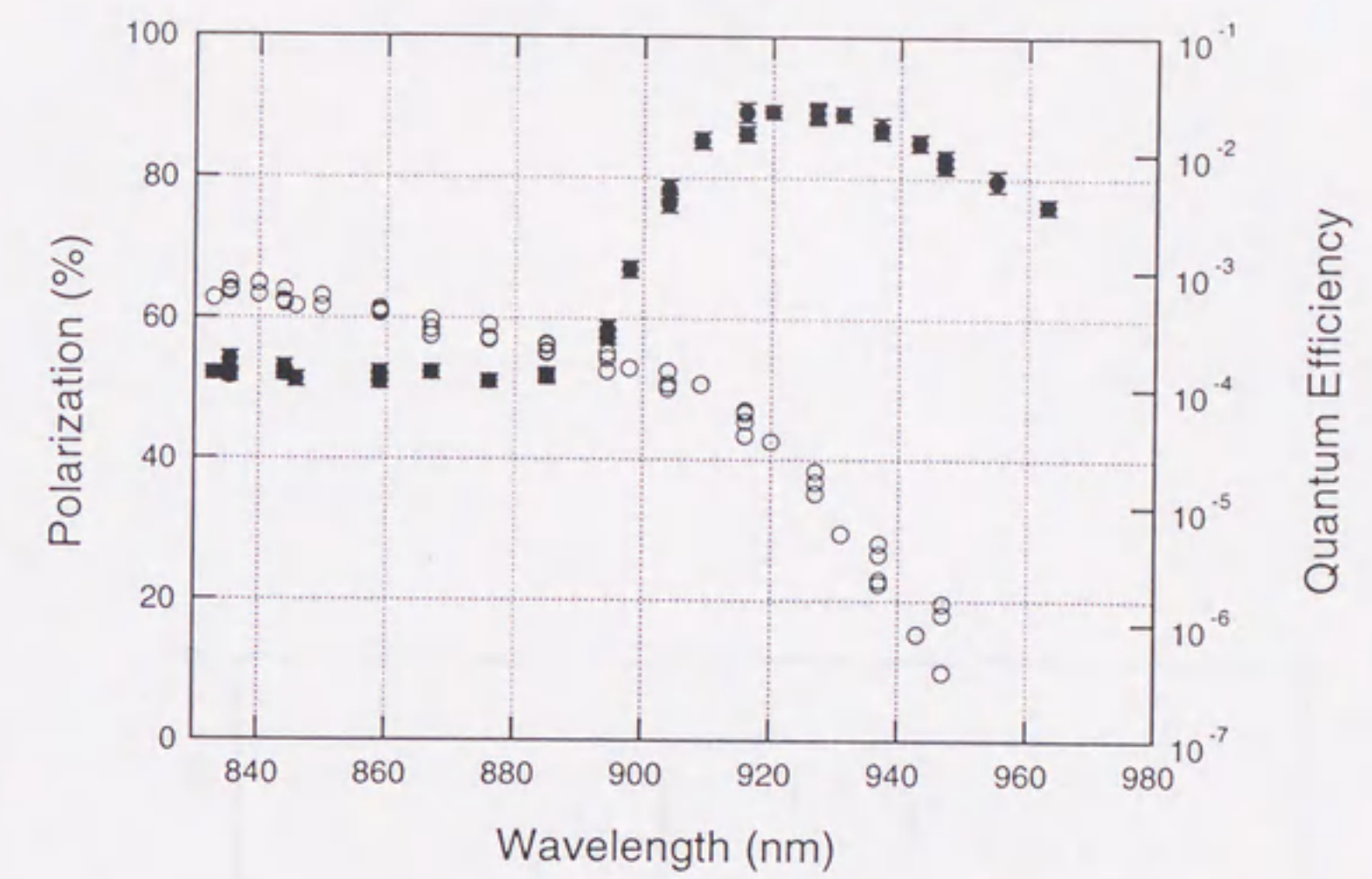


Figure 6.5: サンプル No.3 の偏極度 (●) と量子効率 (○) の測定結果

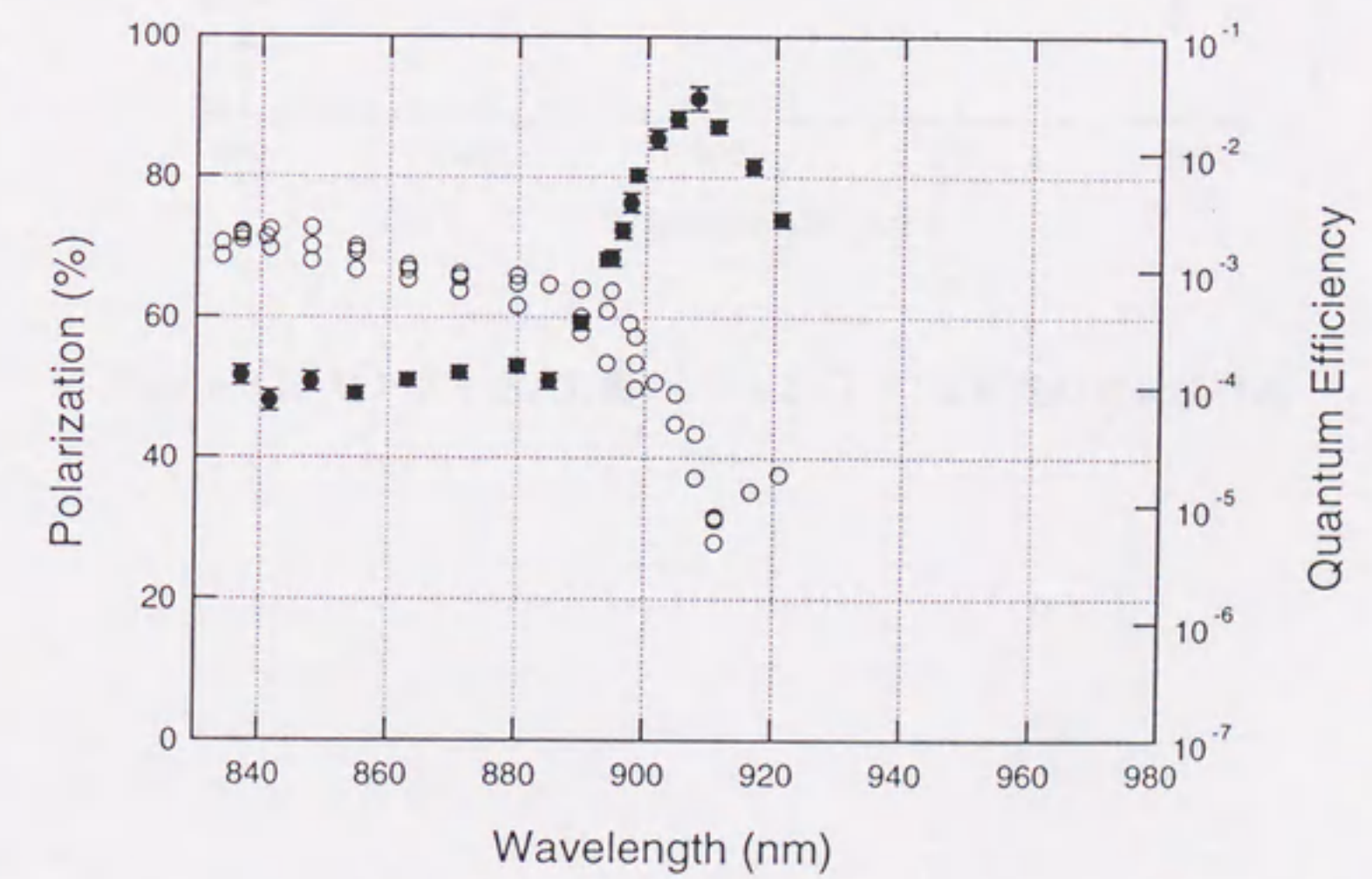


Figure 6.6: サンプル No.4 の偏極度 (●) と量子効率 (○) の測定結果

# Chapter 7

## InGaAs-AlGaAs 量子井構造を用いた近赤外線量子素子の開発

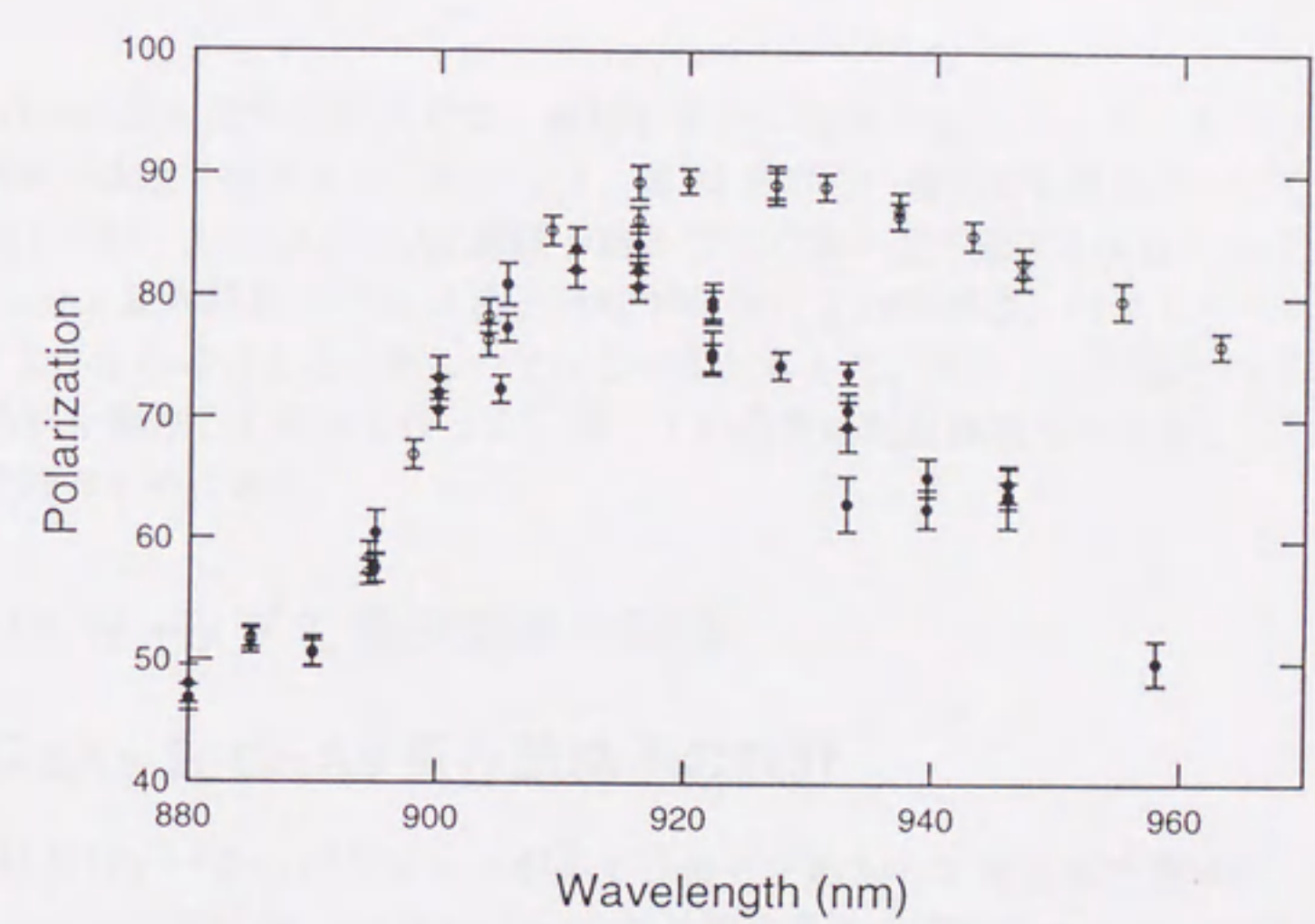


Figure 6.7: サンプル No.1(●) と No.3(○) の偏極度の波長依存性

## Chapter 7

# InGaAs-AlGaAs 歪み超格子を用いた偏極電子源の開発

InGaAs-GaAs 歪み超格子結晶では、超格子構造に歪みを加えることにより、AlGaAs-GaAs 超格子の偏極度を大きく改善することができ、約 90 % の高い偏極度を得ることができた。しかし、量子効率に関しては、AlGaAs-GaAs 超格子結晶ほどの高い量子効率を得ることができなかった。

InGaAs-GaAs 歪み超格子で高い量子効率を得られない原因は、バンドギャップが AlGaAs-GaAs 超格子よりも小さいことにあるのではないかと考えた。そこで、同程度のバンドギャップを持つ歪み超格子を製作して試験を行った。尚、この研究は現在継続中であり、ここで述べる結果はまだ初期段階のものである。

### 7.1 バンドギャップと量子効率の関係

### 7.2 AlGaAs-InGaAs 歪み超格子の設計

選択しなければいけないパラメータが多く、全てを動かして最適解を探すのは現実的でないため、AlGaAs-GaAs 超格子、InGaAs-GaAs 歪み超格子での実験をもとにして決めている。

結晶材質はよりおおきなバンドギャップを得られる  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  歪み超格子を用いることにした。

AlGaAs の格子定数は GaAs のそれとほぼ同じなので、GaAs 基板を用いた場合には InGaAs-GaAs 歪み超格子と同じように InGaAs 層に歪みがかかることになる。

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  の歪みの大きさは、InGaAs-GaAs 歪み超格子と同じ歪みをかけることにして、 $x = 0.15$  とした。また、バンドギャップの大きさはできる限り大きくできるように、AlGaAs-GaAs 超格子と同様に  $y = 0.35$  とした。しかし、この組合せに関してはバンド不連続の実験データがなかったため、AlGaAs-GaAs 超格子、InGaAs-GaAs 歪み超格子のそれぞれのバンド不連続の実験データから推論することにした。

活性層の厚さは、AlGaAs-GaAs 超格子、InGaAs-GaAs 歪み超格子に併せて  $t = 0.1 \mu\text{m}$  とした。

また、ドーピング濃度は、高い量子効率の得るために表面の約  $50 \text{ \AA}$  を  $3.8 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  に内部を約  $5.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  にした。

### 7.2.1 InGaAs と AlGaAs 層の各々の厚さ

In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As-Al<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As 歪み超格子の場合には、 $\Delta E_c = 390$  meV、 $\Delta E_v = 220$  meV (重い正孔)、 $\Delta E_v = 150$  meV (軽い正孔) AlGaAs-GaAs 超格子に比べても非常に大きなポテンシャル障壁を作ることになる。

設計する上で、重点を置いた点は次の3点である。

- (1) 重い正孔と軽い正孔の2つの準位を十分に分離させる。
- (2) バンドギャップを AlGaAs-GaAs 超格子と同じ程度まで大きくする。
- (3) 電子が障壁層を超えて出てこられる確率を出来る限り大きくする。

InGaAs、AlGaAs 層の厚さ  $x$ 、 $y$  軸にとり、エネルギーギャップと重い正孔と軽い正孔間のバンド間の分離幅を等高線として表す。

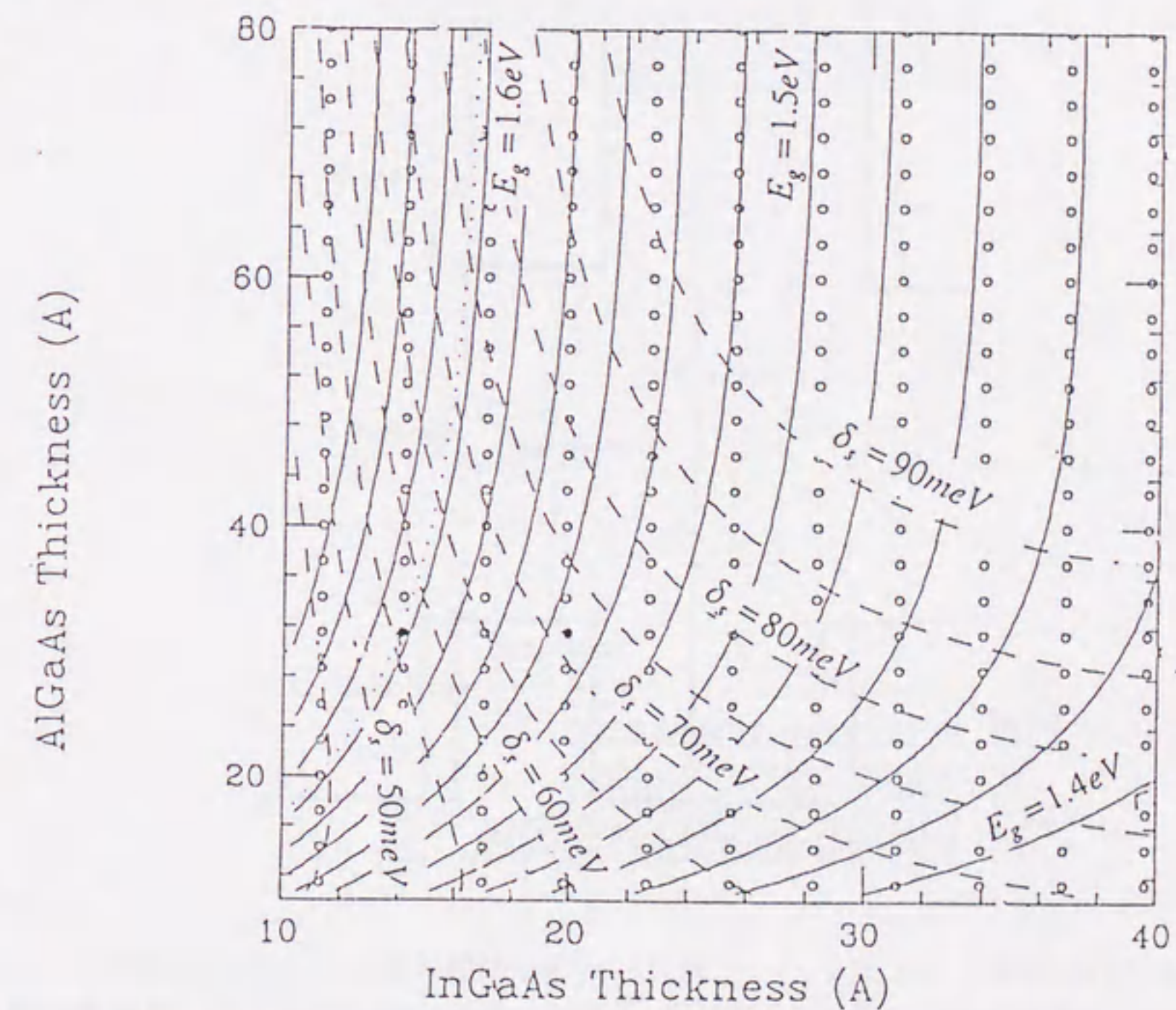


Figure 7.1: InGaAs 層と AlGaAs 層の厚さをそれぞれ  $x$  軸、 $y$  軸にとり、エネルギーギャップを実線で重い正孔と軽い正孔のバンド間の分離幅を点線で表す。

### 7.3 試作した InGaAs-AlGaAs 歪み超格子フォトカソード

バンドギャップとしては AlGaAs-GaAs 超格子の 1.6 eV 以上の値をとることとし、

結局、サンプル (a) InGaAs:14.3 Å、AlGaAs:31.1 Å とサンプル (b) InGaAs:17.1 Å、AlGaAs:70.7 Å の2つの歪み超格子を用いて実験を行った。(b) が歪みによるバンド分離効果と超格子構造によるものが加算的なのに対して、(a) は加算的になっていない。また、さらに (a) と (b) と伝導帯の幅を変えることで、量子効率にどの程度の影響が現れるかについて調べることにした。

このようにして設計した InGaAs-AlGaAs 歪み超格子のサンプル (a) のバンド構造を Figure 7.2 に示す。

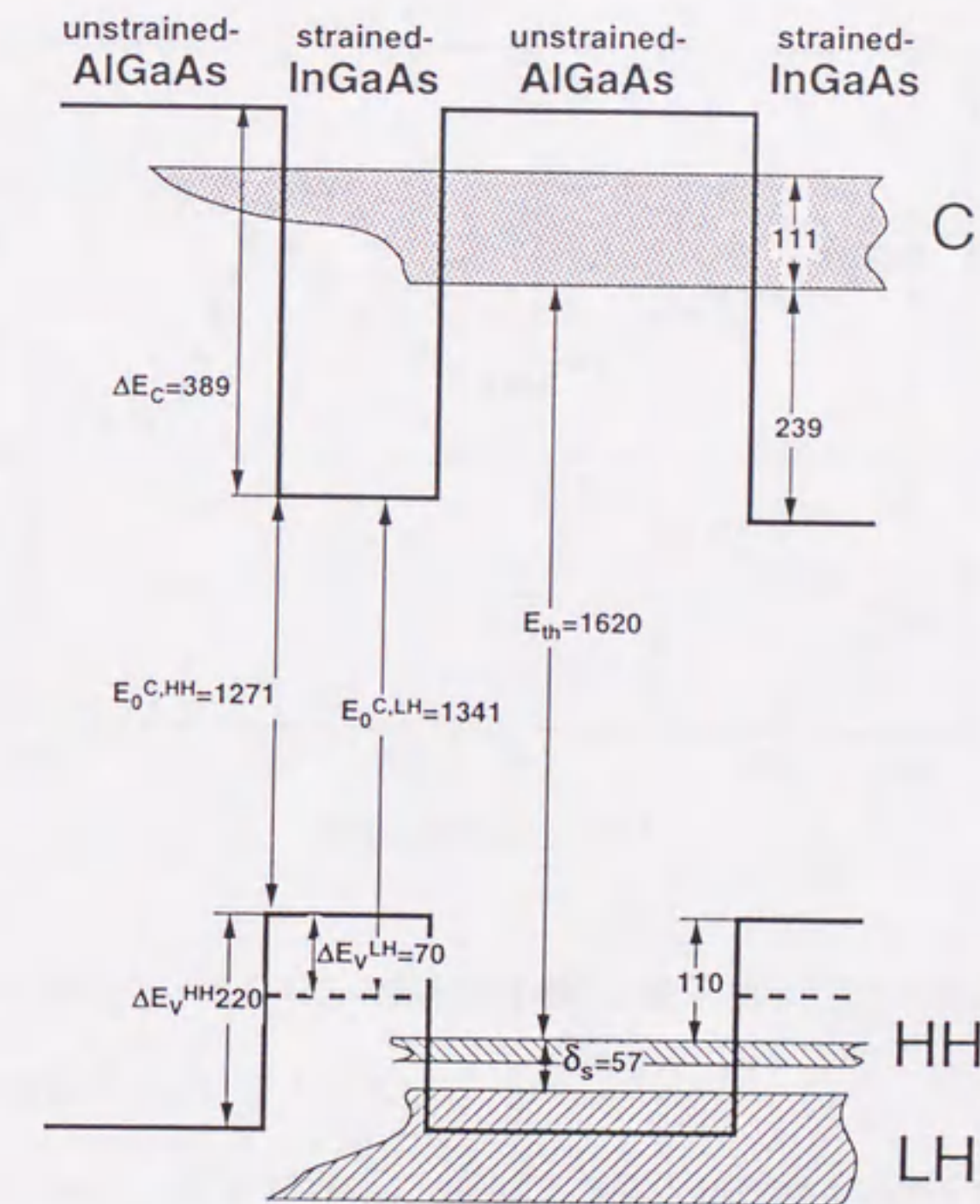


Figure 7.2: InGaAs-AlGaAs 歪み超格子のバンド構造。C, HH, LH はそれぞれ歪み超格子を形成した際の伝導帯、重い正孔、軽い正孔を示す。  $E_0^{C,HH}$ ,  $E_0^{C,LH}$  はそれぞれ歪ませた InGaAs の重い正孔と伝導帯間のエネルギーギャップ、歪ませた InGaAs の軽い正孔と伝導帯間のエネルギーギャップである。また、  $E_{th}$ ,  $\Delta E_C$ ,  $\Delta E_V^{HH}$ ,  $\Delta E_V^{LH}$ ,  $\delta_s$  は InGaAs-GaAs 歪み超格子を形成した場合のバンドギャップ、伝導帯のバンドオフセット、価電子帯の重い正孔、軽い正孔間のバンドオフセット重い正孔と軽い正孔間のバンド分離幅である。単位はすべて meV である。

AlGaAs-GaAs 超格子、InGaAs-GaAs 歪み超格子、InGaAs-AlGaAs 歪み超格子を比べると、次のようになる。

	AlGaAs-GaAs	InGaAs-GaAs	(a)	(b)
バンドギャップ (計算値) (meV)	1645	1357	1620	1614
伝導帯の幅 (meV)	89	189	111	7.5
$\delta_s$ (meV)	40	30	57	80

Table 7.1:これまでに製作した AlGaAs-GaAs 超格子、InGaAs-GaAs 歪み超格子との比較。

## 7.4 実験結果

測定した偏極度 (●) と量子効率 (○) の波長依存性の結果を Figure 7.3 と 7.4 に示す。

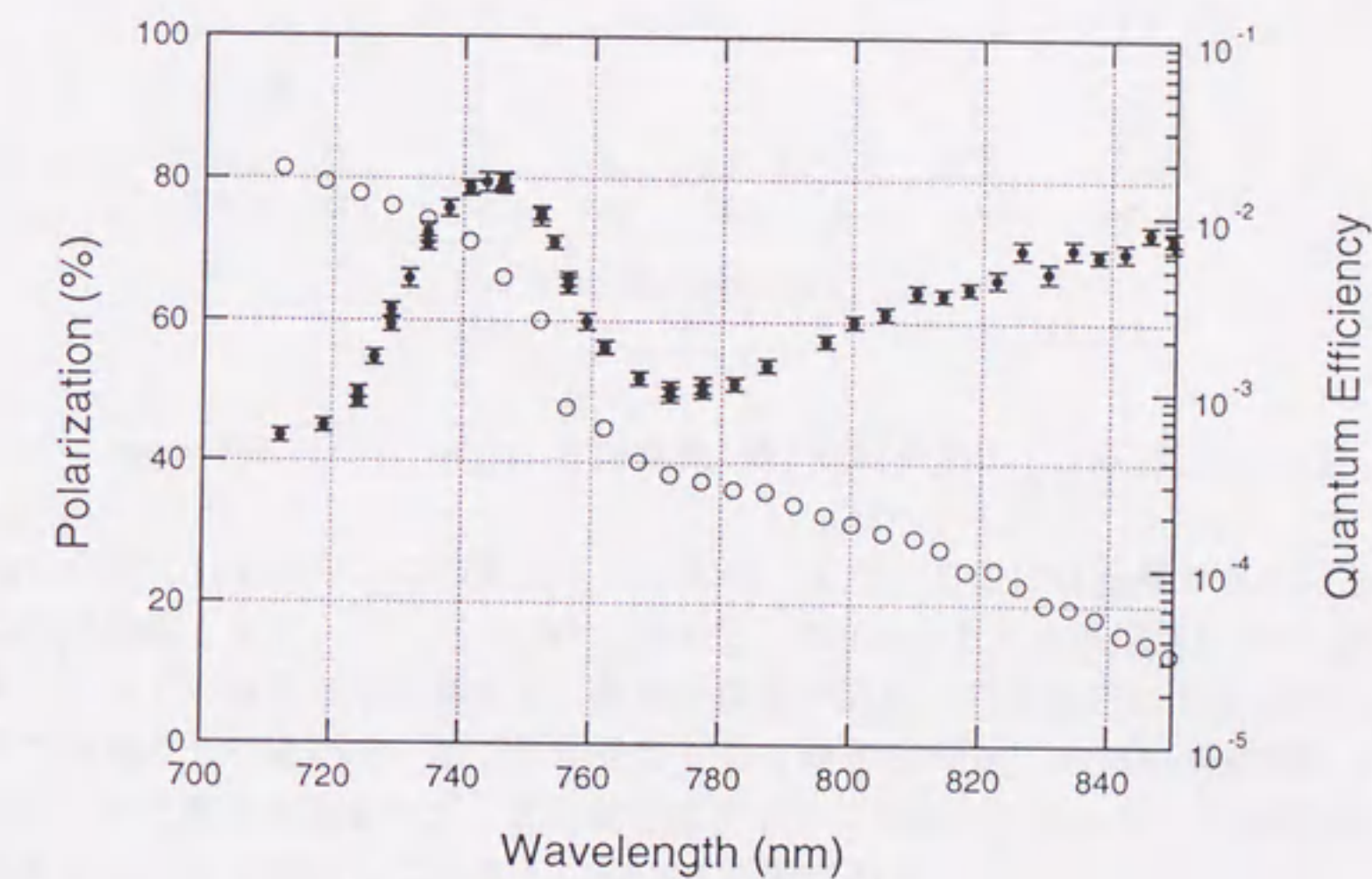


Figure 7.3: サンプル (a) の偏極度 (●) と量子効率 (○) の波長依存性

得られた結果の特徴を以下にまとめる。

- (1) 最大偏極度は2つのサンプルにおいて80%、75%と比較的高い値を得ることができた。また、サンプル(a)では、770 nmより長波長側での偏極度の増加が見られた。
- (2) 量子効率については、サンプル(a)では最大偏極度の80%において、量子効率は0.7%、サンプル(b)では、最大偏極度の75%において0.1%の量子効率の値が得られた。従って、伝導帯の幅の小さいサンプル(a)よりも伝導帯の幅の広いサンプル(b)方がより高い値が得られた。また、サンプル(b)では、760 nmより長波長においてほぼ一定の量子効率となっている。

## 7.5 考察

- (1) 最大偏極度は AlGaAs-GaAs 超格子よりは高いが、InGaAs-GaAs 歪み超格子の90%に比べ

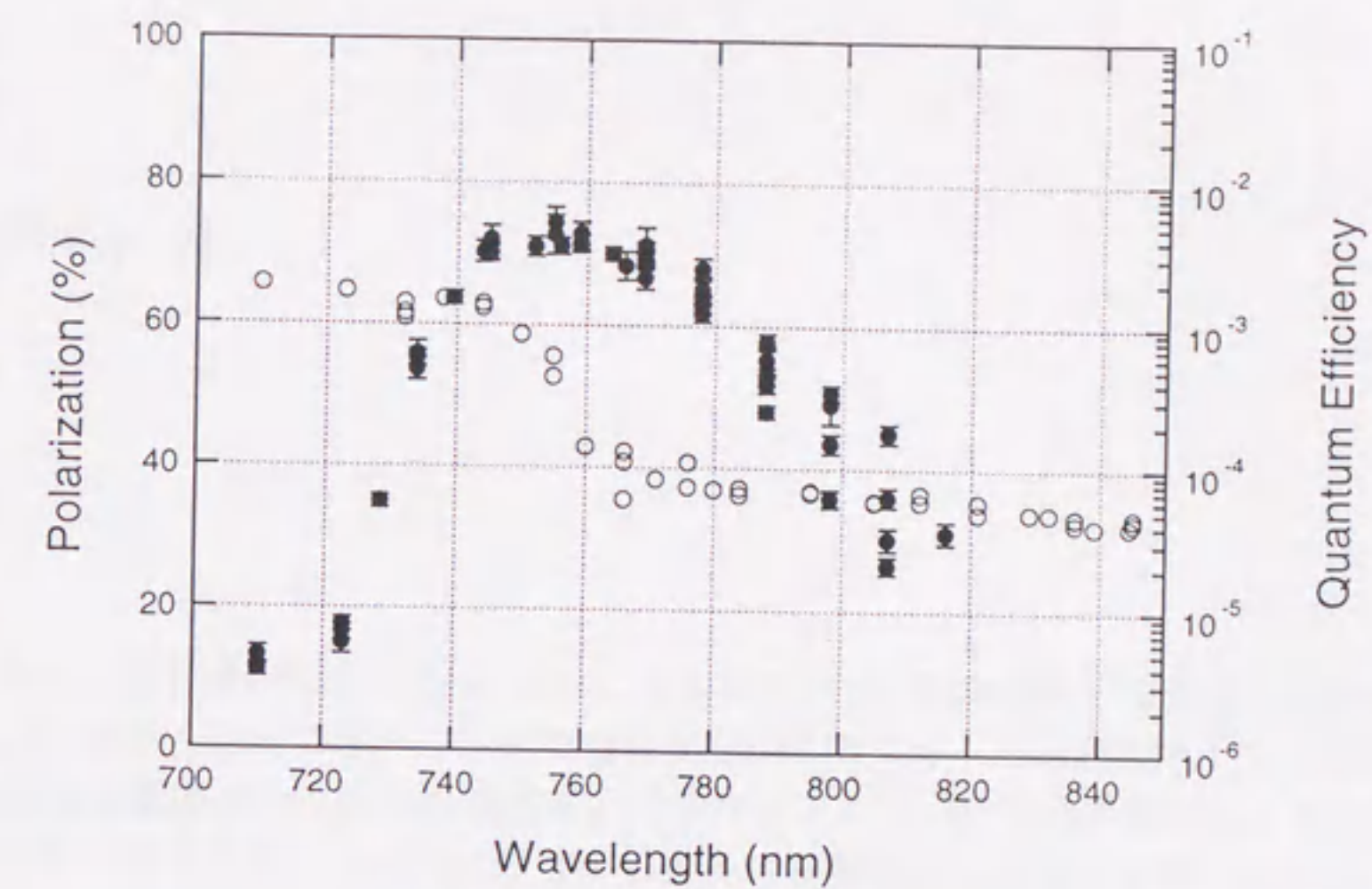


Figure 7.4: サンプル (b) の偏極度 (●) と量子効率 (○) の波長依存性

で低くなってしまった。この原因については、まだ、完全には理解できていない。しかし、一つの可能性として、サンプル (a) において、770 nm よりも長波長において再び、偏極度が高くなっていることから考えて、超格子構造が完全には形成されておらず、InGaAs 層がバルク結晶として働いていることが原因として考えられる。InGaAs 層の軽い正孔バンドから励起された電子が混ざってしまい偏極度が小さくなってしまっているのではないかと考えられる。このことに関してはさらに調べる必要がある。

(a)、(b) の偏極度の差は、(b) の方がバリアー層が厚く、表面に拡散して来にくい構造となっているために、拡散途中でよりスピン緩和しているために生じていると考えられる。

- (2) 量子効率についても、歪み超格子においてバンドギャップを大きくすることにより偏極度 80 % で AlGaAs-GaAs 超格子結晶と同程度の高い値を得ることができた。この結果により、3.5.4 節の考察したことが正しかったと証明されたと考えられる。

また、伝導帯の幅の大きさは量子効率に大きな影響を与えていることが分かった。これは InGaAs-AlGaAs 歪み超格子の場合には、AlGaAs-GaAs 超格子において伝導帯幅を小さくした場合に比べて (第 5.2.3 参照)、伝導帯の  $\Delta E_c$  が大きいためにより顕著に現れていると考えられる。

この研究はまだ継続中であり、さらに研究を続け、より高性能なフォトカソードを開発していく必要がある。

## Chapter 8

### 結論

本研究では、量子効率が高く SLC における実験で NEA 表面電荷制限効果の見られなかった AlGaAs-GaAs 超格子結晶に着目し、その偏極度を向上させることを目的として行った。具体的には、歪み超格子構造をもつ結晶の偏極電子源用フォトカソードを設計製作し、重い正孔と軽い正孔の  $k_{\parallel} = 0$  における高次のバンド混合が偏極度に影響を与えることを明らかにした。さらにバンドギャップの大きな歪み超格子を用いて、偏極度と量子効率の高い結晶の開発を行った。

本研究の結論としてまとめると以下ようになる。

- (1) 超格子構造に歪みによるバンド分離効果を加えた InGaAs-GaAs 歪み超格子フォトカソードを初めて試作し、約 90 % 程度の偏極度が得られることを実証した。

また、このことから AlGaAs-GaAs 超格子の励起時における偏極度が低い原因は、重い正孔と軽い正孔の  $k_{\parallel} \neq 0$  における高次のバンド混合が原因であることを明らかにした。

- (2) さらに、バンドギャップを大きくした歪み超格子結晶 (InGaAs-AlGaAs 歪み超格子) により、偏極度は 80 % ながら AlGaAs-GaAs 超格子結晶と同程度の量子効率を得ることができた。

このことから、高い量子効率を得るためには、大きなバンドギャップを持つ必要があることを明らかにした。

本研究により、歪み超格子結晶は、偏極度、量子効率ともに高くすることが可能であり、リニアアコライダーに用いるフォトカソードとしては、非常に有望な結晶であることが明らかになった。

今後は、さらに歪み超格子結晶の性能を上げる研究を続けると共に、実用的な電子銃をもちいて、表面電荷制限効果の試験、マルチバンチビームの生成などについても調べていく必要がある。特に、大電荷でかつマルチバンチ構造をもつビームの生成はフォトカソードにとっても大きな負担となり、今後の大きな課題と考えられる。

## Chapter 9

### 謝辞

本研究を進めるにあたり、中西彊先生には、研究上のあらゆる点について御指導して頂いたことに深く感謝いたします。超格子の結果に関する考察や歪み超格子結晶の設計について、様々な御指導、御助言をいただいた高エネルギー物理学研究所物理研究部の大森恒彦先生、栗原良将先生に深く感謝いたします。加速器について理解を深める上で御指導頂いた高エネルギー物理学研究所加速器研究部の吉岡正和先生、松本浩先生、竹内康紀先生に深く感謝します。フォトルミネッセンスによるスピン緩和時間の測定や、スピン緩和機構などさまざまなことについて教えていただいた大阪府立大学の堀中博道先生に感謝いたします。技術工作の面で多くの助言をして頂いた奥見正治氏に感謝いたします。また超格子の結晶を製作して頂いた日本電気株式会社基礎研究所の馬場寿夫氏、水田正志氏に深く感謝いたします。また、結晶の成長方法や取扱いに関することまで教えていただいた大同特殊鋼株式会社の坂貴氏、加藤俊宏氏に感謝いたします。

研究室の大学院生の渡川和晃氏、鈴木千尋氏、菅生和範氏、中原耕二氏には、実験上惜しめない協力をして頂きました。また、高橋千賀子氏には、電界計算において惜しめない協力をしていただきました。また、ドイツのボン大学で研究している中村真介氏には、実際の偏極電子の加速について教えていただきました。学部生の伊東恵介氏、井田貴之氏、古田史生氏、和田公路氏には様々なことで手伝って頂きました。また既に卒業された青柳秀樹氏 (SPring8 研究センター)、津幡充氏 (日本高周波株式会社) には、NPES-1 の装置について、様々な助言をしていただきました。また、既に総合研究大学院大学を卒業された糸賀賢二氏 (三菱電気株式会社) には、計算機の利用方法や、EGUN の使い方などについて助言をしていただきました。また、既に名古屋大学を卒業された谷本育律氏 (動力炉核燃料開発事業団) には、NPES-1 の測定について積極的に協力をしていただきました。

また、西谷数春氏 (株式会社 A.T.C.) には、高エネルギー物理学研究所の偏極電子源装置の操作に関して様々な協力をしていただきました。

高エネルギー物理学研究所の竹田誠之先生、早野仁司先生、内藤孝先生をはじめとする JLC 開発グループの方々には、電界数値計算や電子軌道計算プログラムの使い方について教えて頂くとともに、偏極電子銃の開発に関して様々な助言を頂きました。

最後に、国際共同研究として、私達の開発したフォトカソードを加速器用偏極電子銃に装着して性能を調べる実験を実施した SLAC の J. Clendenin 先生、Mainz 大学の E. Reichert 先生、Bonn 大学の D. Husmann 先生及び、MIT/Bates 研究所の M. Manoucher 先生及びそのグループの方々に感謝いたします。