

AlGaAs - GaAs超格子半導体を用いた
フォトカソードによる
偏極電子源の開発

糸 賀 賢 二
博士（理学）

総合研究大学院大学
数物科学研究科
加速器科学専攻

平成 5 年度

目次

1	序論	1-1
1.1	偏極電子源	1-1
1.2	偏極電子源の原理	1-2
1.3	高偏極度を得る方法	1-5
2	超格子による偏極電子源	2-1
2.1	超格子を選ぶ理由と設計指針	2-1
2.2	超格子でどうして縮退が解けるか	2-1
2.3	超格子の設計	2-3
2.3.1	AlGaAsのAl組成比	2-3
2.3.2	周期的井戸型ポテンシャルのバンド構造。	2-4
2.3.3	井戸層、障壁層の厚さの設計	2-6
3	実験装置及び実験手順	3-1
3.1	超格子の製作	3-1
3.2	実験装置	3-2
3.3	量子効率測定法	3-5
3.4	偏極度測定法	3-5
3.5	実効的 Sherman 関数の測定	3-6
4	実験及び結果	4-1
4.1	偏極度、量子効率の波長依存性	4-1
4.2	偏極度、量子効率の超格子全体の厚さに対する依存性	4-4
4.3	偏極度、量子効率に対する表面構造の影響	4-7
4.4	偏極度、量子効率の不純物密度依存性	4-9
4.4.1	光吸収過程における不純物密度の影響	4-10
4.4.2	電子輸送過程における不純物密度の影響	4-11

5	解析	5-1
5.1	スピンを考慮した電子の拡散方程式	5-1
5.2	De 、 τ 、 τ_s と偏極度の関係	5-3
5.3	De 、 τ 、 τ_s の不純物密度依存性	5-5
5.4	カソードの figure of merit	5-6
6	結論	6-1
	付録	
A	光学遷移の選択則	A-1
A.1	原子の光学遷移の選択則	A-1
A.2	GaAs 半導体を用いた偏極電子生成	A-3
B	NEA による光電子放出	B-1
C	スピンを考慮した電子の拡散方程式	C-1
D	AlGaAs-GaAs 超格子のバンド計算	D-1
D.1	基本的な考え方	D-1
D.2	具体的な数値計算の手順	D-3
D.2.1	$k = 0$ の時の波動関数	D-3
D.2.2	$k \neq 0$ の時の波動関数	D-5
E	偏極電子ビーム発生装置の開発	E-1
E.1	電子銃の設計、製作	E-1
E.1.1	基本設計	E-1
E.1.2	電極表面の電界分布	E-3
E.1.3	電子銃の軌道計算	E-3
E.1.4	電子銃部の構造	E-4
E.2	Wien filter の設計、製作	E-8
E.2.1	Wien filter の原理	E-8
E.2.2	設計方針	E-9
E.2.3	電磁場計算	E-9
E.2.4	電子ビームの軌道計算	E-13
E.2.5	電極部、磁極部の製作	E-17

E.2.6	電極部材料について	E-20
E.3	Mott 散乱検出器	E-22
E.4	トランスポート系の設計、製作	E-24
E.4.1	偏向電磁石とソレノイドコイル	E-24
E.4.2	ビーム軌道計算	E-24
E.4.3	真空系の設計	E-24

参考文献

偏極度、量子効率の生データ

謝辞

第 1 章

序論

1.1 偏極電子源

最近の TRISTAN や SLC 及び LEP などにおける実験結果から LEP-II を越えるエネルギー領域での電子・陽電子衝突型加速器を用いた実験研究の重要性が明らかになってきた。

特に 300~500 GeV のエネルギー領域には、トップクォーク、ヒグス粒子など素粒子の標準理論や超対称大統一理論を証明する各種の新粒子の存在が予想されている。Japan Linear Collider (JLC) はこのエネルギー領域の物理を解明するための電子・陽電子線形衝突型加速器である。これらの研究において、偏極電子ビームは極めて有用であることが明らかにされた [1]。

このような高エネルギー線形加速器に応用するとき、偏極電子源が満たすべき最も重要な性能は以下の 3 点である。

(i) 100% 近い、できるだけ高い偏極度を達成すること。

(ii) 大電流パルスビーム ($10^{10} \sim 10^{12}$ 電子 / pulse) を安定に生成すること。またこのような十分な電荷を発生し、かつエミッタンスを小さくするために、電子銃にはできるだけ高い加速電圧 (100~150kV あるいはそれ以上) が印加できること。

(iii) 実験の系統誤差を小さくするためパルス毎に電子スピンの切り換えができること。

GaAs 半導体に円偏光レーザーを照射して選択的にスピンのそろった光電子を取り出す方法は以下に述べるように (ii)、(iii) を満たすものである。

この方式に最初に着目し、実際に高エネルギー物理学の実験に使用したのはスタンフォード線形加速器センター (SLAC) である。1977 年に SLAC において偏極電子銃 (PEGGY) を用い中性微弱相互作用におけるパリティ非保存の検証を行った [2]。

この電子銃の性能は (1) 電荷量はパルス幅 1.5μ 秒に 4×10^{11} 電子 (ピーク電流 $0.5A$)、(2) 繰り返し $120Hz$ 、(3) 偏極度 37% というものであった。当時はまだ GaAs フォトカソードの寿命は 1 日未満と短かったので、同じ型の電子銃を二式用意し 1 日毎に交互に使用していた。

その後、SLAC では世界初のリニアコライダー SLC が建設された。これは Z-pole における実験で、偏極ビームが重要な役割を果たすものである。そのため偏極電子銃の開発が精力的に進められ、1992 年から順調に稼働し始め今日に至っている。ここで使用されている電子銃は、かつての PEGGY に比べると性能は大幅に改善された。加速電圧として直流 $120kV$ が印加され、繰り返し $120Hz$ の単バンチ運転でバンチ当りの粒子数は $\sim 5 \times 10^{10}$ にも達する。またフォトカソードの寿命も数日程度となり、再活性も容易に行えるシステムになっており、事実上、通常の熱電子銃に比べて電流値及び稼働効率において遜色がないほどになっている [3]。これらの実験ではスピンの向きは円偏光レーザーのヘリシティをポッケルス・セルを用いて切り換えることによりパルス毎に変えられるようになっている。

また高エネルギー物理学研究所では GaAs フォトカソードから大電流を取り出せることに着目し、パルス・レーザーでこれを照射してカソードから直接バンチしたビームを取り出し、加速することによりマイクロ波源として用いる研究がなされた。これは偏極ビームではないが、最終的には $150kV$ の電圧を印加したとき、 $60ps$ のパルス幅で $350ps$ 間隔、 1μ 秒の時間幅のパルス列のビームを発生した。このとき 1 マイクロ・パルス当り 4×10^{10} 個の電子を取り出すことに成功した (ピーク電流 $18A$ 、[4])。

このように大電流パルスビームの取り出しやパルス毎のスピンの切り換えは可能であるが、最大偏極度については通常バルクの結晶を用いた場合、その対称性に起因する価電子帯の縮退のため理論的に 50% に留まる。実際に、SLAC で 1989 年に GaAs 層の厚さを $0.2\mu m$ と薄くし、減偏極を少なくすることにより 49% とほぼ理論的限界に近い値を得ている [5]。

1.2 偏極電子源の原理

GaAs を用いた偏極電子源は Garwin ら [6] や Lampel ら [7] によって独立に提案された。そしてこれを Pierce ら [8] が初めて実験的に証明した。

偏極電子源の動作原理を図 1.1 に示す。円偏光レーザーを GaAs カソードに照射する。この時、価電子帯の円偏光を吸収する時の選択則により、特定の spin 状態を持つ電子のみが伝導帯へ励起される。次に、この電子が GaAs 表

面から真空中に飛び出せるように表面のエネルギー準位を下げる。この目的のために GaAs に P 型の不純物をドーピングし、表面にセシウム (Cs) と酸素 (O) の薄い層を付ける。すると表面の仕事関数が下がり、真空準位が GaAs の伝導帯のエネルギー準位よりも下になる。このようにして光で励起した電子を真空中に取り出すことができる。

次に円偏光の選択則について説明する。GaAs 結晶は 4 個の電子が sp^3 混成軌道を作ることにより結合しており、結合の形から価電子帯が p-state like で伝導帯が s-state like になっている。そして価電子帯の 6 つの電子状態はスピン軌道相互作用で 4 重に縮退した $P_{3/2}$ の状態と、2 重に縮退した $P_{1/2}$ の状態に分離される。この分離のエネルギーは 0.34eV で、レーザー光を用いれば $P_{3/2}$ の状態だけから励起させることは十分に可能である。励起された電子の偏極度が 100% にならないのは、この 4 重に縮退した $P_{3/2}$ 状態が原因である。

図 1.2 にバルクの GaAs 結晶のバンド間遷移のようすを示す。 $m_j=3/2$ のバンドを重い正孔、 $m_j=1/2$ のバンドを軽い正孔と呼ぶ。円偏光に対する選択則により角運動量の磁気量子数が 1 だけ変化するような遷移のみ起こる。これを電気双極子遷移と言ひ、図 1.2 では左偏光のレーザーによって $m_j = -3/2$ から $m_j = -1/2$ への遷移と $m_j = -1/2$ から $m_j=1/2$ の遷移が起こるようすを表している。そしてこの 2 つの遷移確率は Clebsch-Gordan 係数により 3 対 1 と計算される。伝導帯の $m_j = -1/2$ は下向きスピンの電子、 $m_j=1/2$ は上向きスピンの電子に対応しており、偏極度の定義から偏極度 P は $P=(3-1)/(3+1)=0.5$ となり、50% になる [8]。詳しくは付録 A で述べる。

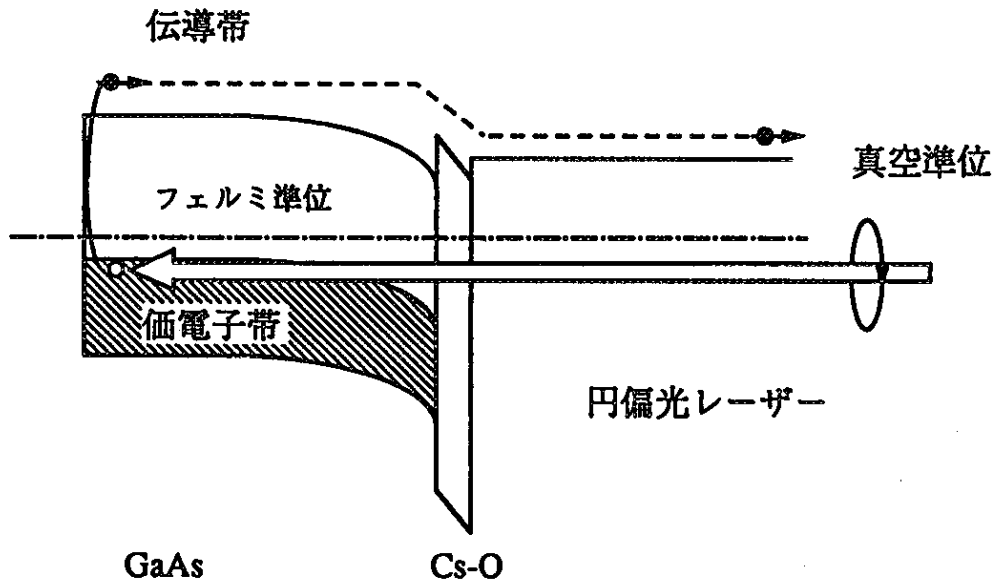


図 1.1: バルクの GaAs 結晶による偏極電子生成

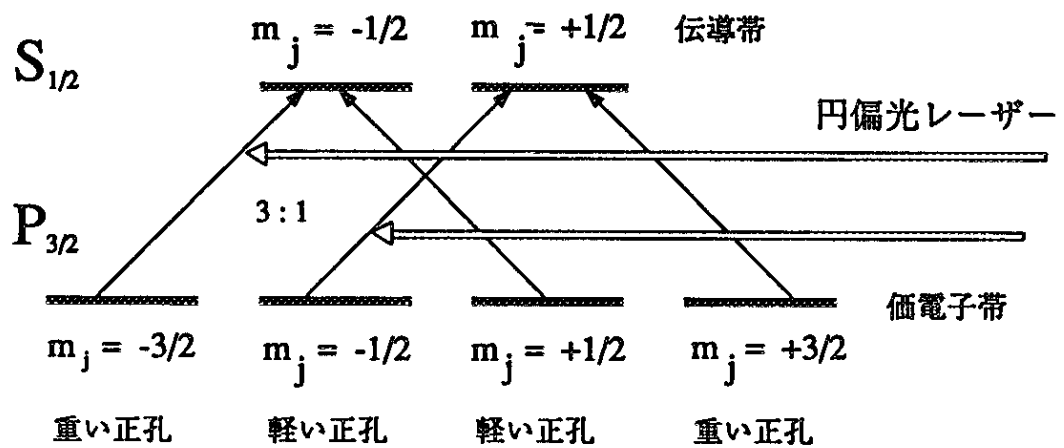


図 1.2: バルクの GaAs 結晶のバンド構造

1.3 高偏極度を得る方法

この最大偏極度 50% の壁を突破し、100% の偏極度を得るためには価電子帯の縮退を解かなければならない。そのため 1970 年代から超格子、歪結晶、カルコパイライトなどを用いた研究がなされてきた。

(1) 歪結晶

歪み結晶は格子定数の異なる基板の上に結晶を成長させ、結晶に圧力をかけることにより縮退を解く方法である。古くは機械的に歪ませていたが電子を取り出しにくい欠点があった [9]。本研究の共同研究者である名古屋大学では、有機金属気相たい積 (MOCVD) 法により GaAs 基板の上に GaPAs の中間層を作り、その上に GaAs 表面層を成長させて高偏極度を得ることに成功した [10]。

SLAC でも GaAs 基板に InGaAs を分子線エピタキシー (MBE) 法により成長させ、やはり高偏極度を得ている [11]。

(2) 超格子

超格子とは異種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を作り量子効果によって縮退を解く。これは 1980 年代前半に 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伝導帯電子は 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 による障壁層が厚すぎ、これを越えるエネルギーで励起すると電子は取り出せるが偏極度は 49% に留まっていた [12]。そして超格子は偏極電子源には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我々 (高エネルギー物理学研究所と名古屋大学および NEC 基礎研究所の共同研究) は障壁層の厚さと井戸層の厚さを最適化し、世界で初めて偏極度が 50% を大幅に越える 71% の偏極電子を取り出すことに成功した [13]。

(3) カルコパイライト

カルコパイライトは 3 元素の混晶である。3 種類の結晶の中でこれが軽い正孔と重い正孔のエネルギーギャップが最も大きく、一番最初に 50% の壁を突破するであろうと思われていた結晶である。過去に $\text{ZnSiAs}_2, \text{ZnGeAs}_2$ [14] について実験が試みられたが未だに成功例がなく、その原因も明確にされていない。

第 2 章

超格子による偏極電子源

2.1 超格子を選ぶ理由と設計指針

超格子は既に述べたように偏極電子源に向いていないと放置されていた。しかし我々は以下のような理由から、超格子に再度着目した。そして 1990 年より AlGaAs-GaAs 超格子の研究を開始したのである。

(1) 最近の進歩した MBE 法により、井戸層、障壁層の厚さ、不純物密度などの諸パラメータを微細に制御することができる。

(2) 量子効率を上げるため、超格子全体の層を厚くできる可能性がある。パラメータの最適化に当たっては次の 2 点を考慮した。

(i) 価電子帯の縮退を解いた 2 つの準位の分離を十分に大きくする。

(ii) そのとき電子が障壁層を越える確率を十分な大きさに保つ。

こうして超格子の周期を決め、NEC 基礎研及び名古屋大学との共同研究により MBE 法で作成した結晶で世界で最初に 50% を大幅に越える 70% 台の偏極度を得た。このときの AlGaAs は 31.1\AA (11 原子層)、GaAs は 19.8\AA (7 原子層) である。

2.2 超格子でどうして縮退が解けるか

ここで超格子で縮退が解ける理由について詳しく述べる。GaAs 結晶の重い正孔、軽い正孔の縮退を解くための一つの方法として我々は GaAs を井戸層、AlGaAs を障壁層とした超格子を採用することにした。超格子構造にすると、電子と正孔が GaAs と AlGaAs の電子親和力の差により GaAs 層内に閉じ込められ、元々のエネルギー準位の上に新たに量子井戸によるエネルギー準位が形成される。この時、電子と正孔の波動関数 $\Phi_{nc}(r)$ 、 $\Phi_{nh}(r)$ は

$$\Phi_{nc}(r) = \phi_{nc}(z)e^{i(kx+ky)}u_c \quad (2.1)$$

$$\Phi_{nh}(r) = \phi_{nh}(z)e^{i(kx+ky)}u_h \quad (2.2)$$

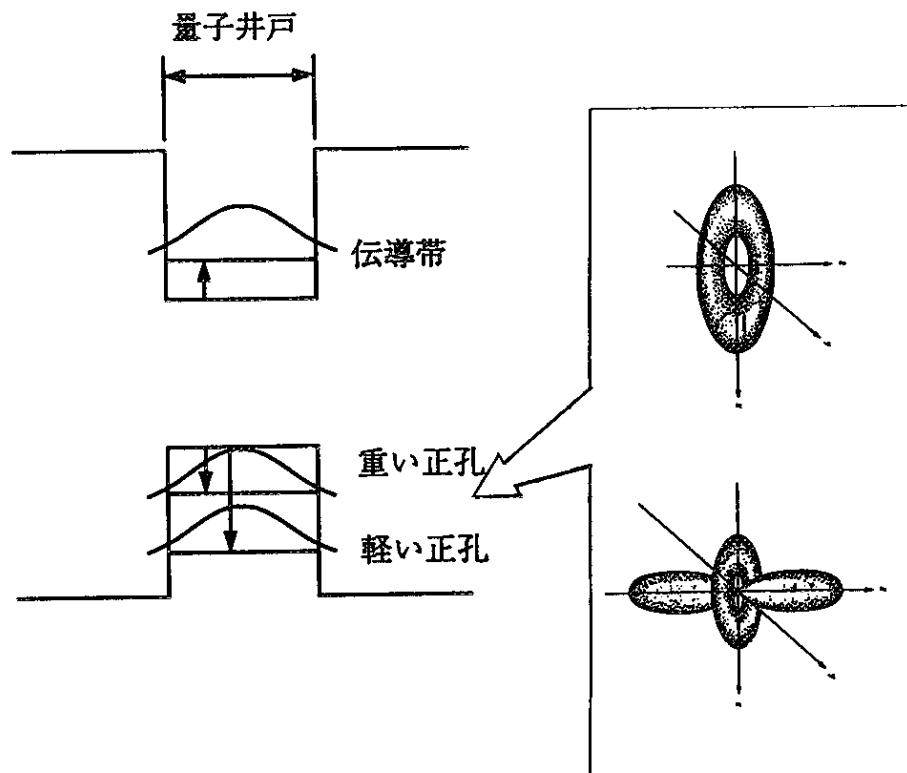


図 2.1: 超格子により縮退が解ける原理図。

のように表される。ここで $\phi_{ne}(z)$ 、 $\phi_{nh}(z)$ は量子井戸に対する電子、正孔の波動関数であり包絡関数という。 u_c 、 u_h はバルク GaAs の伝導帯の底、価電子帯の頂上に対するブロッホ関数である。

価電子帯では重い正孔、軽い正孔は各々図 2.1[15] に示す軌道を描いており、重い正孔の波動関数が主に xy 平面に広がりを持つのに対し、軽い正孔の波動関数は z 方向にも広がりを持つ。そのため z 方向を周期ポテンシャル方向にとると、軽い正孔のブロッホ関数 u_{lh} と包絡関数 ϕ_{lh} の相互作用は重い正孔のブロッホ関数 u_{hh} と包絡関数 ϕ_{hh} の相互作用よりも大きくなる。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る。しかし正孔であることからエネルギー準位としては軽い正孔の方が重い正孔より低くなる。

このとき円偏光レーザーにより、重い正孔からのみ電子を伝導帯に励起することで 100% の偏極度を得ることが可能になるのである。その様子を図 2.2 に示す。

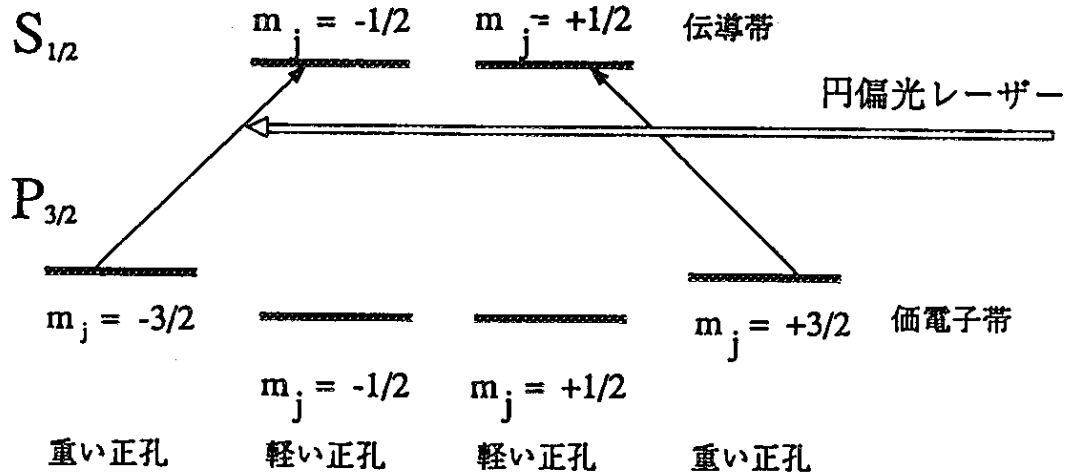


図 2.2: 超格子を円偏光レーザーで照射し、100% 偏極したビームを取り出す。

2.3 超格子の設計

2.3.1 AlGaAs の Al 組成比

GaAs と AlGaAs の格子定数はほとんど等しい。そのため、3 元混晶である AlGaAs は広い組成比にわたって GaAs 基板の上に形成することができる。そのため AlGaAs-GaAs ヘテロ接合は欠陥の少ない理想的なヘテロ接合として、半導体レーザー、高速 FET、太陽電池など多様なデバイスへ広く応用されている。物性的なデータが最も多いのもこの系である。

図 2.3 は $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ のバンド谷 (Γ, X, L 点) の Al 組成比 x に対する変化のようすを示したものである [16]。Al の組成比が高くなるに従って各点のエネルギーギャップは大きくなっている。 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。しかし図 2.3 の丸印で囲った部分 (x が 0~0.45 の範囲) までは直接遷移であるが、 x が 0.45 を越えると間接遷移となる。そのため間接遷移にならない程度にエネルギーギャップを大きくとることにし、結局 Al 組成比 $x=0.35$ を選んだ。

一方 AlGaAs 中の電子および正孔の移動度は、一般に合金散乱などの影響で GaAs より小さくなる。合金散乱とはランダムな原子配列における disorder に起因する散乱である。この影響で p- 型 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ においては、正孔の移

動度と組成比 x の関係は図 2.4 に示すように弓なり (bowing) の変化を示す現象が観測されている [17]。この図から $x=0.35$ のときの $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ の場合は GaAs の正孔の移動度の約半分になる。しかし我々の実験ではエネルギーギャップを大きくすることを重視し、既に述べたように Al の組成比は 0.35 とした。

2.3.2 周期的井戸型ポテンシャルのバンド構造。

超格子の性質は各層の周期 (厚さ) により大きく異なる。障壁層の厚さが 100\AA 以下になると量子力学的トンネル効果が現れる。そして障壁層、井戸層ともに 100\AA 以下の厚さになると、障壁層の両側の電子や正孔が互いに影響を及ぼし合い、その結果伝導帯や価電子帯にミニバンドが形成される。このようにして電子は周期構造方向に障壁層を通過して走行することが可能となる。

超格子内の電子の振舞いは有効質量近似のクローニヒ・ペニーモデルで与えられる [18]。井戸層の厚さ a 、障壁層の厚さ b 、ポテンシャルの高さ V の周期的井戸型ポテンシャルに対するシュレディンガー方程式は

$$\frac{d^2\phi_1(x)}{dx^2} + \alpha^2\phi_1(x) = 0, \quad \alpha^2 = 2m_1E/\hbar^2 \quad (0 \leq x \leq a) \quad (2.3)$$

$$\frac{d^2\phi_2(x)}{dx^2} + \beta^2\phi_2(x) = 0, \quad \beta^2 = \frac{2m_2}{\hbar^2}(V_0 - E) \quad (-b \leq x \leq 0) \quad (2.4)$$

で与えられる。 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。ここでブロッホの定理

$$\phi(x) = U(x)e^{jkx}, \quad (2.5)$$

$$U(x) = U(x+L) \quad (2.6)$$

を用いると

$$\frac{d^2U_1(x)}{dx^2} + 2jk\frac{dU_1(x)}{dx} + (\alpha^2 - k^2)U_1(x) = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{d^2U_2(x)}{dx^2} + 2jk\frac{dU_2(x)}{dx} + (\beta^2 + k^2)U_2(x) = 0 \quad (2.8)$$

となる。 $U_1(x)$, $U_2(x)$ の連続条件から

$$U_1(0) = U_2(0), \quad \frac{1}{m_1} \frac{dU_1(x)}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{1}{m_2} \frac{dU_2(x)}{dx} \Big|_{x=0} \quad (2.9)$$

また $L = a + b$ の周期条件から

$$U_1(a) = U_2(-b), \quad \frac{1}{m_1} \frac{dU_1(x)}{dx} \Big|_{x=a} = \frac{1}{m_2} \frac{dU_2(x)}{dx} \Big|_{x=-b} \quad (2.10)$$

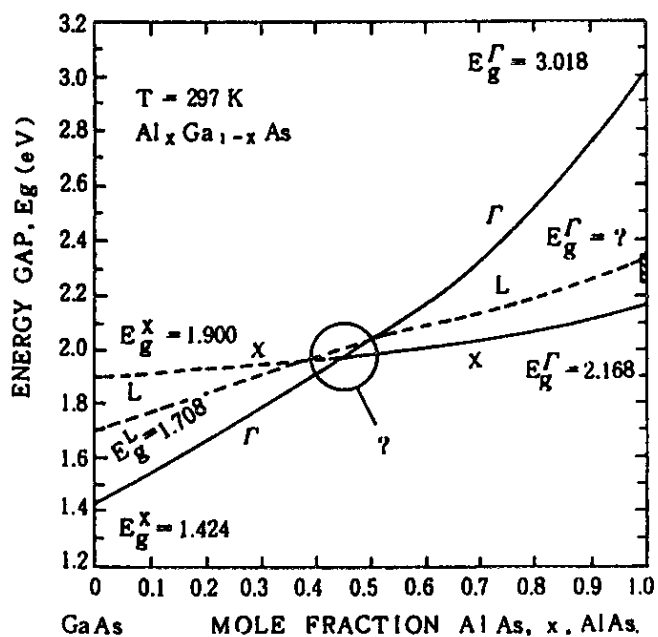


図 2.3: AlGaAs における伝導帯と価電子帯のエネルギーギャップの組成比依存性。

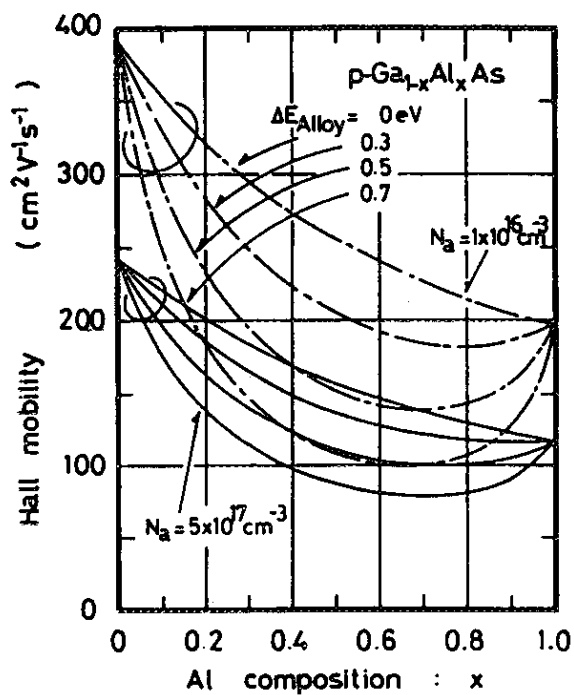


図 2.4: AlGaAs の電子移動度の組成比依存性。

となる。これらの境界条件からシュレディンガーの方程式を解くと、解が存在するための条件

$$\frac{\beta - \alpha}{2\alpha\beta} \sinh \beta b \cdot \sin \alpha a + \cosh \beta b \cdot \cos \alpha a = \cos kL \quad (2.11)$$

が得られる。右辺が \cos であることより、 $-1 \leq (\text{左辺}) \leq 1$ である。 a, b の値を変え上の式を満たすような E の範囲を求めれば、それがエネルギーバンドである。すなわちエネルギーバンドを知るためには解まで求める必要はない。

2.3.3 井戸層、障壁層の厚さの設計

(1) 井戸層、障壁層の厚さに対するバンド

図 2.5 に井戸層、障壁層の厚さが等しい ($a = b$) としたときの伝導帯及び価電子帯の重い正孔と軽い正孔それぞれのエネルギー準位について、超格子の半周期 $(a + b)/2$ に対する依存性を示す。この図のグラフは (2.11) 式に $a = b$ を代入し、表 2.1 に示す各バンドの有効質量 [19] を用いて、各バンドについて E のとり得る範囲を求めたものである。

超格子の周期が短くなるに従いバンド幅が広がり、価電子帯では 2 つのバンドが互いに重なり合うようすがわかる。しかし例え重い正孔、軽い正孔が重なっていても、レーザー光により価電子帯の上端から伝導帯の下端へ励起するわけだから、今の場合は重い正孔の上端と軽い正孔の上端のエネルギー差が重要である。すなわち、これが少なくとも熱雑音のエネルギー 26meV を越えていなければならない。

そこで図 2.6 に重い正孔の上端と軽い正孔の上端のエネルギーの差をやはり超格子の半周期の関数として示す。図中に実線で描かれた曲線がそのエネルギー差であり、実線の水平線が熱雑音のエネルギー 26meV である。

この図から室温の熱エネルギーを越えるエネルギー分離が可能な領域は a, b が $20 \sim 70 \text{\AA}$ であり、この範囲で最適値を探せばよいことがわかる。実際には後で述べるように井戸層の厚さ a と障壁層の厚さ b の双方を変え最適値を見つけた。

(2) 電子の transition rate

次に伝導帯に励起された電子が超格子の周期の方向へ移動する移動度も考慮しなければならない。ある井戸層から隣の井戸層へ移る確率を表す量として、不確定性原理から transition rate T を次のように定義した。

$$T = \frac{(\text{energy band width of conduction band})}{h} \quad (2.12)$$

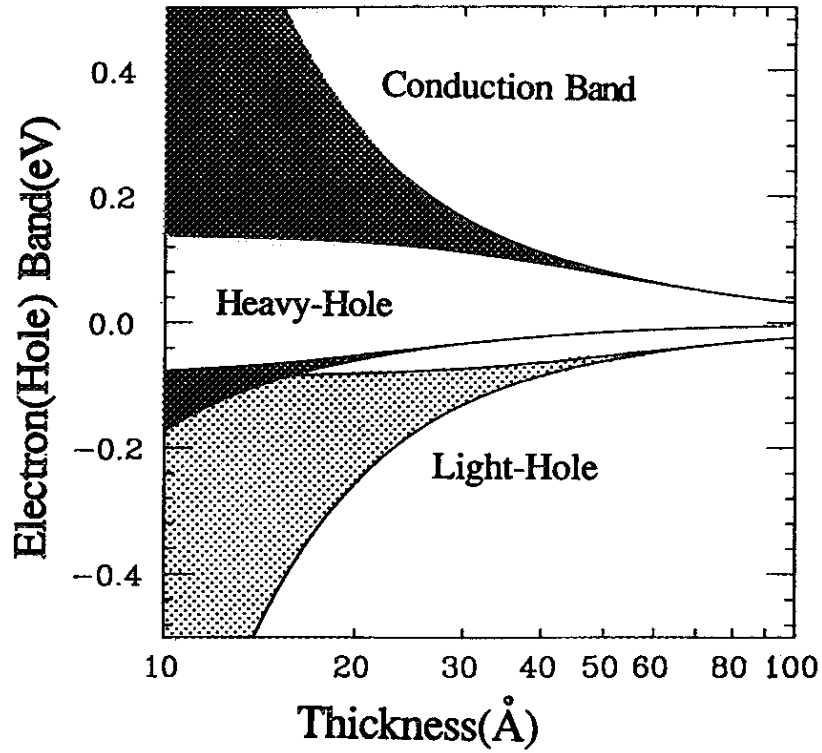


図 2.5: 井戸層の厚さ (a) と障壁層の厚さ (b) が等しい場合の AlGaAs-GaAs 超格子のエネルギー準位。但し横軸 x は $x = (a + b)/2$ 。

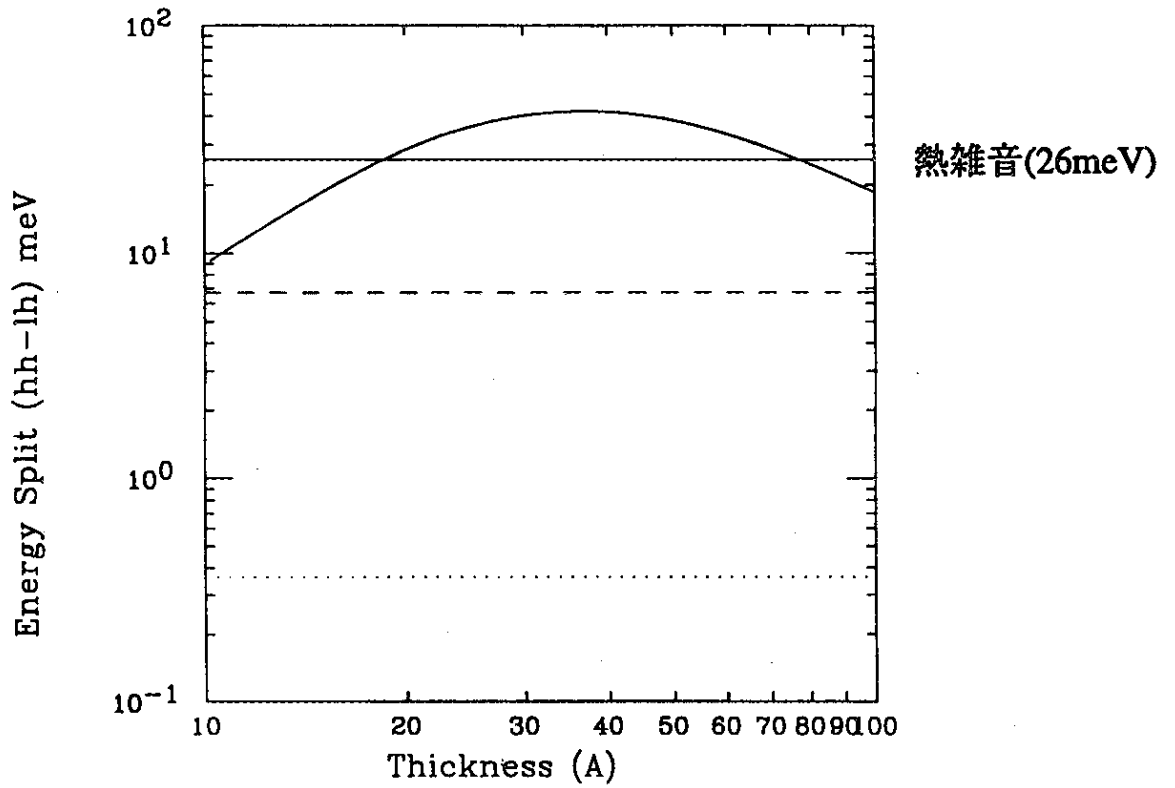


図 2.6: 井戸層の厚さ (a) と障壁層の厚さ (b) が等しい場合の AlGaAs-GaAs 超格子の周期と価電子帯のエネルギー分離。但し横軸 x は $x = (a + b)/2$ 。

表 2.1: 各バンドの有効質量。

	GaAs	AlGaAs
伝導帯	$0.067m_0$	$(0.067+0.083x)$
重い正孔	$0.62m_0$	$(0.62+0.14x)$
軽い正孔	$0.087m_0$	$(0.087+0.063x)$
エネルギーギャップ (eV)	1.424	$1.424+1.247x$ ($0 \leq x \leq 0.45$) $1.900+0.125x+0.143x^2$ ($0.45 \leq x \leq 1.0$)

m_0 : 電子の質量, $x=0.35$

この式は伝導帯のバンド幅が広いほど transition rate は大きく、電子が移動しやすいことを表している。即ち図 2.7に示すように障壁層の厚さが薄い方が transition rate が高くなることがわかる。

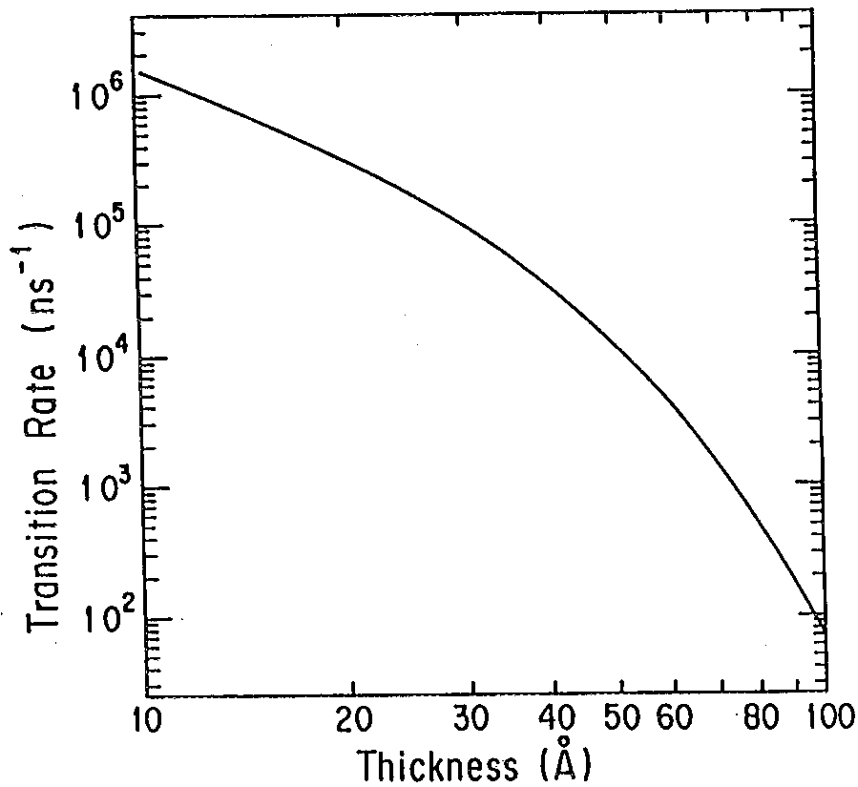


図 2.7: 井戸層の厚さ (a) と障壁層の厚さ (b) が等しい場合の AlGaAs-GaAs 超格子の周期と transition rate。但し横軸 x は $x = (a + b)/2$ 。

(3) 井戸層、障壁層の厚さの最適化

ここまでは議論を簡単にするため $a = b$ の場合について論じてきた。しかし、実際に超格子を製作する時には両者の厚さはそれぞれ独立に変えることができる。従って、 a 、 b をパラメーターとして、重い正孔、軽い正孔のエネルギー分離と transition rate をなるべく大きくするような厚さを選択すればよい。

図 2.8 に GaAs、AlGaAs の厚さを x 、 y 軸にとり、エネルギー分離の大きさと transition rate を等高線で表す。破線は重い正孔、軽い正孔のエネルギー差、実線は transition rate を表す。また点線が室温 (300K) での熱雑音のエネルギー 26meV である。このダイアグラムの中で重い正孔と軽い正孔のエネルギー差が熱雑音のエネルギーを越え、かつ transition rate をあまり小さくしないような井戸層、障壁層の厚さを選ぶ。我々は熱雑音プラス 10meV のエネルギー分離を得ることを目安に GaAs:19.8Å(7層分), AlGaAs:31.1Å(11層分) を選んだ。

このようにして決めた超格子のミニバンドのエネルギー準位を図 2.9 に示す。AlGaAs-GaAs 超格子の場合、エネルギーのゼロ点は伝導帯と価電子帯のエネルギーギャップの中心ではなく、6:4 に分けた価電子帯側に偏っていることが分かっている。従って、伝導帯はエネルギーのゼロ点より上の 0.149~0.223eV の範囲にあり、重い正孔はエネルギーギャップ中心より下の 0.052~0.053eV の範囲にある。同様に軽い正孔はエネルギーギャップ中心より下の 0.096~0.173eV の範囲にある。これより重い正孔の上端と軽い正孔の上端のエネルギー差は 42meV となる。

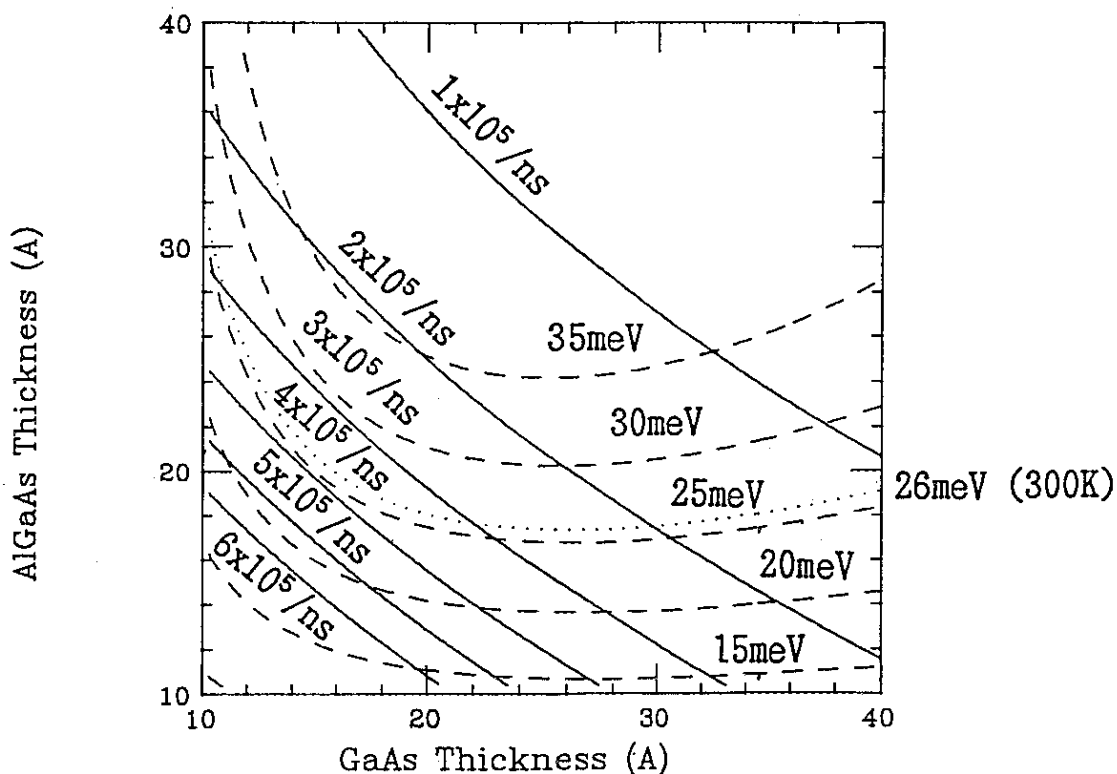


図 2.8: AlGaAs-GaAs 超格子の周期に対する価電子帯のエネルギー分離と transition rate。破線はエネルギー分離、実線は transition rate を表す。点線は室温 (300K) における熱雑音 (26meV) である。

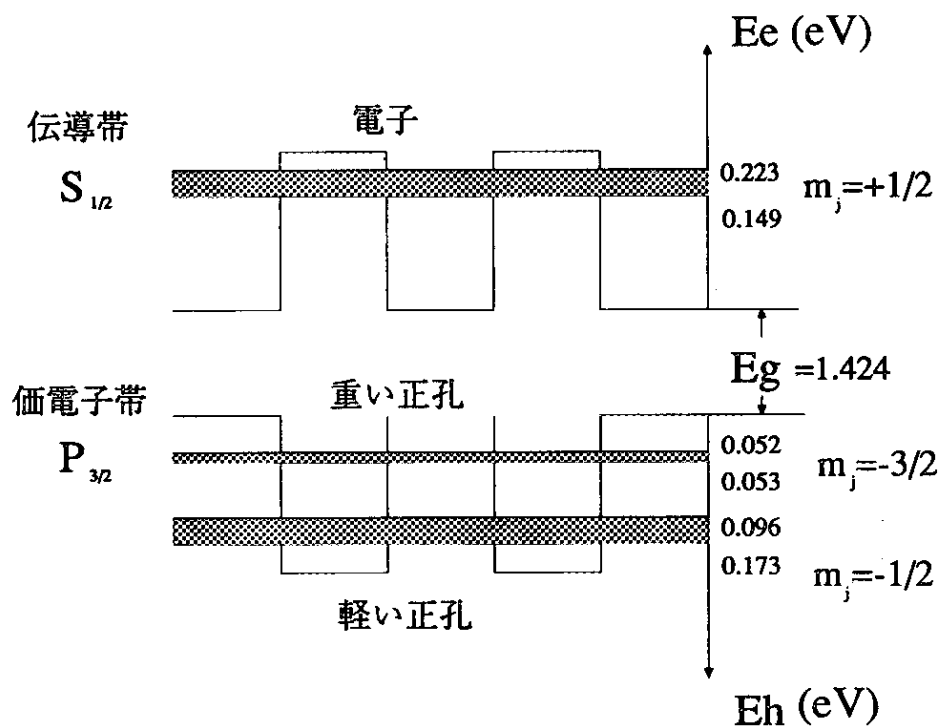


図 2.9: ミニバンドのエネルギー準位。

第 3 章

実験装置及び実験手順

本研究は超格子の基本的な特性を調べることを主眼としている。そのために次に述べるような装置で、取り出したビームの偏極度やカソードの量子効率についてレーザーの波長依存性を系統的に測定した。

MBE 法により製作した超格子結晶を、電子銃及び偏極度測定装置から構成される実験装置に装着する。電子銃部は 10^{-10} torr 台の超高真空に保つ。次いで超格子表面に Cs と O_2 を付け、表面の仕事関数を真空準位より下げて電子を取り出し易くする (NEA 活性化)。次に円偏光させたレーザーを照射し超格子から電子を取り出し、4kV の電圧を印加し加速する。偏極度の測定は Mott 散乱による方法を用いた。そのために 4kV で取り出した電子を Mott 検出器部で 100keV まで加速し金箔のターゲットに当てる。そして Mott 散乱により 120° の後方に散乱される電子の左右非対称度を測定し、これを偏極度に換算する。

3.1 超格子の製作

超格子は Molecular Beam Epitaxy (MBE) 法により NEC 基礎研において製作された [20]。MBE は高真空中で基板の温度も制御する多元真空蒸着法である。蒸着物質を個別のセルに入れ、セル出口のシャッターを開閉することにより応答の良い蒸着を行った。また基板の温度を高温に保っているため蒸着分子は基板上に均一に分布し、一原子層の制御も可能となっている。従って AlGaAs-GaAs 超格子は単に微粒子の集まりではなく結晶になっている。

製作した超格子の断面の模式図を図 3.1 に示す。上が超格子の表面、下が基板に相当する。まずバルク GaAs 基板の上に AlGaAs との馴染みを良くするための Buffer layer を成長させる。基板からの電子が表面にまで拡散するのを阻むため、その上に AlGaAs の障壁層を $1\mu\text{m}$ を積む。そしてその上に GaAs 19.8\AA (7 層), AlGa_{0.35}As_{0.65} 31.1\AA (11 層) の超格子を作る。p 型ドーパ不純物

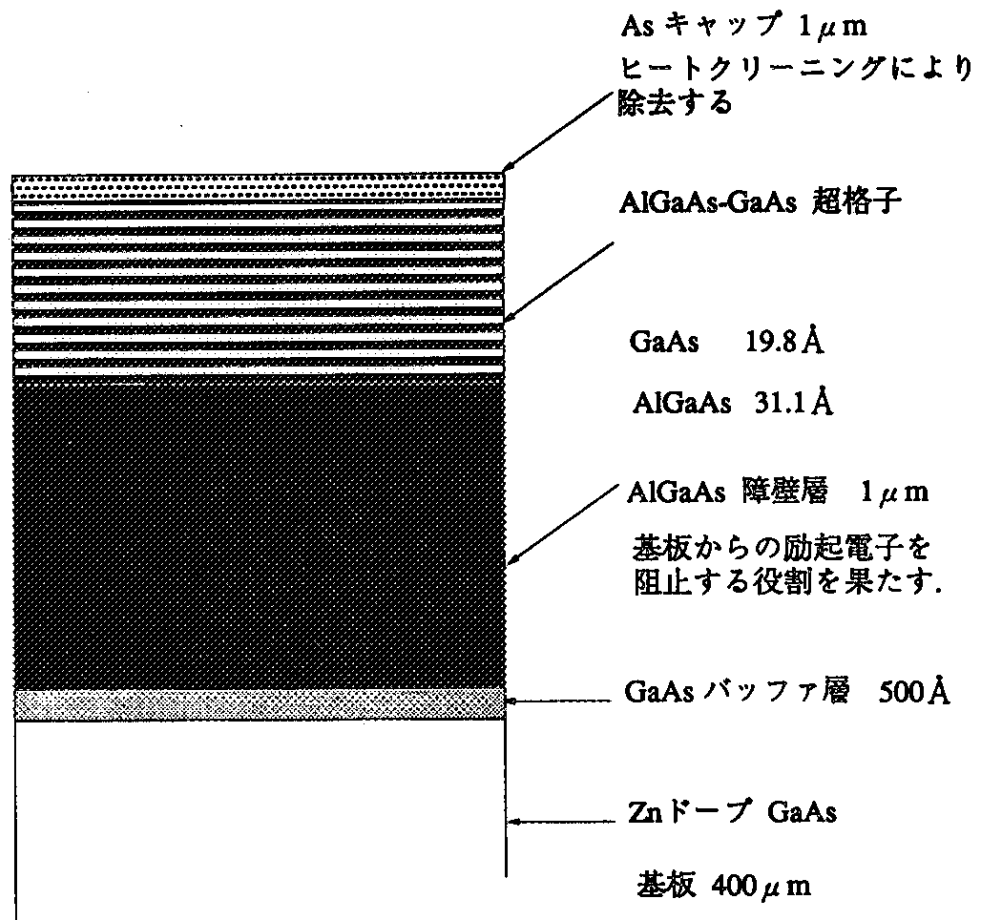


図 3.1: AlGaAs-GaAs 超格子の断面

として Be を用い、Cs による活性化ができることを優先させ 10^{18}cm^{-3} のオーダーの密度でドーブした。

結晶の成長条件は基板温度 520°C 、成長速度 $0.75\mu\text{m}/\text{hr}$ ($\text{AlGa}_{0.35}\text{As}_{0.65}$)、 $0.4875\mu\text{m}/\text{hr}$ (GaAs) である。また表面の保護のための As のキャップは最後に基板温度を -5°C まで下げて付けている。

3.2 実験装置

偏極度測定装置は名古屋大学で開発、作製されたものである [21]。その断面を図 3.2 に示す。装置は電子銃、レーザー、電子ビーム輸送系、Mott 散乱検出器の 4 つの系から構成される。

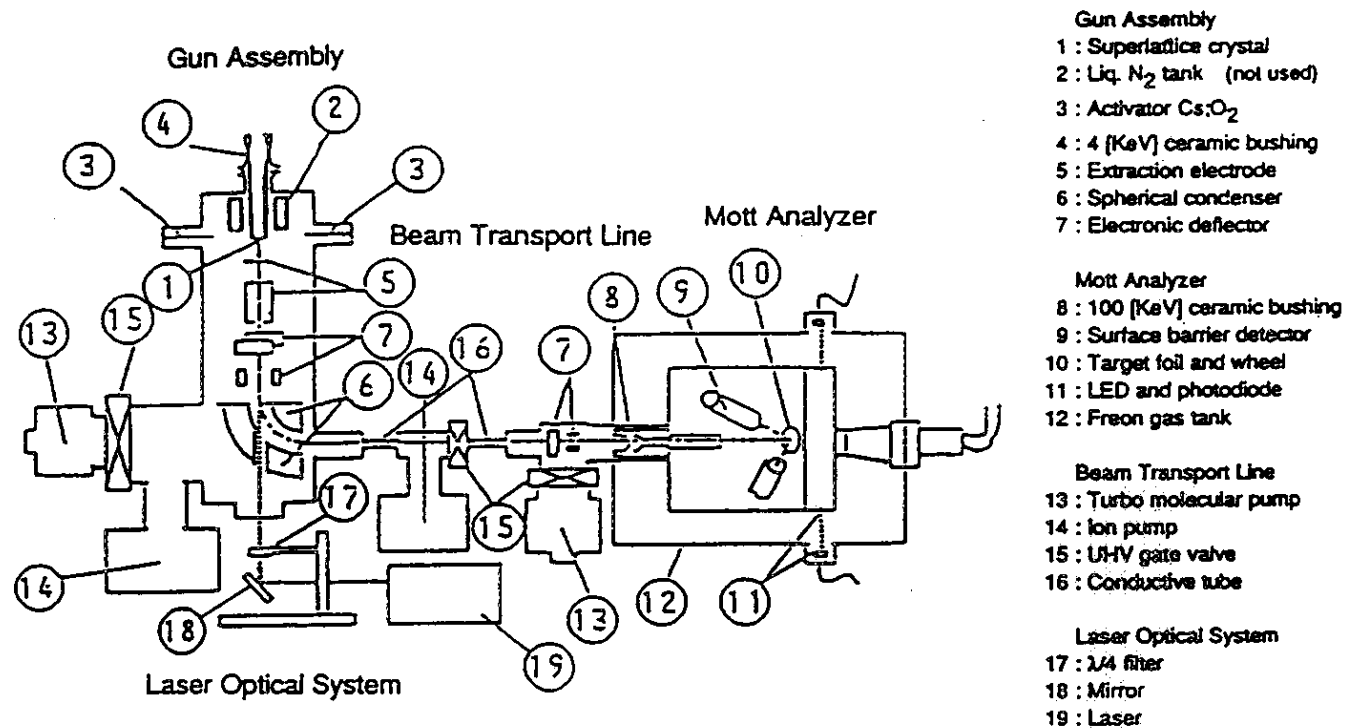


図3.2 装置。大きく分けてレーザーシステム,電子銃,トランスポート系,Mott散乱検出器の4つの部分から成る。電子銃部-4kV,Mott 散乱検出器96kVの100keV加速の偏極電子源である。電子の偏向には静電電極を用いているためスピンは鉛直方向に揃ったままであり、スピンローターを取付ける必要はない。

レーザー

本実験に用いたレーザー装置は連続発振 (CW) で波長可変な Ti:Sapphire レーザーである。Ti:Sapphire は Al_2O_3 にチタンをドープしたもので、 Ti^{3+} が 400-500nm の光を吸収して赤外近くの広い波長領域にわたって蛍光を放つ。これを 4 つのミラーを組み合わせて共振空洞を作り、さらに birefringent filter を用いて単色化する。波長の単色化は次のようなメカニズムで行われる。

birefringent filter は 3 枚の水晶板から成り、共振空洞中にブリュースター角で置かれている。この水晶板は楕円偏光になろうとする入射光を直線偏光にする働きがある。入射する光は水晶板を通過する毎に一定角度の回転をするが、ある波長の光だけ 180° の回転角を持つようにできている。この直線偏光となった波長の光だけがブリュースター角を持つ水晶板表面で失われることなく通過することができる。

Ti:Sapphire レーザーは $\sim 4\text{W}$ の Ar+ レーザーで励起し、波長可変領域は 700-850nm で出力は $\sim 500\text{mW}$ である。レーザーからの光は既に直線偏光になっているので、水晶製の $\frac{1}{4}$ 波長板を通して円偏光にする。

電子銃

超格子をカソードホルダーに装着し 150°C の温度で 24 時間の真空ベーキングの後、カソード部分のみ 400°C で加熱洗浄する。こうして超格子表面の As 保護膜を取り除く。次にカソードに -4kV をかけ NEA 処理を行う。Cs 源は市販の Cs dispenser を用い O_2 は銀の焼結棒を加熱することにより大気から取り入れる。

NEA 処理中はレーザーを当て量子効率を測りながら Cs と O_2 を付ける。Cs 付けは 10^{-7}torr 以下の真空度を保つよう注意深く通電し加熱すると、12 分間程で光電子が取り出せるようになる。その後、量子効率が最大になるように電流を監視しながら O_2 を導入する。偏極度測定時の真空度は $\sim 1 \times 10^{-9}\text{torr}$ であり、引出し電流は $\sim 50\text{nA}$ であった。

電子ビーム輸送系

引き出された電子は集束電極と 2 組の軌道補正用電極を通過した後、静電電極で 90° 曲げられる。電子のエネルギーが 4keV なので電子スピンの静電場からの影響は無視できる。従って電子スピンは鉛直方向を向いたままである。曲げられた後の電子ビームは Mott 散乱検出器に至るまで 3 カ所のファラデーカップでビーム位置と電流値をモニターすることができる。電子のエネルギーが低い場合真空ダクトは磁気シールドが必要である。最後のファラデーカップでは電流は引出し時の 15 分の 1 程度であった。

Mott 散乱検出器

Mott 散乱検出器は +96kV の電圧がかけられ、4keV のエネルギーで入射した電子は 100keV まで加速される。加速されたビームは 2mmφ のコリメーターを通った後 5mmφ の金ターゲットに衝突する。検出器となるシリコン表面検出器 (SSD) は電子の入射方向に対して左右 120° の位置にあり反跳電子数を測定する。SSD のアンプも +96kV のチャンバー中に有り、フォトダイオードにより光信号として外部に取り出している。左右の検出器からの信号は同時に波高弁別器に取り込まれ、パソコンにデータを転送し蓄積される。

3.3 量子効率測定法

レーザー出口で光の強度を測り、各波長に対するミラーの補正係数をかけてカソードに入射するレーザー光強度 W (mW) を算出する。次に光電流をカソード電源の電流 I (nA) から測定すると、量子効率 Q は次式で与えられる。

$$Q = 1.24 \times 10^{-3} \frac{I}{\lambda W} \quad (3.1)$$

但し λ はレーザーの波長 (nm) である。

3.4 偏極度測定法

100keV 程度の電子のスピンの偏極度を測定するには Mott 散乱を利用する。図 3.2 に示すように Mott 散乱は原子核と電子の弾性散乱で、いわゆるスピン軌道相互作用により起こる。運動する電子からみると原子核の正の電荷が流れているように見え、原子核クーロンポテンシャルの電場が磁場と等価に作用する。LS ポテンシャルは

$$V_{ls} = -(\mu_e \cdot \mathbf{B}) = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV_c(r)}{dr} (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) \quad (3.2)$$

で与えられる。 S は電子のスピン、 L は軌道角運動量、 $V_c(r)$ はクーロンの中心力ポテンシャルである。Mott 散乱の微分散乱断面積は

$$I(\theta) = IR(\theta)[1 + \mathbf{P} \cdot \mathbf{S}(\theta) \sin \phi] \quad (3.3)$$

で与えられる。ここに $IR(\theta)$ は無偏極電子による微分断面積、 P は電子の偏極度、 $S(\theta)$ は LS 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。金原子に対する 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° 付近が非対称度の一番大きく出る点であることが知られている [22]。

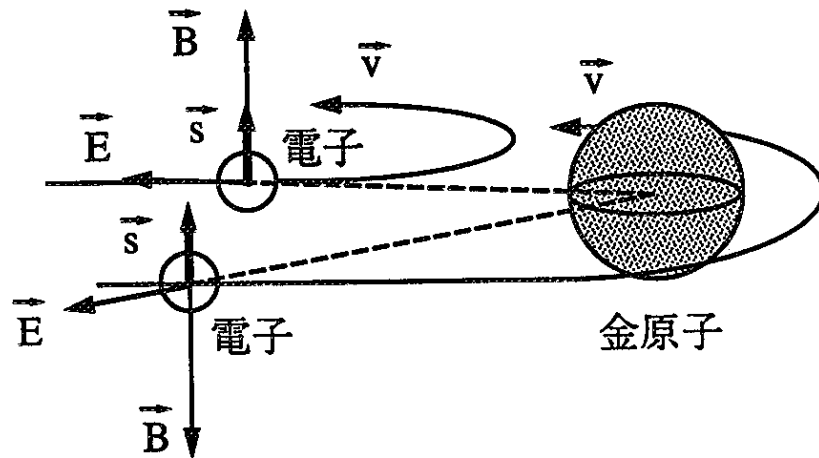


図 3.2: Mott 散乱の原理。

実際に測定する量は金箔によって散乱される電子の左右の非対称度 $A(\theta)$ で

$$A(\theta) = \mathbf{P} \cdot \mathbf{S}(\theta) = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \quad (3.4)$$

で表される。 N_L は左側検出器のカウント数、 N_R は右側検出器のカウント数である。

3.5 実効的 Sherman 関数の測定

実際に用いる金箔は薄膜とはいえ多層膜であり、電子は内部で多重散乱を起こしている。この多重散乱を起こした電子が一回散乱の電子と混ざり非対称度を下げる。理論的に求められる一回散乱の Sherman 関数 S_{ideal} は実測できる非対称度 A_{eff} と次の関係にある。

$$P = \frac{A_{ideal}}{S_{ideal}} = \frac{A_{eff}}{S_{eff}} \quad (3.5)$$

ここで A_{ideal} は一回散乱の非対称度、 S_{eff} は実測値に対応する実効的 Sherman 関数である。

ターゲットの膜厚の薄いところでは $1/A$ が膜厚にほぼ比例する。膜厚を変えて非対称度を測定し膜厚 0 での $1/A_{ideal}$ を外挿法により求めることができる。非対称度の測定は次の手順で行った。無偏光のレーザーでまず測定系の非

対称度を測定し、右巻き円偏光、左巻き円偏光の非対称度を標準化する。

$$A_{eff} = \frac{(N_R/N_R^0 - N_L/N_L^0)}{(N_R/N_R^0 + N_L/N_L^0)} \quad (3.6)$$

左巻き円偏光、右巻き円偏光で各々測定した非対称度 A_{eff} を平均して求める非対称度とする。図 3.3 に 184, 251, 574, 962, 1137 Å の 5 種類の金箔をターゲットとした時の非対称度を示す。図より $1/A_{ideal}=3.64$ を得、 $S_{ideal}=0.397$ からその時の電子の偏極度を求める。偏極度が分かればターゲットの厚さが 962 Å の時の非対称度から実効的 Sherman 関数 $S_{eff} = 0.218 \pm 0.019$ を求めることができる。

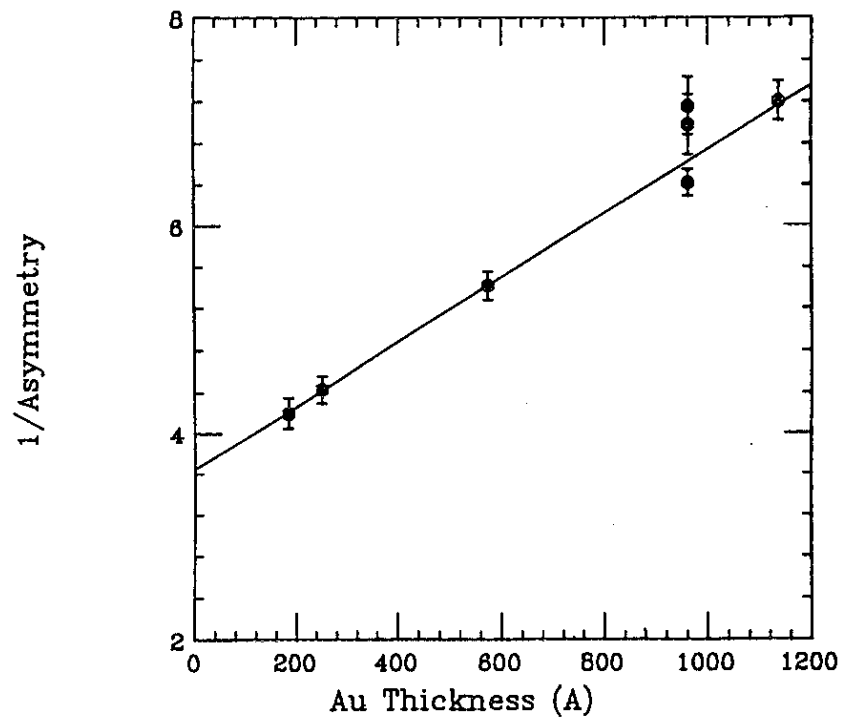


図 3.3: 金箔の厚さと非対称度。184、251、574、962、1137Å 厚の金箔に対して散乱される電子の非対称度を測定した。

第 4 章

実験及び結果

我々は超格子のパラメータの最適化を行った結果、価電子帯から伝導帯への励起時に電子の偏極度は 100% になっていると考えたが、取り出した電子の最大偏極度は 74% であった。そこでその理由について調べることにした。偏極ビームの取り出し過程は図 4.1 のように整理される。レーザー光が超格子に吸収され、価電子帯の電子が (1) 励起 → (2) 表面へ輸送 → (3) 表面から真空中への脱出が起こる。そのいずれかの過程で減偏極が起こるであろうと考え次のような系統的な実験を行い、解析を試みた。

最初に輸送中の減偏極を調べるため、超格子全体の厚さをパラメータとした実験を行った。その結果、超格子全体を薄くすると偏極度は上がるが厚さをゼロに外挿したときの値は 75% となった。次に表面近傍（脱出時）の減偏極を調べるため、表面構造を変えた実験を行った。その結果、表面構造の違いは最大偏極度の改善にはつながらないことが分かった。

最後に超格子全体の厚を $0.1\mu\text{m}$ にし、表面のみ不純物密度を $10^{18} \sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$ と高密度に保ち、超格子層中の不純物密度を $10^{16} \sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$ 台の範囲で変えてその効果を調べた。その結果、不純物密度を下げると偏極度が上がり、偏極度が最大になる光波長が短い方にシフトすることを見いだした。短波長になるほど量子効率は高くなるので、このことは実用的にも大きな意味を持つ。

4.1 偏極度、量子効率の波長依存性

以下の説明に用いるすべてのサンプルについて主なパラメーターを表 4.1 にまとめて示す。

ほとんどのサンプルの偏極度の波長依存性に共通する特徴は高い偏極度と低い偏極度の二つのプラトーを持つことである。そして高い偏極度のプラトーは低い偏極度のプラトーに対して常に長波長側に現れる。図 4.2 に No.2 のサ

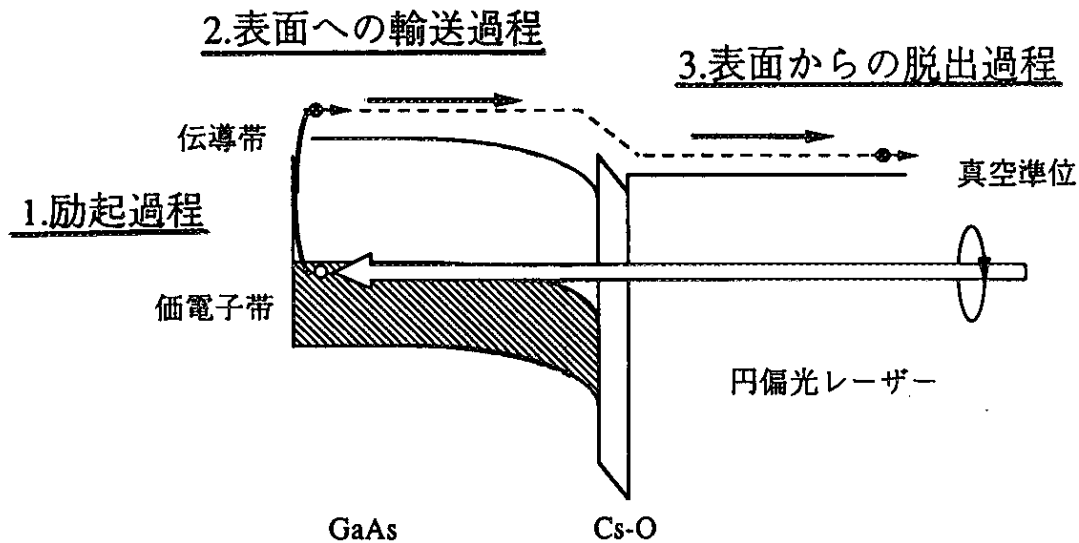


図 4.1: 光電子放出の過程を 3 つに分け、どの過程で減偏極が起こるかを調べる。

ンプルについての実験結果を示す。高い偏極度を示すプラトー領域 (780-800nm) はほとんど重い正孔だけからの励起が起こっており、偏極度の低いプラトー領域 (700-740nm) は重い正孔と軽い正孔の両方から励起していると解釈できる。偏極度の高いプラトー領域の平均偏極度は $69.4 \pm 0.7\%$ であり、低い方は 40% 程度である。またピークで 71.2% の偏極度であった。

ここで偏極度の高いプラトーから偏極度の低いプラトーへ落ち始める波長を肩の波長と定義する。そして肩の波長から $\sim 22\text{nm}$ の領域を高い偏極度のプラトー領域と定義した。それは超格子の設計で求めた重い正孔の上端から軽い正孔の上端までエネルギー差 44meV に相当する波長領域だからである。またプラトー領域の偏極度の平均値を求める方法として最尤法による最小自乗法を用いた。これは誤差の小さい測定値を信頼性が高いとして各測定点に重みをつけ平均化する方法である。N 個の測定点の i 番目の値 x_i の測定誤差が σ_i だとすると、平均値 μ と平均値の誤差 σ_μ は次のように表せる。

$$\mu = \frac{\sum(x_i/\sigma_i^2)}{\sum(1/\sigma_i^2)} \quad (4.1)$$

$$\sigma_\mu = \sqrt{\frac{1}{\sum(1/\sigma_i^2)}} \quad (4.2)$$

図 4.3 に同じサンプルについて量子効率の波長依存性を示す。量子効率は直

表5.1 測定したサンプル

番号	厚さ(μm)	ドーピング密度(cm^{-3}) (cm^{-3})	表面層の種類	肩の波長 (nm)	電流 (nA)	量子効率	プラトー (nm)	偏極度 (%)	figure of merit
1	0.4	均一 $4.8\text{E}18$	GaAs 19.8 Å	775	440	$1.50\text{E}-04$	770-800	51.1 ± 0.5	$1.39\text{E}-04$
2	0.1	均一 $4.8\text{E}18$	GaAs 19.8 Å	775	35	$1.00\text{E}-04$	775-805	69.4 ± 0.8	$4.82\text{E}-05$
3	0.05	均一 $4.8\text{E}18$	GaAs 19.8 Å	775	45	$6.00\text{E}-05$	775-805	73.8 ± 0.6	$3.27\text{E}-05$
4	0.1	均一 $2.4\text{E}19$	GaAs 19.8 Å	794	50	$4.00\text{E}-05$	ない	53.2 ± 0.2	$1.13\text{E}-05$
5	0.1	内部 $4.8\text{E}17$ 表面122 Å $4.8\text{E}18$	GaAs 19.8 Å	764	40	$3.00\text{E}-04$	765-800	75.3 ± 0.6	$1.67\text{E}-04$
6	0.1	内部 $4.8\text{E}17$ 表面50 Å $3.8\text{E}19$	GaAs 19.8 Å	751	34	$2.00\text{E}-03$	ない	71.1 ± 0.3	$1.01\text{E}-03$
7	0.1	内部 $4.8\text{E}17$ 表面133 Å $3.9\text{E}18$	AlGaAs 31.1 Å	760	50	$4.00\text{E}-04$	760-780	73.0 ± 0.2	$2.13\text{E}-04$
8	0.4	内部 $5.4\text{E}16$ 表面122 Å $4.8\text{E}18$	GaAs 19.8 Å	755	100	$3.00\text{E}-03$	755-766	63.8 ± 0.3	$1.22\text{E}-03$

接遷移型の半導体の光吸収の性質を表しており、短波長側ではほぼフラットであるが、ある波長領域で急激に落ち込む。量子効率については同じサンプルでも測定サイクルによってかなり変動する。即ち系統誤差が大きい。その原因としては表面の Cs と O の付き方が NEA 処理毎に異なり、表面の仕事関数が一定にならないことが考えられる。また短波長側での変動が大きいのはミラーの反射率がこの領域で安定しないのも原因となっている。偏極度の方は比率から求める相対的な量で、絶対値として求める量子効率ほど大きな変動は見られない。

4.2 偏極度、量子効率の超格子全体の厚さに対する依存性

比較したサンプルの厚さは 0.4, 0.1, 0.05 μm の 3 種類で、何れも不純物密度が $4.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ のものである。これらは表 4.1 の No.1~3 に相当する。

図 4.4 の偏極度の波長依存性において偏極度の高いプラトーを見ると、超格子が薄くなるに連れ高い偏極度を示すのが分かる。偏極度としてプラトー部分（実線）の平均値を用いると、0.4, 0.1, 0.05 μm に対し各々 51.1 ± 0.5 、 69.4 ± 0.8 、 $73.8 \pm 0.6\%$ となった。これは奥から出て来る電子程、途中でスピンの反転する確率が高いことを表している。

図 4.5 に量子効率の波長依存性を示す。超格子が厚い程、量子効率が高くなるのがわかる。これは超格子が厚くなると電子の励起される領域が増え、伝導電子の個数が増えるためである。超格子の厚さに対する偏極度、量子効率について定性的には以上のことが言える。

さらに最大偏極度に対してスピンを考慮した電子の拡散方程式でフィットすると図 4.6 のようになる。スピンを考慮した電子の拡散方程式の説明と拡散係数、再結合までの寿命、スピンの緩和時間などの物理量については次の章で議論する。ここでは厚さゼロに外挿した点で偏極度が 75.6% であったことに注目する。先に述べたように偏極度が 100% にならない理由を調べるために、(1) 電子を励起する過程、(2) 電子の輸送過程、(3) 電子の脱出過程の 3 つに分けて考えることにした。超格子全体の厚さをゼロに近づけることは (2) の過程での減偏極の効果小さくしていくことである。(2) の過程の効果ゼロにして 75.6% の偏極度ということは、(1) と (3) の過程により 24.4% の減偏極が起きていることになる。そこで次に (3) の過程での減偏極について調べた。

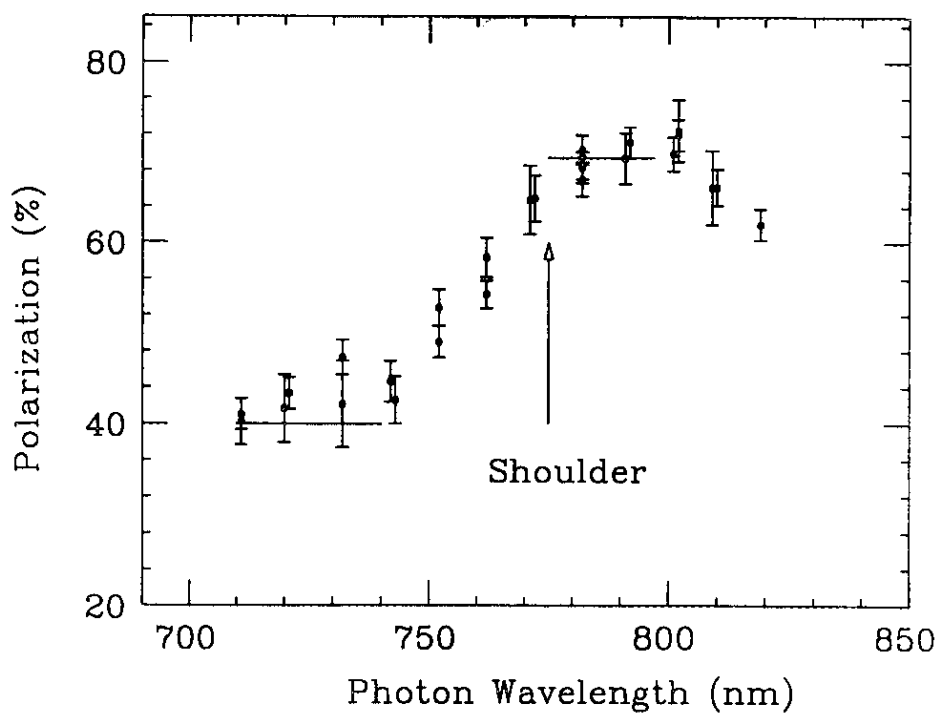


図 4.2: サンプル No.2 の偏極度の波長依存性。AlGaAs の厚さ、GaAs の厚さの最適化に成功し高い偏極度が得られた。

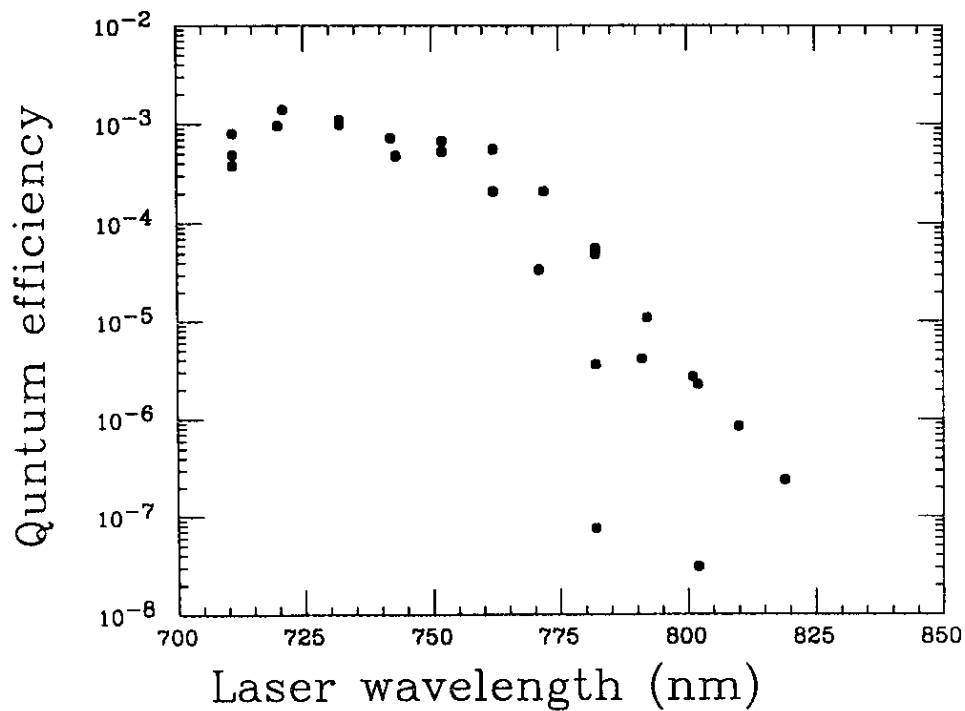


図 4.3: サンプル No.2 の量子効率の波長依存性。

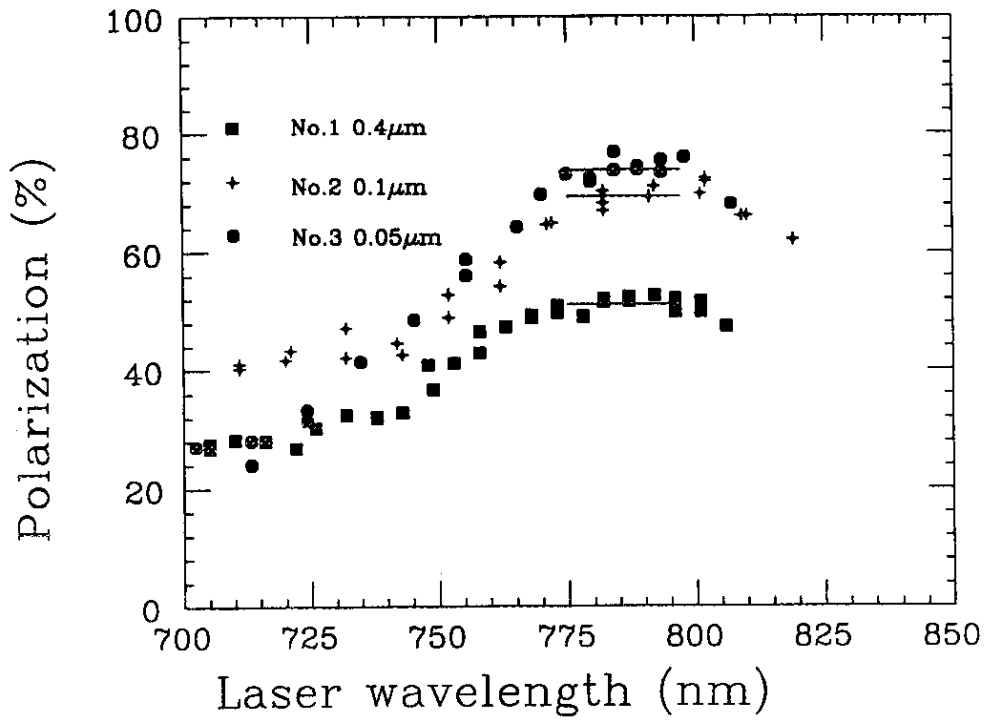


図 4.4: 超格子全体の厚さを 0.4、0.1、0.05 μm にした時の偏極度と波長の関係。

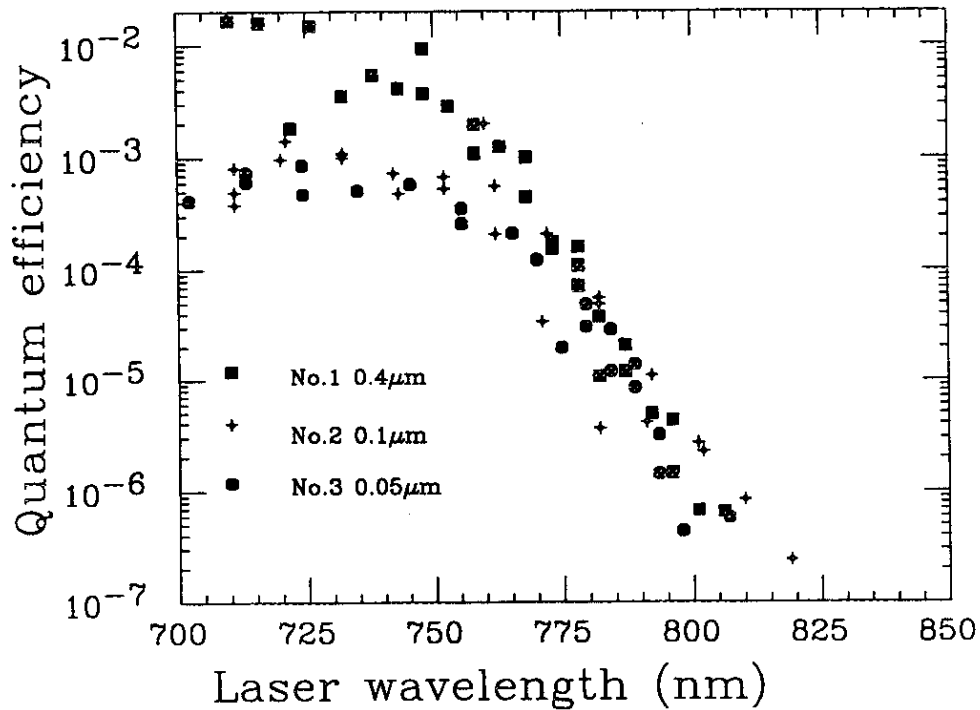


図 4.5: 超格子全体の厚さを 0.4、0.1、0.05 μm にした時の量子効率と波長の関係。

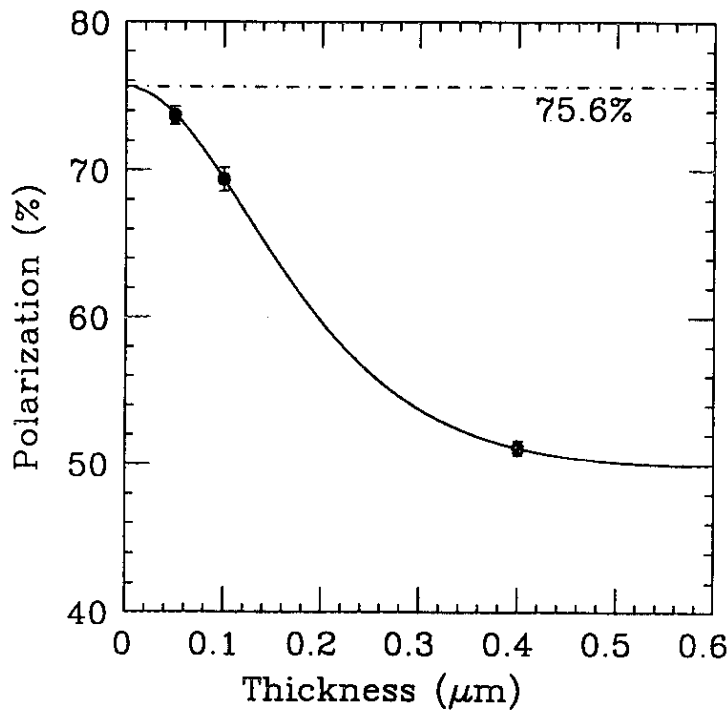


図 4.6: 超格子全体の厚さに対する最大偏極度。

4.3 偏極度、量子効率に対する表面構造の影響

基本的にはドーピングした不純物はバンド構造には大きな影響を及ぼさないと考えられているが、それは半導体バルクの分子密度が 10^{22}cm^{-3} に対して不純物密度は多くても 1000 分の 1 の 10^{19}cm^{-3} 程度だからである。

しかし表面のドーピング量に依存しバンドベンディングの大きさとその領域は変化する。定性的には表面を高ドーピングにするとバンドベンディングが大きくなりまた領域は狭くなる。不純物密度とバンドベンディング領域の厚さの関係は付録 C に示してある。

試作した表面ドーピングの種類は図 4.7 のように 3 通りである。

(a) は No.1,2,3,5,8 のサンプルでバンドベンディング領域が 120\AA である。GaAs は 3 層分、AlGaAs は 2 層分の領域が曲がっている。超格子全体の厚さ依存性を調べた時のサンプルはすべてこのタイプの表面構造を持つ。

(b) は No.7 のサンプルでバンドベンディング領域は 130\AA である。AlGaAs は 3 層分、GaAs は 2 層分が曲がっているが表面が AlGaAs になっている。これは (a) のサンプルが超格子の表面に薄い GaAs を積んでいると見ることもでき、GaAs からの低偏極度の電子が混ざっている可能性が考えられる。そこで最表面まで超格子構造にしたのがこのサンプルである。最表面の GaAs が

低偏極度の原因なら No.7 のサンプルは No.5 のサンプルよりも偏極度は高くなるはずである。

(c) は No.6 のサンプルで表面の GaAs 層のみが曲がっている。これはバンドベンディング領域で非弾性散乱により電子のエネルギー損失が特に強く起こる場合を想定している。エネルギー損失により伝導帯のエネルギーバンドを外れた電子は価電子帯に落ちる。超格子の伝導帯のエネルギーバンドの幅は 74meV で GaAs の伝導帯に比べ非常に狭いため、価電子帯に戻る確率は高いと考えられる。従ってバンドベンディングの領域を GaAs の層だけに抑え、電子のとり得るエネルギーの幅も広くしてあるので、再結合で価電子帯に落ちる確率は (a) よりも小さいと考えられる。

これらサンプルの偏極度の波長依存性は図 4.8 で比較することができる。細かく比較するとすべてのサンプルが各々の波長依存性を示しているが、最大偏極度はどのサンプルもほぼ 75% 程度になっている。従って表面の構造により大きな減偏極が起こっていないことになり、前節 (3) の過程での減偏極は否定され、(1) の光励起の過程で 100% 偏極していない可能性が高いことが分かる。

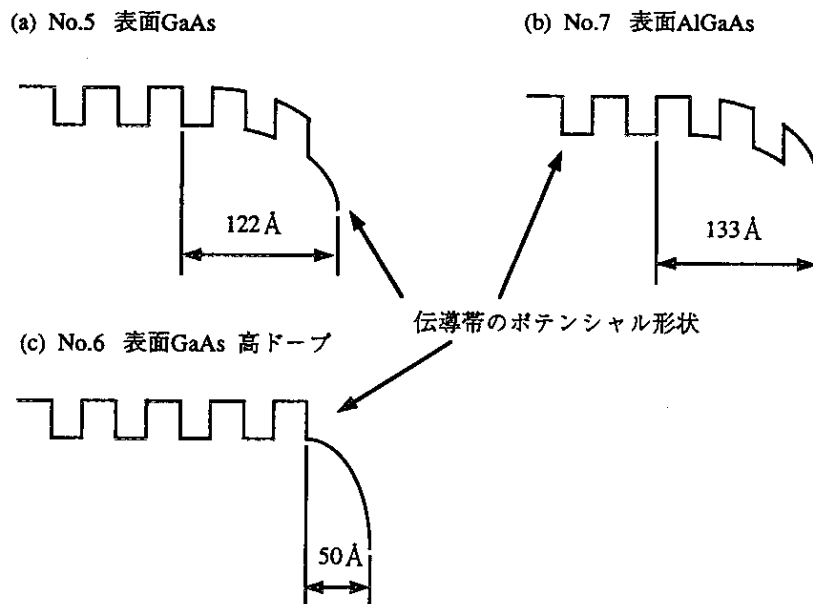


図 4.7: 表面構造の異なる 3 つのサンプル。

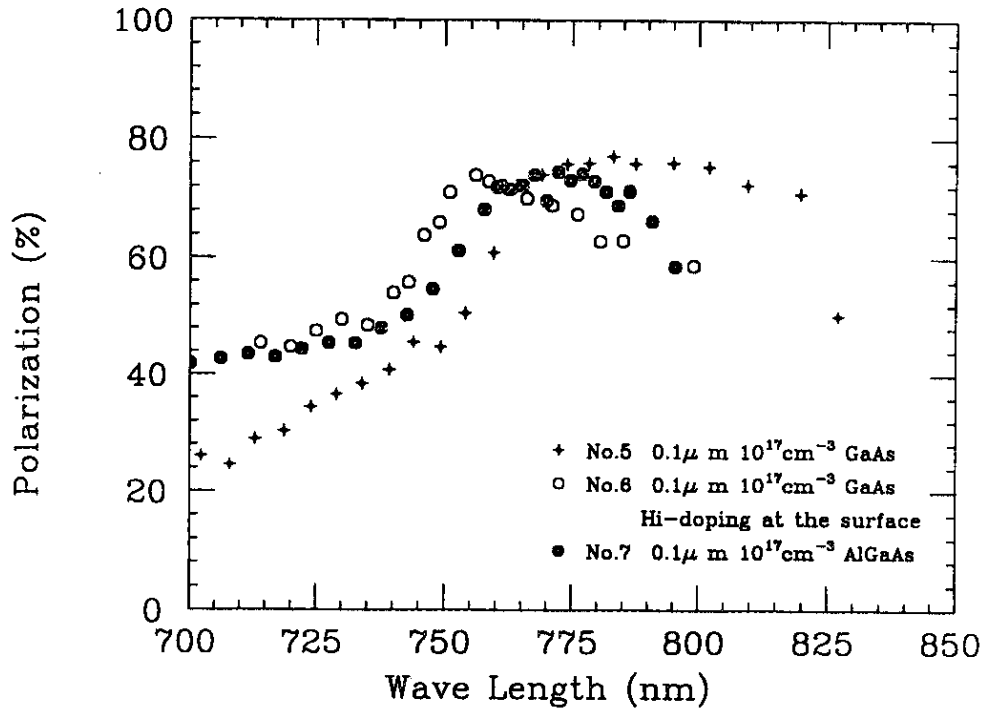


図 4.8: 表面構造が異なるサンプルの偏極度の波長依存性。

4.4 偏極度、量子効率の不純物密度依存性

半導体中の不純物の役割は表面のバンドベンディングを生み出すことと、キャリアを与え電気伝導を良くすることの2つである。NEA に関して表面のドーパ量とバンドベンディングの関係は良く知られているが、偏極度に関するドーパ量との関係についてこれまで定性的に詳しくに議論された例はない。量子効率、偏極度の波長依存性を調べるために超格子全体の厚さが $0.1\mu\text{m}$ の3つのサンプル(表 5.1 No.2,4,5)について比較する。No.2 は 10^{18}cm^{-3} 、No.4 は 10^{19}cm^{-3} 、No.5 は 10^{17}cm^{-3} ドーパのサンプルと考える。

図 4.9に偏極度の波長依存性を示す。偏極度は不純物密度が低いほど高くなり、また最大偏極度が得られる光の波長が短波長側にシフトする。図 4.10に量子効率の波長依存性を示す。既に触れたように量子効率は一つのサンプルに対し同じ測定シリーズ内でも諸条件により微妙に変化するため、図でプロットした点は何回かの測定のうち一番良い点を選んだものである。不純物密度が高いほど長波長側に裾をひくのがわかる。しかし短波長側での量子効率は必ずしも低ドーピングのサンプルが高くなっているわけではなく 10^{18}cm^{-3} と 10^{19}cm^{-3} では逆転している。これらの現象を説明するために、超格子の光の吸収過程と伝導帯に励起された電子の表面への輸送過程の2つに分け、不

純物の影響について考察する。

4.4.1 光吸収過程における不純物密度の影響

不純物がバンド構造に与える影響として (i) 電子の最大エネルギーを表すフェルミ準位を変動させること、(ii) 価電子帯、伝導帯に不純物準位をつくることの2点が考えられる。まず、フェルミ準位の不純物による影響は、n型の不純物ならフェルミ準位を上げることになり、p型の不純物なら逆にフェルミ準位を下げることになる。今の場合、p型の不純物ドーパントであるからドーピング密度が増えるに従いフェルミ準位は下がり、定量的には付録Bの(B.2)式でフェルミ準位を求めることができる。この式を用いて図4.11に4種類のドーピング密度に対してフェルミ準位をプロットした。重い正孔は -0.62eV にエネルギーバンドを持ち、軽い正孔は $-0.66 \sim -0.74\text{eV}$ にエネルギーバンドを持つ。フェルミ準位は重い正孔よりも高いエネルギー準位を持つので図4.10のように光の吸収端が短波長側にシフトしない。即ち、フェルミ準位のシフトによる偏極度、主には量子効率への影響はないと考えられる。

次に不純物をドーパントすることにより新たに準位がつけられることについて考察する。p型ドーパントの場合伝導帯にも不純物準位を作るがその効果は小さく、主に重い正孔、軽い正孔の上部に各々不純物準位ができる。BeをGaAsにドーパントする場合、価電子帯と伝導帯の間に 0.028eV の浅い不純物準位を作ることが分かっている。これは一番エネルギーの高い重い正孔の不純物準位によるもので、同様の不純物準位がよりエネルギーの低い重い正孔や軽い正孔にもできていると推測できる。そして不純物密度が増すと共に、不純物準位にトラップされる電子の数が増えるため、本来のエネルギーよりも低いエネルギーで励起される電子が増える。この効果がドーピング密度 10^{19}cm^{-3} のサンプルの量子効率は裾が長波長側へ延びていることに現れている。

しかし、不純物準位が本来の価電子帯準位の上に離れて出来るという単純なモデルが成立しないことも分かる。一つの理由は量子効率が滑らかにつながっていることである。もう一つの理由はBeの不純物準位のエネルギーの定量的説明ができないことである。

10^{18}cm^{-3} サンプルの吸収端を 825nm だとし、 10^{19}cm^{-3} サンプルの吸収端を仮に 850nm としても（レーザーのミラーの限界によりこれ以上の長波長の光を発振できなかった）そのエネルギー差は $1.5030 - 1.4588 = 0.044\text{eV}$ でBeの不純物準位を越えている。これらの結果から不純物密度が増加すると結晶のポテンシャルの形も変形し、そのため不純物準位が新たに形成されていく

と解釈できる。また偏極度が高いプラトーから低いプラトーへ落ち込む肩の部分が不純物密度が増すにつれ、長波長側にシフトするのは次のように考えられる。軽い正孔の不純物準位が長波長側に延び重い正孔のエネルギー準位と重なる。そのため、重なった部分の偏極度は下がるために偏極度の肩が長波長側にシフトするよう見える。

4.4.2 電子輸送過程における不純物密度の影響

伝導帯の電子にとって不純物イオンは結晶の規則性を破る散乱中心となる。不純物が増えるということは電子が散乱される確率が高くなりことを意味し、エネルギー損失がある場合には正孔と再結合を起こす。また正孔の数も増えるため正孔との直接スピン交換する確率も高くなる。

すなわち不純物が増えると電子が再結合により失われる確率、電子のスピンが反転する確率が高くなり、量子効率、偏極度ともに下がると予想される。実験結果から、量子効率、最大偏極度共に不純物密度が 10^{17}cm^{-3} のサンプルと 10^{18}cm^{-3} のサンプルの間に差が現れなかったが、不純物密度が 10^{19}cm^{-3} に増えると偏極度については下がるのが分かった。

以上をまとめると不純物密度が低いほど (i) 偏極度が高くなるのは電子輸送過程でのスピン反転の確率が減るため (ii) 最大偏極度が得られる光の波長が短波長側にシフトするのは光励起過程で軽い正孔の不純物準位が消えていくためである。また量子効率において不純物密度が高いほど (iii) 長波長側に裾をひくのは光励起過程で重い正孔の不純物準位が新たに作られていくためである。

低ドーピングの最大の効果は軽い正孔の不純物準位を低減させ、最大偏極度の短波長シフトを起こさせることであり、この現象により最大偏極度は変わらないが量子効率がオーダーで良くなる。

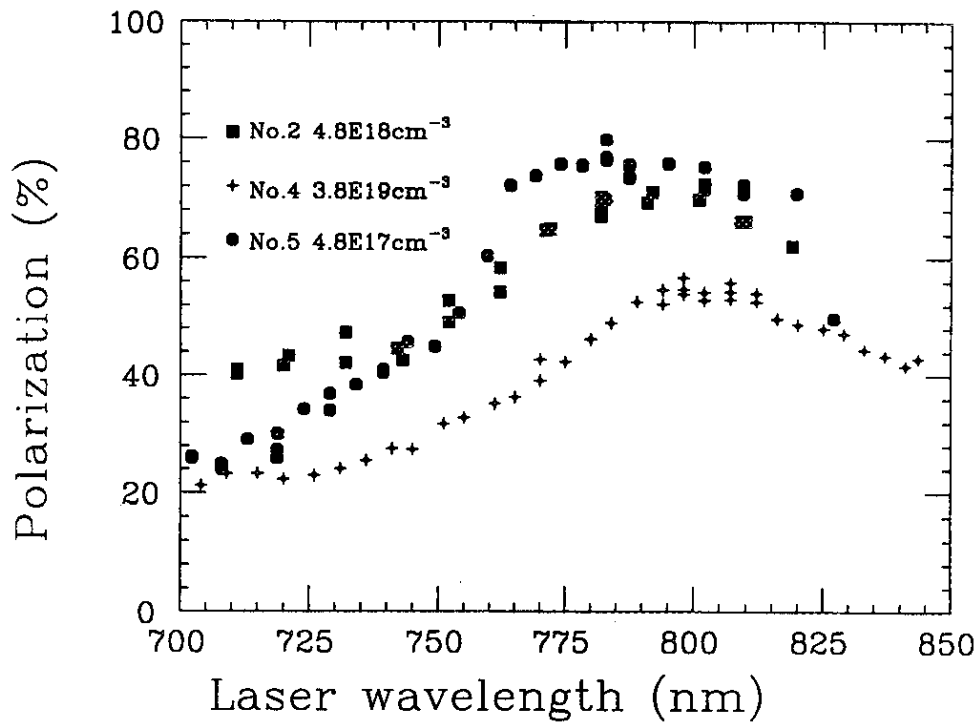


図 4.9: 不純物密度の違いに対する偏極度の波長依存性。

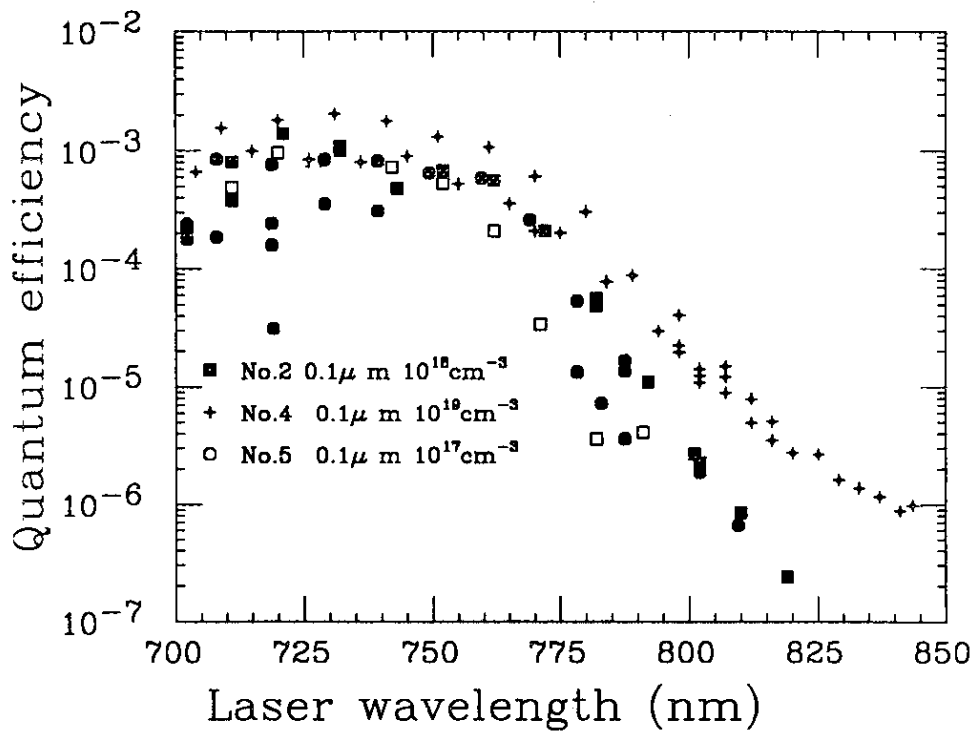


図 4.10: 不純物密度の違いに対する量子効率の波長依存性。

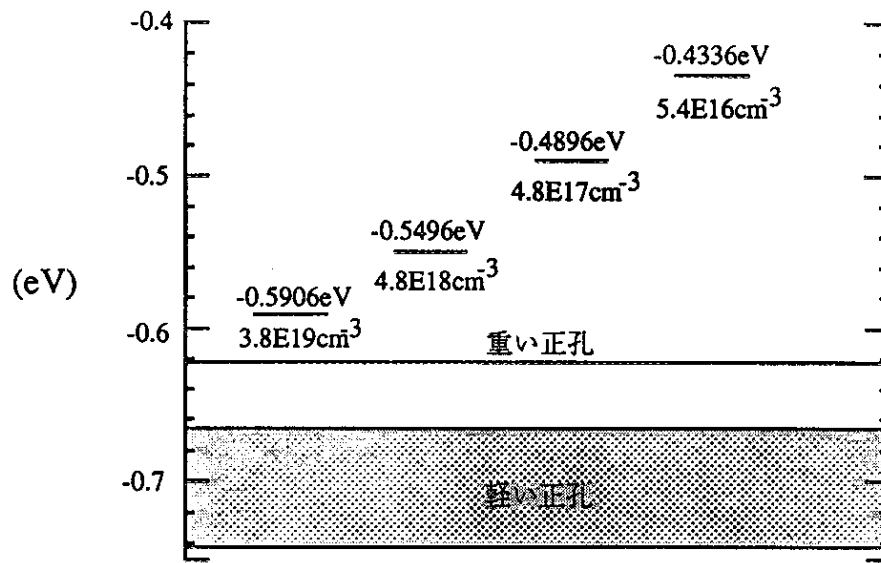


図 4.11: p 型の不純物密度に対するフェルミ準位の変動。

第 5 章

解析

5.1 スピンを考慮した電子の拡散方程式

超格子の厚さ、表面構造、不純物密度をパラメータとした実験結果をスピンを持った電子の拡散方程式を用いて解析した。これは光励起された電子が表面に向い拡散（拡散係数 De ）していきが、途中で再結合（電子の再結合による寿命 τ ）やスピン反転（スピンの緩和時間 τ_s ）が起こるさまを表したものである。元になる方程式は次の 2 つの式である [8]。

$$\frac{dn \uparrow}{dt} = De \frac{d^2 n \uparrow}{dx^2} - \frac{n \uparrow}{\tau} - \frac{n \uparrow - n \downarrow}{2\tau_s} + G \uparrow \quad (5.1)$$

$$\frac{dn \downarrow}{dt} = De \frac{d^2 n \downarrow}{dx^2} - \frac{n \downarrow}{\tau} - \frac{n \downarrow - n \uparrow}{2\tau_s} + G \downarrow \quad (5.2)$$

ここで光による電子の発生数 G について、上向きスピンの電子について A の割合で励起するなら、下向きスピンの電子については $(1 - A)$ の割合になる。よって光の吸収係数を $\alpha (= 1 \mu\text{m}^{-1})$ とすると

$$G \uparrow = Ae^{-\alpha x} \quad (5.3)$$

$$G \downarrow = (1 - A)e^{-\alpha x} \quad (5.4)$$

となる。また系が平衡状態であると仮定した

$$\frac{dn \uparrow}{dt} = \frac{dn \downarrow}{dt} = 0 \quad (5.5)$$

という条件と、電子の基板側での recombination velocity がほとんどゼロであるとして (5.1)、(5.2) を解く。電子の流れ J は

$$J \uparrow = De \frac{dn \uparrow}{dx} \quad J \downarrow = De \frac{dn \downarrow}{dx} \quad (5.6)$$

と表すことができ、

$$J^+ = J \uparrow + J \downarrow \quad J^- = J \uparrow - J \downarrow \quad (5.7)$$

とおくと偏極度 P は

$$P = (1 - d)(2A - 1)J^- / J^+ \quad (5.8)$$

で求めることが出来る。但し d は表面での電子の脱出時の減偏極である。この方程式自体を検証するために SLAC で測定された薄い GaAs に対してフィッティングを行ない図 5.1 を得た。但し τ はバルクの GaAs と同じであると仮定して不純物密度 $\sim 4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ で $\tau = 4 \times 10^{-11} \text{s}$ とする [24]。この時 $De=178 \text{cm}^2/\text{s}$, $\tau_s=3.5 \times 10^{-11} \text{s}$ が得られる。拡散係数 De については G.Fishman 等によりバルクの GaAs ($2.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) について $90 \text{cm}^2/\text{s}$ という結果が、 τ_s については $2.02 \times 10^{-11} \text{s}$ という値が測定されている [25]。フィッティングして求めた結果は factor ~ 2 の範囲でほぼ一致することが分かった。

次に我々が超格子の厚さ依存性について調べた 3 点をフィッティングした結果について検討する。電子の再結合時間による拡散長 $L = 0.255 \mu\text{m}$ 、電子スピン非対称性による拡散長 $l = 0.154 \mu\text{m}$ 、偏極成分 $d = 0.245$ (付録 C 参照) であった。

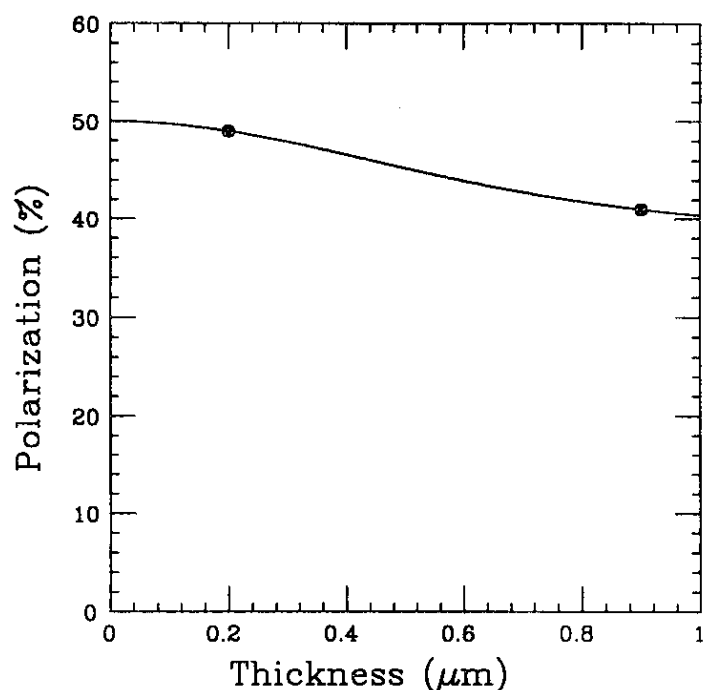


図 5.1: スピンを持つ電子の拡散方程式を薄い GaAs の偏極度の厚さ依存性に当てはめた。

同じく $\tau = 4 \times 10^{-11} \text{s}$ と仮定して、 $De = 16 \text{cm}^2/\text{s}$ 、 $\tau_s = 1.5 \times 10^{-11} \text{s}$ を得る。拡散係数 De については、他の文献 [25] の結果に対し実験値は 5 分の 1 になっている。これは超格子に対する酔歩モデルによる計算値

$$\begin{aligned}
D_e &= \frac{\text{(超格子の周期)}}{2(\text{隣の井戸層へ移る時間})} \\
&= 19.4 \text{cm}^2/\text{s}
\end{aligned}
\tag{5.9}$$

とほぼ一致している。つまり拡散係数は超格子構造によって決っていると考えられる。スピンの緩和時間については他の文献 [24] の結果とほぼ同値である。

5.2 D_e 、 τ 、 τ_s と偏極度の関係

偏極度の超格子全体の厚さに対する依存性において拡散係数 D_e 、電子の再結合までの寿命 τ 、電子スピンの緩和時間 τ_s の値を変えた時に偏極度がどのように変化するかを示す。分かりやすいように図 4.6 の曲線を基準に D_e 、 τ 、 τ_s を別々に大小一桁分変化させたときのようにすを図 5.2、図 5.3、図 5.4 に示す。

拡散係数 D_e は電子の拡散速度と同じように、電子の動き易さを表わす。拡散係数が大きければ電子は速く表面まで到達するため、電子の再結合やスピンの反転が起こる確率は小さい。逆に拡散係数が小さいと電子の再結合やスピンの反転が起こる確率は大きくなり、偏極度は図 5.2 矢印のように下がっていく。電子の再結合までの寿命 τ が大きくなると電子スピンの反転する割合が相対的に増える。そのため偏極度は τ が小さくなるに従い図 5.3 の矢印の方向へ上がっていく。電子スピンの緩和時間 τ_s が小さくなると、電子のスピンの反転し易くなるので図 5.4 の矢印のように偏極度が下がる。

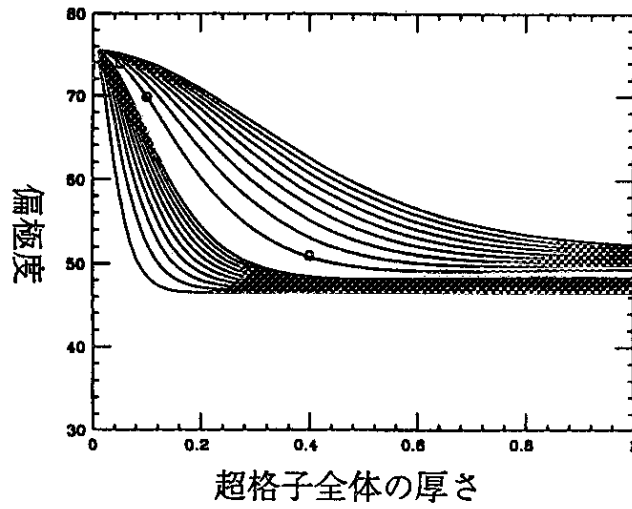


図 5.2: D_e に対する偏極度の変化

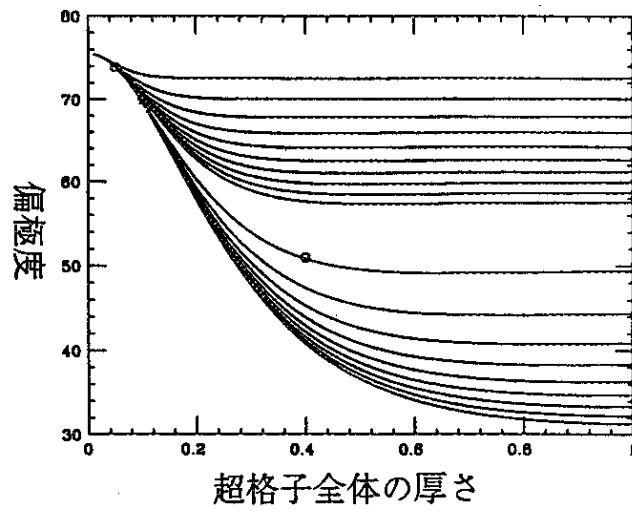


図 5.3: τ に対する偏極度の変化

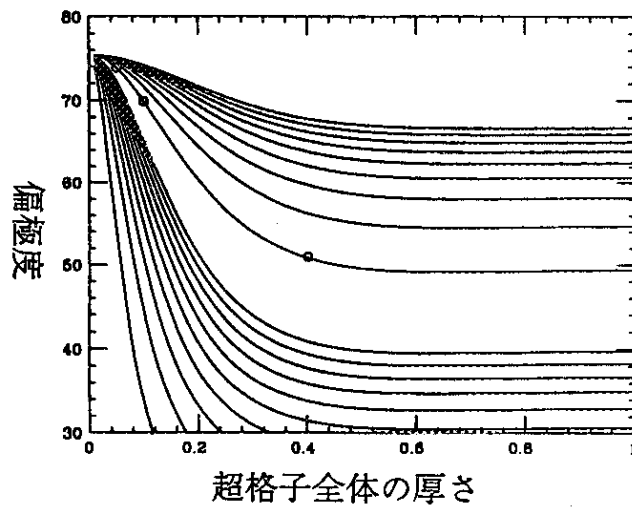


図 5.4: τ_s に対する偏極度の変化

5.3 De 、 τ 、 τ_s の不純物密度依存性

スピンを持つ電子の拡散方程式を不純物密度の異なるサンプルに対しても当てはめるために、ここでは De 、 τ 、 τ_s の不純物密度依存性について考察する。フィッティングは不純物密度が 10^{18}cm^{-3} の時に必ず図 4.6 のラインを通るように、新に No.4 の不純物密度 10^{19}cm^{-3} の点と No.8 の不純物密度 10^{16}cm^{-3} の 2 点を合わせる。不純物密度が増えると散乱の元となる不純物イオンが増えるため拡散係数は小さくなると予想される。事実 $10^{17} \sim 10^{19}\text{cm}^{-3}$ の範囲で不純物密度を変えて、拡散係数を測定したデータがあり不純物の個数 N に対して $-\ln(N)$ に比例している [26]。不純物以外にもフォノンのように電子の拡散係数を決める要因があることを考えると、不純物密度に対して

$$De = -\alpha \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) + De_0 \quad (5.10)$$

と表す。また再結合までの電子の寿命 τ についても、不純物密度に比例して正孔が増えるため第一次近似として不純物密度に逆比例すると考えられる。また再結合の原因が不純物密度の他にもあると考えると

$$\frac{1}{\tau} = \beta N + \frac{1}{\tau_0} \quad (5.11)$$

と表せる。スピンの緩和時間 τ_s も正孔とのスピンの直接交換が起こると考えられ第一次近似として不純物密度に逆比例すると考えられる。よって (5.12) と同様に

$$\frac{1}{\tau_s} = \gamma N + \frac{1}{\tau_0} \quad (5.12)$$

と表せる。 De 、 τ 、 τ_s の不純物密度依存性を (5.11)、(5.12)、(5.13) のようにおいてデータ点を代入し α 、 β 、 γ の値を求める。不純物密度 $4.7 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ の 3 点は超格子の厚さがすべて $0.1\mu\text{m}$ で偏極度もほとんど差がない (なぜなら表面状態による偏極度の差を調べるためのサンプルだから)。そのため実質フィッティングに用いる点は前にも述べたように No.4 の不純物密度 $2.4 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ と No.8 の $5.4 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ の 2 点である。

結果を図 5.5 に表す。未知の変数が α 、 β 、 γ の 3 点でフィッティング点が 2 つなので解はある領域内で存在する。

またこの時の τ 、 De 、 τ_s のとり得る範囲を図 5.6、5.7、5.8 に表す。前節同様 τ の値を他の文献の値 ($4.0 \times 10^{-11} \text{s}$) に固定し De 、 τ_s の値を求めたところ、factor ~ 2 の範囲で一致した。

5.4 カソードの figure of merit

一般にカソードの質の善し悪しを議論するために figure of merit = P^2I が定義されている (P : 偏極度、 I : 引出し電流)。しかし偏極電子源をある目的に使用する場合は

$$\text{figure of merit} = P^2 \frac{I_{\text{available}}}{I_{\text{required}}} \quad (5.13)$$

で表わすのが妥当である。実験から要求もされていないような強いビームを作っても意味がないので、強度については絶対値ではなく満足度をとるのがよい。JLC 計画の場合、求められているビーム強度は直流電流に換算し $I_{\text{required}} = 24 \mu\text{A}$ である。しかし我々の実験の場合、引出し電流は検出器と移送効率によって決まっているとあってよい。通常検出器の時間分解能から 50nA 程度の電流を流し、移送効率が悪い場合に 400nA まで増やす。

このように我々の実験では精度のよい偏極度測定を目的とし、本来の意味での figure of merit を議論できるような実験はしていない。そこでサンプルを比較評価するための figure of merit として P^2Q (Q : 量子効率) を用いることにする。我々の目的は figure of merit の大きくなるようなパラメータを探すことである。figure of merit のドーピング密度依存性は図 5.9 のように顕著である。補助線を引いてあるようにほとんどすべての点が一直線に並ぶ。これは figure of merit は超格子の厚さには依存せずドーピング密度のみに依存していることを示している。回帰分析でこの直線の y 切片 a と傾き b を求めると $a = 3.48 \times 10^9$ 、 $b = -0.747 (r^2 = 0.989)$ であった。すなわち figure of merit F はドーピング密度 N と

$$F = AN^{-3/4} \quad (5.14)$$

の関係にあると言える (但し A は定数)。

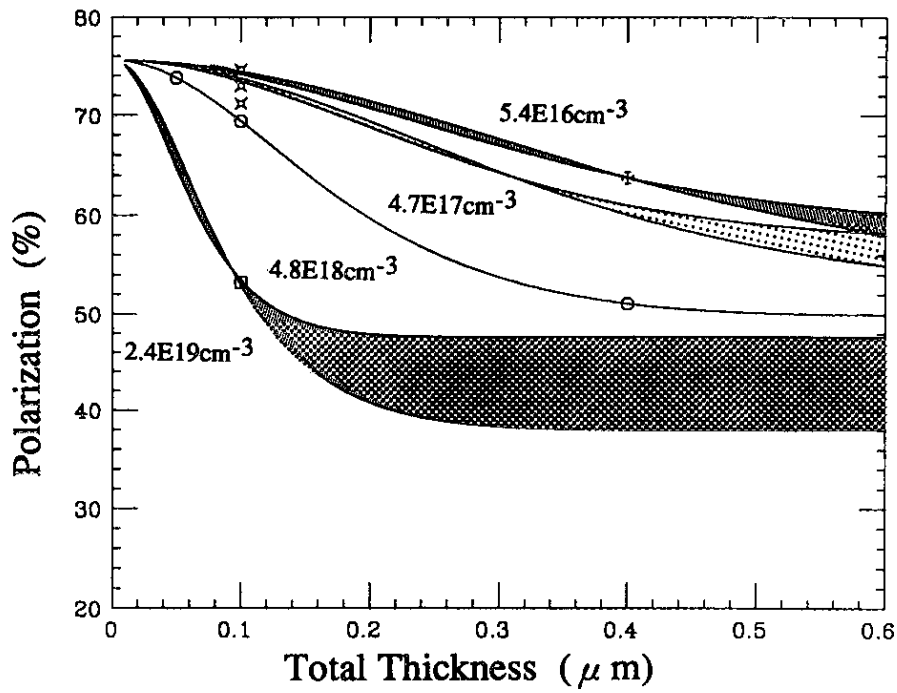


図 5.5: 拡散方程式を用いて不純物密度の異なるデータ点に対してもフィッティングを行った。

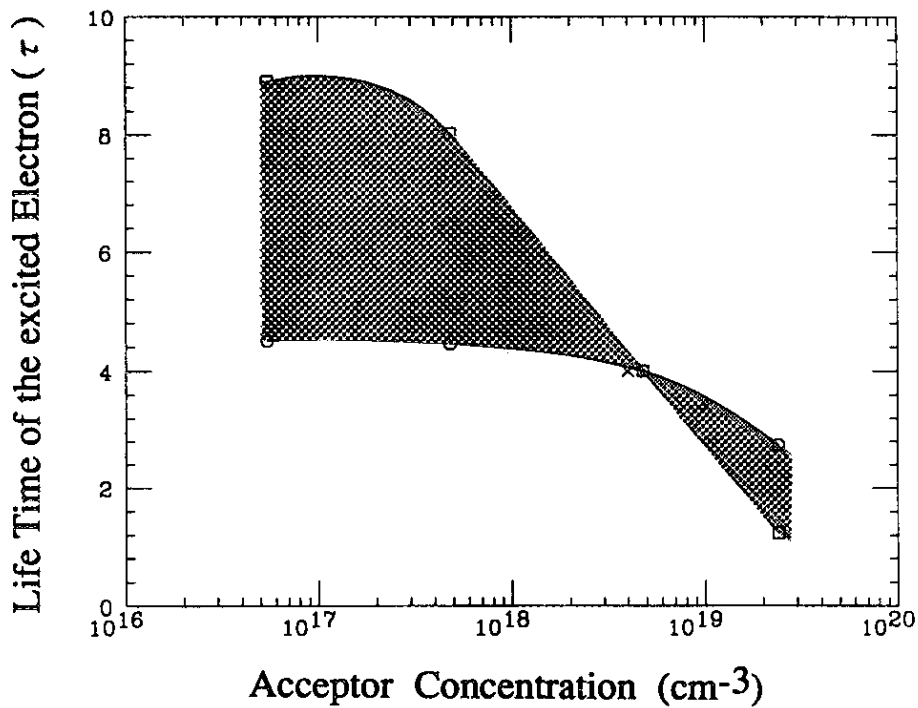


図 5.6: 電子が再結合するまでの寿命 τ の不純物密度依存性。ハッチング領域が τ のとり得る値を示す。× は文献から引用した値 ($4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、 $4 \times 10^{-11} \text{s}$)。

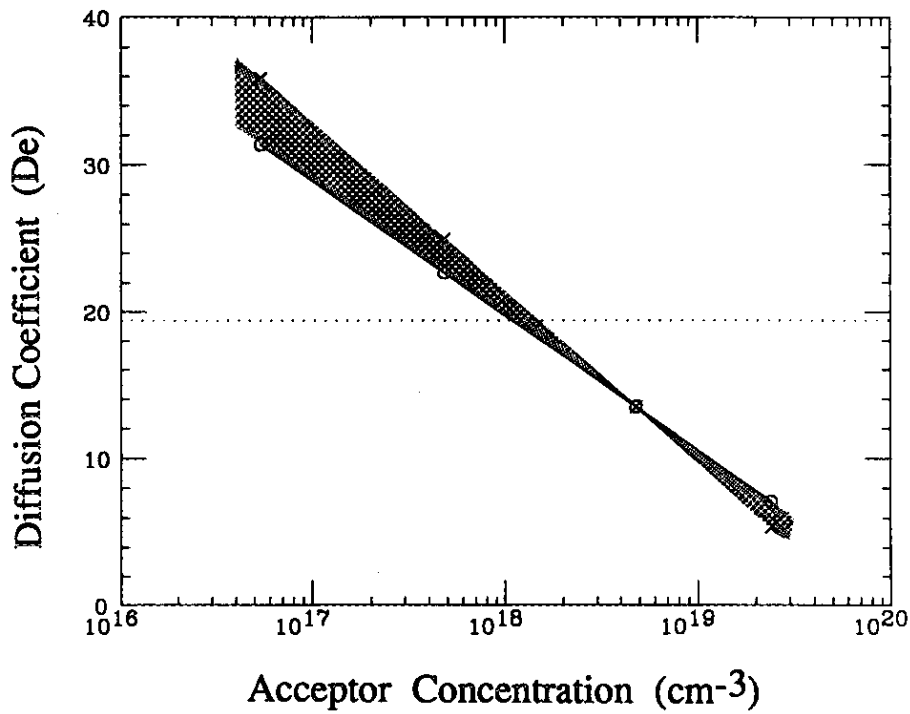


図 5.7: 電子の拡散係数の不純物密度依存性。ハッチング領域が D_e のとり得る値を示す。点線は前節の酔歩モデルで得られた拡散係数 $19.4\text{cm}^2/\text{s}$ 。

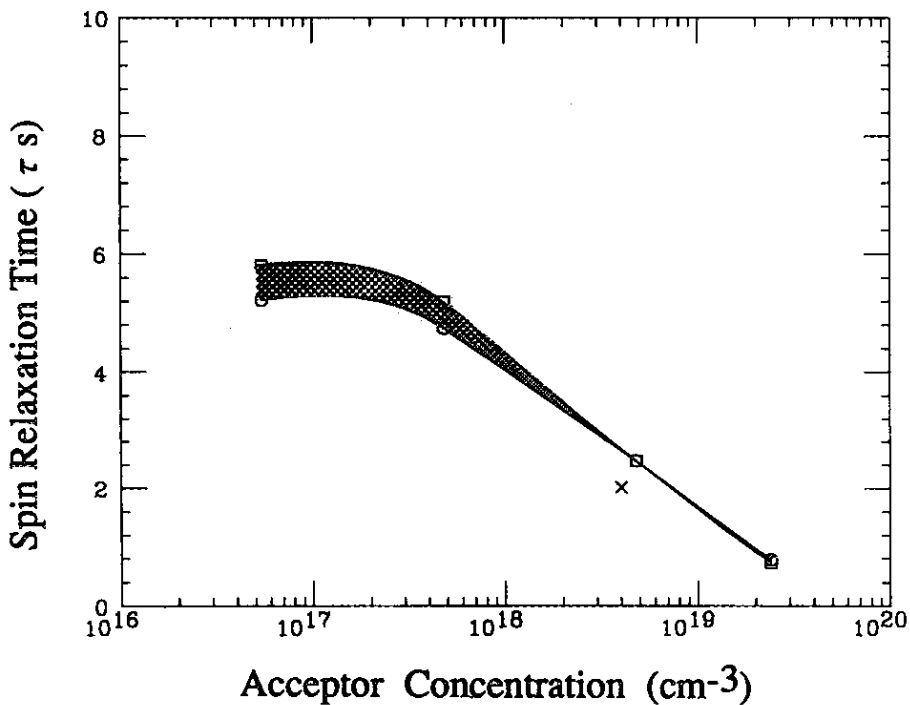


図 5.8: 電子がスピンの緩和時間 τ_s の不純物密度依存性。ハッチング領域が τ_s のとり得る値を示す。× は文献から引用した値 ($4 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ 、 $2.02 \times 10^{-11}\text{s}$)。

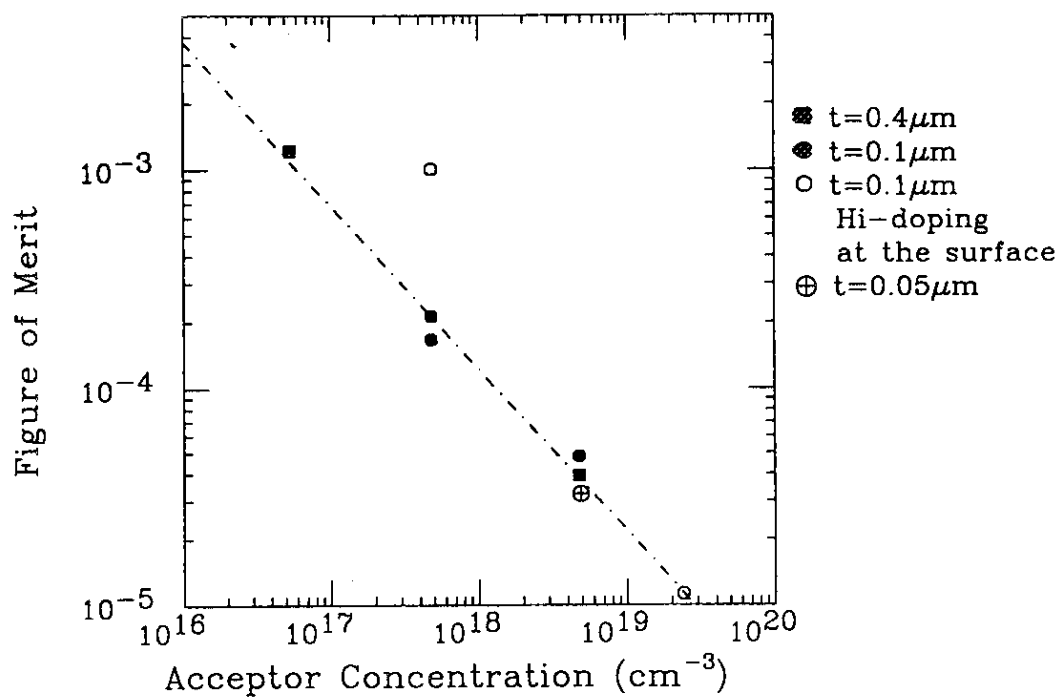


図 5.9: カソードの figure of merit の不純物密度依存性。

第 6 章

結論

本研究では $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ -GaAs 超格子を用いて、バルク GaAs の限界である 50% を越える偏極度を得ることに成功した。また系統的な測定により偏極度が 100% にならない原因をほぼ解明することができた。

AlGaAs の厚さ、GaAs の厚さは価電子帯の重い正孔と軽い正孔のエネルギー分離と伝導帯のバンド幅を大きくすることの 2 点を考慮して決めた。そして重い正孔、軽い正孔のエネルギー分離が熱雑音を 10meV 越える AlGaAs 31.1Å(11 層分)、GaAs 19.8Å(7 層分) を超格子の周期とし、Molecular Beam Epitaxy 法により製作した。最大偏極度を得たサンプルは厚さ 0.1μm で表面 $4.8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、内部 $4.8 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ の不純物密度 (No.5) で $75.3 \pm 0.3\%$ であった。

減偏極の原因を調べるために、電子が (1) 光により励起される過程、(2) 表面まで輸送される過程、(3) 表面から脱出する過程の 3 つに分けて各々について系統的な測定を行った。(2) の電子の輸送される過程での減偏極のようすを調べるために、まず偏極度の超格子全体の厚さに対する依存性について調べた。超格子が薄くなる程偏極度は良くなるが、外挿した厚さ 0 での偏極度は 75.6% であった。このことより超格子内部だけで減偏極が起きているのではないということが分かった。そこで次に表面の構造を変えて (3) の電子が表面から脱出する過程での偏極度の違いを調べることにした。その結果、最大偏極度は表面構造の違いによらないことから、表面脱出時に減偏極が起きているのではないことが分かった。

また (2) の電子輸送過程での減偏極のようすを調べるパラメーターとして、今度は超格子の厚さを一定にして (0.1μm) 不純物密度に変えた。 $10^{17} \sim 10^{19} \text{cm}^{-3}$ の範囲で調べたところ、不純物密度を下げると偏極度は上がるが上限は 75% 程度であった。また不純物密度を下げると、偏極度が最大になる光の波長が短波長側にシフトする。これらの結果をまとめると励起されてから表

面への輸送中の減偏極は超格子全体が厚いほど大きいですが、不純物密度を下げるにより緩和される。厚さゼロの場合でも偏極度は100%にならないが、これは表面からの脱出時の効果ではない。そこで次の項目について調べることが今後の研究の方向となる。(i) 価電子帯でのバンドミキシングのため励起された電子の偏極度が100%になっていない可能性がある。(ii) エネルギースピットをさらに大きくするために、高次の項を考慮するなどパラメータの最適化の余地がある。

またサンプル間の偏極度の fitting にはスピンを持つ電子の拡散方程式を適用した。そして fitting の結果から拡散係数 D_e 、電子の再結合までの寿命 τ 、電子スピンの緩和時間 τ_s 等の物理量について検討した。検討のための第一の仮定として、AlGaAs-GaAs 超格子の τ がバルクの GaAs と同じ 4.0×10^{-11} s の値を持つとした。不純物密度の異なるサンプルに対して、 D_e は log スケールで τ 、 τ_s は単純に不純物密度に反比例すると仮定した。そして D_e については超格子構造における酔歩モデルとほぼ一致する結果を得た。酔歩モデルでは超格子の D_e はバルクの GaAs のほぼ5分の1の $\sim 20 \text{cm}^2/\text{s}$ となる。 τ_s については他の測定結果とほぼ一致する結果 ($4.0 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ で 2.0×10^{-11} s) を得た。

フォトカソードとして有用か議論するために、figure of merit (偏極度)² × (量子効率) を定義した。figure of merit の特徴は超格子の厚さにほとんど依存せず、ドーピング密度に逆比例する点である。一番よい figure of merit を示したのは厚さ $0.4 \mu\text{m}$, 10^{16} ドープのサンプルで 755-766 nm の波長に対し 63.8% であった。この時の量子効率は 1.2×10^{-3} で、JLC で実用化するための目標値の約10分の1に達している。

本研究においては高偏極度ということについて重点的に調べたが、実用化のためには今後、大電流の取り出し、高電圧の印加などについても調べていく必要がある。

付録 A

光学遷移の選択則

A.1 原子の光学遷移の選択則

原子中の電子の波動関数を Φ_{nlm} で表し、 Φ_{nlm} 準位と $\Phi_{n'l'm'}$ 準位間にはほぼ共鳴した光電場が原子系に加わったとする。ここで n は主量子数、 l は軌道角運動量の量子数、 m は磁気量子数であり、量子化軸は z 方向とする。進行波の光の電場は任意の方向 \mathbf{r} をとり

$$\mathbf{E}(r, t) = \mathbf{E} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t) \quad (\text{A.1})$$

とする。電子の位置座標を \mathbf{r} とすれば、電気双極子モーメントは $-e\mathbf{r}$ である。電気双極子モーメントが電場 $\mathbf{E}(r, t)$ に置かれた時の遷移のモーメント $H_{jk'}$ は

$$H_{jk'} = \int \Phi_{n'l'm'}^* e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} \Phi_{nlm} r^2 \sin \theta dr d\theta d\phi \quad (\text{A.2})$$

である。光の波長は数 1000 \AA で原子の大きさは数 \AA であるので、原子の大きさの範囲では電場は一定である。従って電場 \mathbf{E} は原子の中心の値を用いて、積分の外に出すことができる。また $\cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$ の部分も時間的な変動を考慮しなければ一定となり、遷移モーメントの計算では省略することができる。そしてこの遷移モーメントが 0 でない状態間で光による遷移が起こる。 \mathbf{r} を x, y, z 方向に分けてそれぞれのモーメントを計算する。

$$e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E} = e(xE_x + yE_y + zE_z) \quad (\text{A.3})$$

$$x = r \sin \theta \cos \phi \quad (\text{A.4})$$

$$y = r \cos \theta \sin \phi \quad (\text{A.5})$$

$$z = r \cos \theta \quad (\text{A.6})$$

であり

$$\begin{aligned} x\Phi_{nlm} &= xR_{nl}(r)Y_l^m(\theta, \phi) \\ &= rR_{nl}(r)\sin \theta \cos \phi Y_l^m(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

であるから動径方向の積分と角度方向の積分に分けて計算できる。選択則は球面調和関数の性質によって決まり、次の 4 つの関係式を用いて表される。

$$\cos \theta Y_l^m(\theta, \phi) = \left[\frac{(l+1-m)(l+1+m)}{(2l+1)(2l+3)} \right]^{1/2} Y_{l+1}^m(\theta, \phi)$$

$$+ \left[\frac{(l+1+m)(l+2+m)}{(2l+1)(2l+3)} \right]^{1/2} Y_{l-1}^m(\theta, \phi) \quad (\text{A.8})$$

$$e^{i\phi} \sin \theta Y_l^m(\theta, \phi) = - \left[\frac{(l+1+m)(l+2+m)}{(2l+1)(2l+3)} \right]^{1/2} Y_{l+1}^{m+1}(\theta, \phi) + \left[\frac{(l-m)(l-1-m)}{(2l+1)(2l-1)} \right]^{1/2} Y_{l-1}^{m+1}(\theta, \phi) \quad (\text{A.9})$$

$$e^{-i\phi} \sin \theta Y_l^m(\theta, \phi) = + \left[\frac{(l+1-m)(l+2-m)}{(2l+1)(2l+3)} \right]^{1/2} Y_{l+1}^{m-1}(\theta, \phi) - \left[\frac{(l+m)(l-1+m)}{(2l+1)(2l-1)} \right]^{1/2} Y_{l-1}^{m-1}(\theta, \phi) \quad (\text{A.10})$$

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\pi Y_{l'}^{m'}(\theta, \phi)^* Y_l^m(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi = \delta_{l',l} \delta_{m',m} \quad (\text{A.11})$$

x 方向の Y_l^m 部分による遷移モーメントは

$$\begin{aligned} & \int Y_{l'}^{m'}(\theta, \phi)^* \frac{1}{2} (e^{i\phi} + e^{-i\phi}) \sin \theta Y_l^m(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \\ &= -\frac{1}{2} \left[\frac{(l+1-m)(l+1+m)}{(2l+1)(2l+3)} \right]^{1/2} \delta_{l',l+1} \delta_{m',m+1} \\ & \quad + \frac{1}{2} \left[\frac{(l-m)(l-1-m)}{(2l+1)(2l-1)} \right]^{1/2} \delta_{l',l-1} \delta_{m',m+1} \\ & \quad + \frac{1}{2} \left[\frac{(l+1-m)(l+2-m)}{(2l+1)(2l+3)} \right]^{1/2} \delta_{l',l+1} \delta_{m',m-1} \\ & \quad - \frac{1}{2} \left[\frac{(l+m)(l-1+m)}{(2l+1)(2l-1)} \right]^{1/2} \delta_{l',l-1} \delta_{m',m-1} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

となる。ここでブラケットの表示を用いて $Y_l^m \equiv |l, m\rangle$ と定義すると、(A.12) は終状態として $\langle l+1, m+1|$, $\langle l-1, m+1|$, $\langle l+1, m-1|$, $\langle l-1, m-1|$ の4通りの遷移が起こり得ることを示している。また δ 関数の係数は Clebsch-Gordan 係数になっている。x, y, z 方向のそれぞれの遷移モーメントを求めると

$$\langle l', m' | x E_x | l m \rangle = E_x A \delta_{l\pm 1, m\pm 1, l, m} \quad (\text{A.13})$$

$$\langle l', m' | x E_y | l m \rangle = E_y B \delta_{l\pm 1, m\pm 1, l, m} \quad (\text{A.14})$$

$$\langle l', m' | x E_z | l m \rangle = E_z C \delta_{l\pm 1, m, l, m} \quad (\text{A.15})$$

となる。A, B, C は係数を表す。今、量子化軸を z 方向にとっているために、x, y 方向と z 方向では遷移が異なっている。原子あるいは結晶が等方的である場合には任意の方向に z 軸をとることができるので、遷移もどの方向に対しても同じように起こる。通常、光の進行方向に対して z 軸をとる。各量子数の変化を δ で表すと遷移の選択則は

$$\Delta n = (\text{任意の数}) \quad (\text{A.16})$$

$$\Delta l = \pm 1 \quad (\text{A.17})$$

$$\Delta m = 0, \pm 1 \quad (\text{A.18})$$

とまとめることができる。遷移の前後で軌道各運動量の量子数 l が変化するということは、角運動量の変化を必ず伴うということを表している。特に $\Delta m = 1$ の遷移は左巻き (σ^+) の円偏光の吸収によって起こり、 $\Delta m = -1$ の遷移は右巻き (σ^-) の円偏光の吸収によって起こる。また $\Delta m = 0$ の遷移は右巻き円偏光と左巻き円偏光を合成した直線偏光 (π) の吸収に対して起こる。

次に右巻き円偏光の吸収について遷移モーメントを求める。一般に右巻き円偏光 E_- 、左巻き円偏光 E_+ は光の進行方向を $+z$ にとると

$$E_- = E_x \cos \omega t - i E_y \sin \omega t \quad (\text{A.19})$$

$$E_+ = E_x \cos \omega t + i E_y \sin \omega t \quad (\text{A.20})$$

と表される。 $E_x = E_y = E_0$ なので (A.19) は

$$\begin{aligned} E_- &= E_0 e^{-i\omega t} \\ &= E_0 e^{-i\phi} \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

となる。(A.10) より遷移モーメントは

$$\begin{aligned} \langle l', m' | r E_- | l, m \rangle &= + \left[\frac{(l+1-m)(l+2-m)}{(2l+1)(2l+3)} \right]^{1/2} \delta_{l', l+1} \delta_{m', m-1} \\ &\quad - \left[\frac{(l+m)(l-1+m)}{(2l+1)(2l-1)} \right]^{1/2} \delta_{l', l-1} \delta_{m', m-1} \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

と与えられる。また遷移確率は各積分の絶対値の2乗を計算すればよい。すなわち

$$\begin{aligned} & (l+1 \text{ に遷移する確率}) : (l-1 \text{ に遷移する確率}) \\ &= \frac{(l+1-m)(l+2-m)}{(2l+3)} : \frac{(l+m)(l-1+m)}{(2l-1)} \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

である。

A.2 GaAs 半導体を用いた偏極電子生成

GaAs 結晶は閃亜鉛鉱型結晶 (zincblende) 構造をした立方晶系の結晶である。これは Ga と As がそれぞれ面心立方格子を形作っており、 $(\frac{1}{4}a, \frac{1}{4}a, \frac{1}{4}a)$ の位置に互いに異種の原子を含んでいる。それぞれの原子は sp^3 混成軌道を占める4個の価電子をもち、各電子はそれぞれ4個の最近接原子に向かって正四面体配位を構成している。また結合手の形から S 軌道より P 軌道の方が安定軌道になり、価電子帯が p state-like で伝導帯が s state-like になっている。

表 A.1: 価電子帯、伝導帯の波動関数

価電子帯	
重い正孔	$ P_{3/2}, -3/2\rangle = + 1, -1\rangle \downarrow\rangle$ $ P_{3/2}, +3/2\rangle = + 1, 1\rangle \uparrow\rangle$
軽い正孔	$ P_{3/2}, -1/2\rangle = +\sqrt{\frac{2}{3}} 1, 0\rangle \downarrow\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} 1, -1\rangle \uparrow\rangle$ $ P_{3/2}, +1/2\rangle = +\sqrt{\frac{1}{3}} 1, 1\rangle \downarrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} 1, 0\rangle \uparrow\rangle$
スピン軌道相互作用 で分離したバンド	$ P_{1/2}, -1/2\rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}} 1, 0\rangle \downarrow\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} 1, -1\rangle \uparrow\rangle$ $ P_{1/2}, +1/2\rangle = +\sqrt{\frac{2}{3}} 1, 1\rangle \downarrow\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} 1, 0\rangle \uparrow\rangle$
伝導帯	$ S_{1/2}, -1/2\rangle = + 0, 0\rangle \downarrow\rangle$ $ S_{1/2}, +1/2\rangle = + 0, 0\rangle \uparrow\rangle$

まず価電子帯、伝導帯の電子がどのような波動関数で表わされるかを示す。結晶中の電子の波動関数は平面波と結晶の周期関数であるブロッホ関数の積で表わせる。

$$\phi_v = e^{ik_v r} u_{k_v}(r) \quad (\text{A.24})$$

$$\phi_c = e^{ik_c r} u_{k_c}(r) \quad (\text{A.25})$$

$$(\text{A.26})$$

ブロッホ関数は結晶の単位胞中の関数で、原子の波動関数と同様に扱うことができる。従ってブロッホ関数はベース関数とも呼ばれ、球面調和関数とスピン関数の積で表わされる。価電子帯、伝導帯の波動関数は角運動量の合成から表 A.1 のように表される。

価電子帯は電子スピンを入れると6個の状態が存在し、スピン軌道相互作用のために軌道角運動量量子数 $l=1$ である $P_{3/2}$ 状態が上に、 $l=0$ の $P_{1/2}$ 状態が下になるように分離する。従ってバンドは伝導帯が2重縮退、価電子帯の $P_{3/2}$ が4重縮退、価電子帯の $P_{1/2}$ が2重縮退となっている。 $m_j = \pm 3/2$ のバンドを重い正孔、 $m_j = \pm 1/2$ のバンドを軽い正孔と呼ぶ。 $P_{3/2}, P_{1/2}$ 間の分離エネルギーは 0.34eV であり、レーザー光を用いれば $P_{3/2}$ だけから励起させることは十分可能である。光学遷移で問題となるのは $P_{3/2}$ の縮退した4個の状態から伝導帯への遷移である。

また光学的性質として GaAs 結晶は直接遷移型の半導体である。ここで直接遷移とは光によって電子が価電子帯から伝導帯に励起される時に波数 k が変わらない遷移をいう。直接遷移型の半導体の特徴として量子効率が高いことが挙げられる。これに対してフォノンとの散乱を通して励起される間接遷移があり、波数の変わる遷移である。直接遷移は (A.24), (A.25) から光電場を

$$E = E_0 e^{i(k_p r - \omega t)} \quad (\text{A.27})$$

とすると、遷移のモーメントは

$$H_{cv} = \int \phi_c e r E_0 e^{ik_p r} \phi_v d\Omega \quad (\text{A.28})$$

で表わされ、結晶の場合波動関数は結晶全体に広がっているので、原子の場合と違って $e^{ik_p r}$ はそのまま残る。結晶の周期を R とすると (A.28) 式の積分は単位胞の積分と単位胞の個数分の和として表わせる。

$$\begin{aligned} H_{vc} &= \int e^{i(k_v - k_c + k_p)r} u_c^* u_v d\Omega \\ &= \frac{1}{V} \sum e^{i(k_v - k_c + k_p)R} \int u_c^* u_v d\Omega \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

V は積分する体積で (A.29) 式は単位体積当りの遷移を表す。和の項は $k_v - k_c + k_p = 0$ の時のみ値を持ち、光の波数 k_p は 10^4cm^{-1} 、電子の波数は 10^8cm^{-1} だから次の関係が成り立つ。

$$k_c = k_v \quad (\text{A.30})$$

円偏光に対する選択規則より左偏光のレーザーにより $m_j = -3/2$ から $m_j = -1/2$ への遷移と $m_j = -1/2$ から $m_j = 1/2$ への遷移が起こるようすを示している。そしてその2つの遷移確率は Clebsch-Gordan 係数により 3:1 と計算される。伝導帯の $m_j = -1/2$ はスピンドアウンの電子、 $m_j = 1/2$ はスピンアップの電子に対応しており、偏極度の定義

$$P = \frac{(n_{\text{down}} - n_{\text{up}})}{(n_{\text{up}} + n_{\text{down}})} = \frac{(3 - 1)}{(3 + 1)} = 0.5 \quad (\text{A.31})$$

から 50% 偏極度となる。

付録 B

NEA による光電子放出

半導体の表面では伝導帯のエネルギーレベルが真空準位よりも低くなっており、真空準位を越えるエネルギーをもった光子で励起しない限り電子を真空中に取り出すことはできない。また半導体を表面を p 型にドーピングすることにより図 B.1 のように下向きに湾曲した表面バンドを作ることができる。これはキャリアである正孔が表面準位に捕らえられて、フェルミ準位が表面準位近傍に固定され、内部のフェルミ準位と一致するためである。以後表面バンドが湾曲することをバンドベンディングと呼ぶ。またバンドベンディング領域はキャリアが存在せずイオン化不純物が残されており、表面に電気二重層を形成している。

仕事関数 Φ は真空準位とフェルミ準位のエネルギー差として定義される。半導体ではもう一つの表面パラメーターとして electron affinity(電子親和力) E_A という量が定義されている。これは表面での真空準位と伝導帯の最下点のエネルギー差を表す。またフェルミ準位と価電子帯の最上点のエネルギー差を δ_p で表す。

半導体の表面に Cs と O₂ の薄い層を付着させることにより真空準位を伝導帯のエネルギーレベルよりも下げることができる(図 B.2)。これは GaAs 表面に Cs-O の電気二重層が形成されるためである [27]。これを Negative Electron Affinity (NEA) という。

バンドベンディング領域 W (m) は不純物ドーピングの量に依存し、次式で与えられる [28]。

$$W = [2(\epsilon_s \epsilon_0 / qN)(\Phi_p - \delta_p - k_B T)]^{1/2} \quad (\text{B.1})$$

ただし

- N : 不純物密度 (m^{-3})
 q : 電子の電荷
 k_B : ボルツマン定数 ($8.61 \times 10^{-5} \text{ eV}/^\circ\text{K}$)
 Φ_p : 仕事関数 (eV)
 ϵ_0 : 真空の誘電率 $8.854 \times 10^{-12} (\text{coul}^2/\text{newton}\cdot\text{m}^2)$
 ϵ_s : 半導体の比誘電率
 T : 絶対温度

である。

また相対的なフェルミ準位 δ_p は

$$\delta_p = \frac{1}{2} E_g - k_B T \ln(N/N_i) \quad (\text{B.2})$$

で与えられる。ここで E_g はエネルギーバンドギャップ、 N_i は (B.2) の関係が得られる場合の基準となる不純物密度である。

GaAs 結晶の場合 $N_i = 1.1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $E_g = 1.425 \text{ eV}$, $\Phi_p = 1/3 E_g$, $\epsilon_s = 13$ で温度を 300°K とすると

$$W = 3.79 \times 10^1 \{ [2.58 \times 10^{-2} (\ln(N/N_i) - 1) - 0.237] / N \}^{1/2} \quad (\text{B.3})$$

となる。但し $N(\text{m}^{-3})$, $W(\text{m})$ である。

拡散によりバンドベンディング領域まで到達した熱電子は電気二重層のつくる電場により加速される。この場合電子-フォノンの非弾性散乱が重要になってくる。GaAs の場合電子-フォノンの非弾性散乱の平均自由行程および一電子当りの平均エネルギー損失は 43 \AA , 0.030 eV である [29]。もし W がこの散乱の平均自由行程よりも大きく電子が熱電子になるまでエネルギーを失ってしまうと、電子は表面から飛び出せなくなる。そのため通常不純物ドーピング密度は $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 以上となっている [28]。この場合 W は 240 \AA 以下となり、 $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ なら 80 \AA となる。

しかし不純物の量が増すと不純物イオンとの散乱のためバルク内部での拡散長は小さくなる [29]。一方良い量子効率を得るには適当な量の不純物ドーピングが必要である。これらを考慮に入れ、表面を高ドーピングに内部を低ドーピングにする方法も考えた。ここで量子効率とは入射した光子 1 個に対する取り出し電子の個数であり、ガソードを評価するための重要なパラメーターである。

量子効率を決定する要因をまとめると不純物ドーピング、電場強度、温度、真空度、活性化法、結晶の種類等がある。半導体結晶表面に垂直にかかる電場は量子効率を上げる働きがある。電場 E による仕事関数の減少幅 $\delta\Phi$ はショットキー効果から

$$\delta\Phi = q\sqrt{qE/4\pi\epsilon_0} \quad (\text{B.4})$$

で見積ることができる。この時の NEA 表面でのポテンシャルを図 B.3 に表す。4kV の加速電圧だと $\delta\Phi=26\text{meV}$ 、100kV に対しては $\delta\Phi=120\text{meV}$ となる。

温度を下げることに関してはフォノンの平均自由行程が長くなることにより表面から取り出される確率は大きくなるが、フェルミ準位が下がり光の吸収端が短波長側にずれる [30]。しかし実際の装置で決定的問題は温度を下げ過ぎると残留ガスが表面に付着することにより電子が取り出せなくなることであった。しかしこの問題も最近の超高真空の技術により解決されつつある。逆に温度を上げることは Cs の離脱を促進することになり、やはり量子効率は下がる。Cs の離脱は 50~100 °C で始まるといわれている [28]。Cs の飽和蒸気密度で封じきった光電管のようなものでない限り高温にすることには意味がない。残留ガスの付着、Cs の離脱がカソードの寿命を決める大きな要因である。真空度と量子効率について論ずる場合は、残留ガスの種類を問題としなければならない。特に CH_4 と CO に対しては敏感である [31]。

活性化方法には Cs と O_2 を交互に付ける “yo-yo method” が一般的である。この方法はまず引出し電流をモニターしながら Cs を洗浄した GaAs 表面に付けていくのだが、ある量付着するとそれまで増えていた電流が逆に下がり始める。そうすると次に O_2 をスローリークさせ Cs 上に付着させていく。引出し電流は Cs のピークを越えた後また下がり始める。そうすると O_2 リークを止め再び Cs を付着させていく。引出し電流のピークは前のピークを越えるようになるが、そのまま付着させていくとまた下がり始める。そうなりとまた O_2 リークに切り換える。というようにして徐々に引出し電流を上げていき、ピークが飽和するまでこの操作を繰り返す。

この他 Cs 付着後 Cs と O_2 の同時活性化により “yo-yo method” より良い結果が得られるという報告 [32] や一度活性化した後に低温 (100°C) で加熱洗浄を行いさらに活性化する “Hi-Lo technique” [33] 等がある。また量子効率は歪み GaAs では 50% 減 [29] AlGaAs/AlGaAsGaAs サンプルでも同様の傾向が見られたという報告がある [34]。

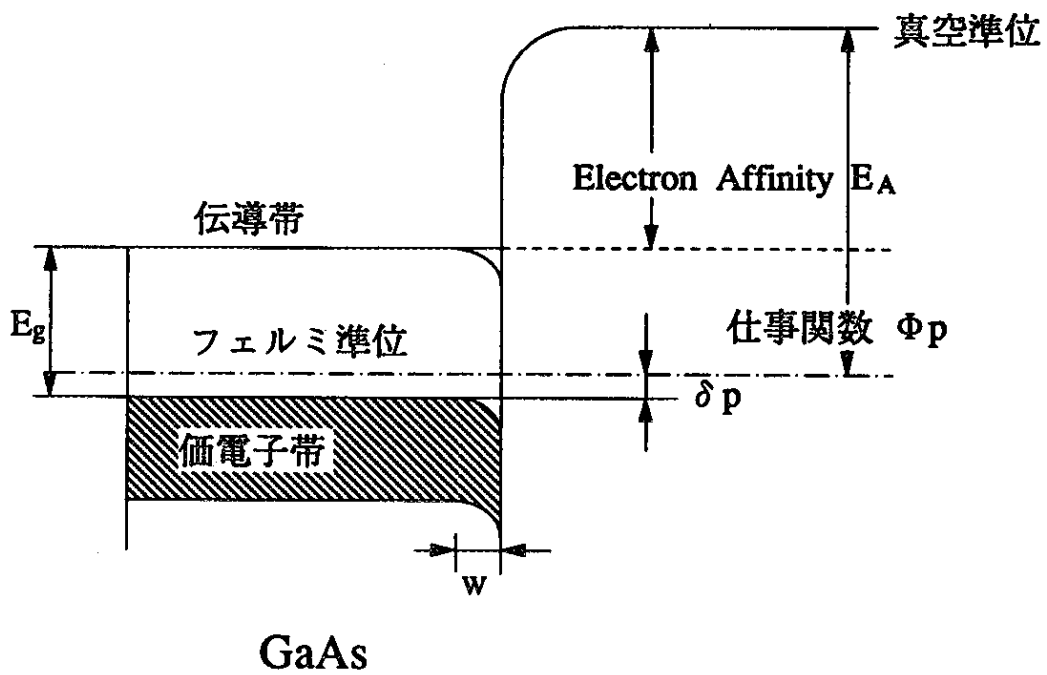


図 B.1: p 型半導体の表面準位

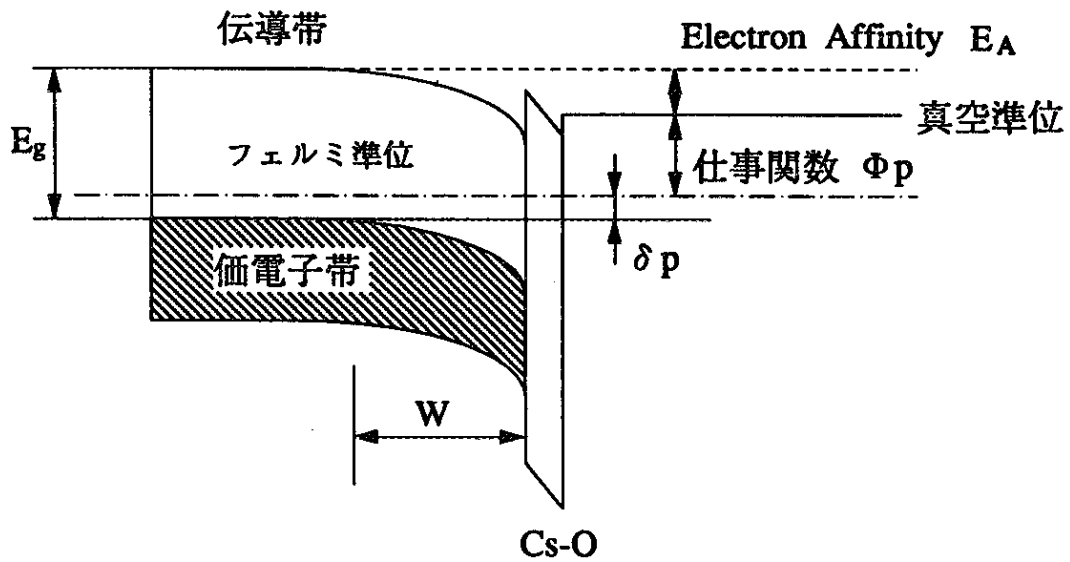


図 B.2: p 型半導体の Cs-O による NEA 表面

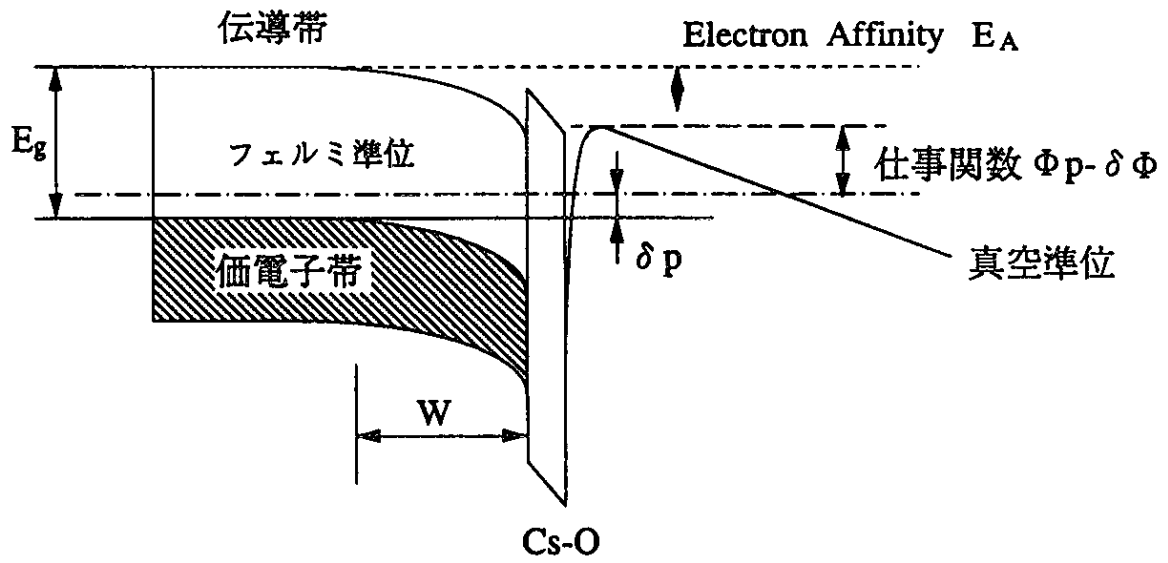


図 B.3: p 型半導体の NEA 表面に電界が加わった場合

付録 C

スピンを考慮した電子の拡散方程式

光により励起された電子は伝導帯中を拡散し一部の電子が表面から取り出される。この間に電子スピントリップが起こり、実際に得られる偏極度が理論値よりも小さくなる。電子が表面から出て来るまでにスピン偏極の記憶を失う原因として(1)フォノンとの散乱、(2)不純物イオンとの散乱、(3)正孔とのスピン交換の三つの現象が考えられている。これらの現象をスピンの緩和時間に置き換えて、量子井戸の接合面に垂直方向の一次元拡散モデルとして考えることにする。

元々は電子の再結合までの寿命時間を含んだ一次元の拡散モデルとして R.L. Bell[35] により開発されたものである。そしてこの方程式は NEA 技術を使った光電管等に適用されていた。D.T.Pierce[36] は R.L.Bell の方程式にスピンの緩和時間の項を付け加えることにより、偏極電子源中の減偏極について実験的な式として適用することを考えだした。

円偏光レーザーが照射され平衡状態に達した結晶中では、上向きスピンを $n \uparrow(x)$ 下向きのスピン $n \downarrow(x)$ に対して次式が成り立つ。

$$\frac{\partial n \uparrow(x)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n \uparrow(x)}{\partial x^2} - \frac{n \uparrow(x)}{\tau} - \frac{(n \uparrow(x) - n \downarrow(x))}{2\tau_s} + G \uparrow(x) \quad (C.1)$$

$$\frac{\partial n \downarrow(x)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n \downarrow(x)}{\partial x^2} - \frac{n \downarrow(x)}{\tau} - \frac{(n \downarrow(x) - n \uparrow(x))}{2\tau_s} + G \downarrow(x) \quad (C.2)$$

ここで τ は電子再結合までの寿命、 τ_s は電子スピンの緩和時間である。(C.1) 式において、右辺第 1 項までは通常の拡散方程式である。右辺第 2 項は電子の再結合により上向きスピンの電子が減る効果を示し、第 3 項は上向きから下向きスピンに変わる効果を示している。また第 3 項分母に 2 がかかっているのは後の式の変換のためである。第 4 項は円偏光により発生する上向きスピンの電子数を表わす。また次の量を定義して

$$n^+ \equiv n \uparrow + n \downarrow \quad n^- \equiv n \uparrow - n \downarrow \quad (C.3)$$

$$G^+ \equiv G \uparrow + G \downarrow \quad G^- \equiv G \uparrow - G \downarrow \quad (C.4)$$

$$T \equiv \frac{\tau \tau_s}{\tau + \tau_s} \quad (C.5)$$

式 (C.1),(C.2) を変形すると

$$\frac{\partial n^+}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n^+}{\partial x^2} - \frac{n^+}{\tau} + G^+ \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{\partial n^-}{\partial t} = D_e \frac{\partial^2 n^-}{\partial x^2} - \frac{n^-}{T} + G^- \quad (\text{C.7})$$

が得られる。平衡状態の時、電子の流れに時間的な変動がないとして

$$\frac{\partial n \uparrow}{\partial t} = 0 \quad (\text{C.8})$$

$$\frac{\partial n \downarrow}{\partial t} = 0 \quad (\text{C.9})$$

という条件を加えると

$$D_e \frac{\partial^2 n^+}{\partial x^2} - \frac{n^+}{\tau} + G^+ = 0 \quad (\text{C.10})$$

$$D_e \frac{\partial^2 n^-}{\partial x^2} - \frac{n^-}{T} + G^- = 0 \quad (\text{C.11})$$

となる。よって (C.10) 式を解くことができると、(C.11) も同型であるため容易に求められる。

界面での境界条件を考えるために、真空と超格子の界面を原点にとり厚さ X の位置に超格子と基板の界面をとる。界面には recombination center がたくさんあって minority-carrier の recombination が非常に速く起こるという考えから recombination velocity S を導入する。界面では

$$J(0) = -n(0)S_1 \quad (\text{C.12})$$

$$J(X) = -n(X)S_2 \quad (\text{C.13})$$

である。ここで S_1 は $x = 0$ での recombination velocity、 S_2 は $x = X$ での recombination velocity である。また J は拡散方程式より

$$\mathbf{J} = \frac{q}{|q|} n \mu \mathbf{E} - D_e \nabla n \quad (\text{C.14})$$

μ ; 粒子の移動度
 \mathbf{E} ; 電場
 q ; 電荷
 なので

$$J(0) = -D_e \frac{\partial n(0)}{\partial x} \quad (\text{C.15})$$

$$J(X) = -D_e \frac{\partial n(X)}{\partial x} \quad (\text{C.16})$$

(C.12)、(C.15) と (C.13)、(C.16) より

$$S_1 = \frac{D_e}{n(0)} \frac{\partial n(0)}{\partial x} \quad (\text{C.17})$$

$$S_2 = \frac{D_e}{n(X)} \frac{\partial n(X)}{\partial x} \quad (\text{C.18})$$

となる。

電子は $x = x_0$ から $x + dx_0$ の微小部分のみで生成されているとすると、その他の所では

$$D_e \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau} = 0 \quad (\text{C.19})$$

であるので解は

$$n(x) = Ae^{px} + Be^{-px} \quad (x < x_0) \quad (\text{C.20})$$

$$n(x) = Ce^{px} + De^{-px} \quad (x > x_0 + dx_0) \quad (\text{C.21})$$

で与えられる。但し

$$p = 1/\sqrt{D_e \tau} > 0 \quad (\text{C.22})$$

である。係数 A 、 B 、 C 、 D は $x = x_0$ で n の連続条件、粒子保存条件の2つより決めることができる。また界面1、界面2の境界条件 (C.17)、(C.18) より

$$S_1 = pD_e \frac{(A - B)}{(A + B)} \quad (\text{C.23})$$

$$S_2 = -pD_e \frac{Ce^{pX} - De^{-pX}}{Ce^{pX} + De^{-pX}} \quad (\text{C.24})$$

となる。また簡単のため

$$Q_1 \equiv \frac{B}{A} = \frac{pD_e - S_1}{pD_e + S_1} \quad (\text{C.25})$$

$$Q_2 \equiv \frac{D}{C} = \frac{pD_e - S_1}{pD_e + S_1} e^{-2pX} \quad (\text{C.26})$$

とおくと (C.20)、(C.21) は

$$n(x) = A(e^{px} + Q_1 e^{-px}) \quad (\text{C.27})$$

$$n(x) = D(e^{-px} + Q_2 e^{px}) \quad (\text{C.28})$$

となる。 $n(x)$ は $x = x_0$ で連続でなければならないので

$$A(e^{px_0} + Q_1 e^{-px_0}) = D(e^{-px_0} + Q_2 e^{px_0}) \quad (\text{C.29})$$

large である。次に $x = x_0$ での粒子保存条件を用いると

$$\nabla \cdot \mathbf{J}(x_0) = G(x_0) \quad (\text{C.30})$$

(C.14) より (C.30) は

$$D_e \left\{ \frac{dn(x_0)}{dx} - \frac{dn(x_0 + dx_0)}{dx} \right\} = G(x_0) dx_0 \quad (\text{C.31})$$

である。(C.27)、(C.28)式より(C.31)式は

$$pD_e A(e^{px_0} - Q_1 e^{-px_0}) + pD_e D(e^{-px_0} - Q_2 e^{px_0}) = G(x_0)dx_0 \quad (C.32)$$

となる。(C.29)式より(C.32)式は D を消去できて

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{pD_e} \left\{ \frac{G(x_0)dx_0}{(e^{px_0} - Q_1 e^{-px_0}) + (e^{px_0} + Q_1 e^{-px_0})(e^{-px_0} - Q_2 e^{px_0}) / (e^{-px_0} + Q_2 e^{px_0})} \right\} \\ &= \frac{(e^{-px_0} + Q_2 e^{px_0})G(x_0)dx_0}{2pD_e(1 - Q_1 Q_2)} \end{aligned} \quad (C.33)$$

となる。この時、表面(界面1)からの粒子の流れは(C.12)、(C.27)、(C.33)より

$$\begin{aligned} -dJ(0) &= dn(0)S_1 \\ &= \frac{S_1(1 + Q_1)(e^{-px_0} + Q_2 e^{px_0})G(x_0)dx_0}{2pD_e(1 - Q_1 Q_2)} \end{aligned} \quad (C.34)$$

となり、また(C.25)より

$$\frac{(1 + Q_1)}{pD_e} = \frac{2}{pD_e + S_1} \quad (C.35)$$

だから(C.34)、(C.35)より

$$dJ(0) = -\frac{S_1(e^{-px_0} + Q_2 e^{px_0})G(x_0)dx_0}{(pD_e + S_1)(1 - Q_1 Q_2)} \quad (C.36)$$

p 、 D_e 、 S_1 、 Q_1 、 Q_2 は x_0 によって変化する量ではないので

$$\int_0^X dJ(0)dx_0 = -\frac{S_1}{(pD_e + S_1)(1 - Q_1 Q_2)} \int_0^X (e^{-px_0} + Q_2 e^{px_0})G(x_0)dx_0 \quad (C.37)$$

となる。ここで光励起時のスピン上向き、下向きの割合を入力できるように

$$G(x_0) = C_1 e^{-\alpha x_0} \quad (0 \leq C_1 \leq 1) \quad (C.38)$$

と置く。(C.37)式より

$$J(0) = -\frac{S_1 C_1}{(pD_e + S_1)(1 - Q_1 Q_2)} \left\{ \frac{(1 - e^{-(p+\alpha)X})}{(p+\alpha)} - \frac{Q_2(1 - e^{(p-\alpha)X})}{(p-\alpha)} \right\} \quad (C.39)$$

である。一方、界面2からの粒子の流れは(C.13)、(C.28)、(C.29)、(C.33)より

$$\begin{aligned} dJ(X) &= dn(X)S_2 \\ &= \frac{S_2(e^{-pX} + Q_2 e^{pX})}{2pD_e(1 - Q_1 Q_2)} (e^{px_0} + Q_1 e^{-px_0})G(x_0)dx_0 \end{aligned} \quad (C.40)$$

よって x_0 で積分して

$$J(X) = \frac{C_1 S_2 (e^{-pX} + Q_2 e^{pX})}{2pD_e(1 - Q_1 Q_2)} \left\{ -\frac{(1 - e^{(p-\alpha)X})}{(p-\alpha)} + \frac{Q_1(1 - e^{-(p+\alpha)X})}{(p+\alpha)} \right\} \quad (\text{C.41})$$

となる。また (C.26) 式より

$$\frac{e^{-pX} + Q_2 e^{pX}}{pD_e} = \frac{2e^{-pX}}{S_2 + pD_e} \quad (\text{C.42})$$

となり (C.41) 式は

$$J(X) = \frac{S_2 e^{-pX}}{(S_2 + pD_e)(1 - Q_1 Q_2)} \left\{ -\frac{1}{(p-\alpha)} (1 - e^{(p-\alpha)X}) + \frac{Q_1}{p+\alpha} (1 - e^{-(p+\alpha)X}) \right\} \quad (\text{C.43})$$

となる。以上で (C.10)、(C.11) に対し答えを与えることができる。

上向きスピンを (C.38) 式で与えると下向きスピンは

$$G \downarrow (x) = (1 - C_1) e^{-\alpha x} \quad (\text{C.44})$$

となり

$$G^+(x) = e^{-\alpha x} \quad (\text{C.45})$$

$$G^-(x) = (2C_1 - 1) e^{-\alpha x} \quad (\text{C.46})$$

となる。ここで α は光の吸収係数で GaAs の場合 $1\mu\text{m}^{-1}$ である。(C.1) は (C.39)、(C.45) 式より

$$J^+(0) = \frac{S_1}{S_1 + p^+ D_e} \cdot \frac{1}{(1 - Q_1^+ Q_2^+)} \cdot \left\{ \frac{1}{p^+ + \alpha} (1 - e^{-(p^+ + \alpha)X}) - \frac{Q_2}{p^+ - \alpha} (1 - e^{(p^+ - \alpha)X}) \right\} \quad (\text{C.47})$$

また (C.2) は (C.39)、(C.46) より

$$J^-(0) = \frac{S_1(2C_1 - 1)}{S_1 + p^- D_e} \cdot \frac{1}{(1 - Q_1^- Q_2^-)} \cdot \left\{ \frac{1}{p^- + \alpha} (1 - e^{-(p^- + \alpha)X}) - \frac{Q_2}{p^- - \alpha} (1 - e^{(p^- - \alpha)X}) \right\} \quad (\text{C.48})$$

X は超格子の厚さで

$$p^+ = \frac{1}{L} \quad L = \sqrt{D_e \tau} \quad (\text{C.49})$$

$$p^- = \frac{1}{l} \quad l = \sqrt{D_e T} \quad (\text{C.50})$$

$$Q_1^\pm = \frac{(p^\pm D_e - S_1)}{(p^\pm D_e + S_1)} \quad (\text{C.51})$$

$$Q_2^\pm = \frac{(p^\pm D_e - S_2)e^{-2p^\pm X}}{(p^\pm D_e + S_2)} \quad (\text{C.52})$$

である。求めるべき偏極度 P は電子の流れ J^\pm を使って次式で与えられる。

$$P = (1 - d_{sur}) \frac{J^-(0)}{J^+(0)} \quad (\text{C.53})$$

$$(\text{C.54})$$

d_{sur} は表面のバンドベンディング領域での減偏極分である。 L は伝導帯電子の拡散長、 l はスピンの非対称度に対する拡散長である。recombination velocity が表面 (界面 1) で ∞ 、界面 2 で 0 とすると

$$\begin{aligned} Q_1^\pm &\longrightarrow -1 \\ Q_2^\pm &\longrightarrow e^{-2p^\pm X} \end{aligned} \quad (\text{C.55})$$

だから

$$J^+(0) = -\frac{1}{1 + e^{-2p^+ X}} \left\{ \frac{(1 - e^{-(p^+ + \alpha)X})}{p^+ + \alpha} + \frac{e^{-2p^+ X}(1 - e^{-(p^+ - \alpha)X})}{p^+ - \alpha} \right\} \quad (\text{C.56})$$

$$J^-(0) = -\frac{(2C_1 - 1)(1 - d_{sur})}{1 + e^{-2p^- X}} \left\{ \frac{(1 - e^{-(p^- + \alpha)X})}{p^- + \alpha} + \frac{e^{-2p^- X}(1 - e^{-(p^- - \alpha)X})}{p^- - \alpha} \right\} \quad (\text{C.57})$$

この式で不確定な定数は p^\pm 、 d_{sur} 、 C_1 の 4 つとなる。従って、厚さの異なる 3 種類の超格子の偏極度を調べることににより逆に定数を定めることができる。

付録 D

AlGaAs-GaAs 超格子のバンド計算

本文では既知の有効質量のデータを用いて周期的なポテンシャル問題を解くことにより伝導帯、重い正孔、軽い正孔のエネルギー準位を求めた。しかしこの手法は近似が粗すぎて実験結果との対応が取れていない。そこで今問題としている重い正孔、軽い正孔についてももう少し近似の精度を上げて計算してみる。次に述べる計算は結晶の対称性やそれにもなう複雑な電子帯構造を取入れたもので、単純に不純物のポテンシャルを三角ポテンシャルで定義することにより不純物状態をも求めることができる [37]。また偏極度の波長依存性についてフォトルミネッセンスの測定結果と一致している [38]。この計算により重い正孔と軽い正孔のバンドがミキシングを起こしているような結果が得られれば、超格子の厚さ 0 の外挿点でも 100% の偏極度が得られないことの原因の一つとして考えることができる。

D.1 基本的な考え方

直接遷移型の半導体では波動関数は Γ 点 ($k=0$) でのブロッホ関数で次のように展開できる。

$$\Psi^\alpha = \sum_{i=1}^{l_\alpha} \psi_i^\alpha(r) u_i^\alpha(r) \quad (\text{D.1})$$

$\alpha = c$ は伝導帯、 $\alpha = v$ は価電子帯である。 l_α はバンドの数であり、それぞれ $l_c = 2, l_v = 4$ である。包絡関数 ψ_i^α は次の有効質量近似のシュレディンガー方程式から求められる。

$$\sum_{i=1}^{l_\alpha} [H_{i,j}^\alpha(-i\nabla) + V^\alpha(r)\delta_{i,j}] \psi_j^\alpha(r) = E^\alpha \psi_i^\alpha(r) \quad (\text{D.2})$$

量子井戸を z 方向にとると価電子帯の Γ 点近傍でのサブバンド状態は、次の 4×4 の Luttinger ハミルトニアンで表され、包絡関数はスピンの $\pm 3/2, \pm 1/2$

の4成分となる。

$$H = \frac{\hbar^2}{2m_0} \begin{pmatrix} P+Q & -S & R & 0 \\ -S^* & P-Q & 0 & R \\ R^* & 0 & P-Q & S \\ 0 & R^* & S^* & P+Q \end{pmatrix} \begin{array}{l} |3/2+3/2\rangle \\ |3/2+1/2\rangle \\ |3/2-1/2\rangle \\ |3/2-3/2\rangle \end{array} \quad (\text{D.3})$$

$$P = \frac{1}{2}\gamma_1(k_x^2 + k_y^2 + \hat{k}_z^2) \quad (\text{D.4})$$

$$Q = \frac{1}{2}\gamma_2(k_x^2 + k_y^2 - 2\hat{k}_z^2) \quad (\text{D.5})$$

$$S = \sqrt{3}\gamma_3\hat{k}_z(k_x - ik_y) \quad (\text{D.6})$$

$$R = -\frac{\sqrt{3}}{2}\frac{\gamma_3 + \gamma_2}{2}(k_x - ik_y)^2 + \frac{\sqrt{3}}{2}\frac{\gamma_3 - \gamma_2}{2}(k_x + ik_y)^2 \quad (\text{D.7})$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ は Luttinger パラメーターである [39]。

ここで $\hat{k}_z = \frac{\partial}{i\partial z}$ であり、 x, y 方向の異方性を無視すると $\gamma_2 = \gamma_3$ とすることができる。Luttinger パラメーターは通常よく用いられる $\gamma_1 = 6.85, \gamma_2 = 2.11$ を用いた。Luttinger ハミルトニアンをユニタリー変換により対角化し、

$$H_0 = \begin{pmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{pmatrix} \quad (\text{D.8})$$

$$H^\sigma = \begin{pmatrix} P \pm Q & \tilde{R} \\ \tilde{R}^* & P \mp Q \end{pmatrix} \quad (\text{D.9})$$

$$\tilde{R} = |R| - i|S| \quad (\sigma = U \text{ or } L) \quad (\text{D.10})$$

と表す。このハミルトニアンの形を見てわかるように、重い正孔、軽い正孔が互いに影響し合っている。 $k = 0$ 点での重い正孔、軽い正孔の固有関数を各々 ψ_{i0}^h, ψ_{i0}^l とし、各サブバンドの包絡関数を次式のように固有関数の線形和で表す。

$$|3/2+3/2\rangle \equiv \psi_{hk}^U = \sum_{i=1}^{i_0} A_{i1} \psi_{i0}^h(z) \quad (\text{D.11})$$

$$|3/2+1/2\rangle \equiv \psi_{ik}^U = \sum_{i=1}^n A_{i2} \psi_{i0}^l(z) \quad (\text{D.12})$$

$$|3/2-1/2\rangle \equiv \psi_{lk}^L = \sum_{i=1}^n A_{i3} \psi_{i0}^l(z) \quad (\text{D.13})$$

$$|3/2-3/2\rangle \equiv \psi_{hk}^L = \sum_{i=1}^n A_{i4} \psi_{i0}^h(z) \quad (\text{D.14})$$

これら包絡関数を $k \neq 0$ のシュレディンガー方程式に代入し、重い正孔、軽い正孔の各固有関数をかけて空間積分すると各サブバンドの係数 A_{ij} に関する固有値問題となる。また A_{ij} が波数 k に対する関数になっており、 A_{ij} を求めることにより最終的に欲しい波数に対するエネルギー準位が得られる。

D.2 具体的な数値計算の手順

D.2.1 $k = 0$ の時の波動関数

まず $k=0$ の場合の波動関数を求める。ユニタリ変換により対角化すると Luttinger ハミルトニアン の各成分は

$$P + Q = \left[(\gamma_1 + \gamma_2)k^2 - (\gamma_1 - 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \quad (D.15)$$

$$P - Q = \left[(\gamma_1 - \gamma_2)k^2 - (\gamma_1 + 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \quad (D.16)$$

$$\tilde{R} = \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 - \sqrt{3} k \frac{\partial}{\partial z} \right] \quad (D.17)$$

$$\tilde{R}^* = \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 + \sqrt{3} k \frac{\partial}{\partial z} \right] \quad (D.18)$$

$$(D.19)$$

となる。 $k=0$ の場合

$$P + Q = -(\gamma_1 - 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (D.20)$$

$$P - Q = -(\gamma_1 + 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (D.21)$$

$$\tilde{R} = \tilde{R}^* = 0 \quad (D.22)$$

であるから、 $|3/2, 3/2\rangle, |3/2, 1/2\rangle, |3/2, -1/2\rangle, |3/2, -3/2\rangle$ について次の4つの波動方程式が成り立つ。

$$\left[-\frac{\hbar^2(\gamma_1 - 2\gamma_2)}{2m_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \psi_{hk}^U(z) = \epsilon_h^U(k) \psi_{hk}^U(z) \quad (D.23)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2(\gamma_1 + 2\gamma_2)}{2m_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \psi_{lk}^U(z) = \epsilon_l^U(k) \psi_{lk}^U(z) \quad (D.24)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2(\gamma_1 + 2\gamma_2)}{2m_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \psi_{lk}^L(z) = \epsilon_l^L(k) \psi_{lk}^L(z) \quad (D.25)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2(\gamma_1 - 2\gamma_2)}{2m_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \psi_{hk}^L(z) = \epsilon_h^L(k) \psi_{hk}^L(z) \quad (D.26)$$

(D.23) 式について考える。この式を差分法で解くために、長さ L の区間を N 等分したとすると、 i 番目の点では

$$\frac{\hbar^2(\gamma_1 - 2\gamma_2)}{2m_0} \frac{[\psi_{h0}^U(L(i+1)/N) + \psi_{h0}^U(L(i-1)/N) - 2\psi_{h0}^U(Li/N)]}{\Delta z^2} + V(Li/N) \psi_{h0}^U(Li/N) = \epsilon_h^U(0) \psi_{h0}^U(Li/N) \quad (D.27)$$

である。これを整理すると

$$\psi_{h0}^U(L(i+1)/N) + [-2 - AV(Li/N)] \psi_{h0}^U(Li/N) + \psi_{h0}^U(L(i-1)/N) = \epsilon \psi_{h0}^U(Li/N) \quad (D.28)$$

どちらもポテンシャルの大きさ V を 0.1744eV とし、1ステップ当りの長さ L/N を 0.7\AA とした。またこれらの単位系から $\frac{\hbar^2}{2m_0}$ は $3.81\text{eV}\cdot\text{\AA}^2$ を用いた。単一井戸層は井戸層の幅を 100\AA とし、周期井戸型ポテンシャルは我々のサンプルと同じ井戸層 19.8\AA 、障壁層 31.1\AA とした。図 D.1、図 D.2 とともに一番上が横軸 z でポテンシャルの形状を描いたもの、それ以降はエネルギーの低い順に z に沿った電子の波動関数を表している。次に $k = 0$ でのエネルギー固有値、固有関数を用いて $k \neq 0$ での固有関数を表す。

D.2.2 $k \neq 0$ の時の波動関数

今までの所、波動方程式を z の関数として解いてきたが、次に波数 k の関数である $A_{ii}(k)$ についての固有値を求める。

(D.23)~(D.26) 式と同様に

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_0} \left\{ (\gamma_1 + \gamma_2)k^2 - (\gamma_1 - 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} + V(z) \right] \psi_{hk}^U(z) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 - \sqrt{3} \gamma_2 k \frac{\partial}{\partial z} \right] \psi_{lk}^U(z) = \epsilon^\sigma(k) \psi_{hk}^U(z) \quad (\text{D.34})$$

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_0} \left\{ (\gamma_1 - \gamma_2)k^2 - (\gamma_1 + 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} + V(z) \right] \psi_{lk}^U(z) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 + \sqrt{3} \gamma_2 k \frac{\partial}{\partial z} \right] \psi_{hk}^U(z) = \epsilon^\sigma(k) \psi_{lk}^U(z) \quad (\text{D.35})$$

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_0} \left\{ (\gamma_1 - \gamma_2)k^2 - (\gamma_1 + 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} + V(z) \right] \psi_{lk}^L(z) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 - \sqrt{3} \gamma_2 k \frac{\partial}{\partial z} \right] \psi_{hk}^L(z) = \epsilon^\sigma(k) \psi_{lk}^L(z) \quad (\text{D.36})$$

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_0} \left\{ (\gamma_1 + \gamma_2)k^2 - (\gamma_1 - 2\gamma_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\} + V(z) \right] \psi_{hk}^L(z) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 + \sqrt{3} \gamma_2 k \frac{\partial}{\partial z} \right] \psi_{lk}^L(z) = \epsilon^\sigma(k) \psi_{hk}^L(z) \quad (\text{D.37})$$

$$(\text{D.38})$$

の4つの方程式が成り立つ。(D.34)、(D.35)式は ψ_{hk}^U と ψ_{lk}^U の連立方程式に(D.36)、(D.37)は ψ_{lk}^L 、 ψ_{hk}^L の連立方程式になっている。そして上段の2式と下段2式の違いは $\sqrt{3}\gamma_2 k \frac{\partial}{\partial z}$ の符号が逆になっているだけで、結晶が反転対称である場合 k の係数はゼロになるので ψ_{hk}^U と ψ_{lk}^U の関係は ψ_{hk}^L と ψ_{lk}^L の関係と全く同じになる。反転対称は \mathbf{r} を $-\mathbf{r}$ に変換する操作で、厳密には GaAs の結晶の反転対称は成り立たない。ここでは超格子の構造に着目して反転対称を仮定する。

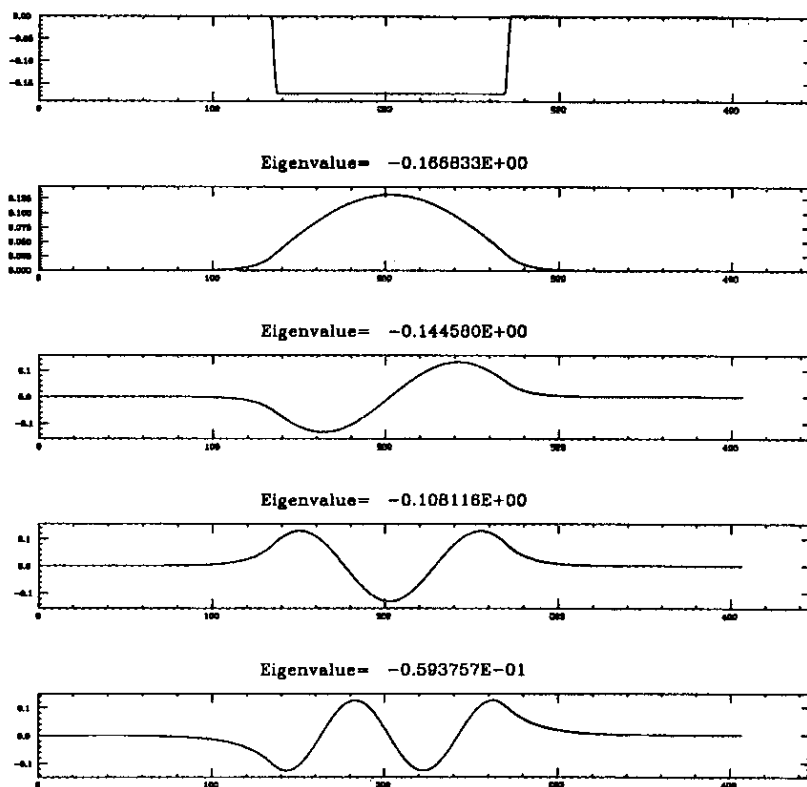


図 D.1: 単一井戸型ポテンシャル中の電子の波動関数。固有エネルギーが高くなるにつれ振動数が大きくなる。

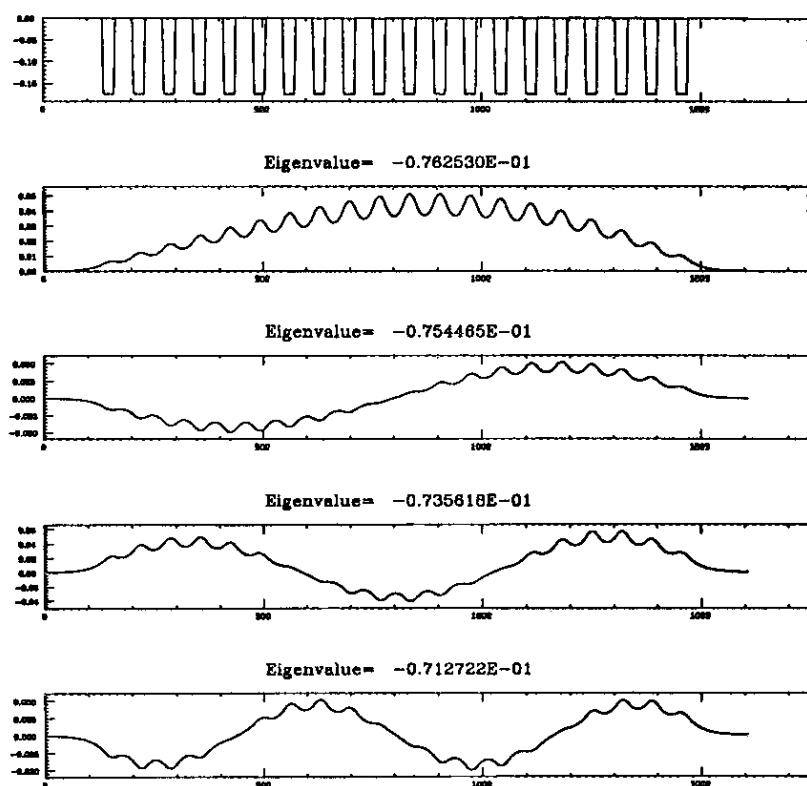


図 D.2: 20 層の周期井戸型ポテンシャル中の電子の波動関数。

また (D.23)、(D.24) 式の関係を使って (D.34)、(D.35) は

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_1 + \gamma_2)k^2 + \epsilon^h(0) \right] \psi_{hk}^U(z) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 \psi_{lk}^U(z) = \epsilon^\sigma(k) \psi_{hk}^U(z) \quad (D.39)$$

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_1 - \gamma_2)k^2 + \epsilon^l(0) \right] \psi_{lk}^U(z) + \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 k^2 \psi_{hk}^U(z) = \epsilon^\sigma(k) \psi_{lk}^U(z) \quad (D.40)$$

$$(D.41)$$

ここで簡単のために

$$B = \frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_1 + \gamma_2) \quad (D.42)$$

$$B' = \frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_1 - \gamma_2)k^2 \quad (D.43)$$

$$C = \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{\sqrt{3}}{2} \gamma_2 \quad (D.44)$$

$$(D.45)$$

とおく。 $k=0$ の条件で求めた波動関数 ψ_{i0}^h あるいは ψ_{i0}^l を左からかけて空間積分すると (D.39) 式の成分は

$$\begin{aligned} [Bk^2 + \epsilon_1^h(0)] A_{11} + \sum_{i=1}^n C A_{i2} k^2 \langle \psi_{10}^h | \psi_{i0}^l \rangle &= \epsilon^U(k) A_{11} \\ \vdots & \vdots \\ [Bk^2 + \epsilon_1^h(0)] A_{n1} + \sum_{i=1}^n C A_{i2} k^2 \langle \psi_{n0}^h | \psi_{i0}^l \rangle &= \epsilon^U(k) A_{n1} \end{aligned} \quad (D.46)$$

となり、(D.40) 式も同様にして

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n C A_{i1} k^2 \langle \psi_{10}^l | \psi_{i0}^h \rangle + [B'k^2 + \epsilon_1^l(0)] A_{12} &= \epsilon^U(k) A_{12} \\ \vdots & \vdots \\ \sum_{i=1}^n C A_{i1} k^2 \langle \psi_{n0}^l | \psi_{i0}^h \rangle + [B'k^2 + \epsilon_1^l(0)] A_{n2} &= \epsilon^U(k) A_{n2} \end{aligned} \quad (D.47)$$

となる。これを行列の形で書くと

$$\begin{bmatrix} Bk^2 + \epsilon_1^h(0) & 0 & & Ck^2 \langle \psi_{10}^h | \psi_{10}^l \rangle & \cdots & \cdots & Ck^2 \langle \psi_{10}^h | \psi_{n0}^l \rangle \\ 0 & Bk^2 + \epsilon_2^h(0) & 0 & \vdots & & & \vdots \\ & \ddots & & \vdots & & & \vdots \\ & & 0 & Bk^2 + \epsilon_n^h(0) & Ck^2 \langle \psi_{n0}^h | \psi_{10}^l \rangle & \cdots & \cdots & Ck^2 \langle \psi_{n0}^h | \psi_{n0}^l \rangle \\ Ck^2 \langle \psi_{10}^l | \psi_{10}^h \rangle & \cdots & \cdots & Ck^2 \langle \psi_{10}^l | \psi_{n0}^h \rangle & B'k^2 + \epsilon_1^l(0) & 0 & & \\ \vdots & & & \vdots & 0 & \ddots & 0 & \\ \vdots & & & \vdots & & 0 & \ddots & 0 \\ Ck^2 \langle \psi_{n0}^l | \psi_{10}^h \rangle & \cdots & \cdots & Ck^2 \langle \psi_{n0}^l | \psi_{n0}^h \rangle & & & & B'k^2 + \epsilon_n^l(0) \end{bmatrix}$$

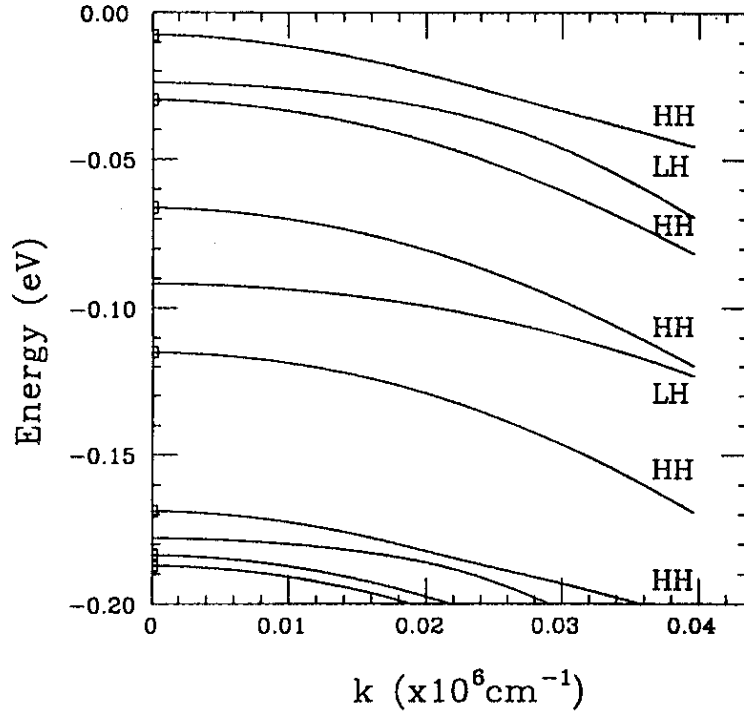


図 D.3: 単一井戸型ポテンシャルのバンド構造。

$$\times \begin{bmatrix} A_{11}(k) \\ A_{21}(k) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ A_{n2}(k) \end{bmatrix} = \epsilon^U(k) \begin{bmatrix} A_{11}(k) \\ A_{21}(k) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ A_{n2}(k) \end{bmatrix} \quad (\text{D.48})$$

となる。 $2n \times 2n$ 行列のため $2n$ 個のエネルギー固有値が存在する。本来 $k = 0$ の条件で求めた N 個の固有値について k 空間でのバンドが求められるはずである。しかし計算機のメモリの制約から $k = 0$ で計算したエネルギー固有値の高い方から順に 9 つを選んで $n = 9$ として計算した。(D.48) 式において k を 4.0×10^2 ステップで変え、各々のエネルギー固有値の k に対する変化をプロットするとバンド図となる。図 D.3 に単一井戸型ポテンシャル、図 D.4 に 20 層の周期井戸型ポテンシャルのバンド図を示す。重い正孔と軽い正孔を区別するために、重い正孔のエネルギー準位に対して $k = 0$ 上で四角い印をつけた。

図 D.3、図 D.4 を比較すると、単一井戸の場合重い正孔と軽い正孔のエネルギー

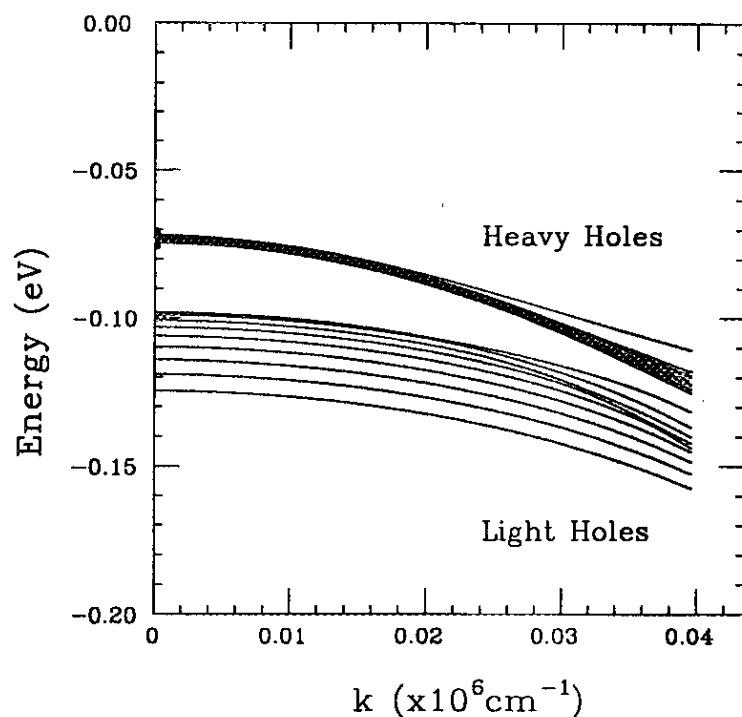


図 D.4: 20 層の周期井戸型ポテンシャルのバンド構造。

ギー準位が交互に現れるのに対し、20 層の井戸の場合重い正孔が軽い正孔よりも常に高いエネルギー準位をとっている。

波数の大きい方で多少のバンドの歪はあるものの重い正孔と軽い正孔は分離しており、従って単一井戸で見られるような励起光のエネルギーに対して偏極度が上下する現象は、20 層の井戸の場合は見られないのではないかとと思われる。正確には各バンド間の遷移確率と電子の状態密度を計算しなければわからない。これは今後の課題である。

本文中の有効質量近似の結果と比較する。本文中重い正孔 $0.052 \sim 0.053\text{eV}$ に対し、この計算では $0.072 \sim 0.075\text{eV}$ でエネルギー準位が少しずれている。軽い正孔は $0.096 \sim 0.173\text{eV}$ に対し、この計算では $0.098 \sim 0.125\text{eV}$ とエネルギー準位の高い点はほぼ一致する。この計算では 9 つのバンドしか表していないので、軽い正孔の下端が合わないのは考えられる結果である。

付録 E

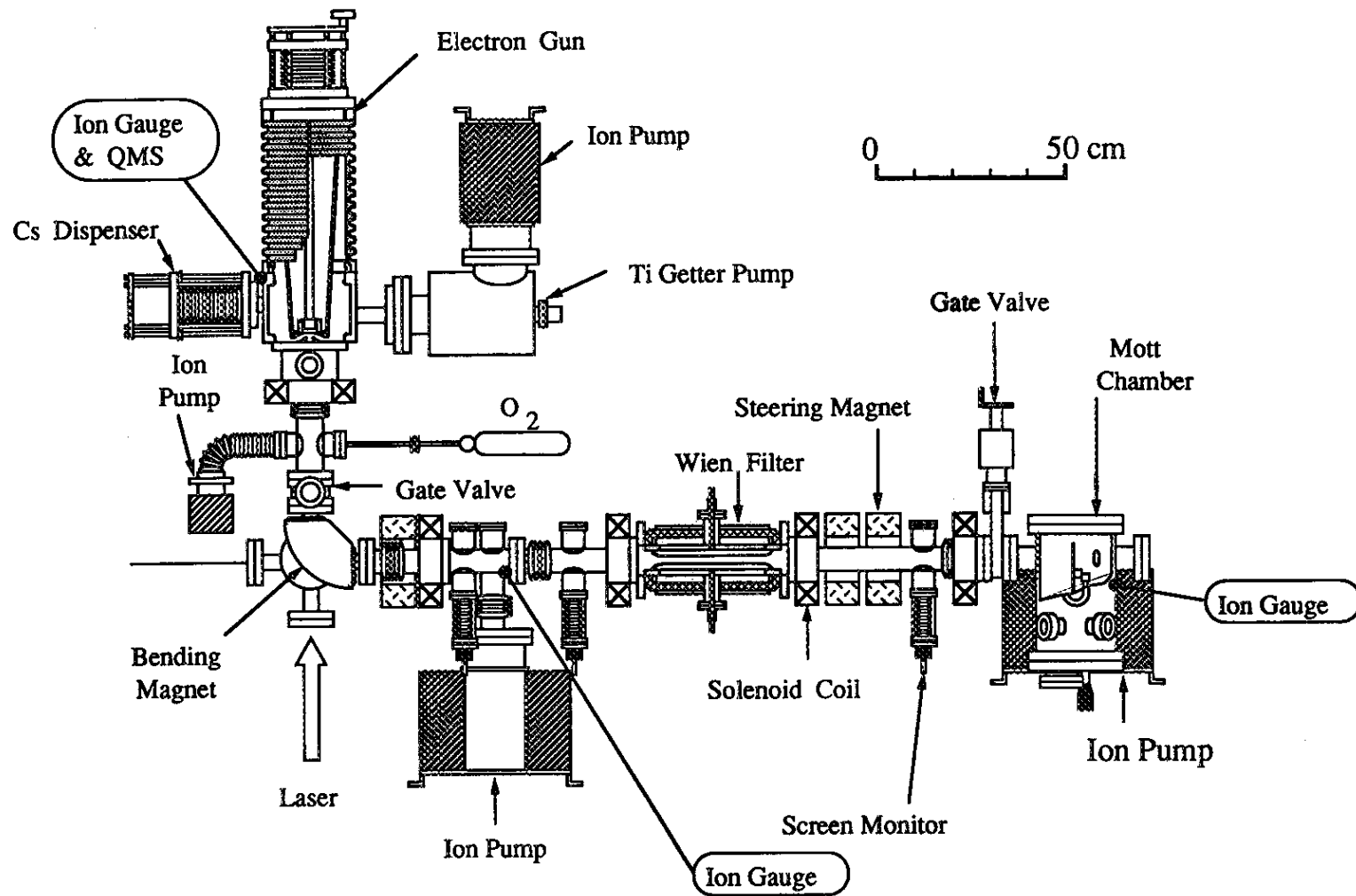
偏極電子ビーム発生装置の開発

本文で測定に用いた偏極電子源は電子銃が -4kV 、検出器側が 96kV の 100keV 加速装置であった。しかし加速器の電子源として用いるためには電子銃のカソードだけに -100keV かける必要がある。そこで図 E.1 のような偏極電子源と偏極度測定装置を開発している。装置下方からレーザーを入射し、カソードから引き出した電子を偏向電磁石で曲げ Wien filter を通した後 Mott 散乱検出器内の金のターゲットに当てる。電子のエネルギーが 100keV 近くになると電子ビームの軌道を曲げるには電場よりも磁場を用いた方が技術的に容易である。そのため、偏向電磁石を使っているが、電子のスピンはスピンの垂直方向の磁場によって回転力を受け、電子の進行方向に沿って 90° 回転する。即ち、電子がベンディングマグネットを通過した時点では、電子のスピンは電子ビームの進行方向に対して平行か反平行の状態にある。Mott 散乱検出器に入射する時には電子のスピンは鉛直方向に沿っていなければならない。このため Wien filter を置き、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 場中で電子の軌道を変えずにスピンを回転させる。電子ビームの軌道補正にはステアリングコイルを用い、集束用の電磁石としてソレノイドコイルを配置した。この章では電子銃、Wien filter、Mott 散乱検出器の各コンポーネントとトランスポート系の設計、製作について述べる。

E.1 電子銃の設計、製作

E.1.1 基本設計

フォトカソードの場合、カソード表面の清浄さ、高真空の度合により引き出される電流値は大きく影響される。そのため通常の電子銃の設計で問題にする (1) 電子ビームの軌道と (2) 高電圧による電極間の放電対策の他に、(3) NEA 活性化のできる構造になっていることが重要である。



図E.1 偏極電子源と偏極度測定装置

また開発の第一段階として直流の電子ビームで電子の偏極度を測定することを目的としている。そのため引出し電流はせいぜい $10\mu\text{A}$ である。カソード径はレーザー径により決まるので $5\text{mm}\phi$ とすると、電流密度としては約 $50\mu\text{A}/\text{cm}^2$ となる。

E.1.2 電極表面の電界分布

まずカソード、アノード、ウェネルトの表面電界の分布を POISSON を使って求めた。図 E.2は左側の垂線を回転中心とした円筒座標系の断面図で、電極部の等電位面を表している。カソード表面での電界は $11.3\text{kV}/\text{cm}$ である。平行平板のパービアンズ $p(\frac{A}{V^{3/2}})$ は

$$p = 2.33 \times 10^{-6} \frac{S}{d^2} \quad (\text{E.1})$$

S ; カソード面積 (cm^2)

d ; 表面電界から求められる等価ギャップ (cm)

である。カソード面積 $S=0.196$ 、等価ギャップ $d=100/11.3=8.85$ だから

$$p = 5.84 \times 10^{-9} \quad (\text{E.2})$$

となり、 100kV の時の空間制限電流 $I(\text{A})$ は

$$\begin{aligned} I &= 5.84 \times 10^{-9} (1.0 \times 10^5)^{3/2} \\ &= 0.185 \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

となりカソードの平均電流より遥かに大きい。よって引出し電流について空間電荷効果を考慮する必要はない。

一番電界が集中するのはウェネルト先端の曲率半径の小さい部分で $104.0\text{kV}/\text{cm}$ である。SLACではウェネルトの曲率半径を大きくとり $40\text{kV}/\text{cm}$ 程度に電界を下けている [3]。いずれKEKの電子銃も電界を弱めるように電極の形状を変えなければならない。

E.1.3 電子銃の軌道計算

電子銃の軌道計算にはSLACで開発されたEGUNを用いた。計算のための主なパラメーターはカソード電圧 100kV 、電流密度 $50\mu\text{A}/\text{cm}^2$ 、カソード直径 $5\text{mm}\phi$ 、初期のビーム広がりは熱電子と同じ条件 ($\text{SPC}=0.5$) とした。

結果を図 E.3に示す。パービアンズ p' は $3.76 \times 10^{-7} \mu\text{perv}$ 、rms エミッタンスは $3.44\pi\text{mm}\cdot\text{rad}$ であった。EGUNではパービアンズ p' は表面電圧 V' と引出し電流 I' から

$$p' = I'/V'^{3/2} \quad (\text{E.4})$$

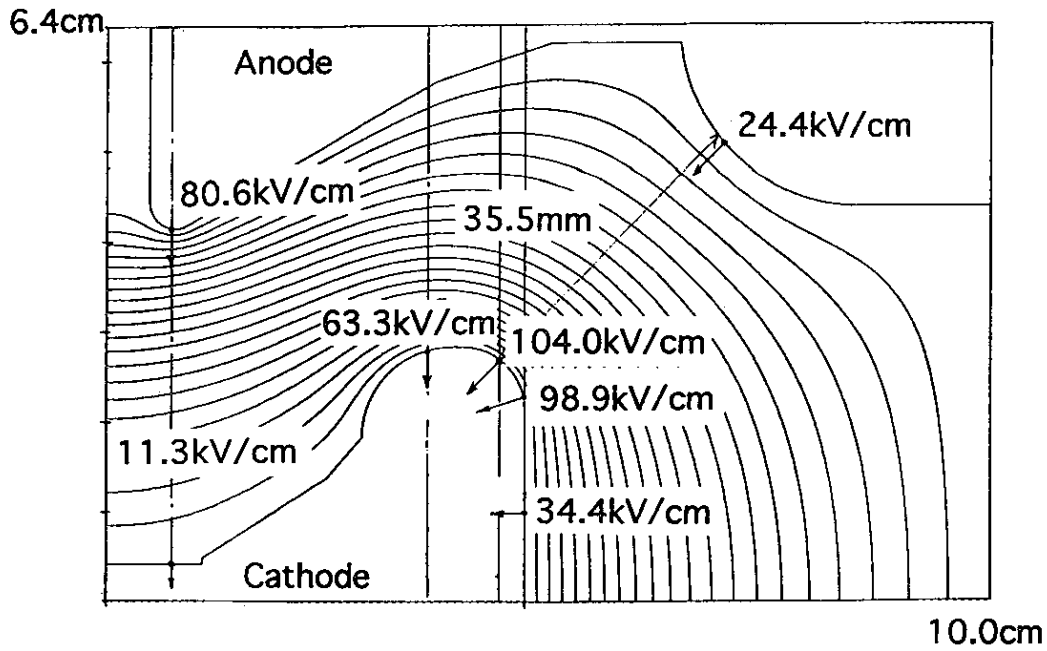


図 E.2: カソード、アノード、ウェネルト間の等電位面。

を使って求めている。データ入力の段階で電流密度を指定することにより引出し電流 I' を $10\mu\text{A}$ に制限しているので、電流値は (E.3) の 5.4×10^{-5} 倍である。これは EGUN で計算されたパービアンス p' を本来のパービアンス p ((E.2) 式参照) で割った値とほぼ一致することからも推察できる。

E.1.4 電子銃部の構造

NEA 活性化を行うにはヒートクリーニング、Cs 付け、 O_2 付けの作業が必要である。これらの機能を持たせ電子銃部は図 E.4、E.5 のように構成した。

ヒートクリーニングのためのヒーターと熱電対がカソードロッド先端に埋め込まれている。また Cs は市販の Cs dispenser に電流を流し Cs を蒸着する方法をとっており、図 E.4 のようにカソードロッドを引き上げて Cs dispenser をカソード前面まで挿入する。

O_2 の導入はガスリークバルブを用いて断面図中、反対側に取り付けている。NEA 活性化では図 E.4 の状態でカソードに 50V の電圧をかけ、光電子電流をモニターしながら Cs と O_2 を交互に付ける。

高電圧をかけて電子ビームを引き出す場合は図 E.5 のようにカソードロッドを定位置まで降ろす。

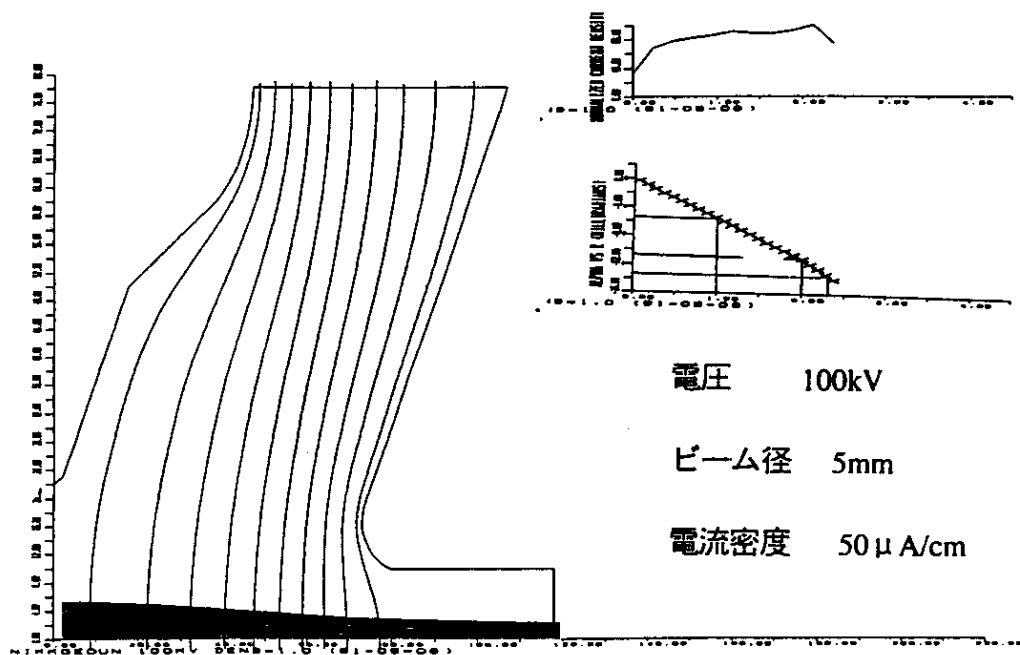


図 E.3: 計算された電子銃の軌道。

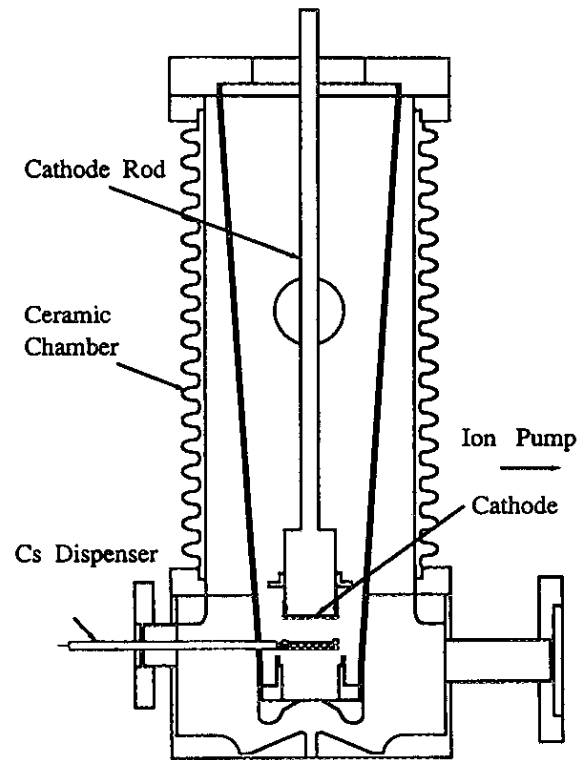


図 E.4: 電子銃部の断面。Cs 蒸着により NEA 活性化を行っているところ。

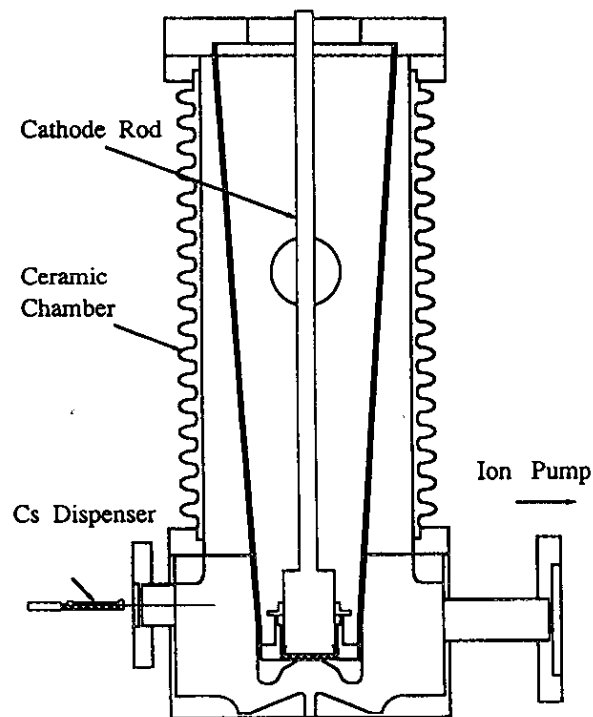


図 E.5: 電子銃部の断面。電子ビームを引き出す場合の配置。

カソードロッドの加熱装置部分の断面を図 E.6に示す。半導体のフォトカソードを置くための台座として、熱による歪の小さいモリブデンを用いた。モリブデン中にはファイアロッド(商品名)が取り付けられており、ヒーターの外皮はインコロイで出来ている。ファイアロッドはロケットの点火用とかプラスチック成形金型の製作等に用いられており、 $45\sim 60\text{W}/\text{cm}^2$ の発熱が可能である。

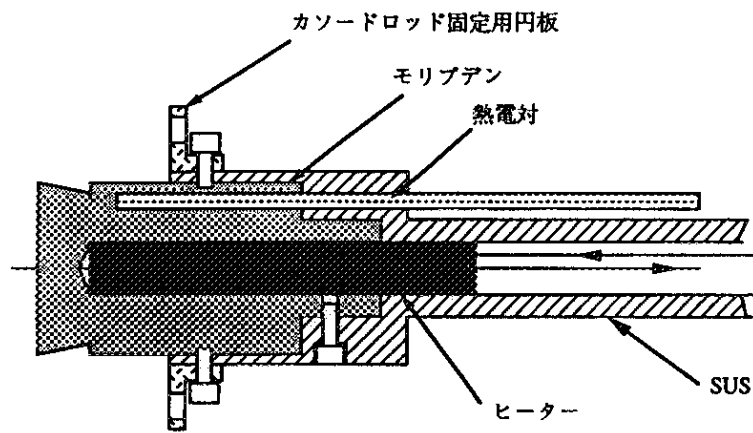


図 E.6: カソードロッドの加熱装置部分の断面。

E.2 Wien filter の設計、製作

E.2.1 Wien filter の原理

Wien filter はローレンツ力を 0 にするよう磁場と電場を直交させ、電子の軌道を変えずにスピンを回転させる装置である。

一様な電磁場中でのスピンの運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{e}{2m_0c} \left\{ \mathbf{n} \cdot \frac{\mathbf{E}[(g-2) - g/\gamma^2]}{\beta} + \mathbf{n} \cdot (\mathbf{l} \times \mathbf{B})(g-2) \right\} \quad (\text{E.5})$$

\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 因子 ($g \sim 2.0$) である。wien filter の長さを L とすると -90° 回転させる場合

$$-\frac{\pi}{2} = \int \frac{d\phi}{dt} dt = \frac{e}{2m_0c} \left\{ \frac{E[(g-2) - g/\gamma^2]}{\beta} - B(g-2) \right\} \frac{L}{v} \quad (\text{E.6})$$

となり、ローレンツ力が 0 になるという条件

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \quad (\text{E.7})$$

から

$$E = \beta B \quad (\text{E.8})$$

が得られる。(E.6),(E.8) より

$$B = \frac{\pi m_0 c^2 \beta \gamma^2}{egL} \quad (\text{E.9})$$

を満たすように B 、 L を決める。

L を 30cm とした時、電子のエネルギー $T(\text{keV})$ に対し磁場の強度 $B(\text{G})$ は次式によって決まる。

$$B = 89.31\beta\gamma^2 \quad (\text{E.10})$$

$$\gamma = (511 + T)/511 \quad (\text{E.11})$$

$$\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} \quad (\text{E.12})$$

電子のエネルギー 100keV の場合 $\gamma = 1.20$ 、 $\beta = 0.548$ となり、磁場の強度は $B = 70.5\text{G}$ と求められる。またこの時の電場の強度 E は (E.8) を用いて $E = 38.6\text{esu}$ となる。単位系をボルトに換算するために 3×10^4 を掛けると $E = 1.16 \times 10^6 \text{V/m}$ 、即ち 11.6kV/cm となる。

E.2.2 設計方針

基本的な寸法は SLAC で使われている Wien filter を参考にし、図 E.7 のような形状を考えた。設計条件は次の 4 つである。

(1) 磁極長 30cm、磁場の対称性を良くするために磁石の形状は H 型とする。
(2) また電子ビーム進行方向にたいしては端部での磁場の漏れを防ぐために磁気シールドを置く。

(3) ビーム進行方向の電極形状は磁場分布に沿うように端部を湾曲させる。電極の幅は真空容器との間で放電しない程度に大きくする。

(4) 均一な電磁場の有効直径を 10mm ϕ で磁場分布と電場分布のずれをできるだけ小さくする。有効電磁場領域は磁極幅と電極幅により決まる。

これらの条件を満たす 3 次元電磁場分布を用いて、Wien filter 中の電子の軌道を三次元の運動方程式を解き求める。但し磁場、電場の計算には 2 次元コードである POISSON を用いた。

E.2.3 電磁場計算

(1) 磁場計算

磁極幅を決めるためには図 E.7 の x 方向の磁場分布の均一性を調べる必要がある。そのため Wien filter を xy 平面で切った断面 (xy 断面) での磁場分布を求めた。そしてこの時の y 方向の磁場強度の x 方向分布、y 方向分布から図 E.9 の上 2 つに示すような x、y の分布が得られる。計算ではコイルの寸法は 20mm \times 20mm、磁極間距離 60mm としている。

次に電子ビームの進行方向の磁場分布を求める。図 E.8 は Wien filter 端部を xz 平面で 2 等分した断面での磁力線図である。ここで問題になるのは磁気シールドの効果をいかに計算取り入れるかである。磁力線はほとんど磁気シールド中を通り、孔の中心では磁場は弱くなっているはずである。この効果を 2 次元計算に取り入れるには、図のように磁気シールドを迂回させることにより近似できる [40]。

計算では磁気シールド厚 10mm とし、コイルの外側 15mm の所に磁気シールドの端が来るようにしている。図の底線上の垂直方向の磁場強度を Wien filter 磁場の z 方向の強度分布である。

以上のようにして Wien filter の磁場 (y 方向) の x、y、z 方向の強度分布が図 E.9 のように得られる。

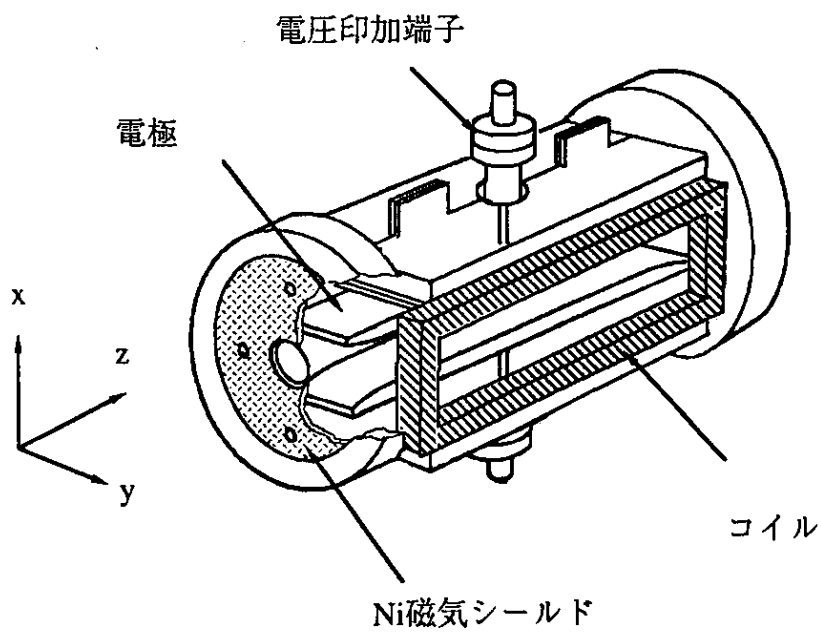


図 E.7: Wien filter の見取図

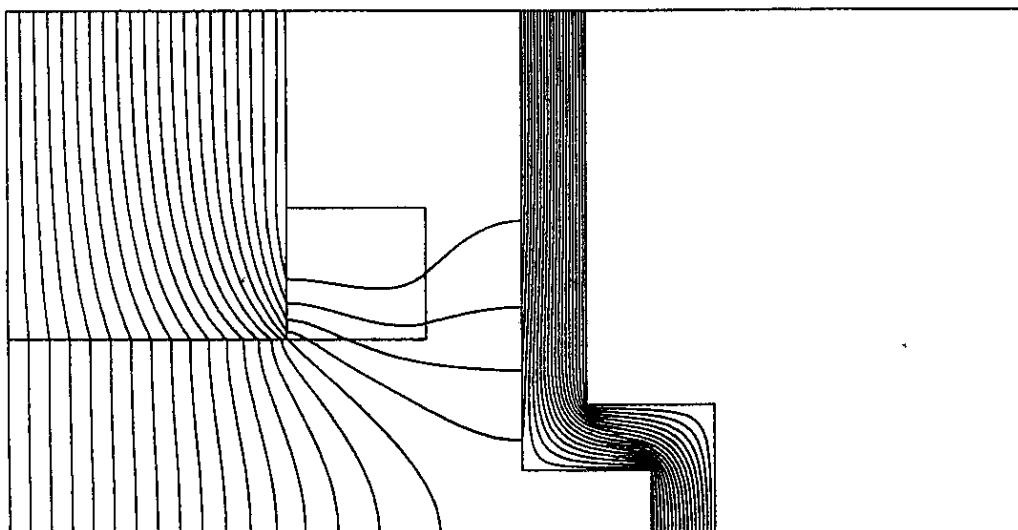


図 E.8: xz 平面での磁力線。

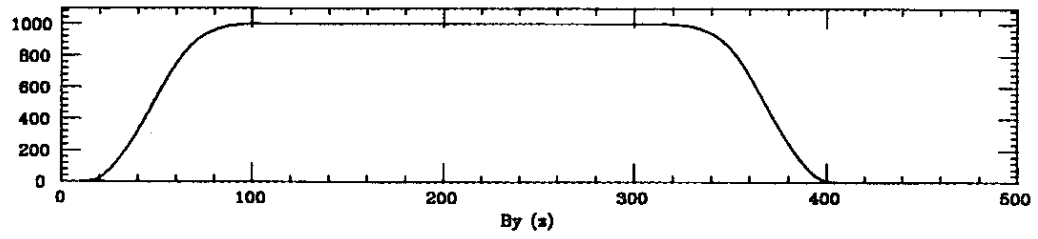
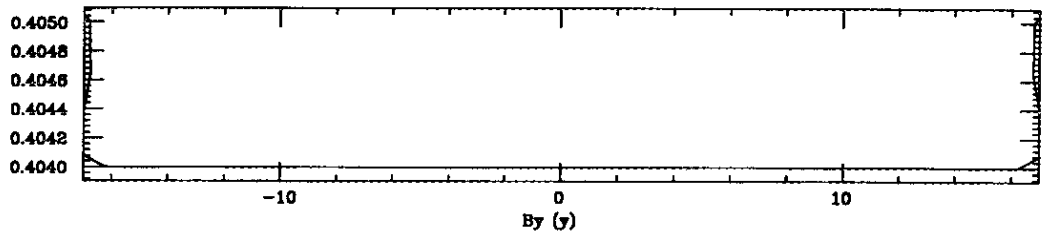
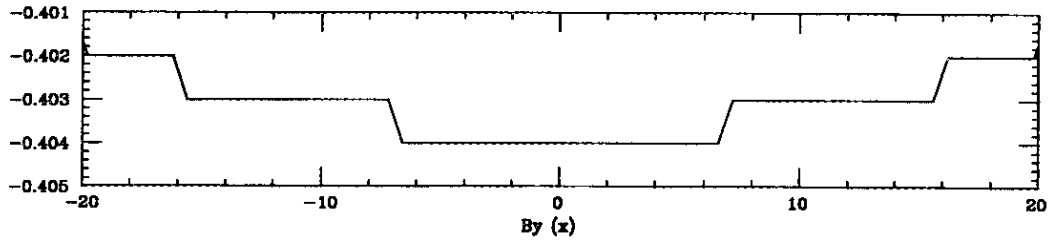


図 E.9: y 方向の磁極による 3 次元的な磁場強度の分布。

(2) 電場計算

磁場分布と同様にして、まず電極幅を決めるために図 E.7の y 方向の電場の均一性を調べた。まず Wien filter を xy 平面で切った断面 (xy 断面) での電場分布を求めた。そしてこの時の y 方向の磁場強度の x 方向分布、 y 方向分布から図 E.11の上2つに示すような x 、 y の分布が得られる。計算では電極幅 40mm、電極間の距離を 20mm にし、片方に正電圧をもう一方に負電圧をかけるようにしている。

次に電子ビームの進行方向の電場分布を求める。図 E.10は Wien filter 端部を xz 平面で切った断面での等電位線図である。電場の場合、磁気シールドは電位 0 の金属板として扱い、磁場計算と同様に磁気シールドを迂回させて計算した。しかし電場の場合、電極端部からの電場強度の落込み方が大きく、磁気シールド孔が開いた状態で計算しても結果には大差ない。

図の中線上の垂直電場の強度を Wien filter 電場の z 方向の強度分布とする。

以上のようにして Wien filter の電場 (x 方向) の x 、 y 、 z 方向の強度分布が図 E.11のように得られる。

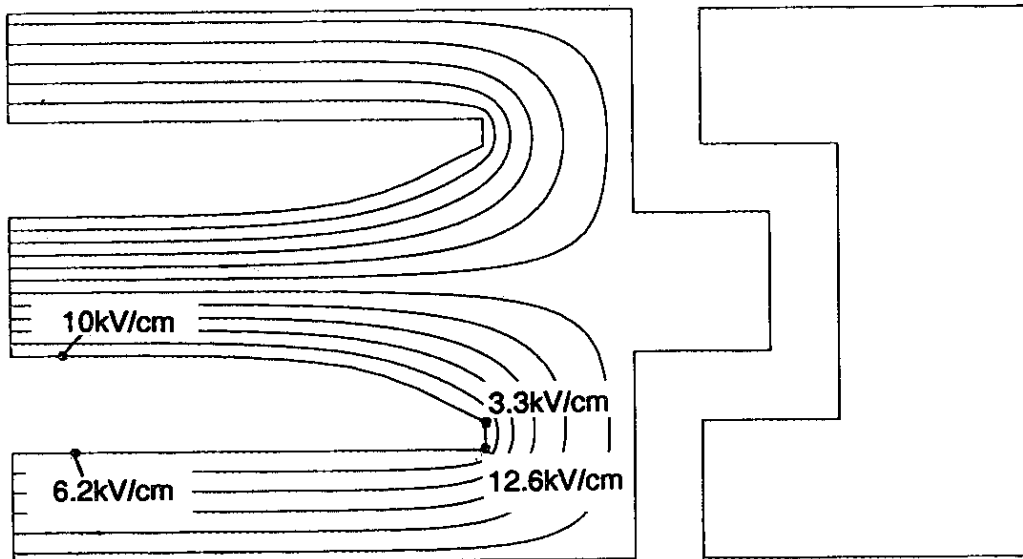


図 E.10: xz 平面での等電位線。

z 方向の電場と磁場の規格化した強度を図 E.12 に示す。 z 方向のゼロ点から 100mm までの Wien filter 端部において、規格化した電場強度を E_{xnorm} 、規格化した磁場強度を B_{ynorm} とすると n 個のサンプリング点に対して標準偏差 STD をとると

$$\begin{aligned} STD &= \sqrt{\frac{(E_{xnorm} - B_{ynorm})^2}{n-1}} \\ &= 1.1 \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (\text{E.13})$$

となる。従って端部 100mm の電磁場の一致精度は 0.01% であると言える。

E.2.4 電子ビームの軌道計算

実際の Wien filter を製作する場合、磁極や電極の長さが有限であるために中心から外れるに従い電磁場の強度が変わっていく。中心軌道から外れた電子ビームがどの程度ずれるかを調べた。

図 E.12 の電磁場分布で金箔ターゲットまでの軌道を計算すると図 E.13 になる。Wien filter 内で放物線のような軌跡を描くのは、端部での電磁場のバランスが崩れるために横方向の速度を持ってしまうためである。

これは運動方程式を解析的に解いてみるとよく理解できる。

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = e(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}) \quad (\text{E.14})$$

において $E_x = E_0$ 、 $B_y = B_0$ で残りの電磁場成分がゼロ、 v_x 、 v_y 、 $v_z = v_0$ の初速度を持つとすると ($v_z \gg v_x$ 、 $v_z \gg v_y$)

$$m\gamma \frac{d^2x}{dt^2} = e(E_0 - \frac{v_z}{c} B_0) \quad (\text{E.15})$$

$$m\gamma \frac{d^2y}{dt^2} = 0 \quad (\text{E.16})$$

$$m\gamma \frac{d^2z}{dt^2} = -e \frac{v_x}{c} B_0 \quad (\text{E.17})$$

E.8式から

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e^2 B_0^2}{m^2 \gamma^2} x \quad (\text{E.18})$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = 0 \quad (\text{E.19})$$

$$\frac{dz}{dt} = -\frac{e B_0}{m \gamma} y + v_0 \quad (\text{E.20})$$

となる。これは電場方向に電子が振動することを表している。従って図 E.13では Wien filter 入口で電場方向に蹴られ、振動モードに入った後、出口でも同じ方向に蹴られて出ていく。電場方向に蹴られる原因は磁場のオーバーシュートした成分によるもので、中心から外れるほど磁場が弱くなるため蹴られる角度が小さくなるのが分かる。また (E.19) 式から v_y 方向の初速度成分があっても、磁場方向にはビームは振動しないことも分かる。

また各軌跡に対するスピンの回転角の違いは3桁の有効数字内では見られず、回転角は 95.7° であった。これは漏れ磁場による効果で、本来の回転角 90° を得るには電磁場共に約 94% に抑えなければならない。従って磁場は 70.5G の 94% で 66.3G、電場は 11.6kV の 94% の 10.9kV になるよう補正すべきである。

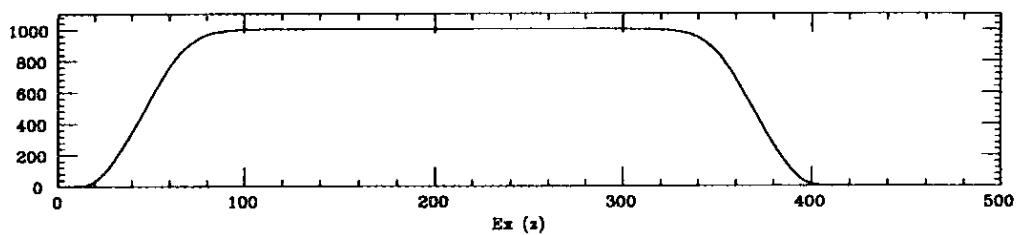
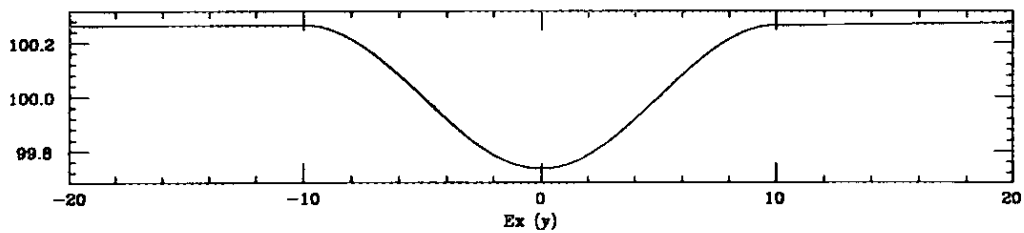
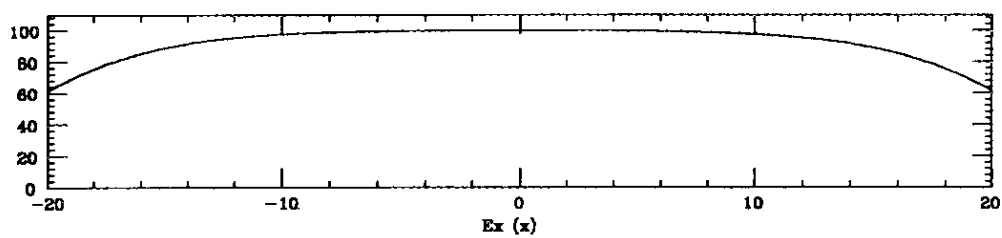


図 E.11: x 方向の電極による 3 次元的な電場強度の分布。

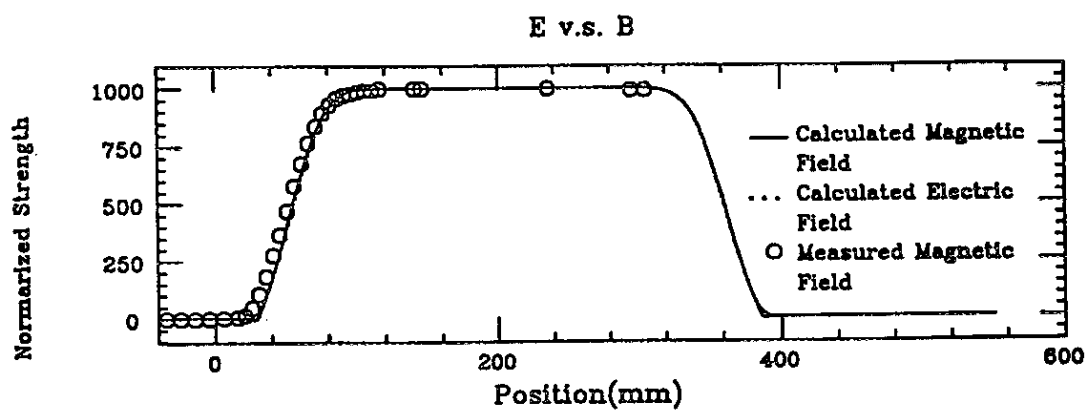


図 E.12: z 方向に沿った Wien filter の電磁場強度の分布。

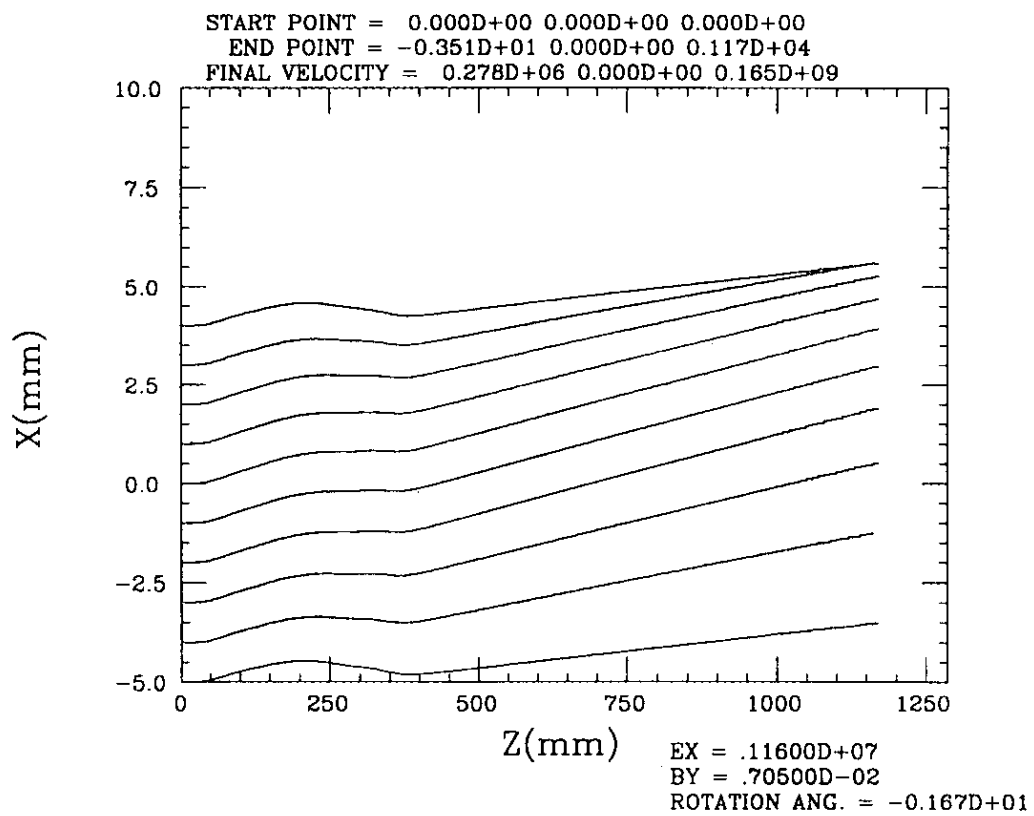


図 E.13: z 方向に沿った Wien filter から金箔ターゲットまでの電子軌道。

E.2.5 電極部、磁極部の製作

製作した Wien filter の組立図を磁極部、電極部に分けて図 E.14と図 E.15に示す。磁極の寸法は磁極長 300mm、磁極幅 82mm、磁極間距離 60mm で、コイルの断面積は 20×18mm で一つのコイルの巻数は 21 ターンである。磁極間隙中心の磁場強度が 70.5G の時、コイルに流れる電流は 8.4A である。実用的な関係式として、コイル電流 I (A) と発生磁場 B (G) の間に

$$B = 8.4I \quad (\text{E.21})$$

が成り立つ。最大磁場強度は 131G で、この時のコイル電流は 15.6A である。

また磁気シールドには電磁軟鉄を用い、表面の酸化を防ぐことと真空中で使用することを考えて Ni メッキ処理してある。

電極の寸法は長さ 332mm、電極幅 40mm、電極間隔 20mm で製作精度は 0.1mm である。電極端部の形状は図 E.16のようにした。磁場 B (G) が決まった場合の印加電圧 V (kV) は

$$V = 0.3\beta B \quad (\text{E.22})$$

で表されるので

$$V = 2.52\beta I \quad (\text{E.23})$$

となる。主なパラメータを表 E.1にまとめる。

表 E.1: Wien filter の主なパラメータ。

全長	400mm	重量	60kg
磁極長	300mm	中心磁場	70.5G
磁極幅	82mm	コイル定格電流	8.4A
磁極間距離	60mm	最大磁場強度	131G
電極長	332mm	コイル最大電流	15.6A
電極幅	40mm	電極印加電圧	11.5kV
電極間距離	20mm	最大印加電圧	20kV
磁極と磁気シールドの距離	22mm	コイル巻数	21 ターン
磁気シールドの厚さ	10mm	磁気シールド孔の直径	20mm

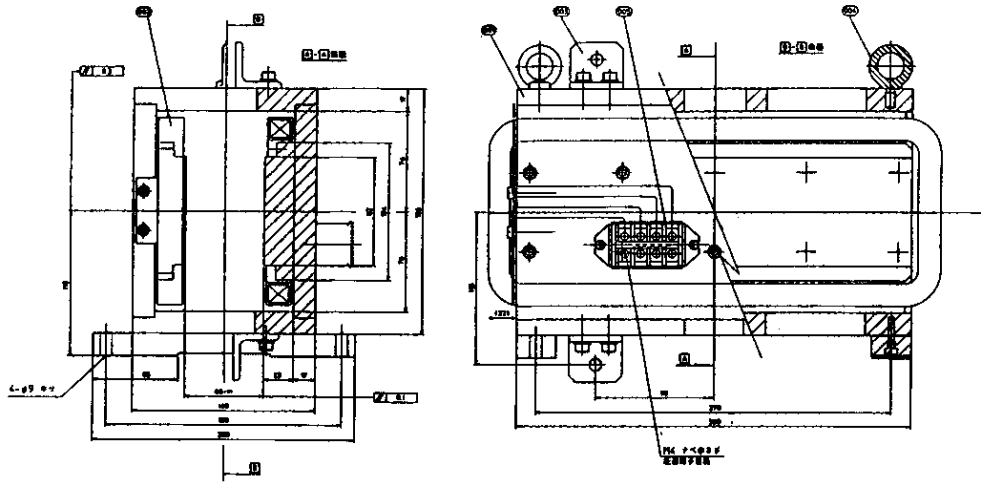


図 E.14: 磁極部組み立て図。

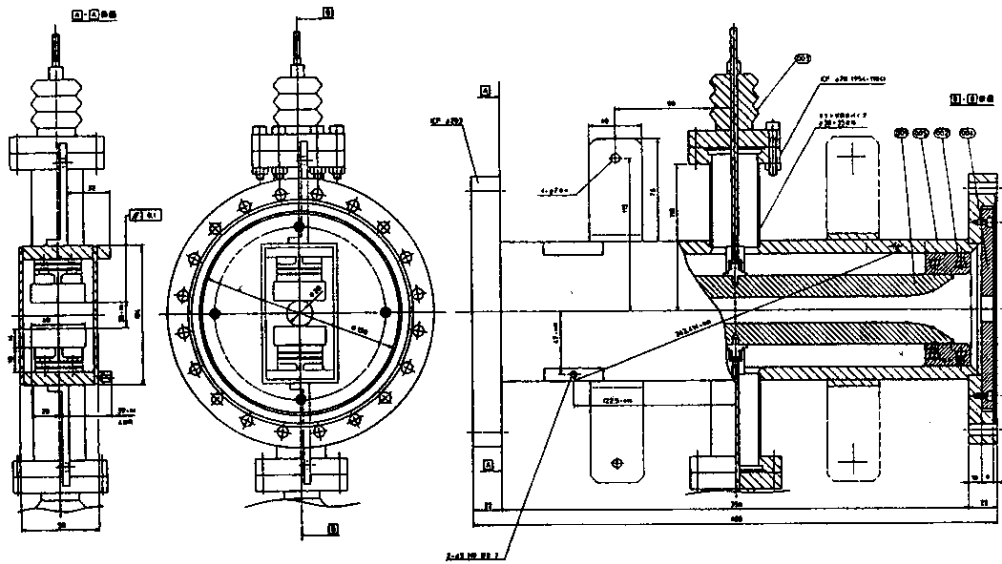


図 E.15: 電極部組み立て図。

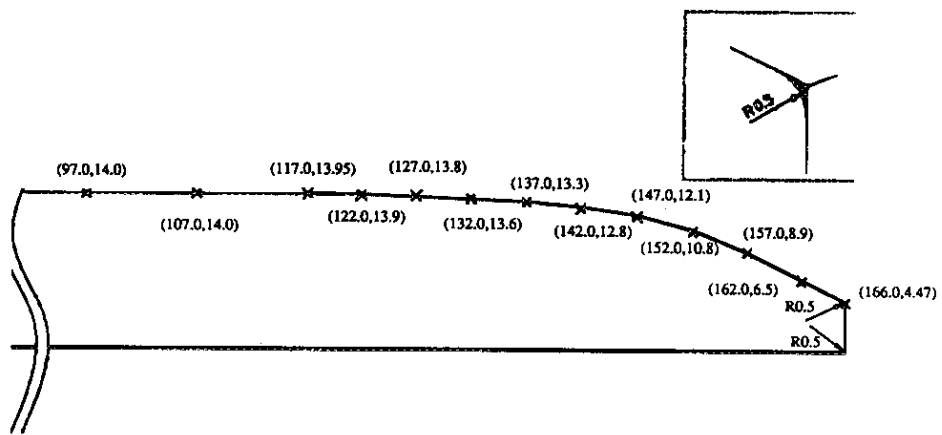


図 E.16: 電極端部の形状。

E.2.6 電極部材料について

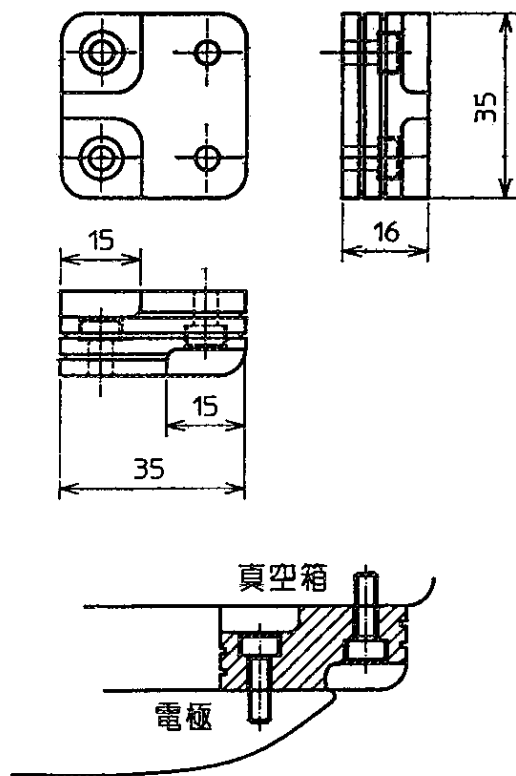
電極の材料を選択する場合、(1) 非磁性であること、(2) 加工性が良いこと、(3) 高電圧特性、(4) 重量、(5) 剛性、(6) 価格と納期等を考慮した。(1)、(2)の条件を満たす電極材料として表 E.2のようなものがある [41]。

この4種類の中で何を選ぶかは、どの項目に重点を置くかで決まる。高電圧特性を考えるとチタンが電界放射が少なくて一番良いようである。重量をなるべく軽くすることを考えるとアルミが一番良く、チタンが次に良い。剛性をの点ではSUSが一番良く、銅やチタンがそれに続く。しかし、結局は重量と加工のしやすさを重要視し、電極材料としてアルミを用いることにした。

電極と真空容器との電氣的絶縁を保つための材料としては、機械加工性の良いマイカセラミックスを用いた。そして電極の脱着を可能にするために図 E.17のようなねじ留め構造にした。またセラミックスの沿面放電を防ぐためにマイカセラミックスに溝をつけた。

表 E.2: 電極材料

材料	銅	アルミ	SUS304	チタン
密度 (g/cm ³)	8.9	2.7	7.9	4.5
ヤング率 (N/m ²)×10 ¹⁰	12.9	7.0	19.3	10.2
ヤング率 / 密度 ×10 ¹⁰	1.4	2.6	2.4	2.3
熱伝導率 (J/cm·s·K)	3.9	2.4	0.16	0.17
比熱	0.39	0.89	0.12	0.12
熱膨張 (線膨張率)	20	23	18	8.6
電気伝導率 (Ω·m)×10 ⁻⁸	1.7	2.7	72	56
価格 (円:φ5.0 × 500mm)	1500	1200		5000



マイカセラミックスの基本的な性質

比重	2.9
比誘電率	6.5
電気抵抗 ($\Omega \cdot \text{cm}$)	10^{14}

図 E.17: 電極の絶縁部分の見取り図。

E.3 Mott 散乱検出器

Mott 散乱検出器の原理については既に本文中で述べた。ここでは我々が新たに製作した Mott 散乱検出器について説明する。

装置の組み立て図を図 E.18 に示す。図の矢印の方向から電子ビームが入射してくる。

偏極度の測定には 2 個の表面障壁型シリコン検出器 (SSD) を用い、前方散乱用は電子ビームの入射方向に対して左右 45° の位置に置く。但し、SSD を支持している台が、左右 60° まで開くように製作されている。後方散乱の電子を検出する SSD は電子ビームの入射方向に対して、左右 120° に置いている。本来は後方に散乱する電子の個数をカウントし左右の非対称度を調べるだけで、偏極度を求めることができる。前方散乱電子を検出するのは、散乱の角度分布を調べるという物理的興味のためである。

SSD の固定は図 E.19 のように支持され、SSD の 2 本の信号線はチャンバーに落とさず電氣的に浮かせて、外部のプリアンプまで導いている。

金箔ターゲットは 12 種類まで組み込み可能であり、ターンテーブル方式により外部のつまみをまわせばターゲットの種類が替わるようになっている。

金箔はフォルムバールの薄膜に金を蒸着して作る。

金箔は次のようにして製作した。シャーレに純水を満たし、クロロホルムに溶かしたフォルムバール溶液をスポイドで一滴たらす。すると表面に薄く広がり、クロロホルムが蒸発しフォルムバールの薄膜が出来る。この薄膜をワッシャーの形をした支持台ですくい上げる。フォルムバールをよく乾燥させた後、金を蒸着する。この作業で注意すべきことは (1) スポイドでフォルムバール溶液を落とすときには水面すれすれの位置で静かに落とす、(2) 支持台ですくうときには斜め上にすくい上げるようにし、余分な膜を支持台裏側に巻き込まないこと等である。 $0.1 \sim 0.2 \text{ \AA}/\text{sec}$ の蒸着速度で 20 分程度蒸着すると、熱でフォルムバールがしわになるので暫く休んだ後、再度蒸着する。

金のターゲットには厚さ 200、400、600、800、 1000 \AA の 5 種類を用いる。

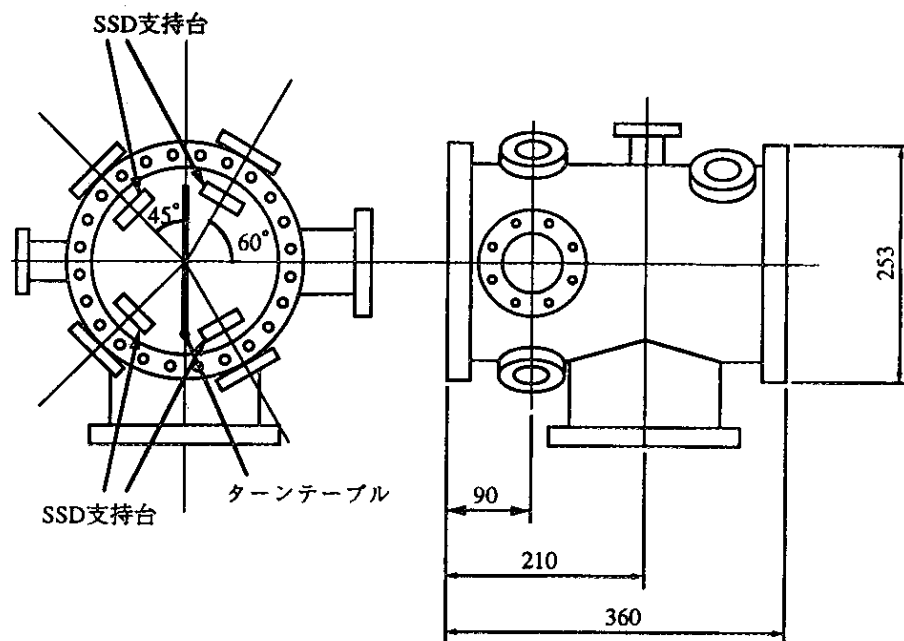


図 E.18: 装置の組み立て図。

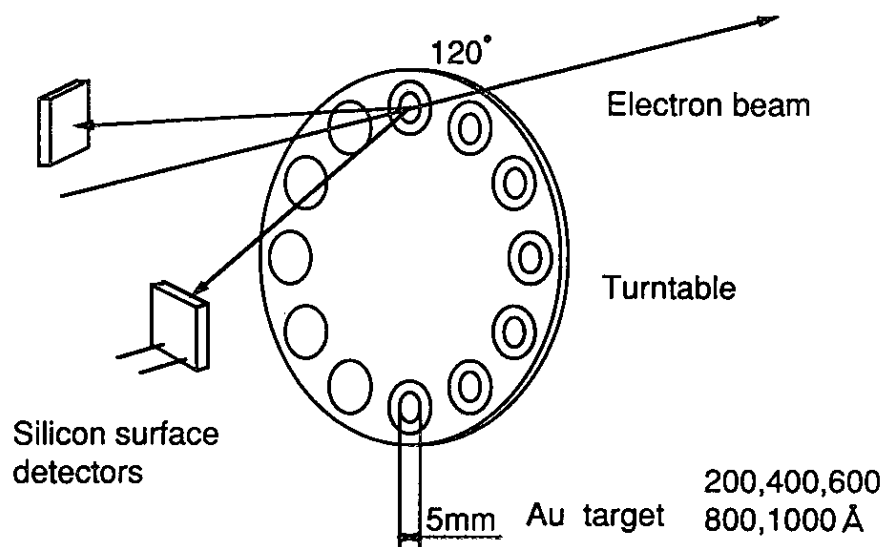


図 E.19: 金箔ターゲットの取り付けと SSD 配置図

E.4 トランスポート系の設計、製作

ビームトランスポート系では集束電磁石として5個のソレノイドコイルを用いている。またステアリングコイルを偏向電磁石の下流側と Wien filter の下流に置いた。これらの配置は図 E.1 に示す通りである。

E.4.1 偏向電磁石とソレノイドコイル

100keV の電子ビームを曲率半径 100mm で 90° 回転させる設計となっている。この時必要とされる磁場の強度は 111G である。製作した偏向電磁石はコイル電流 10A で 207G の磁場強度を発生することができ、この間のコイル電流に対する磁場強度の変化は線形である。また磁極間距離が 40mm である。

ソレノイドコイルは寸法が外径 240mm、内径 130mm、幅 62mm で巻数が 715 ターンである。中心部分の磁場強度はコイル電流 3.7A で 183G である。

E.4.2 ビーム軌道計算

計算ではおもにソレノイドコイルによる磁場で電子ビームがどのような軌道を描くかを調べた。計算方法は荷電粒子の 3次元の運動方程式をルンゲ・クッタ法で解いた。但し磁場は z 方向のみとし、偏向電磁石では transfer matrix を使い、Wien filter 中では電磁場はないものとして計算した。図 E.20 にビームの進行方向に沿った磁石の配置とビーム軌道を示す。

初期条件であるビームの横方向の速度は EGUN で計算した電子銃出口のビームの傾きを用いた。またそれぞれの軌道には EGUN で計算された電流密度の重みを付けている。電流密度はビーム径の中から外に向けて増加するので、失われるビームは Wien filter の入口で一本だけであるが、電流としては全体の 26% が失われることになっている。

E.4.3 真空系の設計

(1) 計算方法 10^{-4} torr 以下の分子流では

$$Sp = Q \quad (\text{E.24})$$

- Q : ガス放出率 (torr·ℓ/sec)
- p : 圧力 (torr)
- S : ポンプの排気速度 (ℓ/sec)

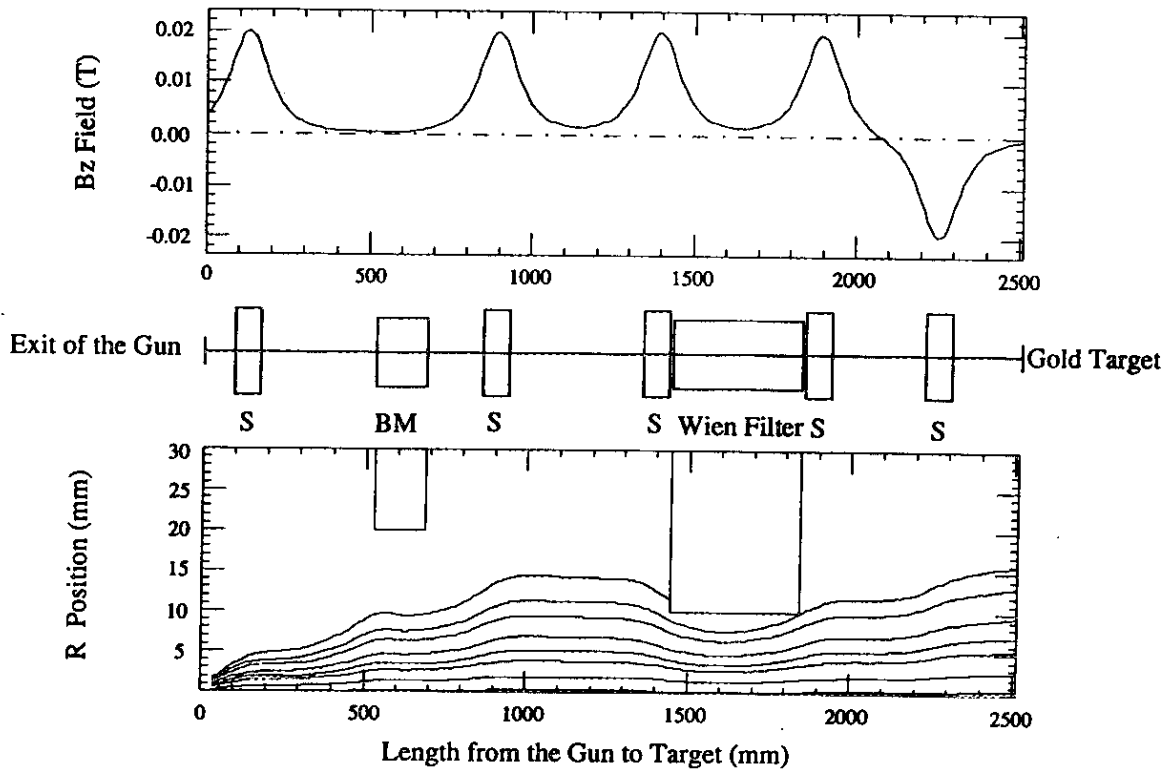


図 E.20: ビームトランスポート系の軌道。76%の電子ビームが Mott 検出器内のターゲットに到達する。

を用いて真空度を求めることが出来る。また真空ダクトのコンダクタンスは長円管の場合

$$C = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{2\pi RT D^3}{M L}} \quad (\text{E.25})$$

D : 直径 (cm)
 L : 長さ (cm)
 R : 気体定数 (82.056)
 M : 分子量 (28.96)
 T : 絶対温度

短円管の場合

$$C = \frac{D^2}{4} \sqrt{\frac{\pi RT}{2M}} \left(\frac{10 + 8L/D}{10 + 19/D + 6(L/D)^2} \right) \quad (\text{E.26})$$

である。通常ポンプと真空槽は、あるコンダクタンス C で結ばれることになるので実効的な排気速度 S_{eff} は

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{C} \quad (\text{E.27})$$

で与えられる。

次に多数の真空槽をつなげた場合の n 番目の真空槽の平衡状態を考える。単位面積当り q_0 のガス放出率であるとする、 n 番目の真空槽の表面積 A_n 、圧力 p 、排気速度 S_n として

$$q_0 A_n = S_n p_n + C_{n-1} p_n - C_{n-1} p_{n-1} + C_n p_n - C_n p_{n+1} \quad (\text{E.28})$$

が成り立つ。 C_{n-1} は $n-1$ 番目と n 番目の真空槽のコンダクタンスであり、 $C_{n-1} p_n$ が n 番目の真空槽から $n-1$ 番目の真空槽へ出ていくガスの量、 $C_{n-1} p_{n-1}$ は逆に入ってくるガスの量である。 n 番目と $n+1$ 番目との真空槽の間でも同じ関係が成り立つ。

n 個の真空槽をつないだ場合、(E.28) の式が n 個でき、それらを連立すれば解は一意に決まる。

(2) 各セクションの真空度

SUS-304L のガス放出率の一番少ないデータは $5.07 \times 10^{-14} \text{ torr} \cdot \ell \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^2$ (20°C) である [42]。Mott チャンバー部以外はすべてベーキング (150°C で 2、3 日) を行うので、ほとんどの真空槽ではこのガス放出率になっていると仮定する。Mott チャンバー部はベーキングを行わないため、ガス放出率は $1.43 \times 10^{-11} \text{ torr} \cdot \ell \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mm}^2$ とする。

装置を図 E.21 のように 10 個のコンポーネントに分け、各真空槽の表面積 A 、コンダクタンス C 、ポンプの排気速度 S は表 E.3 のようになっている。但しコンダクタンス C は番号の大きい真空槽との間のコンダクタンスである。

表 E.3: 各真空槽の表面積 A 、コンダクタンス C 、排気速度 S と到達真空度。

コンポーネント	$A(\text{mm}^2)$	$C(\ell/\text{s})$	$S(\ell/\text{s})$	到達真空度 (torr)
(1) 電子銃部	1.002×10^6	3.07	218	2.44×10^{-10}
(2) 窒素トラップ用チャンバー	4.574×10^4	79.3		1.19×10^{-9}
(3) ベローズ付きチャンバー 1	5.655×10^4	2.25		1.21×10^{-9}
(4) BM 部チャンバー	2.519×10^5	2.26		4.80×10^{-9}
(5) ベローズ付きチャンバー 2	3.770×10^4	89.2		2.80×10^{-9}
(6) イオンポンプ分岐部	9.362×10^4	82.3	37.1	2.75×10^{-9}
(7) ベローズ付きチャンバー 3	7.351×10^4	7.62		3.89×10^{-9}
(8) Wien filter	1.881×10^5	7.39		1.57×10^{-8}
(9) ベローズ付きチャンバー	1.074×10^5	135		2.67×10^{-7}
(10) Mott チャンバー部	4.884×10^5		172	2.72×10^{-8}

実機 (1) と (6) のセクションには B-A 型の電離真空計が取り付けられており、(1) で最も真空度が良い場合 2.0×10^{-10} torr、(2) で最も真空度良い場合 8.2×10^{-10} torr であった。(1) のセクションでは約 30% の誤差内で一致するが、(6) の場合約 3 分の 1 になっている。いずれのセクションも実際の到達真空度の方が計算よりも良い結果になっている。

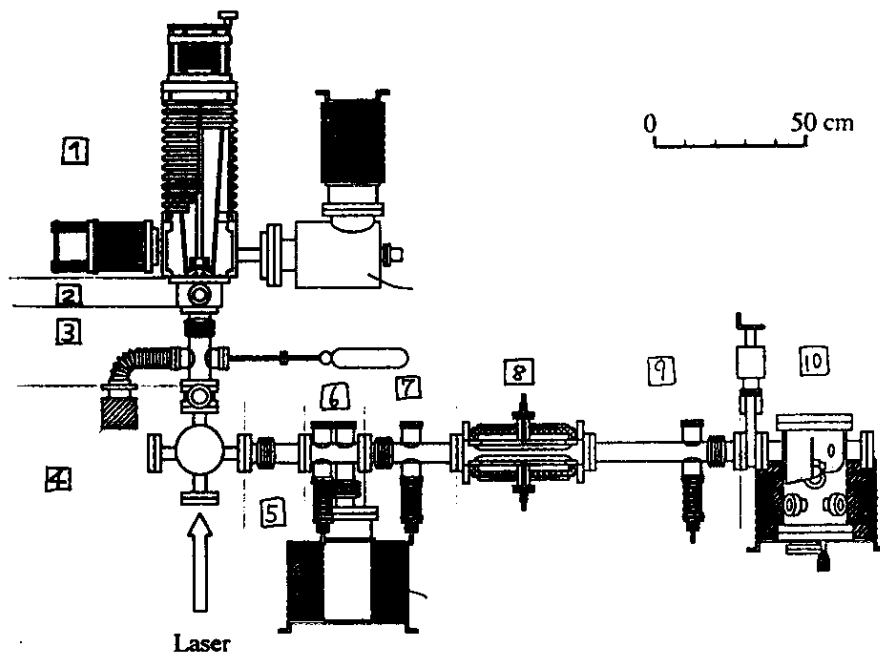


図 E.21: 真空槽を 10 分割し、各セクションの到達真空度を調べる。

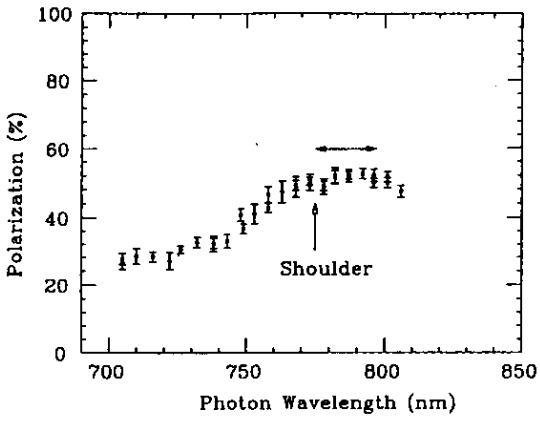
参考文献

- [1] JLC Group, "JLC-I", KEK Report 92-16, December 1992 A/H/M.
- [2] C.Y.Prescott, W.B.Atwood, R.L.A.Cottrell, H.DeStaebler, E.L.Garwin, A.Gonidec, R.H.Miller, L.S.Rochester, T.Sato, D.J.Sherden, C.K.Sinclair, S.Stein and R.E.Taylor, Phys. Lett., Vol.77B, No.3 347(1978).
- [3] J. Clendenin, Talk presented at the High Energy Spin Physics (1992).
- [4] M.Yoshioka, J. J. Appl. Phys. **28**, No.6, June, 1079(1989).
- [5] T.Maruyama, R.Prepost, E.L.Garwin, C.K.Sinclair, B.Dunham, S.Kalem, Appl. Phys. Lett. **55**, 1686(1989).
- [6] E.L.Garwin, D.T.Pierce and H.C.Siegmann, Helv. Phys. Acta **47** 393(1974).
- [7] G.Lampel and C.Weisbuch, Solid State Comm.**16** 877(1975).
- [8] D.T.Pierce, F.Meier and P.Zuercher, Phys. Lett. **A51** 465(1975).
D.T.Pierce and F.Meier, Phys. Rev. **B13**, No.12 5484(1976).
- [9] F.Meier and B.P.Zakharchenya; "Optical Orientation", North-Holland 270(1984).
- [10] T.Nakanishi, H.Aoyagi, H.Horinaka, Y.Kamiya, T.kato, S.Nakamura, T.Saka and M.Tsubata, Phys. Lett. **A158** 345(1991).
- [11] T.Maruyama, E.L.Garwin, R.Prepost, G.H.Zpalac, J.S.Smith and J.D.Walker, Phys. Rev. Lett. **66** 2376(1991).
- [12] R.Houdré, C.Hermann, G.Lampel, P.M.Frijlink and A.C.Gossard, Phys. Rev. Lett. **55**, No.7 734(1985).
R.C.Miller, D.A.Kleinman and A.C.Gossard, Inst. Phys. Conf. Ser. **43**, 1043(1979).
- [13] T.Omori, Y.Kurihara, T.Nakanishi, H.Aoyagi, T.Baba, T.Furuya, K.Itoga, M.Mizuta, S.Nakamura, Y.Takeuchi, M.Tsubata and M.Yoshioka, Phys. Rev. Lett. **66** 2351(1991).
- [14] P.Zurcher and Meier, J. Appl. Phys. **50** (5) 3687(1979).
- [15] パリティ, Vol.**04** No.10 1989-10.
- [16] 小野介嗣, "半導体結晶材料総合ハンドブック", フジテクノシステム, 42(1986).

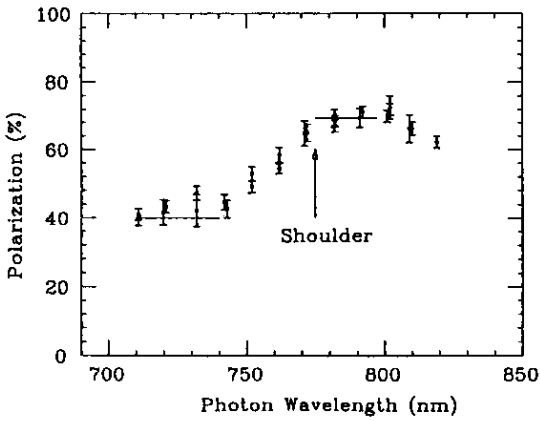
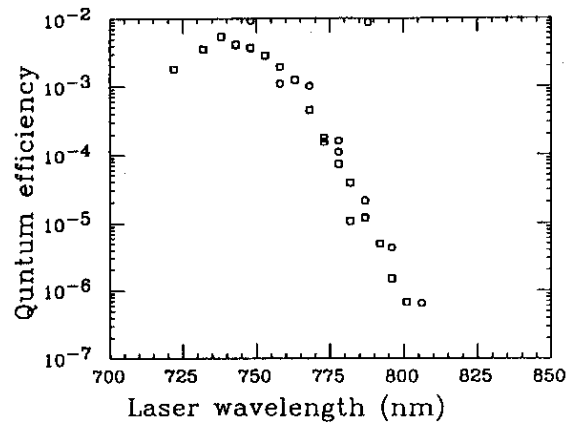
- [17] Masu et al., J.Appl.Phys. **54** 5788(1988).
- [18] G. Bastard, Phys. Rev. **B24**, 5693(1981).
- [19] S.Adachi, J. Appl. Phys. **58(3)** 1(1985).
- [20] *Private communication with NEC.*
- [21] 中西疆 他, “名古屋大学に於ける偏極電子源の開発”, 原子核研究 30 卷 5 号.
- [22] N.Sherman, Phys. Rev. **103** 1601(1956).
- [23] Y.Kurihara, T.Omori, T.Nakanishi, H.Aoyagi, T.Baba, K.Itoga, M.Mizuta, S. Nakamura, Y.Takeuchi, M.Tsubata, and M.Yoshioka, Nucl. Instrum. Methods **A313** 393(1992).
- [24] T. Maruyama *et al.*, Appl. Phys. Lett. **55**, 1686(1989).
- [25] G.Fishman and G.Lampel, Phys. Rev. **B16** 820(1977).
- [26] M.Ettenberg, H.Kressel and S.L.Gilbert, J. Appl. Phys. **44**, 827(1973).
- [27] C.Y.Su *et al.*, J. Appl. Phys. **54** 1413(1983).
M. Besancon *et al.*, Sur. Sci. **236** 23(1990).
- [28] J.S. Escher, Semiconductor and Semimetals Vol.**15** (Academic Press, America 1981)195.
- [29] H.Kressel and G.Kupsky, Int. J. Electron., Vol.**20**, 535(1966).
- [30] Martinelli *et al.*, Proc. IEEE **62**, 1339(1974).
- [31] L.W.James *et al.*, J. Appl. Phys. Lett. **22**, 270(1973).
- [32] C.K.Sinclair, SLAC-PUB-3505, November (1984).
- [33] G.H.Olsen *et al.*, J. Appl. Phys. **48**, 1007(1977).
- [34] D.G.Fisher, IEEE Trans. Electron Devices ED-**21**, 541(1974).
- [35] R.L.Bell, Negative Electron Affinity Devices (Clarendon Press, Oxford, 1973).
- [36] D.T.Pierce *et al.*, Rev. Sci. Inst. **C51**, 478(1980).
- [37] D.A.Broido and J.L.Sham, Phys. Rev. **B31** 888(1985).
- [38] T.Uenoyama and L.J.Sham, Phys. Rev. **B42** 7114(1990).
T.Uemoyama and L.J.Sham, Phys. Rev. Lett. **64** 3070(1990).
- [39] J.M. Luttinger, Phys. Rev. **102** 869(1956).
- [40] C.Y. Prescott, SLAC Engineering note No.71, Feb.(1977).

[41] T. Sintake, Y. Suetsugu, K. Mori, M. Sato and T. Higo, KEK Report 88-17 March 1989 A.

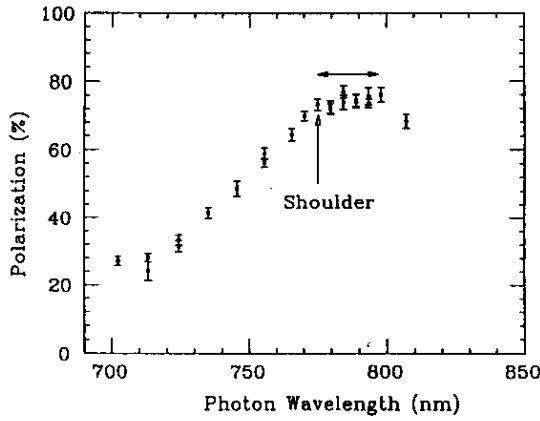
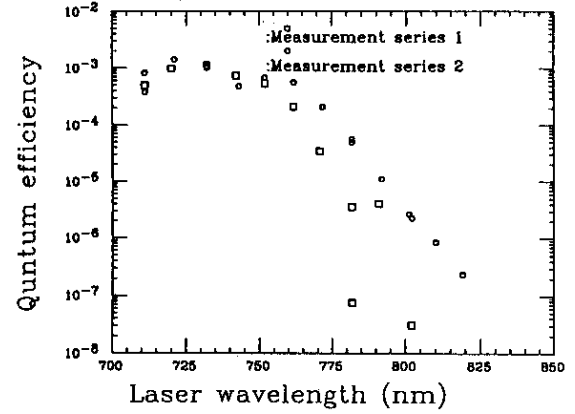
[42] “真空ハンドブック” 第3版 アルバックコーポレーション p14-15.



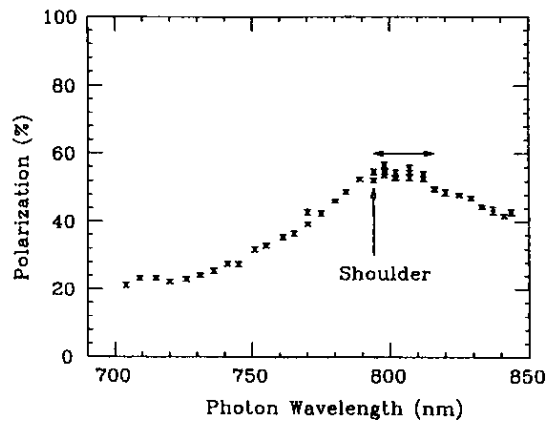
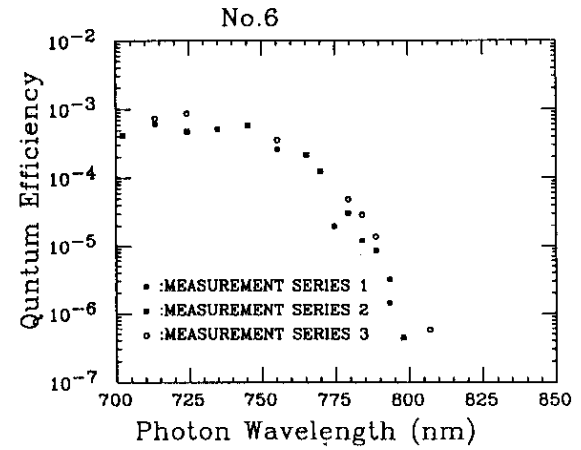
No.1



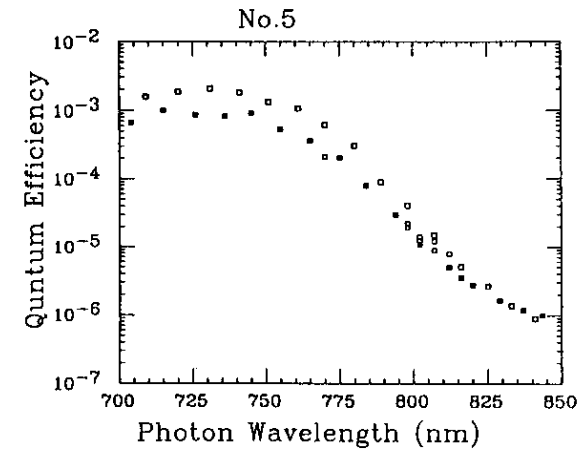
No.2

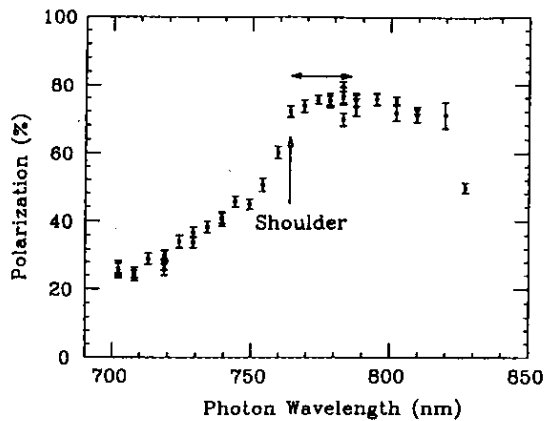


No.3

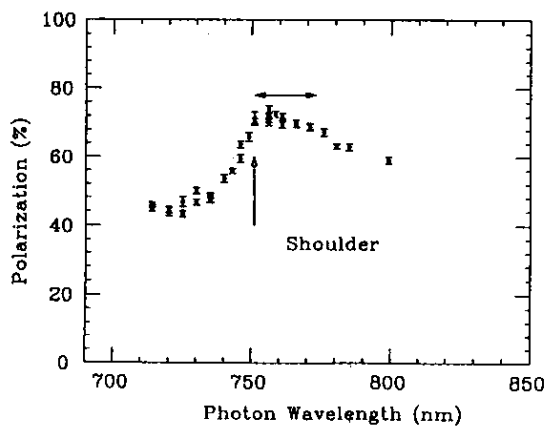
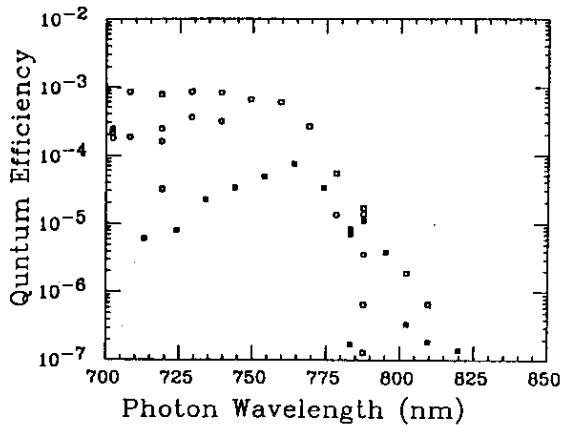


No.4

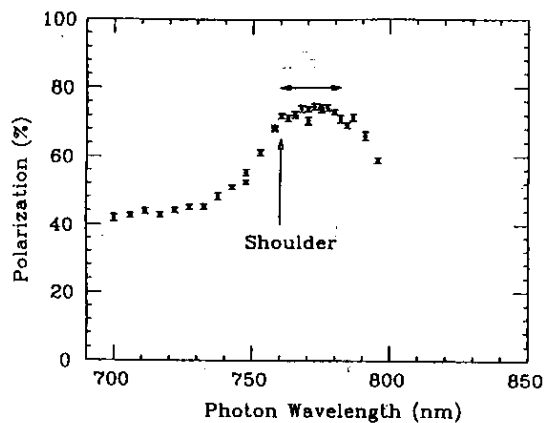
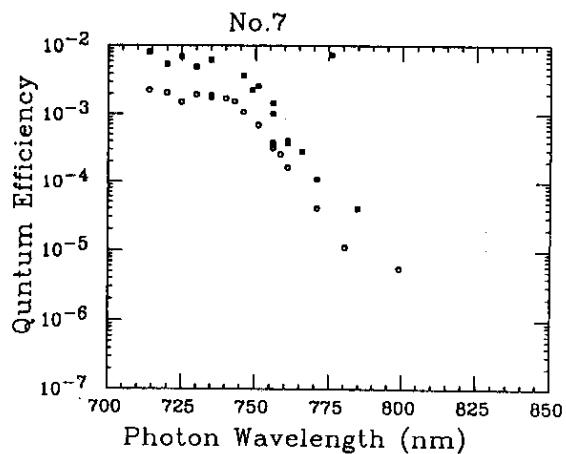




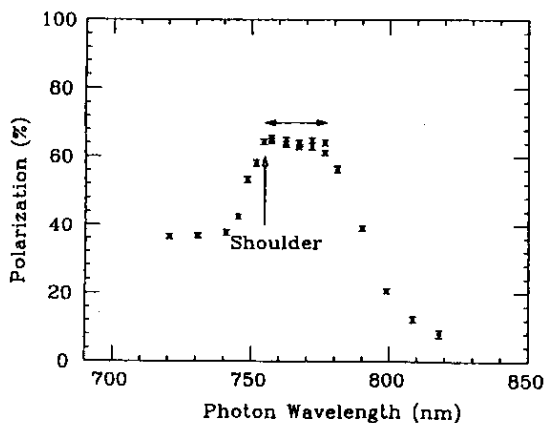
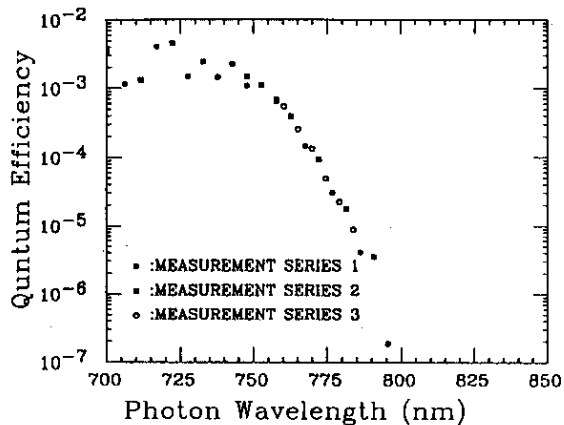
No.5



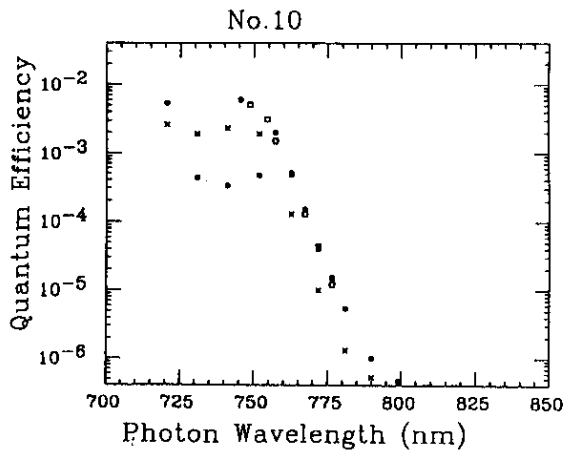
No.6



No.7



No.8



謝辞

本研究は JLC 開発研究の一環として高エネルギー物理学研究所、名古屋大学理学部、日本電気株式会社基礎研究所の3者の共同研究として行なわれたものであり、研究費の一部は文部省科学研究費補助金 No.04554008 および No.04640315 の支援を受けている。

本研究を行なうにあたって一貫して激励頂いた高エネルギー物理学研究所の木村嘉孝教授、高田耕司教授に深く感謝致します。

また終始適切なお指導、ご教示頂いた吉岡正和助教授、大森恒彦助手、栗原良将助手、竹内康紀助手に深く感謝致します。

併せて偏極電子源について多くの助言をして頂いた名古屋大学理学部の中西彊助教授に深く感謝致します。カソード試験や偏極電子源を製作するにあたり積極的に協力して頂いた学生の青柳秀樹氏、津幡充氏、多和田正文氏、越河勉氏、渡川和晃氏に深く感謝致します。

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致します。

そして偏極電子ビーム発生装置の組み立てに関して竹田誠之助教授をはじめ JLC グループの方々には大変お世話になりました。併せて装置について多くの助言を頂いた森義治助教授に深く感謝致します。

また本論文を構成するにあたってご指導頂いた小早川久教授に深く感謝致します。

バンド計算では松下電器株式会社の上野山雄氏に多くの助言をして頂きました。また西谷数春氏をはじめ ATC のの方々には装置の移転、開発の面で多くの支援をして頂きました。

また、大学院在学中の研究生活をあらゆる方面で支えて頂いた総合研究大学院大学の皆様と三菱電機筑波事務所の皆様に心より感謝致します。

最後に本研究を行なう機会を与えて頂いた三菱電機株式会社中央研究所電機基礎技術研究部 3G 並に最先端プロセス基礎研究部 1G のの方々に感謝致します。