



Title	表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドットにおける単一光生成電子検出
Author(s)	深井, 利央
Citation	大阪大学, 2022, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/87741
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

博士学位論文

表面プラズモンアンテナを有する
横型量子ドットにおける単一光生成電子検出

深 井 利 央

令和3年6月

大阪大学大学院工学研究科
電気電子情報工学専攻

要旨

量子情報技術は、より高度な情報処理、より高速かつ安全な情報通信の実現に向けて近年急速に発展しつつある技術である。そこでは従来の古典的な 2 状態に替えて、2 状態の量子力学的な重ね合わせによって情報を担う量子ビットが用いられる。このような量子情報技術の 1 つに、量子状態の複製不可能性に基づき、安全な通信を実現する量子通信がある。しかし、光ファイバーを用いた場合その通信距離は 100 km 程度に制限され、これを長距離化するためには量子状態を保持するための量子メモリと、光子から量子メモリへの量子状態転写機構を備えた量子中継器が必要とされる。半導体中の電子スピンは通信波長帯の光子から直接量子状態を転写できる可能性があるなどの利点を有し、横型量子ドットを用いることにより単一光子－単一電子スピン間の量子状態転写が実証されている。

本論文は、横型量子ドットの量子中継器への応用に向けて改善が必要となる、単一光子から単一電子スピンへの変換効率向上を目指して行った、表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドットにおける単一光生成電子検出についての研究成果をまとめたものであり、以下の全 6 章で構成される。各章の内容を以下に示す。

第 1 章では、本研究の背景と目的について述べた後、本論文の構成を示した。はじめに、本研究の背景として量子通信とその長距離化に必要な量子中継器に触れ、これを実現する系の候補である横型量子ドットについて述べた。続いて、現状の課題である横型量子ドットにおける光子－電子変換効率について述べ、これを改善する方法として表面プラズモンアンテナを紹介し、本研究の目的を明確にした。その後、本論文の構成を示した。

第 2 章では、本研究の基礎となる原理についてまとめた。光子偏光から半導体中の電子スピンへの量子状態転写とこれを単一粒子間で実現するための横型量子ドット、そして表面プラズモンアンテナについて、理論的背景および先行研究の結果を交えて説明した。

第 3 章では、電磁界シミュレーションによる横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計について述べた。はじめに入射光が平面波の場合について表面プラズモンアンテナを設計し、表面プラズモンアンテナにより横型量子ドットへの光透過の向上が見込めることを示した。加えて、表面プラズモンアンテナがこれを透過する光子の偏光をほとんど乱さないことを確認した。また、希釈冷凍機中で横型量子ドットに光を照射することを考慮したガウシアンビームの場合についても表面プラズモンアンテナの設計を行い、実験に近い条件の下でも光透過の増幅が見込めることを示すとともに、入射ビームの違いによる表面プラズモンアンテナの光透過特性の変化について考察した。

第4章では、横型量子ドットに第3章で設計した表面プラズモンアンテナを組み合わせた試料を作製し、室温で行った光電流測定について述べた。得られた光電流スペクトルから、作製した構造が表面プラズモンアンテナとして動作し、シミュレーションでの光透過スペクトルを再現していることを確認した。また、表面プラズモンアンテナの有無による光電流の比較から、シミュレーションから期待される透過増幅と同程度の光電流の増幅を実証した。以上の結果は、実験時の入射ビームを考慮したシミュレーションにより表面プラズモンアンテナの光透過スペクトルが設計可能なことを示すものである。一方、表面プラズモンアンテナを組み合わせた試料では光電流が偏光に大きく依存しうることが明らかになり、その原因として入射ビームのアライメント、試料作製の際の残留物を挙げ、それぞれの影響について考察した。

第5章では、横型量子ドットに第3章で設計した表面プラズモンアンテナを組み合わせた試料を冷却し、量子ドットを形成して行った単一光生成電子検出について述べた。実験で得られた単一光生成電子検出確率と先行研究との比較から、表面プラズモンアンテナによる光子―電子変換効率の向上を実証した。一方、変換効率の向上はシミュレーションから期待される値よりも低かったため、この原因として入射ビームの位置ずれと入射角、作製されたアンテナの位置ずれを考え、それぞれの影響について検討した。また、単一光生成電子検出以外の光に対する応答も集計し、応答確率の波長依存性からその起源について検討することで、光照射下の横型量子ドットの動作について新たな知見を得た。

第6章では、本研究で得られた成果についてまとめ、今後の展望について述べた。

目次

第1章 序論	1
1.1. 本研究の背景	1
1.2. 本研究の目的	3
1.3. 本論文の構成	4
第2章 本研究の原理	5
2.1. 光子偏光から電子スピンへの量子状態転写	5
2.2. 横型量子ドット	16
2.3. 表面プラズモンアンテナ	28
第3章 横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計	36
3.1. はじめに	36
3.2. 平面波の場合	36
3.3. ガウシアンビームの場合 (i)	42
3.4. ガウシアンビームの場合 (ii)	46
3.5. まとめ	48
第4章 表面プラズモンアンテナによる光電流増幅	49
4.1. はじめに	49
4.2. 実験方法	49
4.3. 実験結果と考察	53
4.4. まとめ	57
第5章 表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドットにおける単一光生成電子検出	58
5.1. はじめに	58
5.2. 実験方法	58
5.3. 実験結果と考察	63
5.4. まとめ	71
第6章 結論	72
6.1. 結論	72
6.2. 今後の展望	73
謝辞	75
参考文献	76
研究業績	82

第1章

序論

1.1. 本研究の背景

エレクトロニクスと情報通信技術が発展した今日、より高度な情報処理、より高速かつ安全な情報通信が模索されている。量子情報技術はこれらに貢献する技術として近年急速に発展してきた。そこでは従来の古典的な2状態に替えて、2状態の量子力学的な重ね合わせによって情報を担う量子ビットが用いられる。このような量子情報技術の1つに、量子通信がある。これは量子状態の複製不可能性に基づき、安全な通信を実現する技術である。しかし、光ファイバーを用いた場合その通信距離は100 km程度に制限される。これを長距離化するためには量子中継器が必要とされる[1]。量子中継器は量子状態を保持するための量子メモリと、光子から量子メモリへの量子状態転写機構を備えた装置である[2]。図1.1に量子中継の概念図を示す。

このような中継器を実現する系として半導体中の電子スピン、ダイヤモンド中の窒素－空孔複合欠陥 (NV センター)、イオントラップなどが研究されている。その中で半導体中の電子スピンは通信波長帯の光子から直接量子状態を転写できる可能性があるなどの利点を有する。光子から半導体電子スピンへの量子状態の転写は、磁場下の量子井戸基板に光を

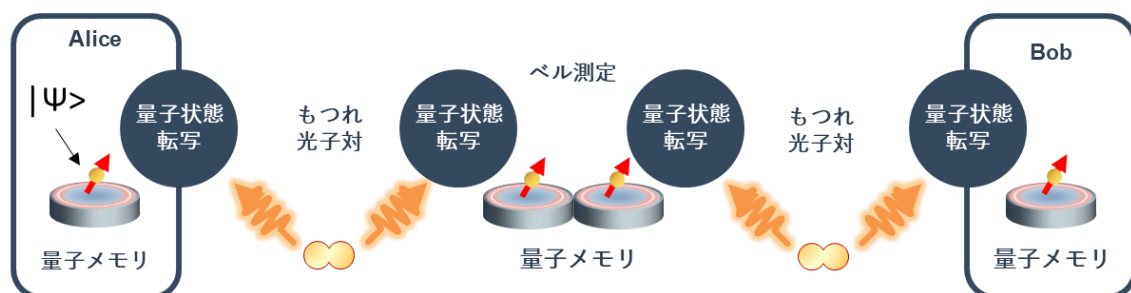


図 1.1. 量子ドットによる量子中継の概念図

照射することで実現される[3,4]. この転写を単一光子－単一電子スピン間で行うために、横型量子ドットを用いる手法が研究されている.

横型量子ドットは量子井戸などの 2 次元電子系を有する基板にゲート電極を組み合わせたデバイスであり、0 次元的な電子の系を実現する. この中では閉じ込め効果によって電子の準位が離散化しており、ゲート電圧の調整により、電子が 1 つだけ存在する状態を作り出すことができる. 横型量子ドット中の電子のスピンは比較的長いコヒーレンス時間や電氣的に制御性の良さから[5–8], 量子ビットへ応用することを目指した研究が展開されてきた. またその中で、量子ドット中の単一電子およびそのスピンを検出する手法やスピンを制御する手法が確立されている[9–11]. この量子ドットを用いることにより、単一光生成電子やそのスピン検出[12–15], 光子の偏光から電子スピンへの角運動量転写[16]が実証されている. また最近では、光子偏光から電子スピンへの重ね合わせ状態の転写が達成されるなど[17], 光子－電子スピン間の量子インターフェースへの応用に向けた要素技術の開発が着実に進展している.

しかし、横型量子ドットにおける光子から電子への変換効率は、現状 $10^{-3}\%$ 未満と低い値にとどまっている[15–17]. この原因の一つは、横型量子ドットを形成するための GaAs 量子井戸層が 10 nm 程と薄く、光吸収が 1 %程度[4]と低いことである. さらに、量子ドットのサイズ (約 100 nm) と希釈冷凍機中での入射ビーム径 (約 10 μm) のミスマッチが大きく効率を低下させている. 今後の光子－電子スピン量子インターフェースとしての要素技術開発や、量子中継プロトコルの実証に向けては効率の改善が不可欠である.

1.2. 本研究の目的

前節で述べた効率低下の原因のうち、量子ドットと入射ビームの大きさの違いによる効率低下を改善する方法として、ブルズアイ型表面プラズモンアンテナに注目した。ブルズアイ型表面プラズモンアンテナは、波長以下の大きさの開口と波長程度の周期の同心円状の溝をもつ金属薄膜である(図 1.2)。表面プラズモンアンテナに光を入射すると、周期構造によって回折された光が、金属表面で電荷の粗密波と表面電磁波が結合した表面プラズモンと結合する。この結果、開口まで伝搬した表面プラズモンが光の透過に寄与することで、周期構造に応じた光透過の増幅が生じる[18–21]。また、構造が円形なため、理想的には偏光に依存しない透過特性が期待される。

本研究ではブルズアイ型表面プラズモンアンテナを横型量子ドットに組み合わせることにより、横型量子ドットにおける光子–電子変換効率の向上を目指した。

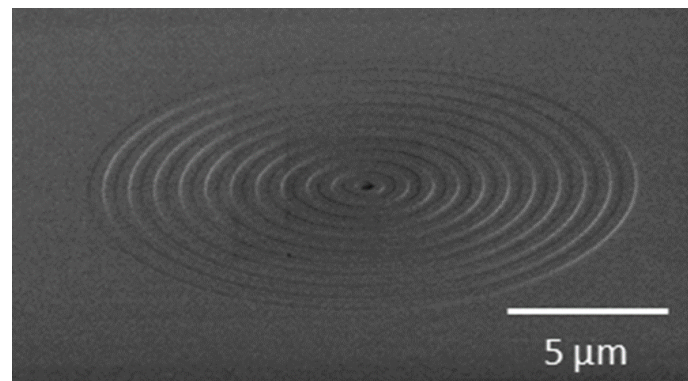


図 1.2. ブルズアイ型表面プラズモンアンテナの例

1.3. 本論文の構成

本論文は全 6 章で構成される。各章の内容を以下に示す。

第 1 章 序論

第 1 章では、本研究の背景である量子通信、横型量子ドットによる光子－電子スピン量子インターフェースについて述べたうえで現状の課題に触れ、本研究の目的を明らかにした。その後、本論文の構成を示した。

第 2 章 本研究の原理

第 2 章では、本研究の基礎となる原理についてまとめた。理論的背景および先行研究の結果を交えつつ、主に光子偏光から電子スピンへの量子状態転写、横型量子ドット、表面プラズモンアンテナについて述べた。

第 3 章 横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計

第 3 章では、電磁界シミュレーションによる横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計についてまとめた。入射ビームのプロファイルによって表面プラズモンアンテナの光透過特性が異なることを明らかにしつつ、実験時の入射ビームを考慮した場合でも光透過増幅が期待される表面プラズモンアンテナを設計した。

第 4 章 横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナによる光電流増幅

第 4 章では、横型量子ドットと表面プラズモンアンテナを組み合わせた試料について、室温での光電流測定から、作製した表面プラズモンアンテナの光透過特性を評価した。得られた光電流から、実験時の入射ビームを考慮したシミュレーションにより表面プラズモンアンテナの光透過スペクトルが設計できること、作製した表面プラズモンアンテナにより光透過が増幅されていることを実証した。

第 5 章 表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドットにおける単一光生成電子検出

第 5 章では、横型量子ドットと表面プラズモンアンテナを組み合わせた試料について、単一光生成電子検出を試みた。実験結果から、表面プラズモンアンテナによる 5 倍以上の光子－電子変換効率向上を実証した。また、光電子生成検出以外の光応答信号についてもその起源を検討し、光照射下の横型量子ドットの動作について新たな知見を得た。

第 6 章 結論

第 6 章では、本研究で得られた成果についてまとめ、今後の展望について述べる。

第 2 章

本研究の原理

2.1. 光子偏光から電子スピンへの量子状態転写

GaAs 等の III-V 族半導体は、その電子系および正孔系の電氣的・光学的な特性が長年研究されてきた。近年では基板成長技術の進歩により量子井戸等の 2 次元系が実現され、そこで発現する新奇な物理的性質の研究が進められている。GaAs 量子井戸は AlGaAs と GaAs からなるダブルヘテロ接合構造であり、主に分子線エピタキシー法によって成長される。この量子井戸では、高度なドーピング手法により、電子・正孔系の高い移動度が実現されている。

光学特性の観点では、GaAs は Si とは異なり直接遷移型の半導体であることから、バンド間遷移に関連した様々な特性が評価されてきた。特に GaAs 量子井戸は光子偏光と電子スピンの間の角運動量保存に基づく選択則から、これらの量子インターフェースとして有用な系になりうる。本節では、Vrigen と Yablonovitch によって提案された光子偏光から電子スピンへの量子状態転写の原理[3]を紹介する。この提案では、ゼーマン分裂した軽い正孔の一方を選択的に励起することで、光子偏光の重ね合わせ状態を電子スピンの重ね合わせ状態へ転写することが可能となる。この提案に基づいた多数光子から多数電子への量子状態転写は、後に述べるように時間分解カー回転測定により実証されている[4]。

2.2.1 GaAs のスピンの選択則

GaAs のバンド構造

GaAs のバンド構造は 2 重縮退した伝導帯, 4 重縮退した価電子帯 (軽い正孔・重い正孔), および 2 重縮退したスプリットオフバンドからなる. 軽い正孔と重い正孔は有効質量が異なり, 波数が 0 の点でのみ縮退している. 図 2.1 に GaAs のバンド構造を示す. 伝導帯の底と価電子帯の頂上は Γ 点に位置しており, スプリットオフバンドの頂上は価電子帯の頂上から Δ_0 だけ下に存在する. 軽い正孔・重い正孔とスプリットオフバンドの分離は次のように説明される. Γ 点の近傍では価電子帯の電子は p 型の軌道を形成し, 角運動量 $l=1$ を有する. スピン軌道相互作用 ($H_{SO} \propto \mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$) を考えると, $\mathbf{l} \cdot \mathbf{s}$ は次のように展開することができる.

$$\mathbf{l} \cdot \mathbf{s} = \frac{1}{2}[(\mathbf{l} + \mathbf{s})^2 - \mathbf{l}^2 - \mathbf{s}^2] = \frac{1}{2}(\mathbf{j}^2 - \mathbf{l}^2 - \mathbf{s}^2) \quad (2.1)$$

ここで $\mathbf{j}$ は全角運動量演算子, $\mathbf{s}$ はスピン角運動量演算子である. 6 重縮退した p 型のバンドは 4 重縮退した軽い正孔 $|j = 3/2, j_m = \pm 1/2\rangle$ と重い正孔 $|j = 3/2, j_m = \pm 3/2\rangle$, 2 重縮退したスプリットオフバンド $|j = 1/2, j_m = \pm 1/2\rangle$ に分離する. Δ_0 はスピン軌道相互作用の強さを直接反映し, バルク GaAs では約 0.34 eV である[22].

ヘテロ接合による 1 方向の閉じ込めの下では, 量子閉じ込め効果により $k = 0$ の点において軽い正孔と重い正孔の縮退が解ける. これらの分離は, それぞれの準位を選択的に励起

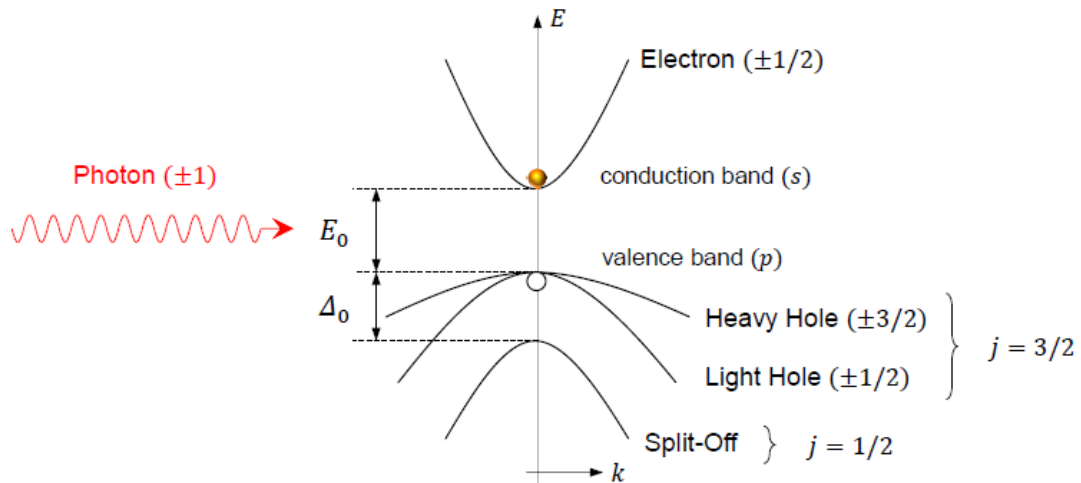


図 2.1. Γ 点近傍における GaAs のバンド構造. 伝導帯の底は価電子帯の頂上からバンドギャップ E_0 だけ上に位置し, 軽い正孔と重い正孔は $k = 0$ の点で縮退している. スプリットオフバンドの頂上は価電子帯の頂上からスピン軌道相互作用分裂エネルギー Δ_0 だけ下に位置している.

することを可能にする.

GaAs における光学的選択則

半導体中にスピン偏極したキャリアを生成するのに最も有効な方法の 1 つは、光学的選択則を利用した手法である[23]. 半導体中の電子-正孔対の生成および再結合確率は、角運動量保存則に則った光学的選択則により定まる. GaAs では s 型の軌道を有する伝導帯と p 型の軌道を有する価電子帯が次のブロッホ関数によって表現される.

$$\Psi_{km}^c(\mathbf{r}) = u_m e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, m = \pm \frac{1}{2} \quad (2.2)$$

$$\Psi_{kj_z}^v(\mathbf{r}) = e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \sum_{\mu} \chi_{j_z\mu}(\mathbf{k}) u_{\mu}^{(3/2)}(\mathbf{r}), j_z = \pm \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \quad (2.3)$$

ここで, $u_{\pm 1/2}$ は $\pm 1/2$ のスピンをもつ伝導帯の波動関数を表す. 式(2.3)において, $j_z = \pm 3/2$ は重い正孔に, $j_z = \pm 1/2$ は軽い正孔にそれぞれ対応する. Γ 点における s, p_x , p_y , p_z 型の軌道に対応した波動関数 $|S\rangle$, $|X\rangle$, $|Y\rangle$, $|Z\rangle$ を用いると, スピン軌道相互作用が存在する場合の状態は次のように書き表すことができる.

$$\begin{aligned} |u_{1/2}\rangle &= |S \uparrow\rangle, |u_{-1/2}\rangle = |S \downarrow\rangle \\ |u_{3/2}^{(3/2)}\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|X \uparrow\rangle + i|Y \uparrow\rangle) \\ |u_{-3/2}^{(3/2)}\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|X \downarrow\rangle - i|Y \downarrow\rangle) \\ |u_{1/2}^{(3/2)}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(|X \downarrow\rangle + i|Y \downarrow\rangle) - \sqrt{\frac{2}{3}}|Z \uparrow\rangle \\ |u_{-1/2}^{(3/2)}\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{6}}(|X \uparrow\rangle - i|Y \uparrow\rangle) + \sqrt{\frac{2}{3}}|Z \downarrow\rangle \\ |u_{1/2}^{(1/2)}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}(|X \downarrow\rangle + i|Y \downarrow\rangle) + \sqrt{\frac{2}{3}}|Z \uparrow\rangle \\ |u_{-1/2}^{(1/2)}\rangle &= -\frac{1}{\sqrt{3}}(|X \uparrow\rangle - i|Y \uparrow\rangle) + \sqrt{\frac{2}{3}}|Z \uparrow\rangle \end{aligned} \quad (2.4)$$

ここで $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ はそれぞれスピンの状態を表す.

次に、価電子帯と伝導帯の間で光吸収により電子を励起する際の選択則について考える。バンド間遷移は電子と光子の間の電気双極子相互作用によって生じる。この摂動ハミルトニアン $H_{\text{el-ph}}$ は次のように表される。

$$H_{\text{el-ph}} = -\mathbf{p}_{\text{el}} \cdot \mathbf{E}_{\text{ph}} \quad (2.5)$$

ここで、 $\mathbf{p}_{\text{el}} = -e\mathbf{r}$ は電気双極子モーメントである。 e は電気素量であり、 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ は電子の位置演算子である。また、光子の電界は平面波 $E_{\text{ph}} = E_0 e^{ik \cdot \mathbf{r}} \mathbf{e}_{\text{pol}}$ と表すことができ、任意の偏光状態は $\mathbf{e}_{\text{pol}}$ で表される。フェルミの黄金則に従うと、始状態 $|a\rangle$ から終状態 $|b\rangle$ への遷移レートは遷移行列要素によって次のように記述される[24]。

$$D_{a \rightarrow b} = \langle b | e\mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_{\text{pol}} | a \rangle \quad (2.6)$$

特に、下記を除いた行列要素は、双極子結合の非対称なハミルトニアンから、すべて 0 になる。

$$\langle S | ex | X \rangle = \langle S | ey | Y \rangle = \langle S | ez | Z \rangle \equiv D \quad (2.7)$$

D は双極子結合強度と呼ばれ、GaAs では $D = e \times 0.61 \text{ nm}$ 程であり、電気素量と格子定数 (0.565 nm) の積に近い値となる。

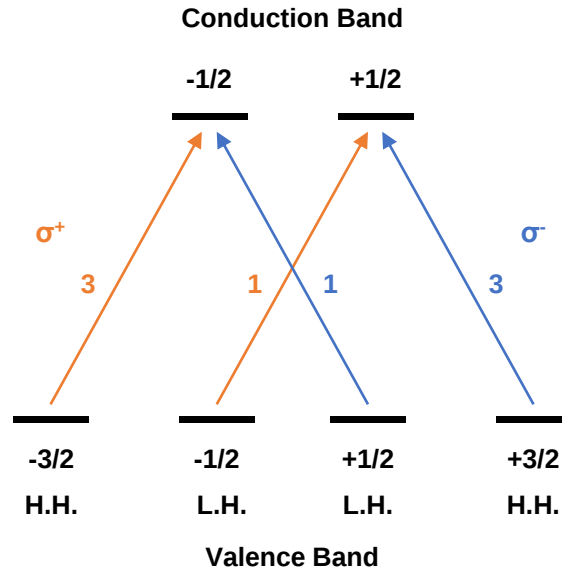


図 2.2. バルク GaAs におけるスピン励起選択則。矢印はそれぞれの正孔状態から $|\sigma^+\rangle$ と $|\sigma^-\rangle$ に偏光した光子によって生じる遷移を、矢印の横の数字は遷移の相対的な割合を表している[25]。

2.2.1 量子状態転写

GaAs 量子井戸のバンド構造

ここまで、バルク GaAs の円偏光で光励起することにより、伝導帯にスピン偏極した電子をスピン偏極率 $P_S = 0.5$ で生成できることを確認してきた。量子井戸のように2次元的な系では、有効質量の違いにより軽い正孔と重い正孔の縮退が解けるため、これらの状態を個別に励起すること可能である。Γ 点 ($k_x = k_y = 0$) における軽い正孔と重い正孔の分離は次のラッティンジャーハミルトニアン H_L から考えることができる。

$$H_L = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2 \right) k^2 \pm 2\gamma_2 (k_x^2 J_x^2 + k_y^2 J_y^2 + k_z^2 J_z^2) \right. \\ \left. - 4\gamma_3 (\{k_x, k_y\}\{J_x, J_y\} + \{k_y, k_z\}\{J_y, J_z\} \right. \\ \left. + \{k_z, k_x\}\{J_z, J_x\}) \right] \quad (2.8)$$

ここで $\{k_i, k_j\} = k_i k_j + k_j k_i$ は反交換子であり、 $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ はラッティンジャーパラメータである。ラッティンジャーハミルトニアンはダイヤモンド型構造と閃亜鉛型構造の結晶を考える場合に有効である。

ここでは[001]方向に成長された GaAs 量子井戸について考える。量子井戸の幅が L であり、障壁高さが無限大であるとき、 $k_x = k_y = 0$ でのラッティンジャーハミルトニアンは次のようになる。

$$H_L = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \left[\left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2 \right) k_z^2 \pm 2\gamma_2 k_z^2 J_z^2 \right] \\ = -\frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 \pm \gamma_2) k_z^2 \quad (2.9)$$

ここで、+と-の符号はそれぞれ軽い正孔 ($J_z = \pm 1/2$) と重い正孔 ($J_z = \pm 3/2$) に対応する。閉じ込めの方向は角運動量と平行なので、このラッティンジャーハミルトニアンは J_z で対角化され、前述の波動関数が固有状態となる。第一サブバンド $k_z = \pi/L$ については、重い正孔と軽い正孔の量子化されたエネルギーは次のように表される。

$$E_{HH} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 L^2} (\gamma_1 - 2\gamma_2) \quad (2.10)$$

$$E_{LH} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_0 L^2} (\gamma_1 + 2\gamma_2)$$

添字 HH, LH はそれぞれ重い正孔と軽い正孔を表す. ハミルトニアン の 2 項目の符号の違いにより, Γ 点での軽い正孔と重い正孔の縮退が解ける. 成長方向 $[001]$ に沿った重い正孔と軽い正孔の有効質量は式(2.10)から次のように表される.

$$\begin{aligned} m_{\perp, \text{HH}}^* &= \frac{m_0}{\gamma_1 - 2\gamma_2} \\ m_{\perp, \text{LH}}^* &= \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\gamma_2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

GaAs における重い正孔と軽い正孔の有効質量の値は, ラッティンジャーパラメータ $\gamma_1 = 6.85$, $\gamma_2 = 2.01$ [26] から, それぞれ $0.35m_0$, $0.092m_0$ である. このように量子井戸ではバンド端での軽い正孔と重い正孔の分離により, それぞれの選択的な励起が可能になる.

量子状態転写の原理

これまでに量子情報の担体として様々な物理系が研究されており, それぞれの系は特有の利点と欠点を有する. 例えば光子による量子ビットは長距離の伝送に有利であるが, その弱い相互作用から 2 量子ゲートの実装が難しいとされる. 一方で, 半導体中に固定された電子のスピンによる量子ビットは量子情報の処理と保持に強みを持つ. さらに, 半導体産業で培われた半導体微細加工技術による拡張性や集積性が期待される. この観点から, 異なる担体間で量子情報を転写する技術を確認することは, それぞれの利点を活かしたシステムの構築を可能にする. 序章で述べた量子中継器はこのようなシステムの 1 つであり, 異なる担体間での量子状態転写の実現は将来的な量子ネットワークの構築に重要である.

ここでは, 長距離伝送に適した光子の偏光状態から, 演算・保持に適した電子のスピン状

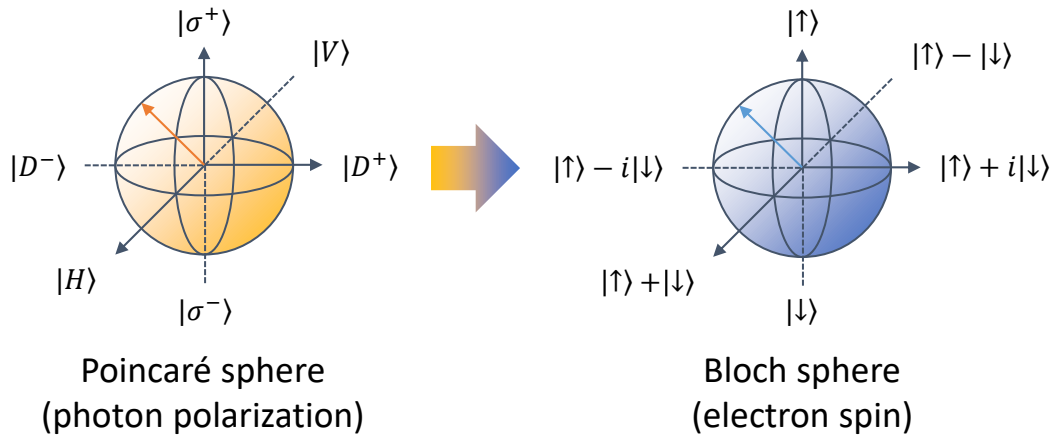


図 2.3. 偏光状態を表すポアンカレ球と電子スピン状態を表すブロッホ球.

態への量子状態転写を考える．これらの量子ビットはともに角運動量の 2 準位系によって表現され，光子では $|\sigma^+\rangle$ と $|\sigma^-\rangle$ ，電子スピンでは $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ である．図 2.3 の左の球は光子の偏光状態を表すポアンカレ球である．球面上の点は上記 2 つの偏光の重ね合わせ状態に対応する．図 2.3 右の球は電子スピンの状態を表すブロッホ球であり，同様に球面上の点が電子スピンの重ね合わせ状態に対応する．ポアンカレ球とブロッホ球はともに 2 次の特殊ユニタリ群 $SU(2)$ で記述され，エネルギーと角運動量に変換過程で保存されていれば，これらの 2 つの量子ビットの間のユニタリ変換が可能となる．ここでは，量子井戸における光子偏光から電子スピンへのユニタリ変換について説明する．

偏光した光子がバルク GaAs に照射されるとき，軽い正孔と重い正孔の準位がともに励起されるため，生成された電子スピンのアップとダウンの比は 3:1 以上になりえず，量子状態転写は不完全となる．この問題は量子井戸における閉じ込め効果によって軽い正孔と重い正孔の縮退を解くことにより解決される．

光子偏光から電子スピンへの量子状態転写手法は 2001 年に Vrijen と Yablonovitch によって提案された[3]．この理論提案では，面内磁場を印加した量子井戸において，ゼーマン分裂した軽い正孔の準位の一方を選択的に光励起することにより量子状態転写が実現できるとしている．図 2.4 はこの転写に必要な V 型 3 準位系の模式図である．著者らは III-V 族半導体の量子井戸を用いることを想定しており，その理由として，

- (i) 軽い正孔の準位が重い正孔とエネルギー的に分離されている
- (ii) [001]方向に成長された基板では軽い正孔の面内 g 因子が重い正孔より十分大きい
- (iii) 井戸幅を調整することにより電子の面内 g 因子を軽い正孔よりも十分小さくできる

を挙げている．前節で述べたように，軽い正孔と重い正孔は異なる量子化準位のエネルギーを有し， Γ 点における縮退が解けている．このエネルギー分離は閉じ込め幅の 2 乗に反比例するため，量子井戸の厚さを基板成長の際に制御することで調整が可能である．[001]方向に成長された GaAs 量子井戸では，軽い正孔の面内方向の g 因子が有限であり，入射光の線幅に比べて十分大きいゼーマン分裂の幅が得られる．(iii)については，量子状態転写の要件を満たすため，電子のゼーマン分裂幅は入射光の線幅よりも小さい必要がある．電子の g 因子も量子井戸の幅と，AlGaAs と GaAs のバンドギャップの差による障壁高さによって制御することができる．

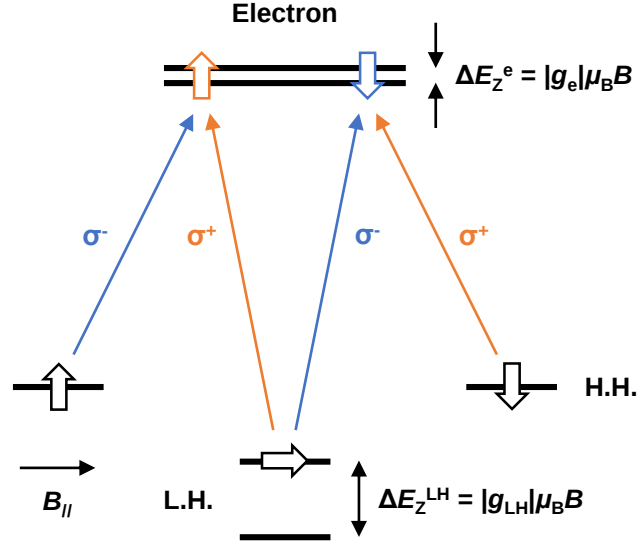


図 2.4. 量子状態転写を実現する V 型 3 準位系[25]. 重い正孔は量子井戸の閉じ込めにより軽い正孔から分離されており, 面内磁場の印加により軽い正孔の準位が分裂している.

はじめに, 偏光が $|\sigma^+\rangle$ と $|\sigma^-\rangle$ の重ね合わせ状態で表される光子によって重い正孔を選択的に励起することを考える. [001]方向に成長された GaAs 量子井戸では, 軌道角運動量とスピン角運動量が量子井戸に垂直な[001]方向を向いているため, 重い正孔の g 因子は 0 である. 偏光が $|\Phi\rangle_{\text{ph}} = \alpha|\sigma^+\rangle + \beta|\sigma^-\rangle$ で表される光子が入射すると, 次の電子-正孔対が生成される.

$$|\psi\rangle_{\text{eh}} = \alpha \left| -\frac{1}{2} \right\rangle_e \left| -\frac{3}{2} \right\rangle_h \otimes \beta \left| +\frac{1}{2} \right\rangle_e \left| +\frac{3}{2} \right\rangle_h \quad (2.12)$$

図 2.4 に示すように, $|\sigma^+\rangle$ と $|\sigma^-\rangle$ がそれぞれ異なる正孔の状態と結合する. この状態では電子スピンと正孔の間にもつれが生じている. 正孔は系との相互作用によって重ね合わせ状態が失われやすいため, この状態は量子状態を保持するのに不都合である.

電子と正孔のもつれによるスピンのデコヒーレンスは, 面内磁場の印加によって電子と正孔の状態を完全に分離することで解決できる. しかし, 先に述べたように[001]方向に成長された GaAs 量子井戸における重い正孔の面内 g 因子はほとんど 0 であるので, これから述べる量子状態転写には適さない. したがって, 以下の議論では軽い正孔に注目し, 重い正孔の準位は軽い正孔の準位からエネルギー的に分離されているので無視できるものとする. 2 重縮退した軽い正孔の準位は式(2.4)から次のように表すことができる.

$$|+\psi\rangle_{lh} = -\sqrt{\frac{2}{3}}|m_l = 0, m_s = +1/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|m_l = +1, m_s = -1/2\rangle \quad (2.13)$$

$$|-\psi\rangle_{lh} = -\sqrt{\frac{2}{3}}|m_l = 0, m_s = -1/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|m_l = -1, m_s = +1/2\rangle \quad (2.14)$$

ここで,

$$|m_l = +1, m_s = -1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|X \downarrow\rangle + i|Y \downarrow\rangle),$$

$$|m_l = -1, m_s = +1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|X \uparrow\rangle - i|Y \uparrow\rangle),$$

$$|m_l = 0, m_s = +1/2\rangle = |Z \uparrow\rangle,$$

$$|m_l = 0, m_s = -1/2\rangle = |Z \downarrow\rangle,$$

である。面内磁場のもとでは、軽い正孔の状態は結合状態と反結合状態を形成し、これらの新しい固有状態は次のとおりである。

$$\begin{aligned} |+\rangle_{lh} &= \frac{1}{\sqrt{2}}[-|+\psi\rangle_{lh} + |-\psi\rangle_{lh}] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\sqrt{\frac{2}{3}}|0, +1/2\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}}|1, -1/2\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|0, -1/2\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}}|-1, +1/2\rangle\right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} |-\rangle_{lh} &= \frac{1}{\sqrt{2}}[|+\psi\rangle_{lh} - |-\psi\rangle_{lh}] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[-\sqrt{\frac{2}{3}}|0, +1/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|1, -1/2\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}|0, -1/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|-1, +1/2\rangle\right] \end{aligned} \quad (2.16)$$

入射光の波長が $|+\rangle_{lh}$ または $|-\rangle_{lh}$ のどちらかを励起するように設定されていることを考える。角運動量保存則により $|\sigma^+\rangle$ ($|\sigma^-\rangle$) に偏光した光子はそれぞれ $m_l = -1$ ($m_l = +1$) の状態と結合するため、偏光の重ね合わせ状態 $|\phi\rangle_{ph}$ は次の電子-正孔状態を生成する。

$$|\phi\rangle_{eh} = |+\rangle_{lh} \otimes [\alpha|0, +1/2\rangle - \beta|0, -1/2\rangle] \quad (2.17)$$

$$|\phi\rangle_{eh} = |-\rangle_{lh} \otimes [\alpha|0, +1/2\rangle + \beta|0, -1/2\rangle] \quad (2.18)$$

ここでは電子と正孔の状態が、重い正孔の場合とは異なり分離されていることが分かる。

この条件の下では正孔状態のデコヒーレンスは電子の状態に影響を及ぼさず、ユニタリ変換による光子偏光から電子スピンへの量子状態転写が実現される。

この原理に基づく光子偏光から電子スピンへの量子状態転写は参考文献[4]で実証された。この実験では、光源として線幅 0.38 nm のチタンサファイアレーザーを、試料に井戸幅 7 nm の GaAs/AlGaAs の量子井戸を用い、量子井戸中に光励起された電子のスピン偏極を時間分解カー回転測定により観測している。はじめに 7 T の面内磁場の下で電子と軽い正孔の g 因子がそれぞれ -0.21, 3.5 と見積られ、これは下記の量子状態転写の要件を満たしている。

- (i) 入射光子の線幅 $\Delta_{ph} \ll$ 軽い正孔のゼーマン分裂幅 E_Z^{LH}
- (ii) 入射光子の線幅 $\Delta_{ph} \gg$ 電子のゼーマン分裂幅 E_Z^e

図 2.5(a) に示すように、重い正孔と軽い正孔の励起波長はフォトルミネッセンス (photoluminescence : PL) 測定及びフォトルミネッセンス励起 (photoluminescence excitation : PLE) 測定からそれぞれ見積もられている。この測定方法では 磁気光学カー効果によって、プローブ光の偏光角がポンプ光で生成された電子スピンの偏極により変調される。図 2.5(b) はカー回転角のポンプ光強度依存性であり、入射光子が増えるにつれて光生成電子が増加し、これによる磁化も大きくなっていることが分かる。カー回転測定はパルス化されたレーザーによって行われているため、ポンププローブ法により光生成電子スピンの方向の時間発展を測定することができる。図 2.5(c) はゼーマン分裂した軽い正孔を励起した際の、6 つの入射光子偏光に対する光生成電子スピンのラーマー歳差運動の様子である。 $|\sigma^+\rangle \rightarrow |D^+\rangle \rightarrow |\sigma^-\rangle \rightarrow |D^-\rangle \rightarrow |\sigma^+\rangle$ の順に $\pi/2$ ずつシフトしており、光子偏光の重ね合わせ状態が正確に電子スピンの重ね合わせ状態へ転写されていることを示している。図 2.5(e) のように重い正孔を励起すると、 $|\sigma^+\rangle$ と $|\sigma^-\rangle$ に偏光した光子が入射した場合のみスピン偏極が観測される。この結果は電子スピンと正孔のもつれから、生成された電子スピンの方向に射影されていることを示している。この実験では、ポアンカレ球およびブロッホ球における y - z 面内の偏極のみが示されている。これは $|H\rangle$ および $|V\rangle$ に偏光した光子が印加した磁場と平行な方向にスピン偏極を生成し、カー回転角が振動しないためである。完全な量子状態転写の実証に向けては、カー回転角のトモグラフィーによる他の射影基底についての光生成電子スピンの検出が報告されている[27,28]。

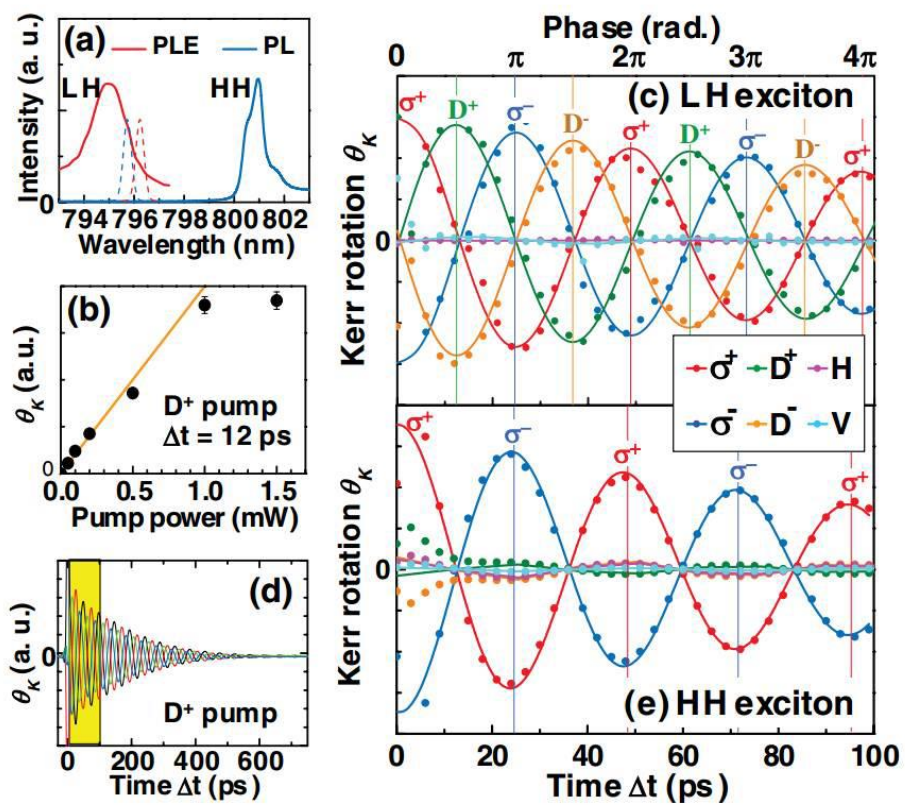


図 2.5. (a) GaAs/AlGaAs 量子井戸基板における PL および PLE のスペクトル[K16]. (b) カー回転角の入射光強度依存性. (c) 7 T の面内磁場下で軽い正孔を励起した場合のカー回転角の時間発展. (d) (c) をより長い時間範囲で観測した結果. (e) 重い正孔を励起した場合.

2.2. 横型量子ドット

近年の半導体微細加工技術の進歩により、低次元系のような微細構造を人工的に作製できるようになった。量子ドットもこのような構造の 1 つであり、3 次元的な電子の閉じ込めによってエネルギー準位の量子化といった原子のような振る舞いが観測されることから、人工原子とも呼ばれる[29,30]。

量子ドットは様々な方法・材料で作製することができる[31–34]が、ここでは GaAs 系の横型量子ドットについて述べる。これは GaAs/AlGaAs ヘテロ接合にゲート電極を組み合わせることで実現される。横型量子ドットには高い拡張性や[35–37]、量子ドット間の結合の制御性の良さ、確立された電荷検出手法などの特長があり、量子ビットを実現する系の候補の一つとなっている[38]。GaAs 系の横型量子ドットでは Ga と As の核スピンの影響を受けるものの、長いコヒーレンス時間[39]と高忠実度な電子スピンの読み出し[40]、1 量子ビット・2 量子ビットの操作[41,42]がそれぞれ達成されている。

横型量子ドットはシングルまたはダブルヘテロ接合によって生じる 2 次元電子ガス (two-dimensional electron gas : 2DEG) を用いて作製される。典型的な横型量子ドットの構造を図 2.6 に示す。基板に垂直な方向の電子の閉じ込めは、GaAs と n 型ドープ層を含む AlGaAs とのヘテロ接合によって、基板の面内方向の閉じ込めは表面のゲート電極に電圧を印加することで生じる静電ポテンシャルによってそれぞれ形成される。したがって、ゲート電極を

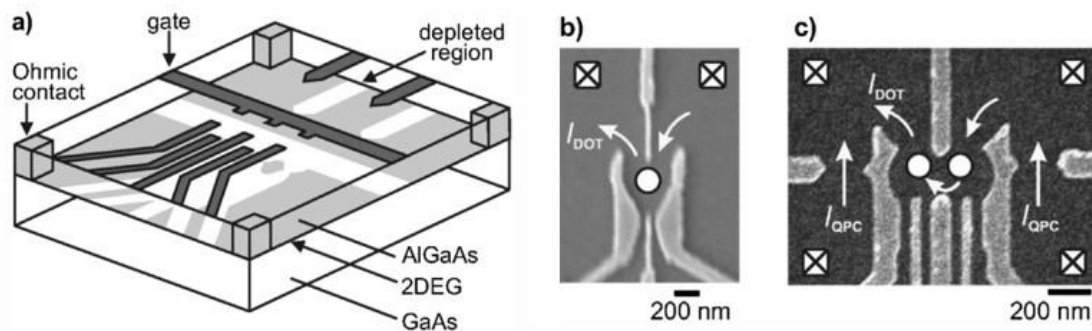


図 2.6. 横型量子ドット[43]. (a) 2DEG に形成される 2 重量子ドットの概略図。基板上に作製されたゲート電極によって面内方向の閉じ込めポテンシャルを形成する。2DEG 面の白い領域では、電子が負のゲート電圧によって追い出されている。基板表面と 2DEG との間の導通は AuGe の熱拡散によってオーミックコンタクトを形成することで得られる。(b), (c) 1 重量子ドット (b) と 2 重量子ドット (c) 試料の走査型電子顕微鏡 (scanning electron microscopy : SEM) 写真。

増やして設計を行うことで結合した量子ドットの拡張が可能なほか、それぞれの量子ドット間の結合はゲート電圧によって制御することができる。以下では、量子ドットの基本的な電気輸送特性と電荷検出手法について述べる。

2.2.1 単一量子ドット

3 次元的に閉じ込められたキャリアの状態は様々な輸送測定により観測されてきた。Constant interaction (CI) モデルはクーロン振動[30]やクーロンブロッケードといった量子ドットにおける輸送現象を簡潔に説明するモデルであり、以下の2つの仮定に基づく[43]。

- (i) 量子ドット中のある電子とその他の電子との間のクーロン相互作用が一定の静電容量 C で与えられる
- (ii) 1つの電子のエネルギー準位は、電子間の相互作用がない場合の離散エネルギー準位から計算できる。

仮定 (i) における静電容量 C は $C = C_S + C_D + C_G$ で与えられる。ここで C_S, C_D, C_G はそれぞれ量子ドットとソース電極、ドレイン電極、ゲート電極の間の静電容量である。 N 個の電子をもつ量子ドットの基底状態のエネルギーは

$$U(N) = \frac{[-|e|(N - N_0) + C_S V_S + C_D V_D + C_G V_G]^2}{2C} + \sum_{n=1}^N E_n(B) \quad (2.19)$$

で与えられる。ただし e は電気素量、 $|e|N_0$ はイオン化ドナーによる背景電荷である。また、 V_S, V_D, V_G はそれぞれソース、ドレイン、ゲートに印加される電圧を表す。この式から、量子ドットの電気化学ポテンシャルは

$$\begin{aligned} \mu(N) &= U(N) - U(N-1) \\ &= \left(N - N_0 - \frac{1}{2}\right) E_C - \frac{E_C}{e} (C_S V_S + C_D V_D + C_G V_G) + E_N \end{aligned} \quad (2.20)$$

と求められる。ここで $E_C = e^2/C$ であり、帯電エネルギーを表す。量子ドットの電気化学ポテンシャル $\mu(N)$ は N 電子基底状態 $GS(N)$ と $(N-1)$ 電子基底状態 $GS(N-1)$ のエネルギー差に相当し、量子ドットが基底状態にある場合に N 個目の電子を追加するのに必要なエネルギーを表す。

量子ドットを通る電子の輸送現象は、ソースとドレインのフェルミ準位に対する、電気

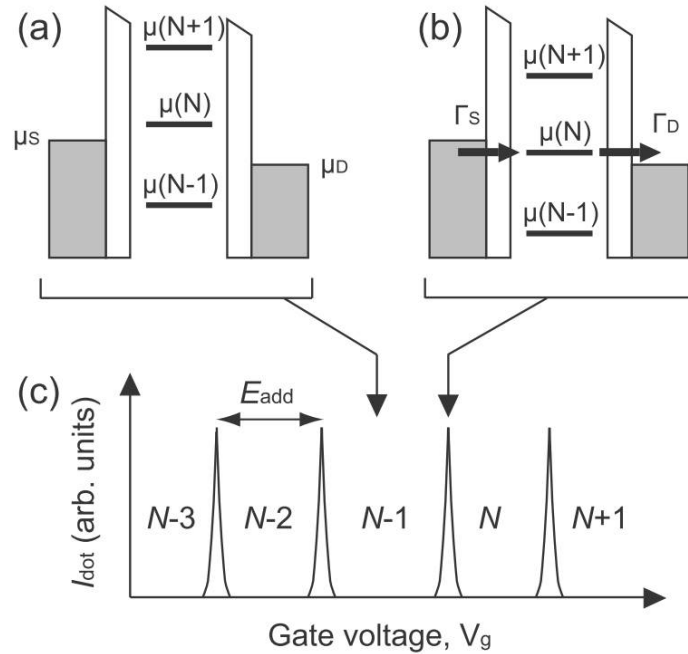


図 2.7. 低バイアス領域における量子ドット. (a) 量子ドットおよびソース・ドレインの電気化学ポテンシャルの概略図. バイアス窓が量子ドットの離散化準位の間隔よりも小さいので, バイアス窓の中に量子ドットの電気化学ポテンシャルがないとき, 量子ドットに電流は流れない. (b) (a)とは異なり 1つの電気化学ポテンシャルがバイアス窓の中にあるため, 電子は量子ドットをトンネルして流れる. (c) ゲート電圧 V_g を掃引した際の量子ドット電流 I_{dot} . (a) と (b) の状況が矢印で示されている.

化学ポテンシャルの相対的な位置によって決まる. ソース・ドレインバイアス電圧 $V_{\text{SD}} = V_D - V_S$ が印加されるとき, それぞれのフェルミ準位の間に $|eV_{\text{SD}}|$ のバイアス窓が生じる. この場合, 一つ以上の量子ドットの電気化学ポテンシャルがバイアス窓の中に位置するときのみ, 電子が量子ドットを通り抜ける. 電気化学ポテンシャルはゲート電圧によって直線的に変調でき, それらの相対的な位置は量子ドットの輸送測定から見積もることができる. 特に, バイアス窓が電気化学ポテンシャルよりのエネルギー間隔よりも狭いときは低バイアス領域と呼ばれ, 一つのエネルギー準位だけが電子のトンネルに寄与する. これにより, クーロン振動と呼ばれる, 図 2.7 のようなゲート電圧に対する量子ドット電流の振動が観測される.

2.2.2. 2 重量子ドット

単一量子ドットを 2 つ結合させた系を 2 重量子ドットと呼ぶ。ここでは、2 重量子ドットの電荷状態について述べる。2 つの量子ドット 1, 2 がトンネル障壁を隔てて直列に接続され、それぞれのエネルギー準位がゲート電圧 $V_{G,1}$ と $V_{G,2}$ によって独立に制御されることを仮定する。2 つの量子ドットの間に容量性結合がなければ、2 重量子ドットの電荷状態は図 2.8(a)に示すような格子状になる。ここで、区切られた四角形の領域はそれぞれ異なる 2 重量子ドットの電荷状態に対応し、これらを区切る線は電荷遷移線である。このようなグラフは電荷状態安定図と呼ばれる。2 つの量子ドット間に容量的な結合がある場合、電荷状態安定図は図 2.8(b)のようなハニカム構造に変化する。このような状況では、電荷遷移線の交点は 2 つの 3 重点へと分かれる。この 3 重点においては、片方の量子ドットの電子数が容量性結合を通じてもう片方の量子ドットのエネルギー準位に影響を及ぼすため、3 つの電荷状態が縮退している。2 つの量子ドット間の容量性結合は、2 つの近接した 3 重点の距離から推測される。低バイアス領域においては、このような 3 重点でのみ量子ドットを流れる電流が観測され、その他がブロッケード領域になる。後述する電荷検出手法を用いると、図 2.9 のようにドット間の遷移も含めたすべての電荷遷移線を観測することができる。

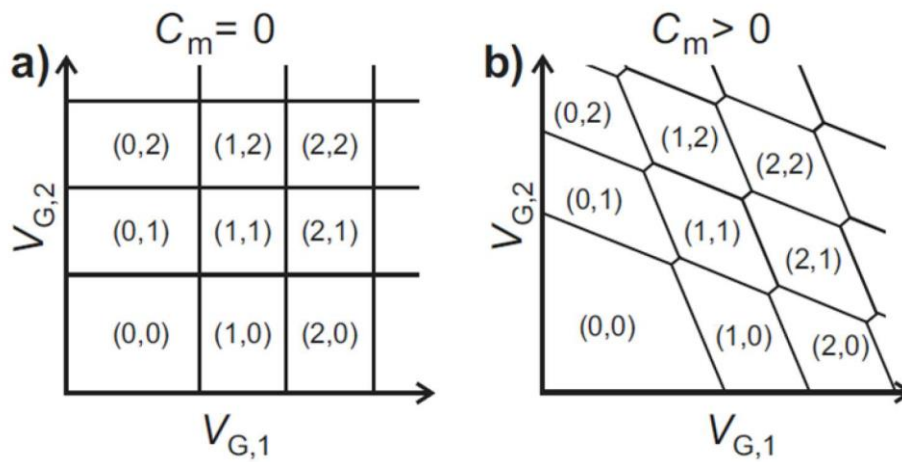


図 2.8. 結合がない場合 (a) とある場合 (b) の 2 重量子ドットの電荷状態安定図. 図中の括弧の数字 (N_1, N_2) はそれぞれ量子ドット 1, 2 の電荷数を表している[43]. 格子状の線はそれぞれ電荷数の変化するゲート電圧に対応している. (b) では、ゲート 1-量子ドット 2 間、ゲート 2-量子ドット 1 間の容量が考慮されているので、(a) とは異なり電荷遷移線が傾いている。

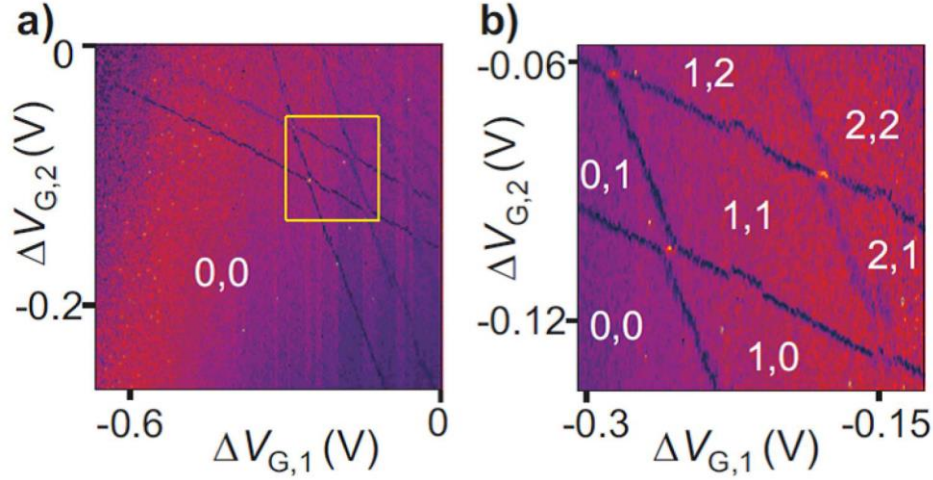


図 2.9. 電荷計によって観測された、少数電子領域における 2 重量子ドットの電荷状態安定図[44]. グラフの色は電荷計のゲート電圧に対する微分コンダクタンスを表している. 紺色の線を越えるごとに, 量子ドットの中の電子数が 1 つずつ変化している. 電子数の絶対値は電子数 (0, 0) の領域から電荷遷移線を数えることでわかる. 図中の数字は図 2.8 と同様に 2 つの量子ドット 1, 2 の電荷数 N_1, N_2 を示している.

2.2.3. 横型量子ドットにおける単一電子検出

量子ポイントコンタクト電荷計

散乱の無い 1 次元量子細線において, 電気伝導度 G は次のように与えられる.

$$G = \frac{2e^2}{h} N_c \quad (2.21)$$

ここで, N_c は伝導に寄与するフェルミ準位より下のサブバンドの数である. N_c は整数であるので, 伝導度は 1 次元的な閉じ込めにより量子化していることが分かる. このような伝導度の量子化を示す, 短い量子細線を量子ポイントコンタクト (quantum point contact : QPC) とよぶ. 図 2.10 は QPC で観測される量子化された伝導度の例である[45]. QPC は 2DEG を有する基板上に数 100 nm の間隙を設けたゲート電極を作製し, 電圧を印加して 2DEG を狭窄することにより形成される. このとき, 電子の平均自由行程が, 1 次元的に閉じ込められた領域よりも長いことが必要である. 参考文献[45]では, $2e^2/h$ の伝導度ステップが観測されており, ゲート電圧を負に大きくしていくことで, N_c が一つずつ減少していることが分かる.

QPC を流れる電流は, 伝導度がプラトーとなる領域にゲート電圧が調整されているとき

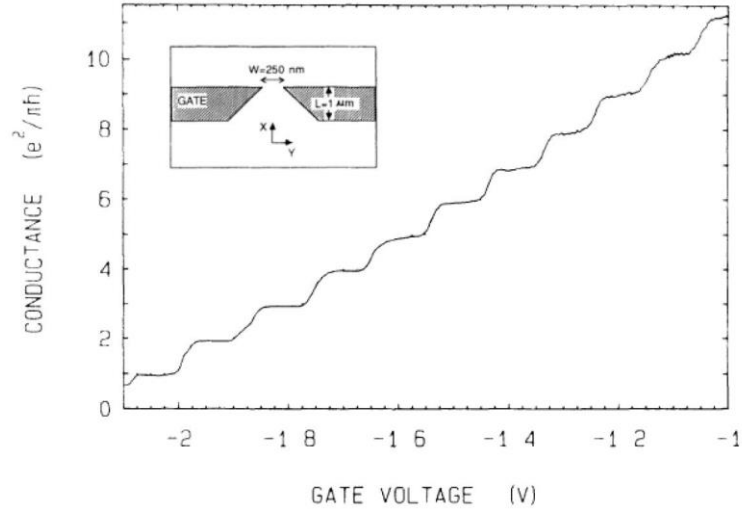


図 2.10. ゲート電圧に対する QPC のコンダクタンスの変化[45]. QPC 領域外の抵抗は引かれている. 図中の図はゲート電極の形状を示している. スピンの単位が縮退しているので, 伝導度は $2e^2/h$ の倍数値のプラトーが現れている.

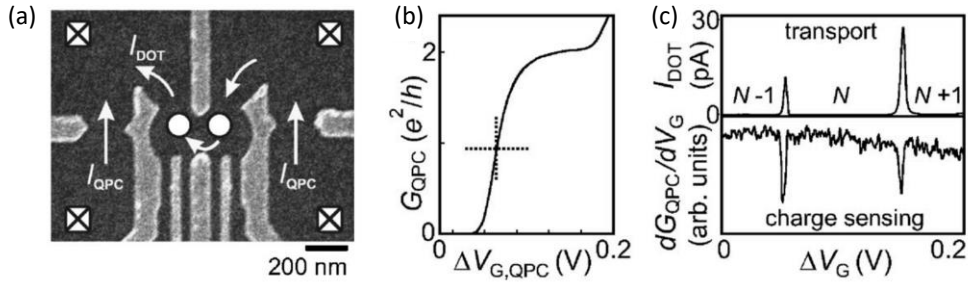


図 2.11. (a) 左右近傍に QPC を有する 2 重量子ドットの SEM 像. (b) 第一プラトー近傍でゲート電圧を掃引した QPC の伝導度. (c) 量子ドット電流のクーロン振動 (上) と対応する QPC 電荷計の信号 (下). QPC 伝導度のゲート電圧に対する微分で, 鋭いピークが量子ドット電流のピークと同じ ゲート電圧 ΔV_G で観測されており, 量子ドット中の電荷状態が遷移していることを示している. [44]

は背景の静電ポテンシャルに敏感でないが, ゲート電圧がプラトーの間に調整されているときは非常に敏感である. それゆえ, そのようなゲート電圧のもとでは QPC は高感度な電荷計として機能する. 図 2.11(a)はゲート制御 2 重量子ドットの SEM 像である[44]. 二つの QPC が量子ドットの左右に配置されている. 図 2.11 (b)は 1 目目の伝導度のステップであり, QPC が電荷計として動作するよう, ゲート電圧 $V_{G,QPC}$ は伝導度が勾配をもつ領域に調整されている. 図 2.11(c)の上の図は量子ドットを流れる電流のクーロンピークを示しており, 下

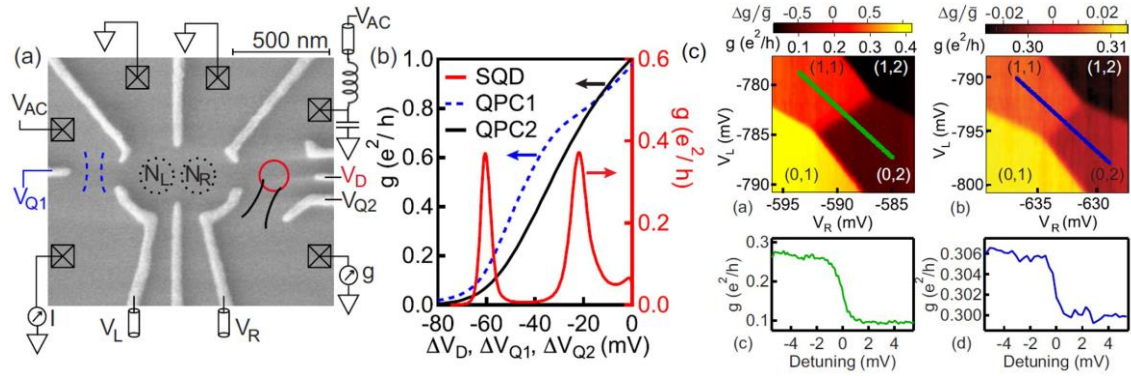


図 2.12. (a) QPC 電荷計 (左) と QPC および量子ドット電荷計 (右) を有する横型量子ドットの SEM 像. ゲート電圧 V_L , V_R によって 2 重量子ドットの電荷状態を制御している. V_{Q1} , V_{Q2} は QPC 電荷計, V_D は量子ドット電荷計をそれぞれ制御するゲート電圧. (b) 2 つの QPC と量子ドットの伝導度. 量子ドットのクーロンピークは QPC よりも約 10 倍急な勾配を示している. (c) 量子ドット (左) と QPC (右) によって測定された電荷状態安定図. [10]

の図はこれに対応する QPC 伝導度をゲート電圧で微分した dG_{QPC}/dV_G である. クーロンピークと同じ電圧で dG_{QPC}/dV_G にもピークが表れており, 電子数の変化によって QPC 伝導度が増加していることがわかる.

量子ドット電荷計

QPC の伝導度が周囲の電荷に敏感なことから, 高感度な電荷計として利用できることを述べた. この観点から, 量子ドットのクーロンピークもまた QPC の勾配と同様に利用でき, より高い感度を実現することができる. したがって, 量子ドットを利用することで, より S/N 比の高い電荷計が実現されている. 図 2.12[10]は, QPC と量子ドットによる電荷計の比較である. 図 2.12(b)で, 量子ドット伝導度のゲート電圧依存性が赤線で示され, 二つのクーロンピークが表れている. 黒線は量子ドット左側の QPC の 1 つ目の伝導度プラトーである. 量子ドットの伝導度は QPC のそれよりも急峻であることが分かる. これは量子ドットを用いた電荷計が QPC による電荷計も高感度であることを示している.

RF 電荷計

スピン緩和といった電子スピンのダイナミクスの時間スケールは数 μs のオーダーであるため, これらを観測するには電荷計の時間分解能を向上させることが重要である. 上述の電荷計測手法は, QPC・量子ドットに電圧を印加し, 流れる電流を電流アンプにより電流一

電圧変換することにより実現している．この方法では，電荷計の信号の応答速度は，寄生容量と QPC・量子ドットの抵抗によって形成される RC フィルタや，電流アンプの帯域によって制限される[46]．また，1/f ノイズによって感度が低下する．

これらの制限を克服するため，RF (radio frequency) 反射測定法が開発されている[47]．この方法では，電荷計 (QPC・量子ドット) を可変抵抗として図 2.13(a)のような LCR 共振回路に組み込む．この回路のインピーダンスは

$$Z = \frac{R}{(2\pi RC_p f)^2} + i \left\{ 2\pi f L - \frac{2\pi R^2 C_p}{(2\pi f RC_p)^2 + 1} \right\} \quad (2.22)$$

である．ここで， R ， C_p ， L はそれぞれ電荷計の抵抗，回路の寄生容量，回路に実装するインダクタのインダクタンスである．この回路の共振周波数 f_{res} は

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{R^2 C_p - L}{R^2 C_p^2 L}} \quad (2.23)$$

である．実際には $R^2 C_p \gg L$ となることを考慮すると， f_{res} は次のようになる．

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_p L}} \quad (2.24)$$

また，上の条件が満たされるとき，共振周波数における回路のインピーダンスは

$$Z_{res} = \frac{L}{RC_p} \quad (2.25)$$

と表される．実験的には，この回路は特性インピーダンス $Z_0 = 50 \ \Omega$ の同軸線に接続されるので，インダクタンス L は $Z_{res} = 50 \ \Omega$ となるように選ばれる．

図 2.13 は QPC を用いた RF 反射測定法の実装例である[46]．QPC の伝導度は，回路によって反射される高周波をホモダイン検波することによって測定される．図 2.13(c)は異なる QPC の伝導度に対する高周波の反射スペクトルであり，QPC の伝導度によって共振回路の入力インピーダンスが変化し，その結果，反射が変化していることが分かる．図 2.13(d)の赤線と青線はそれぞれ電流と高周波によって QPC の伝導度を読みだしたものである．ある線幅をもつ単一周波数の高周波を用いてホモダイン検波を行うため，他周波数や 1/f ノイズが低減される．その結果，高速・高感度な電荷測定が可能になり，SN 比が 0 dB で 100 ns の測定時間分解能が報告されている[10]．

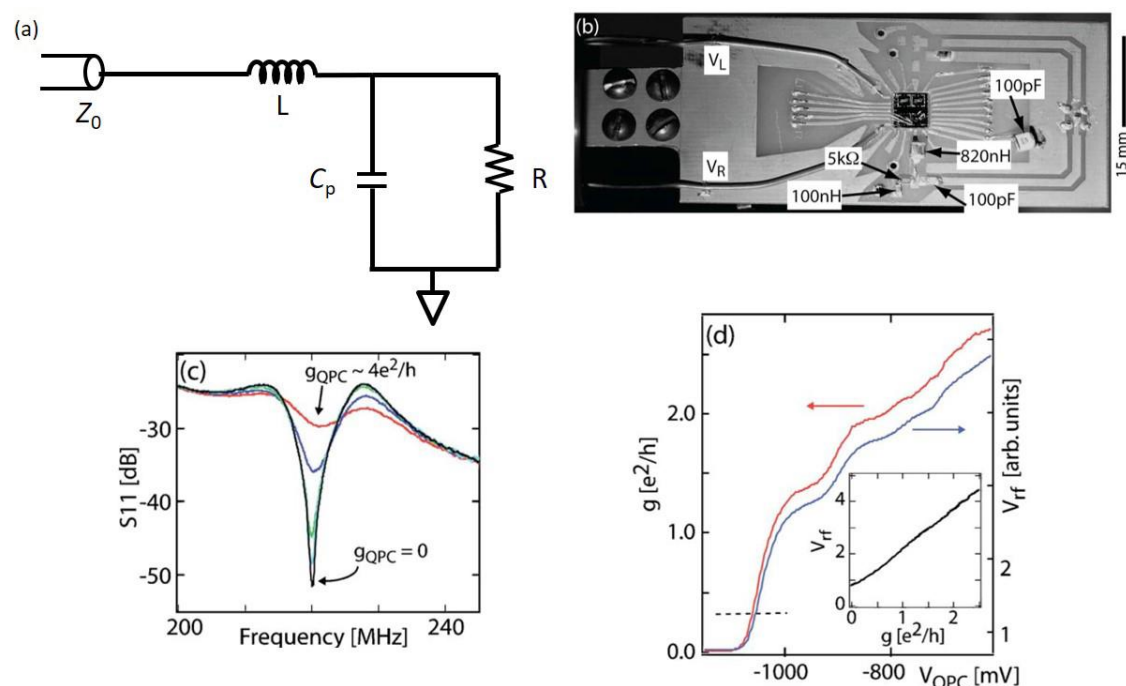


図 2.13. (a) RF 反射測定回路の概略図. R と C_p はそれぞれ電荷計の抵抗と回路の寄生容量. これらは試料の設計と RF 回路の設計によって決まる. (b) プリント基板に取り付けられた量子ドット試料. (c) 異なる電荷計の伝導度に対して測定された反射スペクトル. 回路の入力インピーダンスが同軸線の特徴インピーダンスに近づくと, 反射が大きく減少する. (d) 電流測定と RF 反射測定による QPC 伝導特性. 図中の図は QPC 伝導度と RF 反射測定によって得られる信号の関係を示している. [46]

実時間電荷検出

電荷計を用いる大きな利点の一つは, 量子ドットの電荷状態の実時間測定が可能なことである. 電荷計による量子ドット中の電荷の実時間検出は, はじめに RF 反射測定法と量子ドット電荷計によって行われ[48], その後, 同様の電荷検出が QPC を用いて行われた[49]. 図 2.14(a)は[49]で用いられた試料の原子間力顕微鏡写真である. 図 2.14(b)の上の図は量子ドットの電荷状態が電荷遷移線近傍にセットされた際の, 電荷計信号の実時間波形である. QPC の伝導度は電荷数 N_0 と N_0+1 それぞれに対応する値を行き来しており, 電子が量子ドットを出入りする様子が実時間で観測されている. 図 2.14(b)の下図は電荷遷移線をまたいでゲート電圧を掃引した際の, 平均的な電子数の変化を示している.

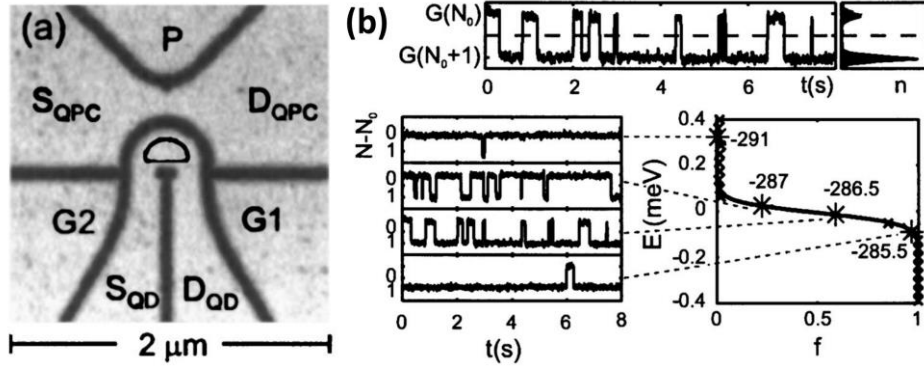


図 2.14. (a) 表面プローブリソグラフィによって作製された試料の原子間力顕微鏡写真. (b) QPC 伝導度の時間信号と、ヒストグラム (上). 電子数の時間信号とゲート電圧による量子ドットの電荷状態の変化 (下). [49]

2.2.4. 横型量子ドットを用いた単一光子－単一電子変換

単一光生成電子の検出

以上で述べた電荷計を用いることで、量子ドットにトラップされた単一光生成電子の検出が可能になる[14]. 図 2.15 は単一量子ドットを用いた、単一光生成電子の検出の例である. 図 2.15(a)は試料の SEM 像であり、GaAs/AlGaAs シングルヘテロ接合の HEMT (high electron mobility transistor) 基板に単一横型量子ドットと QPC 電荷計が作製されている. この上に絶縁体を挟んで量子ドットと同程度の大きさの開口をもつマスク ($4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$) が作製されており、量子ドットの周囲に光が照射されるのを防いでいる. この実験では $780\ \text{nm}$ の光を試料に照射することで、GaAs バッファ層で電子－正孔対が生成される. 生成された光生成電子は基板面直方向の電界によって分離され、量子ドットの形成されているヘテロ

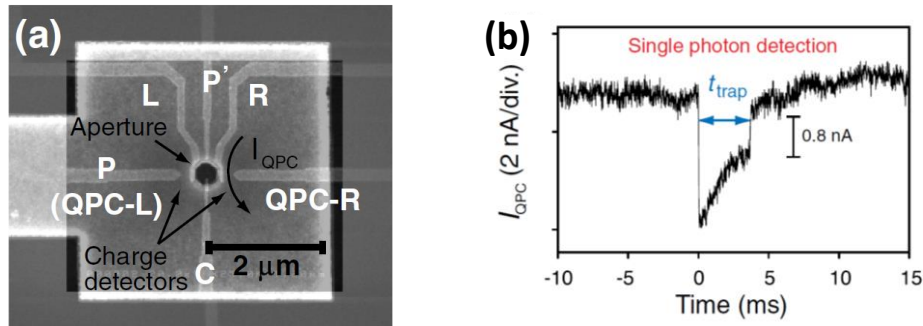


図 2.15. (a) 単一光生成電子の検出に使用された横型量子ドットの SEM 像. 中心の量子ドットに重なる黒い部分はマスクの開口. 単一量子ドットの左右に QPC 電荷計が設けられている. (b) 光生成電子検出時の QPC 電流の時間信号. [14]

界面へと移動，量子ドットにトラップされる．図 2.15(b)は単一光生成電子のトラップが観測されたときの QPC 電流の時間信号である．0 ms のところで光が照射され，ステップ状に電流が減少している．これは量子ドット中に光生成電子がトラップされたことを示している．約 4 ms で光照射前の QPC 電流レベルに復帰しており，光生成電子が量子ドットからトンネルして抜け出したことに対応している．光生成電子がトラップされてから抜け出すまでの時間 t_{trap} は量子ドットーリード間のトンネルレートに対応している．横型量子ドットによる単一光生成電子の検出は，横型量子ドットによる光子偏光－電子スピンインターフェース実現の最初のステップである．

単一光生成電子スピンの検出と角運動量転写

単一光生成電子の検出に続き，横型量子ドットによる単一光生成電子スピンの検出が実現されている[16]．この実験で用いられた試料を図 2.16(a)に示す．この試料では井戸幅 7.3 nm の GaAs/AlGaAs 量子井戸基板に 2 重量子ドットと量子ドット電荷計が形成されており，図 2.15(a)と同様に開口をもつマスクが作製されている．同図(b)のように，2 重量子ドット内の電子数の初期状態は(0,1) である(カンマの前後の数字はそれぞれ左右の量子ドット内の

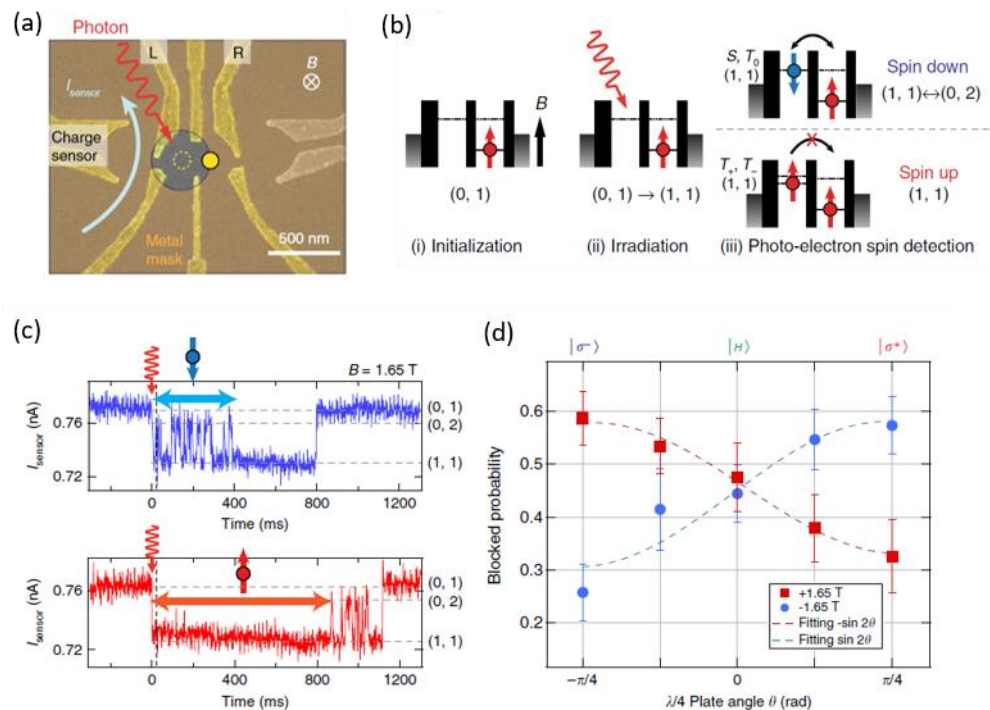


図 2.16. (a) 単一光生成電子スピンの検出に使用された試料. (b) 光生成電子スピン検出の原理. (c) 光生成電子スピン検出時の電荷計の時間信号. (d) 検出された電子スピンの偏光依存性. [16]

電子数を表す). 光生成電子が量子ドットにトラップされると, この電子は左右の量子ドットをトンネル結合に応じたレートで共鳴的に遷移する $((1,1) \Leftrightarrow (0,2))$. この遷移は電荷計の電流によって検出される. ドット間トンネル遷移による電流の振動はノイズと区別しやすく, 電子を有効に検出できる. また, 磁場を印加したうえで光照射を行うことにより, パウリスピンブロッケードを用いた光生成電子スピンの検出が可能である. 左側の量子ドットに光生成された電子のスピンの右側の量子ドットに用意された電子スピンに反平行であれば, 光生成スピンは左右の量子ドット間をトンネル遷移できる. 一方, 光生成電子スピンが用意された電子スピンに平行であれば, パウリの排他律により遷移は起きない. この遷移の有無は電荷計の電流に現れ, 光生成電子スピンの検出が可能となる.

図 2.16(c)は 1.65 T の面直磁場が印加されている場合の, 光照射による電荷計の電流 I_{sensor} の応答を示している[16]. 同図上では光照射直後から電流が振動しており, トンネル遷移が生じていることがわかるので, 光生成電子スピンは右側の量子ドット中の電子スピンに反平行である. 同図下では, はじめ電流は振動しておらず光生成された電子スピンの上向きスピンの平行であることがわかる. 図 2.16(d)では光生成電子スピンの向きが入射光子の偏光に依存しており, 単一光子偏光-単一電子スピン間で角運動量変換が行われていることを示している.

単一光子生成電子の検出確率

ここで述べたような横型量子ドットにおける単一光生成電子の検出実験では光子から電子への変換効率が $10^{-3}\%$ 程度にとどまっている. この効率の低さには主に 2 つの要因があり, 1 つは量子ドットを形成する GaAs 量子井戸での光吸収が小さいこと, もう 1 つは入射ビーム径と量子ドットの大きさの不整合である. 量子ドットを形成する量子井戸層の厚さは 10 nm 程度であり, その光吸収は 1%程度である[4]. シングルヘテロ接合の HEMT 基板では量子井戸基板よりも数倍大きい光生成電子の検出確率が報告されているが[15,50], 量子状態転写には正孔の閉じ込めが必要なため採用が難しい. 入射ビーム径と量子ドットの大きさの不整合については, 量子ドットの大きさが 100 nm 程度なのに対し, 先行研究での入射ビーム径は 10 μm 程度と大きくなっている[50,51]. 横型量子ドットを動作させるには試料を希釈冷凍機で冷却する必要がある, 低温下で入射ビームを回折限界程度まで集光したうえで量子ドットとの精密な位置合わせを行うことには困難が伴う.

2.3. 表面プラズモンアンテナ

2.3.1. 表面プラズモンポラリトン

電子、イオン、あるいはその両方が自由に動くことができる状態はプラズマと呼ばれ、蛍光灯内部のプラズマ状態などがよく知られている。金属は自由電子で満たされており、それらは上の条件を満たすことから一種のプラズマといえる。プラズマ中の自由電子、あるいはイオンの集団振動をプラズモンという。これは電荷の疎密波であり、縦波である。一方、電磁波は進行方向と電界の向きが直交する横波であるため、プラズモンとは通常結合しない。しかし、金属-誘電体界面ではその様子が異なる。界面の金属側をプラズモンが伝搬するとき誘電体側に電磁界が現れる(図 2.17)。これは近接場が横波成分をもち、プラズモンの伝搬に表面電磁波が伴うことになる。このように、素励起が電磁波と結合している状態をポラリトンと呼ぶ。上記の場合は金属表面のプラズモンが電磁波と結合しているので表面プラズモンポラリトン、あるいはポラリトンを省略して表面プラズモンと呼ばれる[52]。

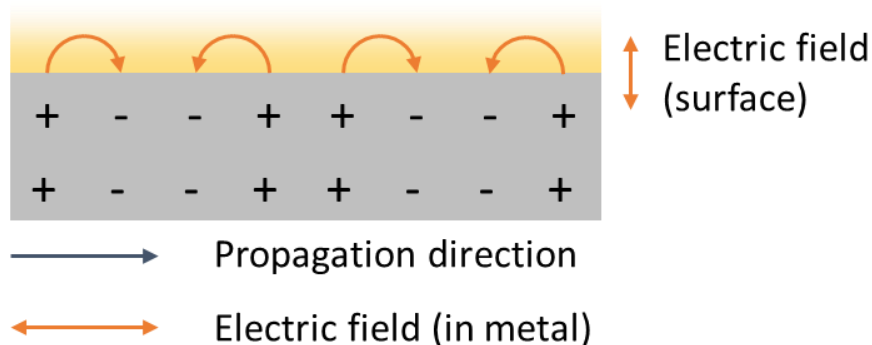


図 2.17. 表面プラズモンポラリトン

表面プラズモンの分散関係

2つの媒質の界面に局在し、その界面に沿って伝搬する電磁波を表面電磁波という。2.4.1で述べたように、表面プラズモンはプラズモンと表面電磁波との結合状態である。このような電磁波が存在する条件を考える[52]。

図 2.18 のように媒質 1 ($z \geq 0$) 媒質 2 ($z < 0$) が平面 ($z = 0$) で接する状態を考える。界面を x 方向に伝搬し、界面から離れるにつれて指数関数的に減衰する表面電磁波の y 成分はそれぞれの媒質中で次のように表される。

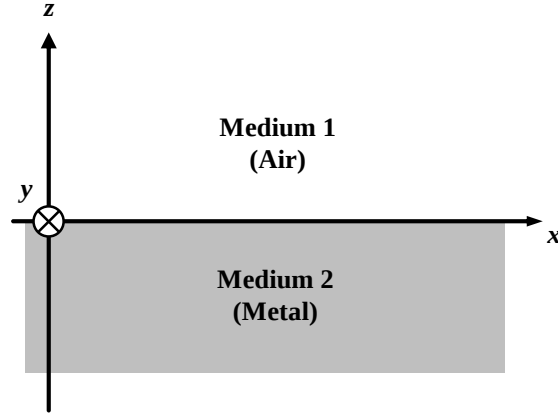


図 2.18. 表面プラズモンの存在する条件を考える系. $z=0$ で媒質 1 (空気) と媒質 2 (金属) が接している.

$$S_1 = S_0 \exp[i(k_x x - \omega t)] \exp(-\gamma_1 z) \quad (2.26)$$

$$S_2 = S_0 \exp[i(k_x x - \omega t)] \exp(\gamma_2 z) \quad (2.27)$$

ここで, S は TE 波の場合に電界を, TM 波の場合に磁界を指す. k_x は伝搬方向の波数である. これが界面に局在するためには γ_1 および γ_2 はともに正の実数である. 界面では電界および磁界の接線成分が連続, かつ, 電束密度および磁束密度の法線成分が連続である必要があるが, 上式は TE 波で電界の, TM 波で磁界の境界条件を満足している. 残る境界条件は

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \frac{\partial S_1}{\partial z} = \frac{1}{\varepsilon_2} \frac{\partial S_2}{\partial z} \quad (\text{TM}) \quad (2.28)$$

$$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial S_1}{\partial z} = \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial S_2}{\partial z} \quad (\text{TE}) \quad (2.29)$$

である. ここで, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ はそれぞれ媒質 1, 媒質 2 の誘電率, μ_1, μ_2 はそれぞれ媒質 1, 媒質 2 の透磁率である. 上式より次の条件が導かれる.

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = -\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \quad (\text{TM}) \quad (2.30)$$

$$\frac{\mu_1}{\mu_2} = -\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \quad (\text{TE}) \quad (2.31)$$

表面電磁波が存在するためにはどちらかの媒質の誘電率または透磁率が負でなければならないことがわかる. 光領域では一般に $\mu = 1$ なので, この領域で存在するのは TM 波のみである. 式(2.30)と両媒質での電磁波の分散関係

$$k_x^2 + k_{zi}^2 = k_x^2 - \gamma_i^2 = \varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \quad (i = 1, 2) \quad (2.32)$$

から, 表面プラズモンの分散関係

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.33)$$

を得る. 以降, $\mu = 1$ とする. 式(2.32)に式(2.33)を代入すると,

$$\begin{aligned} k_{zi}^2 &= \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left(\varepsilon_i - \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right) \\ &= \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \frac{\varepsilon_i^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \end{aligned} \quad (2.34)$$

波数ベクトルの界面に垂直な方向の成分

$$k_{zi} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_i^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.35)$$

が得られる. 損失を無視した理想金属の比誘電率はドルーデの式より次のように与えられる.

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.36)$$

この式より, 金属の誘電率はプラズマ周波数 ω_p 以下で負になることがわかる. $\varepsilon_2 = \varepsilon_m$ とし, $(\omega/\omega_p)^2$ について解くと, 次の関係が得られる.

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{\omega_p^2} &= \frac{1}{2\varepsilon_1} \left\{ (1 + \varepsilon_1) \left(\frac{k}{k_p} \right)^2 + \varepsilon_1 \right. \\ &\quad \left. \pm \sqrt{\left[(1 + \varepsilon_1) \left(\frac{k}{k_p} \right)^2 + \varepsilon_1 \right]^2 - 4\varepsilon_1 \left(\frac{k}{k_p} \right)^2} \right\} \end{aligned} \quad (2.37)$$

ただし, $k_p = \omega_p/c$ である. $\varepsilon_1 = 1$ としてこの関係をプロットすると, 図 2.19 のようになる. ただし, 破線はライトライン ($\omega = ck$) である. 3つの領域はそれぞれ(I)誘電体側, 金属側ともに伝搬光, (II) 金属側でのみエバネッセント, (III) 誘電体側, 金属側ともにエバネッセント波となる領域を表す. また, 図 2.19 の曲線(i) が表面プラズモンに対応する.

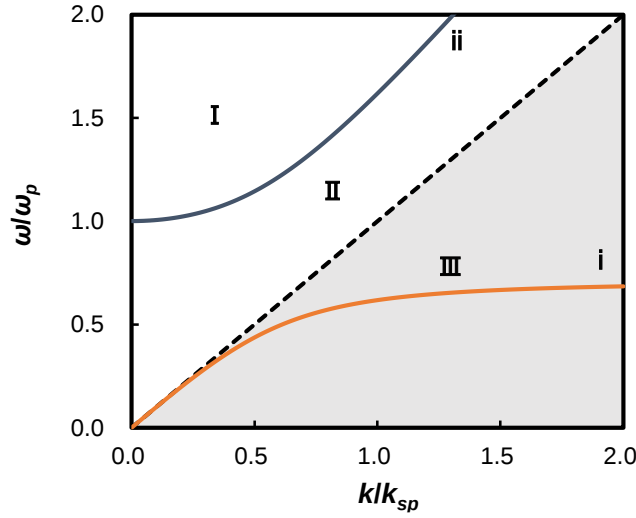


図 2.19. 表面プラズモンの分散関係

回折格子による表面プラズモンと伝搬光の結合

伝搬光と表面プラズモンが結合するためには、両者の角周波数 ω と波数 k が一致しなければならないが、図 2.19 のように表面プラズモンの分散関係は常にライトラインの右側に位置するため、上記の条件を満たさない。これを満たすために、エバネッセント波を用いる方法が考えられる。伝搬光を全反射させることにより生じるエバネッセント波の分散関係はライトラインの右側に位置するため、分散関係の交点で表面プラズモンと結合することが可能である。これとは別に、回折格子を用いても伝搬光と表面プラズモンを結合することができる。本節ではこの結合方法について説明する[52]。

回折光の波数の接線成分 k_x は回折格子の周期を p とおくと次式で与えられる。

$$k_x = k_0 \sin \theta + m|G| \quad (2.38)$$

ここで m は整数である。 $G = 2\pi/p$ は逆格子ベクトルと呼ばれ、波に対する波数ベクトルと同様に定義される。図 2.20 にこの場合の分散関係を示す。○印で示した交点で回折光と表面プラズモンが結合する。入射光の接線成分の分散曲線はライトラインの右側にあるため表面プラズモンとは結合しないが、 m 次の回折光は表面プラズモンの分散関係と交わるため両者は結合する。この場合の結合条件は

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} = k_0 \sin \theta + m|G| \quad (2.39)$$

である。

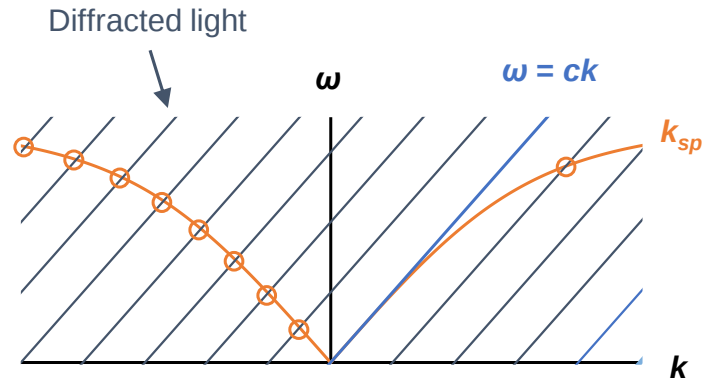


図 2.20. 回折光と表面プラズモンの結合. 表面プラズモンの分散 k_{sp} と回折光の分散の交点で結合する.

2.3.2. 表面プラズモンアンテナ

金属板に開けられた波長より小さな孔は光をほとんど通さず、その透過率 T は開口半径 r と波長 λ に対して $T \propto (r/\lambda)^4$ となることが知られている. 一方で、波長以下の孔を周期的に並べることで、透過率が開口の面積から計算した値と比べて非常に大きくなることが発見された[53]. その後、波長以下の単一の開口が周期的な凹凸で囲まれている場合にも類似の現象が起きることが報告されている[18]. これは周期構造による回折で表面プラズモンが励起され、開口を透過し、反対側の界面でプラズモンを励起、伝搬光と結合するためである[52]. この現象の応用として、図 2.21 に示すように、シリコンフォトダイオードの周囲に金属周期構造を作製して表面プラズモンアンテナとし、多くの光のエネルギーを中央のフォトダイオードに集める素子が提案されている[54]. シリコンフォトダイオードの応答速度を速めるためには素子を小型化する必要があるが、素子面積の減少は感度の低下をもたらす. 提案された素子では、表面プラズモンアンテナがない場合に比べて数十倍の光電流が得られている一方、素子の小型化によりその応答速度は 100 GHz 程度と推定されている.

表面プラズモンアンテナは微小な領域に光を集めるだけでなく、コロイド量子ドットや NV センターなどの微小な単一光子源から効率的に光を取り出すためにも用いられる [55–57]. 図 2.22 は銀でできたブルズアイ型表面プラズモンアンテナにダイヤモンド NV センターを組み合わせた例である[56]. NV センターが放出した光は表面プラズモンと結合して面内方向に伝搬しつつ面直方向に放射されるので、効率的に光を取り出すことができる. 図 2.22(b)はアンテナ構造の有無によるフォトルミネッセンス強度の比較であり、アンテナに

よって強度が 3 倍程増幅されていることが分かる．表面プラズモンアンテナは伝搬光をナノスケールの微小なデバイスと結合するのに有効な手段であり，他にも表面プラズモンが電子の集団であるにも関わらず，光との変換の過程でコヒーレンスが保たれることが報告されている[58,59].

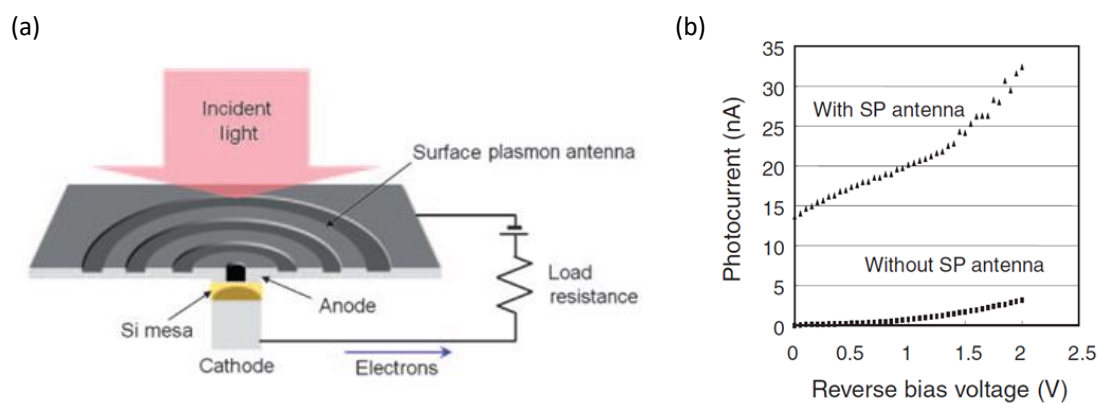


図 2.21 表面プラズモンアンテナを組み合わせたナノフォトダイオード． (a) 素子の構造． (b) 表面プラズモンアンテナの有無による光電流の比較． [54]

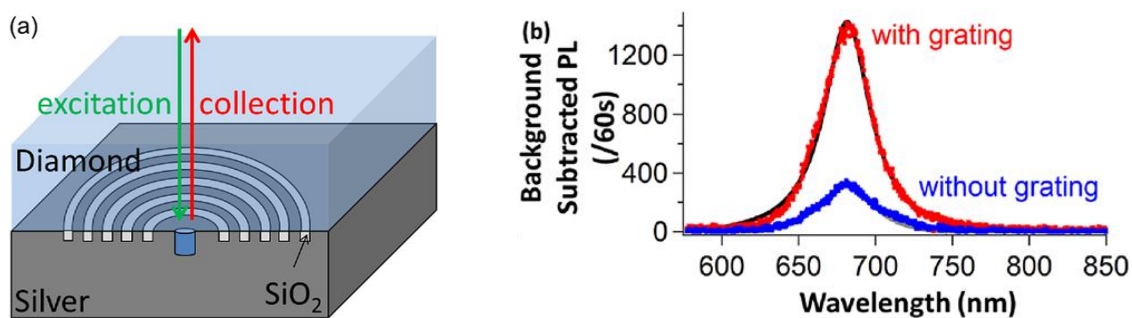


図 2.22. 表面プラズモンアンテナによる NV センターからの発光の取り出し． (a) 試料の構造． 中心の青い円柱が NV センターを含むダイヤモンド． (b) フォトルミネッセンスのスペクトル． [56]

2.3.4. FDTD 法

Finite-difference time-domain (FDTD) 法は電磁界の数値解析手法の 1 つであり, 表面プラズモンアンテナの電磁界シミュレーションにもよく利用される. ここでは簡単のため 2 次元 FDTD 法を取り上げ, FDTD 法の原理[60]について述べる.

FDTD 法では以下に示すファラデー・マクスウェル方程式とアンペール・マクスウェル方程式を差分化し, 時間ステップごとに電界と磁界を交互に計算することで電磁界の振る舞いを解析する.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.40)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.41)$$

TM 波 (Transverse Magnetic Wave) を仮定すると, 式(2.40)の x, y 成分と式(2.41)の z 成分のみを考えればよく, これらは次の式で表される.

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \sigma E_x + \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (2.42)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \sigma E_y + \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (2.44)$$

ここで, 式(2.42)を差分化すると

$$\begin{aligned} & \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})}{\Delta y} \\ &= \sigma \frac{E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j) + E_x^n(i+\frac{1}{2}, j)}{2} + \varepsilon \frac{E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j) - E_x^n(i+\frac{1}{2}, j)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (2.45)$$

となる. 式(2.43), (2.44)についても同様に差分化を行い整理すると, TM 波を表すマクスウェル方程式は次の差分式に帰結する[60].

$$\begin{aligned} E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j) &= \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} E_x^n(i+\frac{1}{2}, j) \\ &+ \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})}{\Delta y} \end{aligned} \quad (2.46)$$

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}\left(i, j + \frac{1}{2}\right) &= \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} E_y^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right) \\
&\quad - \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right)}{\Delta x}
\end{aligned} \tag{2.47}$$

$$\begin{aligned}
H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) &= H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}\right) \\
&\quad - \frac{\Delta t}{\mu} \left\{ \frac{E_x^{n+1}\left(i + 1, j + \frac{1}{2}\right) - E_x^n\left(i, j + \frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \right. \\
&\quad \left. - \frac{E_y^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j + 1\right) - E_y^n\left(i + \frac{1}{2}, j\right)}{\Delta y} \right\}
\end{aligned} \tag{2.48}$$

ここで Δt , Δx , Δy はそれぞれ離散化した時間および空間の間隔であり, 時間 t と座標 x, y は整数 n, i, j を用いて $(x, y, t) = (i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t)$ のように表される. 式(2.46), (2.47)より, ある時間における電界は 1 ステップ前の電界と半ステップ前の磁界から求めることができ, 式(2.48)から同様に磁界を求めることができる. これらを交互に繰り返すことで電磁界を解析することができる. このとき, 電界と磁界は図 2.23 のように配置されており, これを Yee セルと呼ぶ.

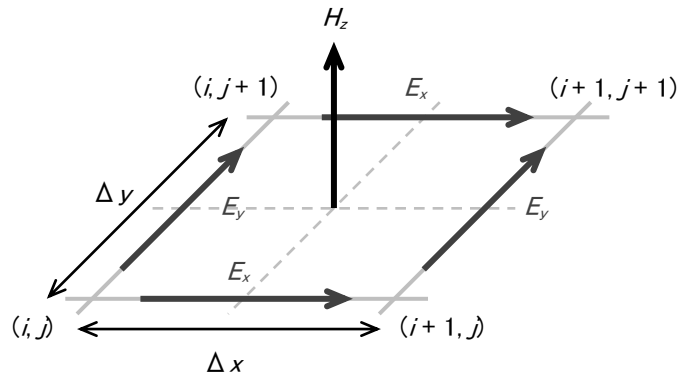


図 2.23. 2 次元 Yee セル

第 3 章

横型量子ドット上の 表面プラズモンアンテナの設計

3.1. はじめに

本章では FDTD 法による電磁界シミュレーションを用いた, 横型量子ドットに組み合わせるための表面プラズモンアンテナの設計について述べる. 1 次元的な周期構造に平面波を入射する場合は式(2.39)から表面プラズモンアンテナの共鳴波長を概算することができるが, これを同心円状に拡張し, さらに開口を有するなど構造が複雑な場合, 一般的には数値計算による構造の設計が行われる. 本研究においても電磁界シミュレーションにより, 以下の各節に述べるように異なる入射ビーム・基板の励起波長のもとで, 表面プラズモンアンテナの設計を行った.

3.2. 平面波の場合

はじめに平面波の入射ビームを仮定して横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計を行い, 表面プラズモンアンテナにより量子ドットへの光透を増強することが可能か調べた. また, 表面プラズモンアンテナによる量子ドットを透過する光の偏光への影響についても検討した.

シミュレーションモデル

GaAs/AlGaAs 量子井戸基板に形成された量子ドットと表面プラズモンアンテナを組み合わせた構造について光透過特性のシミュレーションを行った. 図 3.1 (a),(b)にシミュレーションモデルの断面図を示す. 同図(a)と(b)はそれぞれ表面プラズモンアンテナのある Structure A と開口のみの Structure B である. 入射光は平面波で表面に垂直入射するものとした. また, シミュレーションに用いるゲート電極の形状には2重量子ドットと2つのセンサー量子ドットを形成できるものを用いた[15,50](図 3.1(c)). 開口の中心は左側の量子ドットの直上に位置し, GaAs 量子井戸層は $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ のバリア層に挟まれている. 光子-電子スピン変換のための現実的な構造を設計するため, 井戸幅は電子の面内磁場に対する g 因子が 0 に近くなる 7 nm とした. この井戸幅での軽い正孔の励起波長は 774 nm である[15, 61]. 表面プラズモンアンテナは Ti と Au でできており, 絶縁体 Calixarene 層によってゲート電極と絶縁されている. 以下のシミュレーションにおいて, 開口径は先行研究に近い 360 nm とした[15,50].

入射光の波数 k_0 と表面プラズモンの波数 k_{sp} の間には式(2.39)の関係がある. ϵ_1 を空気の誘

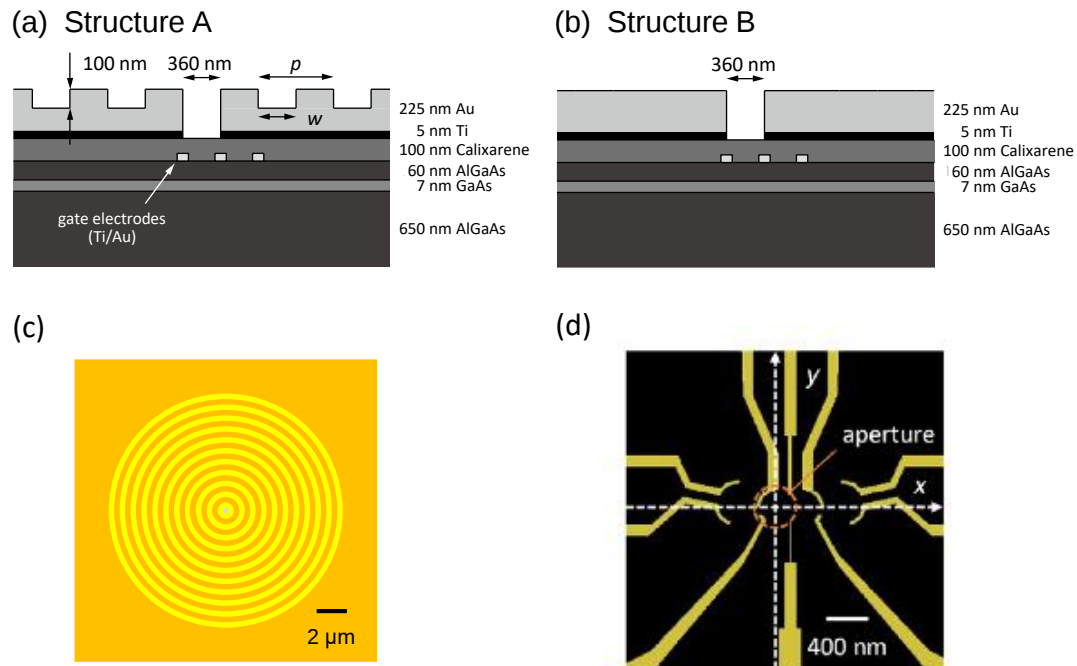


図 3.1. (a),(b) シミュレーションモデルの断面図. (a) 表面プラズモンアンテナがある場合 (Structure A) と (b) 開口のみの場合 (Structure B). (c) 表面プラズモンアンテナの概略図. 明るい黄色は凸になっている部分. (d) シミュレーションに使用したゲート電極の形状. 橙色の破線は開口の位置を表す.

電率 ϵ_{Air} , ϵ_2 を金の誘電率 ϵ_{Au} として, $\lambda = 774 \text{ nm}$ における垂直入射 ($\theta = 0$) と 1 次の回折 ($m = 1$) を考えると, 周期 $p = 756 \text{ nm}$ を得る. しかし, この周期 p を用いるとファノ型相互作用により共振波長は 774 nm より長くなるため[62,63], 周期 p は 756 nm より小さくする必要がある. 実際には開口径, 溝の深さ, 溝幅など表面プラズモンアンテナの様々なパラメータが透過特性に影響を及ぼすが[64,65], 本節では簡単のため溝の深さを 100 nm に固定し, 溝の周期 p と溝幅 w の周期に対する比 w/p を変化させてシミュレーションを行った. 同心円状の溝の数は図 3.1 (c)に示すように 10 とした.

表面プラズモンアンテナの設計

異なる表面プラズモンアンテナの周期 p に対する, 透過率スペクトルを図 3.2 に示す. ここで, 透過率は入射光パワーに対する井戸層全体を透過するパワー (ポインティングベクトルの面積積分) の比である. 図 3.2 で, 表面プラズモンアンテナのある Structure A ではそれぞれの共振波長において表面プラズモンアンテナのない Structure B に比べて透過率が約 45 から 57 倍に大きく増幅されている. 周期 p が大きくなるにつれて共振波長は長くなり, 最大透過率はわずかに増加している. 以下のシミュレーションでは, 目標共振波長 774 nm に近い共振波長 772 nm を得られる $p = 710 \text{ nm}$ を用いることにした.

図 3.3 は $p = 710 \text{ nm}$ において表面プラズモンアンテナの溝幅 w 変化させた場合の, 共振波長と波長 774 nm での透過率のシミュレーション結果である. 溝の幅が $w = p$ が 0.5, すなわち溝とリングの幅が等しい場合よりも大きくなるにつれて, 共振波長は長波側へシフトし, 774 nm での透過率は $w/p = 0.54$ で極大となっている. これらの結果は溝幅も透過特性に影響することを示しており, p と w/p を変化せることで任意の量子井戸構造について所望の共

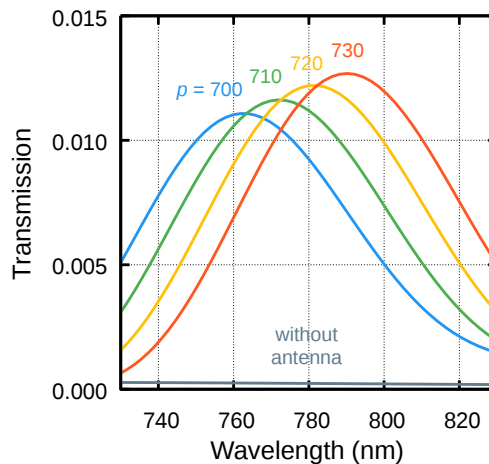


図 3.2. 光透過率の波長依存性

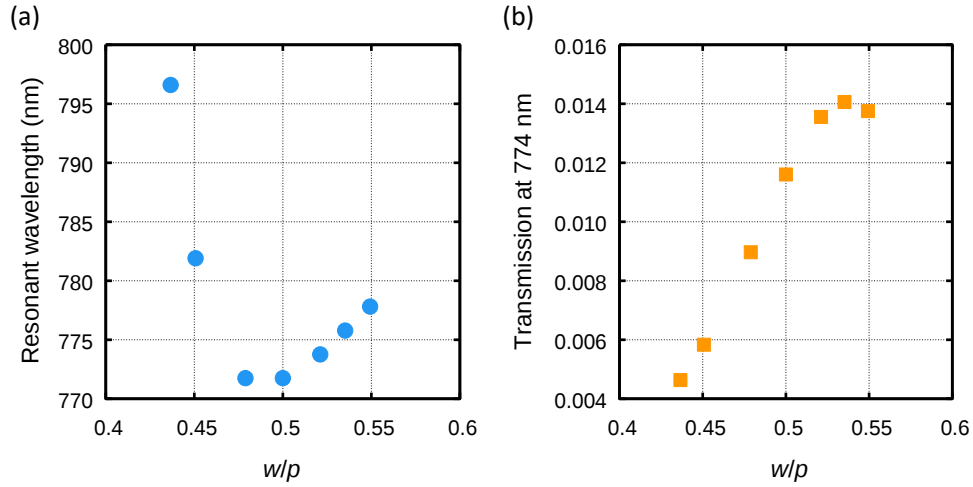


図 3.3. 共振波長と透過率に対する w/p の影響. (a)共振波長. (b) 774 nm における透過率.

共振波長を得ることが可能である．以下の計算では 774 nm で最大の透過率を得られる $w/p = 0.54$ を用いることにした．

偏光保持度の評価

量子状態転写では，表面プラズモンアンテナによって入射光の偏光が乱されないことが重要である．そこで，表面プラズモンアンテナの入射偏光保持に与える影響を評価した．本節では波長 774 nm のときの量子ドット位置における偏光について議論する．本章のシミュレーションにおいて，入射偏光は x 軸に沿った直線偏光である．図 3.4(a)は表面プラズモンアンテナとゲート電極が存在する場合の $y=0$ における各電界強度成分の x 軸分布である． $x=0$ は開口および左側の量子ドットの中心である． E_y と E_z は開口の中心近傍で小さく，透過を経ても直線偏光がほとんど保持されていることが分かる．一方開口の中心から離れるにつれて E_y と E_z は増大しており，直線偏光が崩れている． $x=0$ を中心に E_x, E_y, E_z が非対称に分布しているのはゲート電極の存在に因る． E_y と E_z が生じる原因については後に議論する．定量的に偏光の劣化を議論するため，偏光度を E_x/E と定義する．ここで， E は $E = (E_x^2 + E_y^2 + E_z^2)^{1/2}$ である．図 3.4(b)は図 3.4(a)から求めた偏光度の分布である．開口の中心近傍では偏光度は大きく減少せず，直線偏光が保持されていることが分かる．開口から離れるにつれて E_y と E_z により偏光度はわずかに減少するが，開口の端 ($x = \pm 180$ nm) でも 0.92 よりは大い．開口外の光は量子ドット内での光電子励起に大きく寄与せず，開口外での偏光の

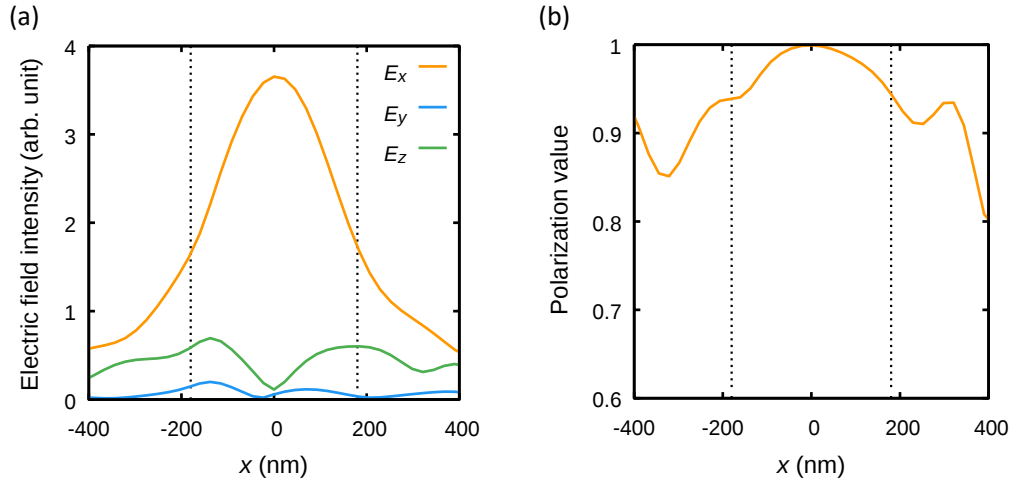


図 3.4. 量子ドット近傍における電界強度と偏光度の分布. (a) 電界強度分布. (b) 偏光度分布. 破線は開口を表す

劣化は深刻な問題ではないと考えられる.

図 3.5(a), (b)はそれぞれ Structure A と Structure B における電界強度成分の平面分布である. E_y と E_z は表面プラズモンアンテナの有無に関わらず両方の構造で現れているので, 表面プラズモンアンテナではなく中心の開口が E_y と E_z の原因であり, 開口の端における表面プラズモン[66]や集束された近接場[67–69]が関係していると考えられる. 図 3.5(c)は Structure B からゲート電極を除いた構造における電界強度の分布である. 図 3.5(c)の中央および右の図で E_y , E_z がそれぞれ 4 回対称性と 2 回対称性を示しているが, これらの対称性は図 3.5(a), (b) のようにゲート電極により崩れる. 図 3.5(a)と(b)を比べると表面プラズモンアンテナの有無によって電界強度の分布は変わらず, アンテナのない場合に比べて各電界成分が約 7 倍に増幅されていることが分かる. これは図 3.2 の透過率の増幅と矛盾しない. 以上より表面プラズモンアンテナは電界を大きく増幅するものの偏光にはほとんど影響を与えないことがわかった.

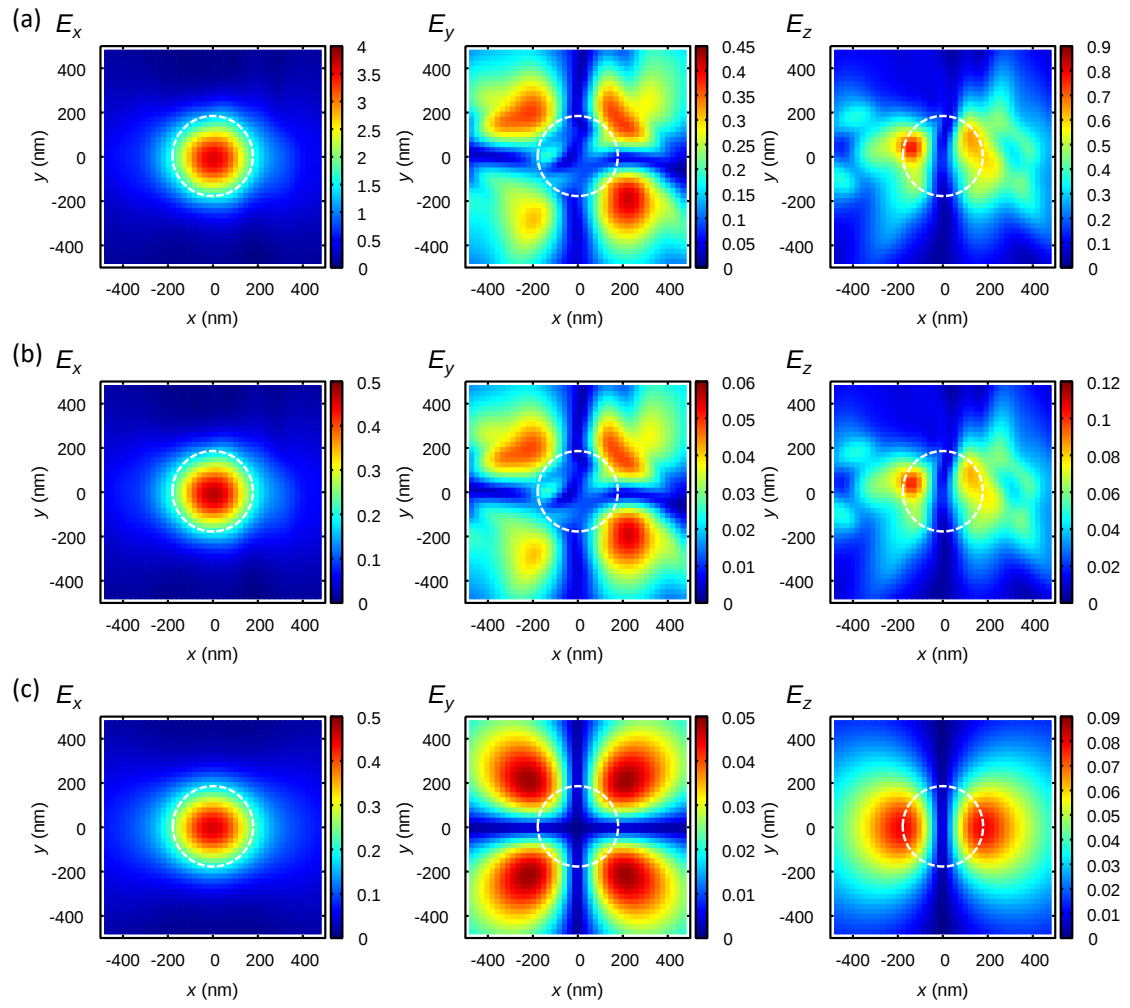


図 3.5. 量子ドット近傍における電界強度の 2 次元プロット. (a) 表面プラズモンアンテナ, ゲート電極あり. (b) 表面プラズモンアンテナなし, ゲート電極あり. (c) 表面プラズモンアンテナ, ゲート電極なし. 破線は開口を表す.

3.3. ガウシアンビームの場合 (i)

本節ではより実験に近い条件として、入射ビームをガウシアンビームと想定し、表面プラズモンアンテナの設計を行った。ガウシアンビームは有限の広がり角をもつため、表面プラズモンとの結合が平面波の場合とは異なる。また、希釈冷凍機中の入射ビームをシミュレーション上で再現するため、対物レンズのパラメータやレンズへの入射ビーム径、対物レンズの焦点と試料表面とのずれを考慮し、シミュレーション上の入射ビームを設定した。

シミュレーションモデル

前節と同様に、GaAs/AlGaAs 量子井戸基板上的表面プラズモンアンテナについて FDTD 法による光透過特性のシミュレーションを行った。本節では井戸幅 12 nm の GaAs/AlGaAs 基板を想定した。軽い正孔の励起波長は 5 K での PL 測定から 790.1 nm と見積もった。図 3.6 にシミュレーションモデルの断面図と入射ビームの条件を示す。本節ではゲート電極を省略してシミュレーションを行った。入射ビームはガウシアンビームとし、 $\phi 1$ mm のコリメートされたビームを対物レンズ ($\phi 3.6$ mm, NA 0.55) により集光したものを垂直入射することを考える。シミュレーションモデルの表面は対物レンズの焦点から数 10 μ m ずらしており、モデル表面でのビーム径は 10 μ m となる。これは実験の際に試料上でビーム走査範囲を確保するためであり、上記の設定により希釈冷凍機中のビーム入射条件を概ね再現する [50]。

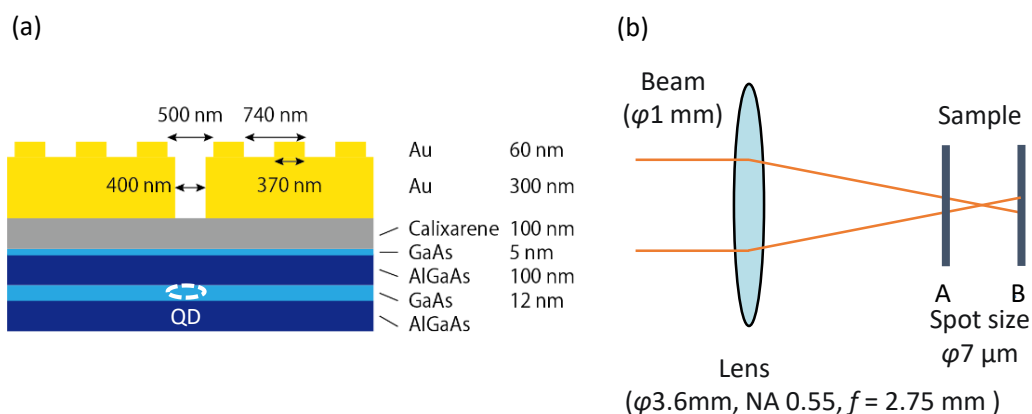


図 3.6. (a) シミュレーションモデルの断面図。開口のみのマスクの場合は 60 nm の金の層がない。(b) 入射ビームの概略図。コリメート光をレンズで集光し、試料に照射する。シミュレーションモデルが焦点前に位置する場合を Case A, 焦点後に位置する場合を Case B としている。

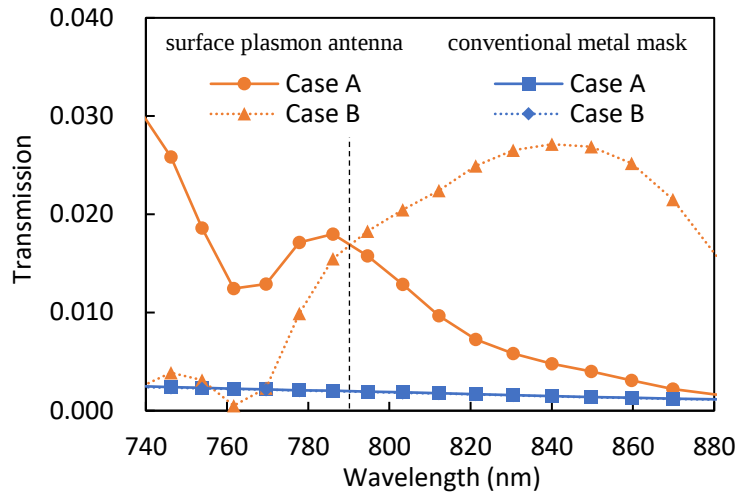


図 3.7. 光透過率の波長依存性. 橙色は表面プラズモンアンテナがある場合, 青色は開口のみの場合を表す. 実線は Case A, 破線は Case B. 開口のみの場合, Case A と B における光透過率はほとんど重なっている.

一方, 本研究では対物レンズの位置を手動ステージにより調整するため, この位置合わせ精度を考慮し, ここでは一つの表面プラズモンアンテナが焦点の前後どちらに置かれた場合でも, 軽い正孔の励起波長において光透過増幅が期待できるよう設計する. 以降簡単のため, 焦点前の場合を Case A, 焦点後の場合を Case B とする. ここで考える入射ビームを図 3.6(b)に示す.

表面プラズモンアンテナの設計

図 3.6(a)の構造について, アンテナの周期を変えてシミュレーションを行った. 最終的に設計したパラメータは同図に示す値である. 設計した表面プラズモンアンテナおよび開口のみのマスクについて, Case A, B それぞれの場合でシミュレーションした光透過の波長依存性を図 3.7 に示す. Case A と Case B では表面プラズモンアンテナの光透過率の波長依存性が大きく変化している. この原因については後で議論する. また, 本節の設計では Case A, B の両方で, 軽い正孔の励起波長 (790.1 nm) において約 8 倍の光透過増幅が得られることがわかる.

波長依存性の考察

入射ビームがガウシアンビームの場合の, 表面プラズモンアンテナの光透過率の波長依存性について考察する. 図 3.8 は本節のビーム入射条件の模式図である. 同図(a)は Case A, (b)

は Case B にそれぞれ対応し, Case A と Case B では入射ビームの広がり角が反転していることがわかる. Case A では入射光の波数ベクトル $\vec{k}_m$ の面内方向の成分と開口へ伝搬する表面プラズモンの波数ベクトル $\vec{k}_{SPP}$ は同じ向きであるが, Case B の場合, 開口へ伝搬する表面プラズモンの波数ベクトルの向きは反対になる. 表面プラズモンアンテナの開口部以外に照射される光は θ_{min} から θ_{eff} に分布しており, 開口の半径を r , アンテナ表面の焦点からのずれを d , 対物レンズ上でのビーム半径を R , 対物レンズの焦点距離を f とすると, $|\theta_{min}| = \tan^{-1}(r/d)$, $|\theta_{eff}| = \tan^{-1}(R/f)$ である. この状況にある入射光の分散関係と表面プラズモンの分散関係を表したのが図 3.9 である. 線が表面プラズモンアンテナの分散関係, 塗りつぶされた範囲はそれぞれの次数で回折された入射光の分散関係である. 入射光の分散の幅は $k_m \sin \theta_{min}$ と $k_m \sin \theta_{eff}$ によって決まる. ここで表面プラズモンの伝搬方向を考慮すると, 透過増幅に寄与するのは, Case A では $k > 0$ で表面プラズモンの分散と入射ビームの分散が重なっている部分, Case B では $k < 0$ で重なっている部分である. したがって, 700 ~ 900 nm の範囲で表面プラズモンと主に結合しているのは, Case A では+1 次および+2 次の回折光, Case B では-2 次および -3 次の回折光と考えられる. 平面波の場合は ± 1 次の回折光のみを考えたが, 焦点からずれた点での gaussian ビームのように入射光が広がり角をもつ場合は, これと表面プラズモン分散関係の分散関係を考慮する必要がある.

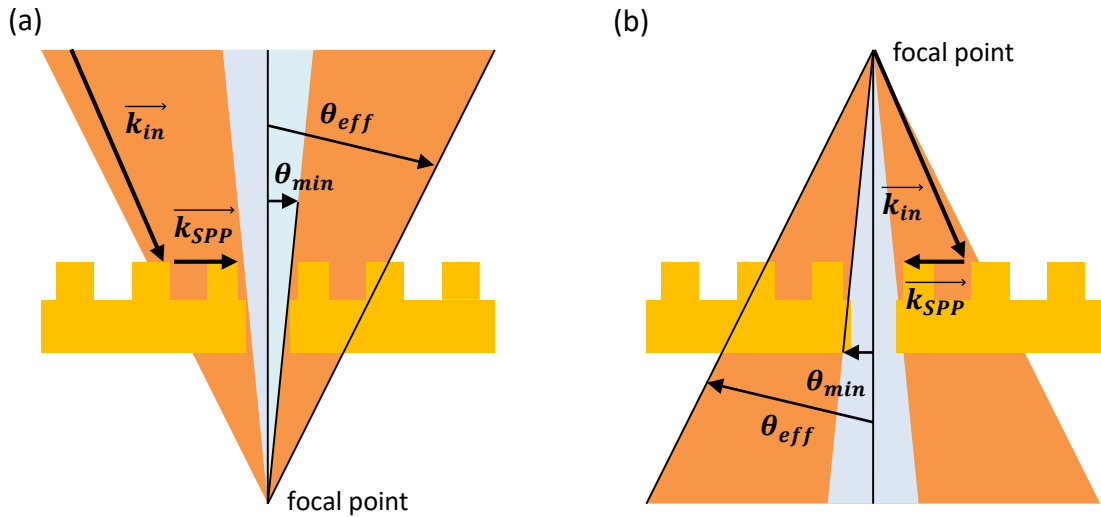


図 3.8. 表面プラズモンアンテナと入射ビームの模式図. (a) Case A. (b) Case B. 橙色の領域は表面プラズモンとの結合する入射ビームの範囲を表す.

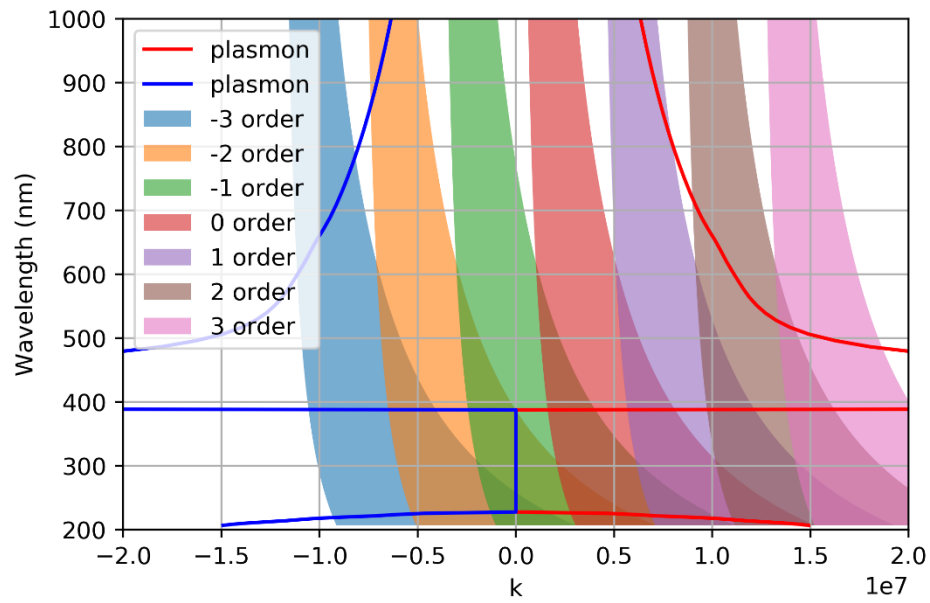


図 3.9. 表面プラズモンと入射ビームの分散関係. 塗りつぶされた領域はそれぞれの回折次数での入射ビームの分散. 赤色の線は入射ビームの面内成分と同じ向きの表面プラズモンの分散. 青色の線は入射ビームの面内成分と反対向きの表面プラズモンの分散.

3.4. ガウシアンビームの場合 (ii)

前節では焦点前後両方で増幅が可能な表面プラズモンアンテナを設計したが、図3.7から分かるように、目標となる軽い正孔の励起波長において表面プラズモンアンテナの光透過が極大にはならない。またその後議論したように、焦点の前後では表面プラズモンと強く結合する回折光の次数が異なる。本節では試料が焦点の後ろに置かれることを仮定し、より高い光透過増幅が期待できる構造を設計する。

シミュレーションモデル

前節までと同様に、GaAs/AlGaAs 量子井戸基板上的の表面プラズモンアンテナについて FDTD 法による光透過特性のシミュレーションを行った。図 3.10 にシミュレーションモデルの断面図を示す。本節では井戸幅 15 nm の GaAs/AlGaAs 量子井戸基板を想定した。軽い正孔の励起波長はシミュレーションから 807 nm と見積もった。入射光の設定は前節とほぼ同様であるが、対物レンズへの入射ビーム径は $\phi 1.15\text{mm}$ とし、試料は焦点の後ろに置かれる場合 (前節 Case A) のみを考えた。モデル表面でのビーム径は $7\text{ }\mu\text{m}$ である。

表面プラズモンアンテナの設計

前節までは表面プラズモンアンテナの周期およびリング幅を変化させて透過特性の検討を行ったが、本節では最も開口に近いリングの内径 r_1 および幅 w_1 を独立に変化させてシミュレーションを行った。図 3.11 に r_1, w_1 をそれぞれ変化させ場合の表面プラズモンアンテナの透過特性の変化を示す。 r_1 を変化させた場合は共振波長が単調にシフトするとともに、最大透過率は極大を持つように変化した。 w_1 を変化させた場合は幅が小さくなるとともに共

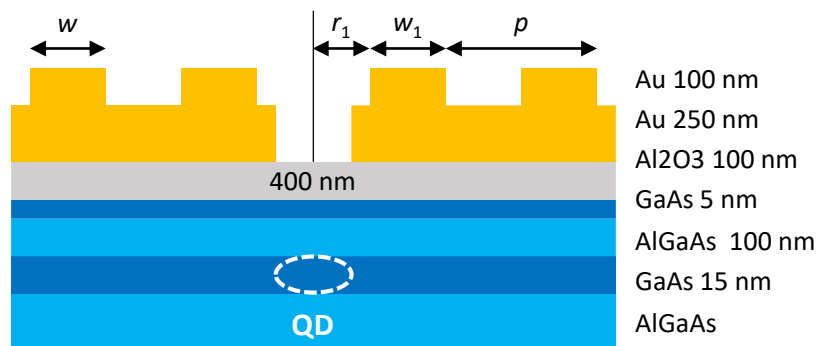


図 3.10. シミュレーションモデルの断面図. 開口のみのマスクの場合は 100 nm の金の層がない。

振波長が短波にシフトし、今回シミュレーションした範囲では、透過率は増加した。作製の都合上、今回の設計では $w_1 = 200 \text{ nm}$ とした。最終的な表面プラズモンアンテナのパラメータは $p = 660 \text{ nm}$, $w = 340 \text{ nm}$, $r_1 = 420 \text{ nm}$, $w_1 = 200 \text{ nm}$ である。この表面プラズモンアンテナについてシミュレーションした透過率スペクトルを図 3.12 に示す。今回の設計ではアンテナの共振波長が軽い正孔の励起波長 807 nm にほぼ一致している。開口のみのマスクと比較すると 807 nm において光透過が 25 倍に増幅されており、前節で設計した表面プラズモンアンテナの 8 倍よりも大きくなっている。

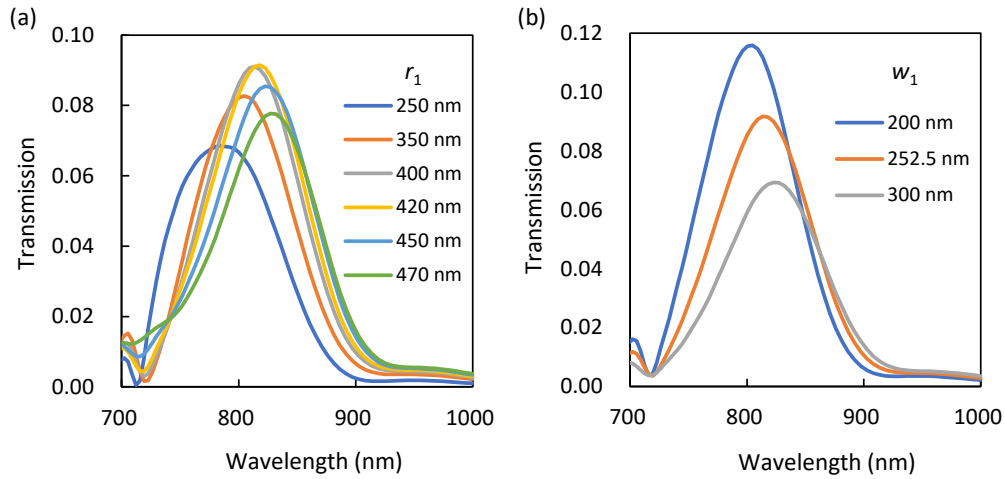


図 3.12. (a) r_1 による光透過率の波長依存性の変化. $p = 670 \text{ nm}$, $w = 335 \text{ nm}$, $w_1 = 252.5 \text{ nm}$.
(b) w_1 による光透過率の波長依存性の変化. $p = 670 \text{ nm}$, $w = 335 \text{ nm}$, $r_1 = 410 \text{ nm}$.

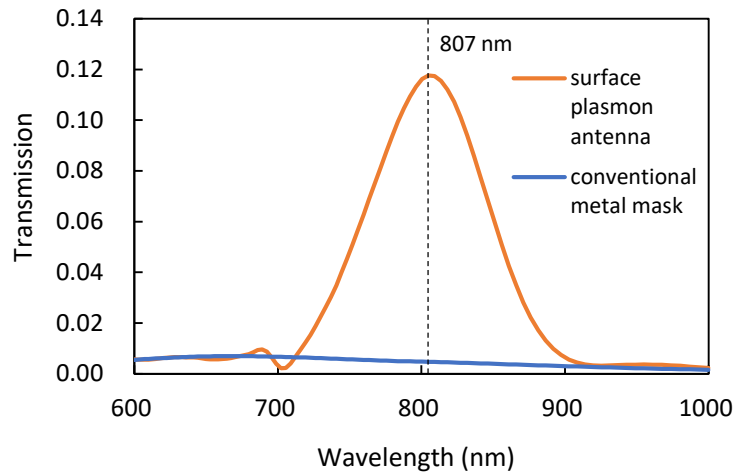


図 3.11. 設計した表面プラズモンアンテナと従来の開口のみのマスクの光透過率の波長依存性. プラズモンアンテナのパラメータは $p = 660 \text{ nm}$, $w = 340 \text{ nm}$, $r_1 = 420 \text{ nm}$, $w_1 = 200 \text{ nm}$.

3.5. まとめ

本章では横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計について述べた．設計した表面プラズモンアンテナのパラメータを表 3.1 に示す．表 3.1 の値は図 3.13 の各パラメータに対応する．使用する基板によって目標となる軽い正孔の励起波長は変化するが，パラメータの変更によって対応可能であることが分かった．平面波の場合とガウシアンビームの場合では表面プラズモンアンテナの透過特性が変化するが，平面波では 58 倍，現実的な希釈冷凍機中の入射ビームを考慮したうえで，8 倍または 25 倍の透過増幅が可能な構造を設計することができた．実現可能なガウシアンビームの場合でも理想的な平面波の場合の半分程度の増幅が得られることが分かった．またいずれの場合にも，表面プラズモンアンテナが透過する光の偏光に影響を及ぼさないことを確認した．

表 3.1. 設計した表面プラズモンアンテナのパラメータ

	平面波	ガウシアン (i)	ガウシアン (ii)
目標波長	774 nm	790 nm	807 nm
ビームスポット	20 μm □	7 μm (焦点前後)	7 μm (焦点後)
$2r$	360 nm	400 nm	400 nm
t_{mask}	125 nm	300 nm	250 nm
t_{ring}	100 nm	60 nm	100 nm
p	710 nm	740 nm	660 nm
w	327 nm	370 nm	340 nm
w_1	280 nm	305 nm	200 nm
r_1	250 nm	250 nm	420 nm
透過増幅率	58.3	8	25

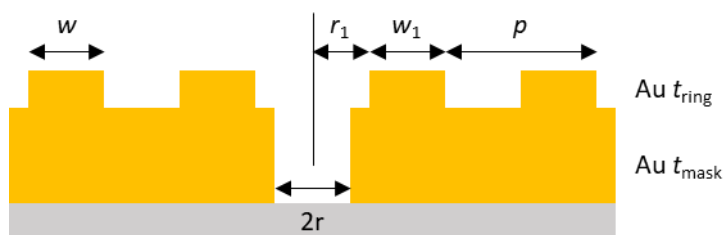


図 3.13. 表面プラズモンアンテナのパラメータ

第 4 章

表面プラズモンアンテナによる光電流増幅

4.1. はじめに

3 章では FDTD 法による電磁界シミュレーションに基づき、横型量子ドットに組み合わせるための表面プラズモンアンテナを設計した。本章では、設計した表面プラズモンアンテナを横型量子ドット上に作製し、室温での光電流測定によりその特性を評価した。

4.2. 実験方法

4.2.1. 試料

GaAs/AlGaAs 量子井戸基板 (#14367) を用いた横型量子ドットに、3.2.で設計した gaussian (i) の表面プラズモンアンテナを組み合わせた試料を作製した。使用した量子井戸基板を図 4.1 (a)に示す。この基板はバルク GaAs 基板上に GaAs と AlGaAs からなる量子井戸を成長したもので、65 nm の AlGaAs 層にドーピングされた Si により、12 nm の GaAs 量子井戸層に 2DEG が形成されている。1.7 K でのキャリア密度は $-2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ 、移動度は $4.6 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ である。

はじめにウェットエッチングによってメサを形成し、二次元電子との導通を得るため AuGe 系のオーミックコンタクトを作製した。続いて基板上に量子ドットを形成するためのゲート電極 (Ti 10 nm/Au 20 nm) と絶縁膜 (calixarene 100 nm) を作製し、その上に表面プラズモンアンテナを有する金属マスクを作製した。表面プラズモンアンテナの作製には集束

イオンビームを用いた方法が使用されることも多いが、本研究では基板および 2DEG へのダメージを考慮し、2 段階の電子線リソグラフィと金属蒸着により作製した。はじめに直径 400 nm の開口をもつ $30\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ 、厚さ 300 nm の金属マスクを Au で作製し、その上に厚さ 60 nm の同心円状のリング構造を重ねることで表面プラズモンアンテナを作製した。最後に、これまでに作製した電極へワイヤーボンディングを行うためのパターンを Ti と Au で作製した。図 4.1(b)に作製した試料の光学顕微鏡写真を、同図(b), (c)に作製した表面プラズモンアンテナおよび開口のみのマスクの例を示す。

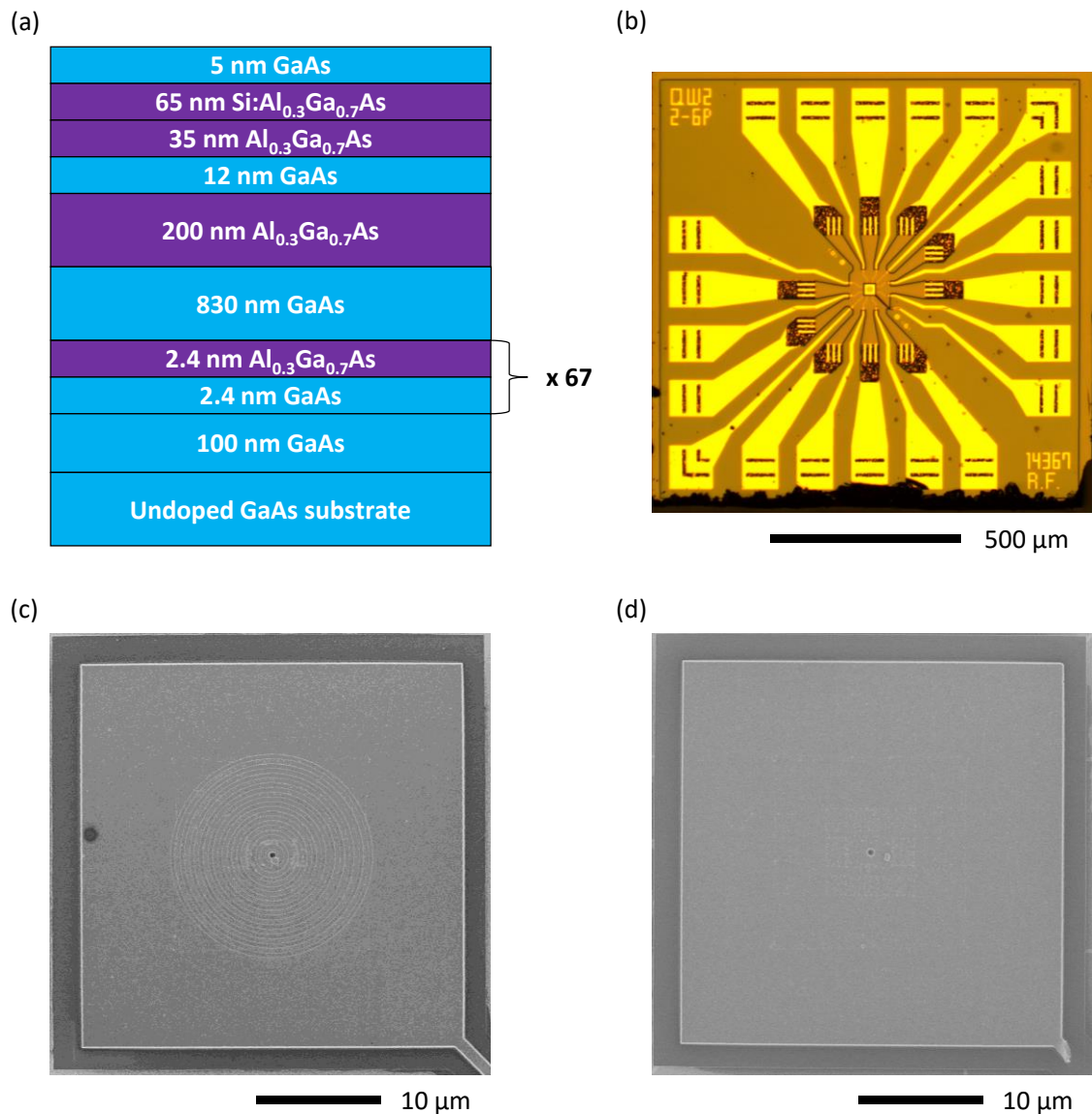


図 4.1. (a) 使用した量子井戸基板 (#14367) のプロファイル. 12 nm の GaAs 量子井戸層に 2DEG が存在している. (b) 作製した試料の光学顕微鏡写真. (c) 作製した表面プラズモンアンテナの SEM 像の例. (d) 作製した開口のみのマスクの SEM 像の例.

4.2.2. 光学系

光電流測定に使用した光学系の概略図を図 4.2 に示す。光学系は希釈冷凍機を支えるフレームに取り付けられた光学定盤上に構築した。光源にはスーパーコンティニウム光源 (YSL photonics, YSL-5) を使用し、出力を分光器 (リッテラ応用工学, M-30) により単色化した。線幅はおよそ 0.25 nm である。分光器の出力はシングルモードファイバへ入射し、出射側でコリメートした。同じ焦点距離を持つ平凸レンズ 2 枚により 1 倍の拡大光学系を構築し、2 枚目のレンズの位置を自動ステージにより微調整することにより、波長を変えた際の試料上でのビームスポット径の変化を抑制した。その後希釈冷凍機を光学窓の高さまでビームを打ち上げて電圧により角度制御が可能なステアリングミラーにより反射し、希釈冷凍機中の試料ホルダーに取り付けられた対物レンズに入射した。試料上でのビームのアライメントは、3 軸手動ステージによる対物レンズ位置の微調整と、ステアリングミラーによるビーム走査により行った。本章の測定において、試料表面は対物レンズの焦点前に配置された。入射光の偏光はステアリングミラーと対物レンズとの間に配置したグランテーラー偏光子およびバビネソレイユ波長板 (Soleil-Babinet compensator : SBC) により制御した。また、波長板と対物レンズの間にチョッパーを配置して後述の電気測定系のロックインアンプと接続した。入射光のパワーはチョッパー前で 5 nW となるよう ND フィルタで調整した。

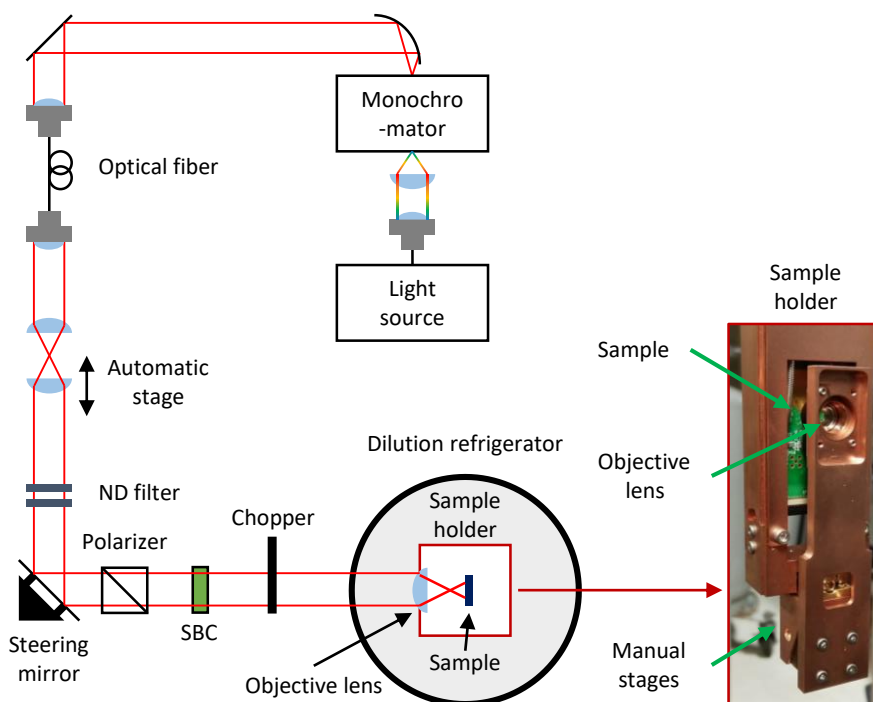


図 4.2. 光電流測定に使用した光学系。ビームの打ち上げは省略。

4.2.3. 電気測定系

光電流測定系に使用した電気測定系を図 4.3 に示す. 今回の測定における光電流は非常に小さいため, ロックイン計測を行った. まず試料のオーミック端子の 1 つを希釈冷凍機中の配線を通じて微小電流プリアンプ (DL instruments, 1211) に接続した. このとき, これ以外のオーミック端子はフロートにし, ゲート電極はすべて GND に接続した. 電流プリアンプの出力とチョッパーからの参照信号 (333 Hz) を 2 位相ロックインアンプ (NF 回路ブロック, LI-575) に入力し, 振幅の出力を PC に取り付けたデジタイザ (AlazarTech, ATS9626) で測定した. 図 4.4 は 4.2.2 で述べたステアリングミラーの角度を走査しつつ, 光電流を測定した光電流マップの例である. マップの明るさは流れた光電流の大きさに対応している. 暗い四角形は $30\text{ }\mu\text{m}$ のマスクであり, マスク上に光が当たっているとほとんど光電流が流れないことが分かる. マスクに対応する領域の中でも光電流が大きくなっている部分があり, ここで流れている光電流が開口を通過した光によって生じた光電流と考えられる. この光電流マップおよびその断面を確認しつつビーム位置を調整して, この後述べる光電流の測定を行った.

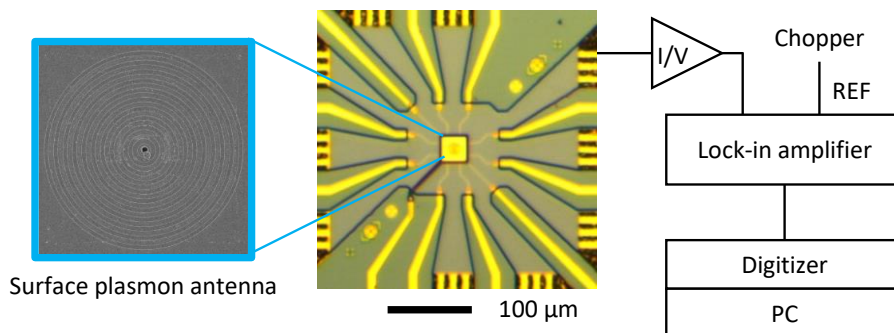


図 4.3. 光電流測定に使用した電気測定系. ロックインアンプの参照信号は図 4.2 のチョッパーから入力.

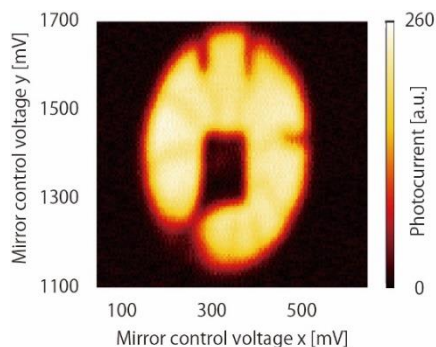


図 4.4. 光電流マップの例. 楕円形の明るい領域は対物レンズの開口に, 線状の暗い領域はゲート電極にそれぞれ対応している.

4.3. 実験結果と考察

4.3.1. 光電流の波長依存性

はじめに、作製した試料について光電流の波長依存性を測定した。ただし、光電流は次式に示すように表面プラズモンアンテナを有する試料で測定した光電流の最大値により規格化した。

$$I_{nom} = \frac{I_{meas}}{I_{max,SPA}} \frac{I_{MESA}}{I_{MESA,SPA}} \quad (4.1)$$

ここで、 I_{meas} はそれぞれの試料で測定した光電流、 $I_{max,SPA}$ は SPA で測定された電流の最大値、 I_{MESA} はそれぞれの試料のマスクの外側で測定した光電流、 $I_{MESA,SPA}$ は表面プラズモンアンテナのある試料でマスクの外側で測定した光電流である。 $I_{MESA}/I_{MESA,SPA}$ により、試料ごとの光電流の流れやすさを補正している。

規格化した光電流の波長依存性を図 4.5 に示す。図 4.5 より、表面プラズモンアンテナを有する試料と従来の開口のみのマスクをもつ試料とで光電流の波長依存性が大きく異なっていることが分かる。測定結果と図 3.7 の試料が焦点前の場合のシミュレーションによる透過スペクトルを比較すると、表面プラズモンアンテナを有する試料において、ピーク波長が 15 nm 程長波側へシフトしているものの、図 3.7 のシミュレーションのスペクトル形状を概ね再現している。基板#14367 における軽い正孔の励起波長に近い 790 nm において、規格化した光電流から表面プラズモンアンテナによる透過増幅率を求めると約 8 倍となった、これはシミュレーションから期待される表面プラズモンアンテナによる透過増幅の 8 倍に

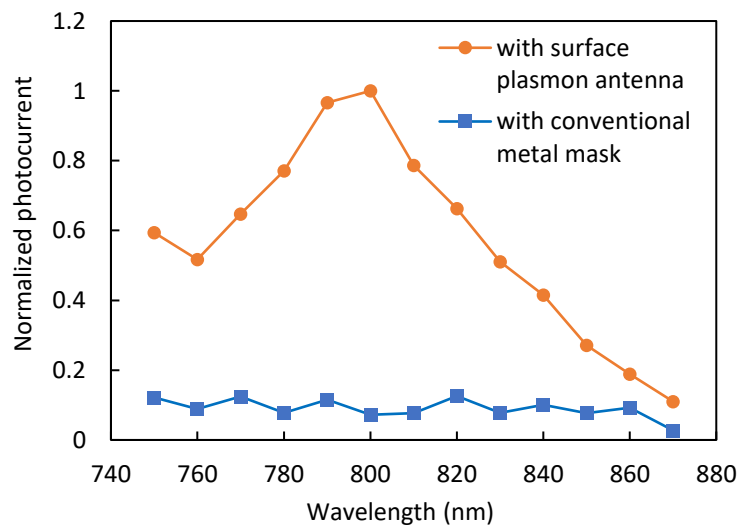


図 4.5. 規格化した光電流の波長依存性.

よく一致している。以上から、横型量子ドット上に作製した構造が表面プラズモンアンテナとして動作していることを確認した。また、この結果は、実際の入射ビームを想定した電磁界シミュレーションにより、横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの透過スペクトルおよび透過増幅率が設計可能なことを示している。

4.3.2. 偏光依存性

次に、作製した試料について光電流の偏光依存性を測定した。光子の偏光状態から横型量子ドット中の電子スピンへの量子状態転写を目指しているため、入射光と表面プラズモンアンテナを透過した光の間で偏光が保たれていること、すなわち表面プラズモンアンテナ自体の透過特性は偏光に依存しないことが望ましい。図 4.6 に 800 nm において測定した、表面プラズモンを有する試料および開口のみのマスクを有する試料における光電流の偏光依存性を示す。入射光は直線偏光とし、偏光角を $0^\circ(\text{H}) \sim 90^\circ(\text{V}) \sim 180^\circ(\text{H})$ まで変化させて光電流を測定した。偏光角 0° は光学系を構築した光学定盤に水平な向きである。光電流は図 4.5 と同様に規格化されている。図 4.6 より、開口のみのマスクを有する試料においては光電流の明瞭な偏光依存性は見られなかった。一方、表面プラズモンアンテナを有する試料では 10° において光電流が最大、 90° で最小となり、73% と大きな光電流の偏光依存性が見られた。表面プラズモンアンテナを有する試料において顕著な偏光依存性が見られたことから、この原因として入射光のアライメントの影響と試料上の残留物の影響の 2 点を考えた。

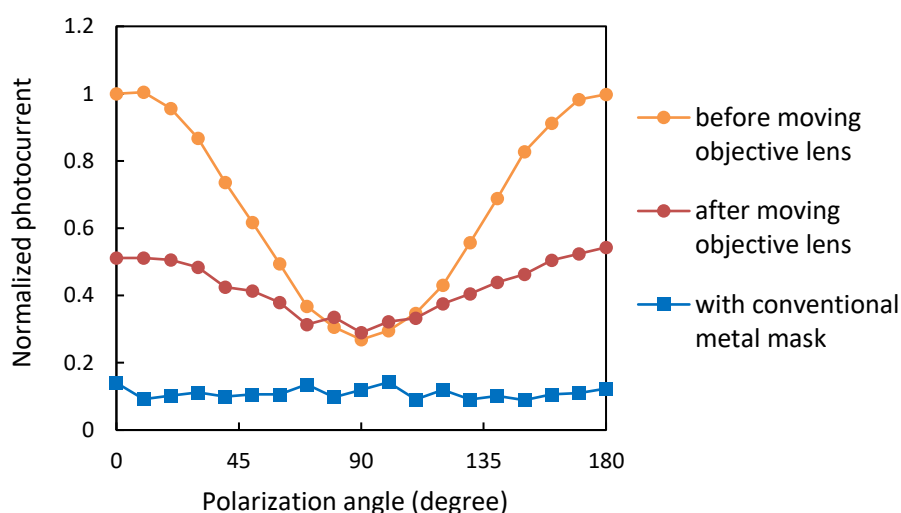


図 4.6. 光電流の偏光依存性. 橙色と赤色のプロットは表面プラズモンアンテナを有する試料, 青色のプロットは開口のみのマスクを有する試料の光電流. 橙色と青色のプロットは図 4.5 と同じ条件, 赤色のプロットは対物レンズを動かして測定.

入射光のアライメントの影響については、図 4.6 の偏光依存性 (橙色のプロット) を測定したのちに対物レンズを少しずらしたところ、偏光依存性が 37%まで減少した (赤色のプロット)。これは偏光依存性が開口のみのマスクに比べて、入射ビームの位置と入射角に敏感なことを示唆している。入射ビームが表面プラズモンアンテナの中心からずれているとき、ずれと同じ方向に偏光している光のみ効率的に開口に集められる。これは表面プラズモンが、周期的構造の法線方向に偏光した光と結合するためである。本研究のビーム走査方法では、ビームを試料上で走査すると同時に試料上での入射角が変化するので、表面プラズモンアンテナの透過スペクトルの入射角依存性から[70]、光電流が最大となるように調整したビーム位置が表面プラズモンアンテナの中心と必ずしも一致していなかった可能性がある。ビームと対物レンズの位置合わせ方法については、垂直入射を保ちつつビーム位置を表面プラズモンアンテナの中心に調整できるよう改善の余地がある。

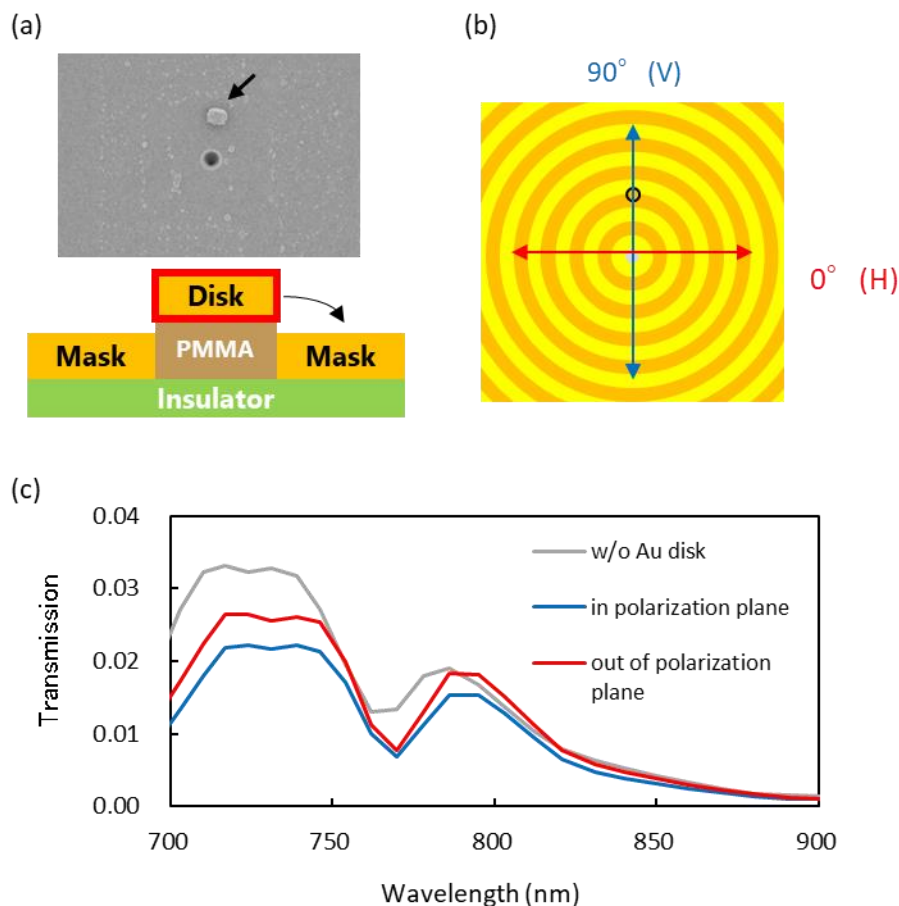


図 4.7. (a) 試料上残留物の SEM 像と残留物がリフトオフによって生じる様子. (b) 残留物が偏光面と平行な場合 (V) と垂直な場合 (H). 黒色の丸は残留物を表す. (c) 残留物の有無と偏光による表面プラズモンアンテナの光透過率の変化.

加えて、試料上に残留したディスク状の金も透過率の波長依存性に影響を与える。この金の残留物は、マスクの開口部をリフトオフした際に開口の近傍に残ったものである(図 4.7(a))。この残留物は表面プラズモンアンテナの対称性に影響を及ぼす。図 4.7(c)は残留物がある場合の表面プラズモンアンテナの透過スペクトルであり、残留物の有無によって光透過率の波長依存性に違いが生じている。800 nm では、偏光面が残留物と平行か垂直であるかによって 15%の透過率の違いが生じていることがわかる。今回の試料作製では電子線リソグラフィの際にレジスト (PMMA) を 2 層重ねることで厚みを 800 nm 程とし、Au を 300 nm 蒸着したが、マスク上に残留物のある試料が多く見られた。これを解決するため、描画条件や Au の厚みを検討する必要がある。

4.4. まとめ

本章では表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドット試料の、室温での光電流測定について述べた。

表面プラズモンアンテナのある試料で測定した光電流の波長依存性は実際のビームを想定したシミュレーションの透過率スペクトルと概ね一致した。また、開口のみのマスクをもつ試料で測定した光電流との比較から、低温での正孔の励起波長 790 nm において約 8 倍の光電流増幅が得られた。この値はシミュレーションから期待される 8 倍の透過増幅率と概ね一致していると考えられる。以上から、横型量子ドット上に作製した構造が表面プラズモンアンテナとして動作していることを確認し、実際の入射ビームを想定した電磁界シミュレーションにより横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの透過スペクトルおよび透過増幅率が設計可能なことを示した。

光電流の偏光依存性からは、表面プラズモンアンテナのある試料では光電流が大きく変更に依存することが分かった。この偏光依存性は主に入射光のアライメントと試料上の残留物に起因すると考えられる。入射光のアライメントについては、表面プラズモンアンテナの中心にビームを垂直に入射できるよう、光学系および調整方法の改善が必要である。また、試料上の残留物についても試料作製条件を再検討する必要がある。

第 5 章

表面プラズモンアンテナを有する横型 量子ドットにおける単一光生成電子検出

5.1. はじめに

本章では，3 章で設計した表面プラズモンアンテナを横型量子ドット上に作製し，極低温下で量子ドットを形成，単一光生成電子の検出を行った．

5.2. 実験方法

5.2.1. 試料作製

横型量子ドットに，3.2.で設計したガウシアン (ii) の表面プラズモンアンテナを組み合わせた試料を作製した．基板は図 5.1 (a) のデルタドーピングされた GaAs/AlGaAs シングルヘテロ接合基板 (#15032) を使用した．2DEG は表面から 100 nm の深さに位置しており，4.2 K でのキャリア密度は $-1.24 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ，移動度は $8.13 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ である．光子偏光から電子スピンへの量子状態転写を行うにはダブルヘテロ接合による量子井戸基板を使用する必要があるが，光電子検出確率の波長依存性は軽い正孔と重い正孔の吸収ピークを強く反映する [15]．ここでは表面プラズモンアンテナの透過スペクトルが光電子検出確率に与える効果を評価するため，バルク GaAs 同様の単調な光吸収スペクトルが期待されるシングルヘテロ接合基板を使用した(図 5.1(a))．試料は 4.2.1 と同様の手順で，メサ，オーミックコンタクト，ゲー

ト電極, 絶縁体, 開口 (直径 400 nm) を持つマスク ($30\text{ }\mu\text{m}\times 30\text{ }\mu\text{m}$) に同心円状のリングを重ねた表面プラズモンアンテナを作製した. 測定試料と同じ基板上に作製した表面プラズモンアンテナの例を図 5.1(b)に, 作製した試料の概略図を同図(c)に示す. 本研究では表面プラズモンアンテナを 2 回に分けて作製しており, 本章の試料では開口とリングの中心に 70 nm 程のずれが想定される. 開口の中心は 2 重量子ドットの左側の量子ドットに合わせた.

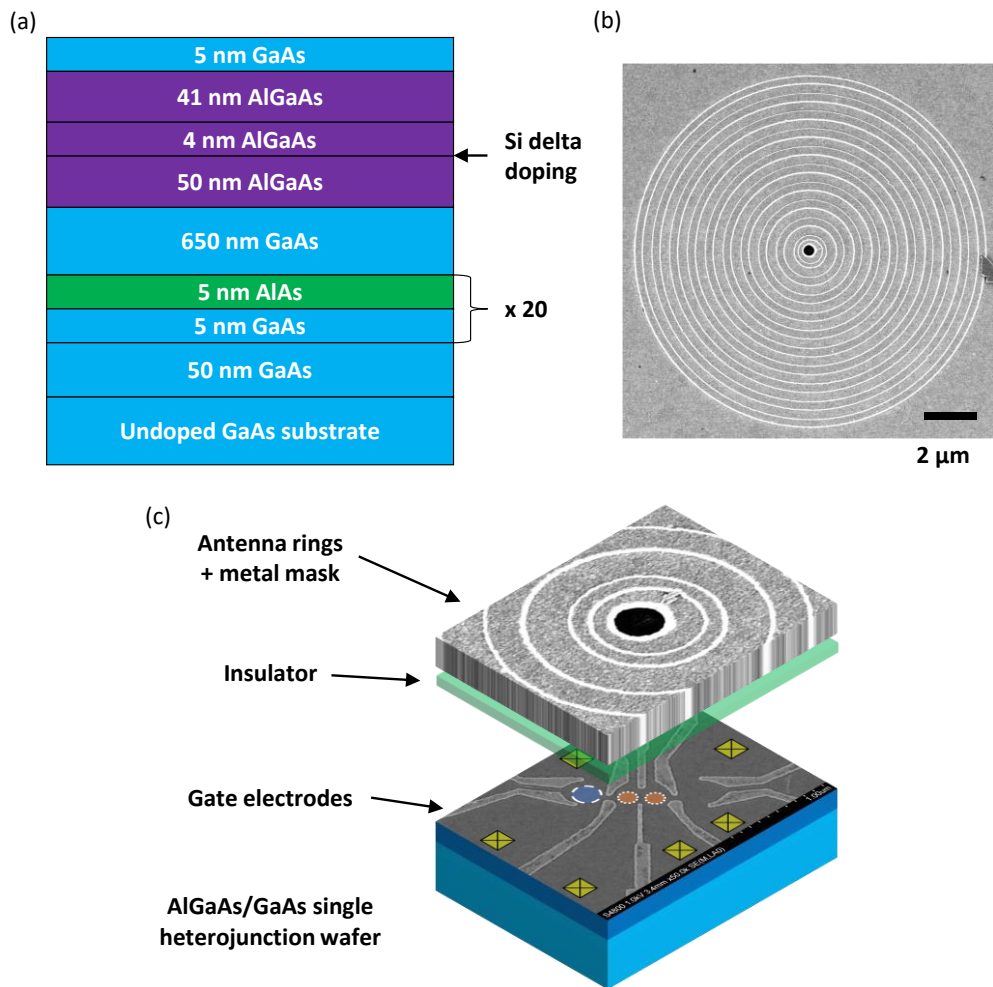


図 5.1. (a) 使用した GaAs/AlGaAs シングルヘテロ接合基板. GaAs ウェハー上に GaAs/AlAs 超格子を挟んで GaAs/AlGaAs の接合が成長されており, 接合から 50 nm 上の AlGaAs 層にデルタドーピングされた Si により 2DEG が形成されている. 入射光は 650 nm の GaAs バッファ層で主に吸収される. (b) 作製した表面プラズモンアンテナの例. マスクの大きさが $30\text{ }\mu\text{m}$ であるのに対し, アンテナの大きさは直径約 $12\text{ }\mu\text{m}$. 開口に対してリングが右下にずれている. (c) 作製した試料の概略図. 橙色の円は 2 重量子ドット, 青色の円はセンサー量子ドット, 黄色の図がオーミックコンタクトを表している.

5.2.2. 光学系

単一光生成電子検出に使用した光学系の概略図を図 5.2 に示す。光学系は概ね 4 章と共通である。本章では単発光照射を行うため、2つのメカニカルシャッターを使用した。それぞれノーマリーオープンとノーマリークローズのメカニカルシャッターであり、これを同時に駆動することで $200\ \mu\text{s}$ のパルス列を切り出した。入射光のパワーはメカニカルシャッターによって切り出したパルス列 1 つが試料表面でおよそ 300 個の光子を含むよう、ND フィルタにより調整した。これは作製した表面プラズモンアンテナの $800\ \text{nm}$ 付近での透過率が 10%程度であること (図 3.12), 量子井戸基板を用いた先行研究において基板に到達した光子が量子ドットでの単一光生成電子検出に寄与する割合が 0.15%程度であること[51], シングルヘテロ接合基板での単一光生成電子検出確率が大きい場合で量子井戸基板の 7 倍程度であること[50]を考え、3 回の照射に 1 回程の割合で単一光生成電子検出が期待されるパワーとした。試料に照射する光の偏光は H 偏光とした。試料上でのビーム径は約 $10\ \mu\text{m}$ と量子ドット上のマスクよりも小さいので、基板に到達する光子はほぼ全て開口を抜けた光子と考えられる。

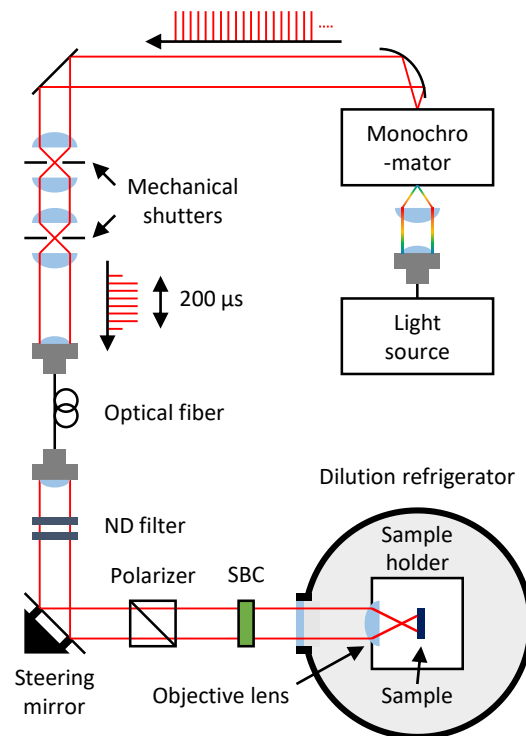


図 5.2. 単一光生成電子検出を行うための光学系。赤い楯状のパターンはそれぞれの位置での光パルスの様子を表している。メカニカルシャッターはこれを駆動するシャッタードライバーが後述の電気測定系と同期されている。

5.2.3. 電気測定系

単一光電子検出実験のために構築した電気測定系を図 5.3 に示す. 横型量子ドットを形成するためのゲート電圧は 16ch DAC (TU Delft, IVVI rack) により印加した. 電荷検出には量子ドット電荷計と RF 反射測定法を用いた. センサー用の量子ドットを含む共振回路を高周波回路に接続し, 増幅した反射信号と参照信号を入力したミキサーからの出力を 1.9 MHz のローパスフィルタに通し, センサー信号としてデジタイザにより測定した.

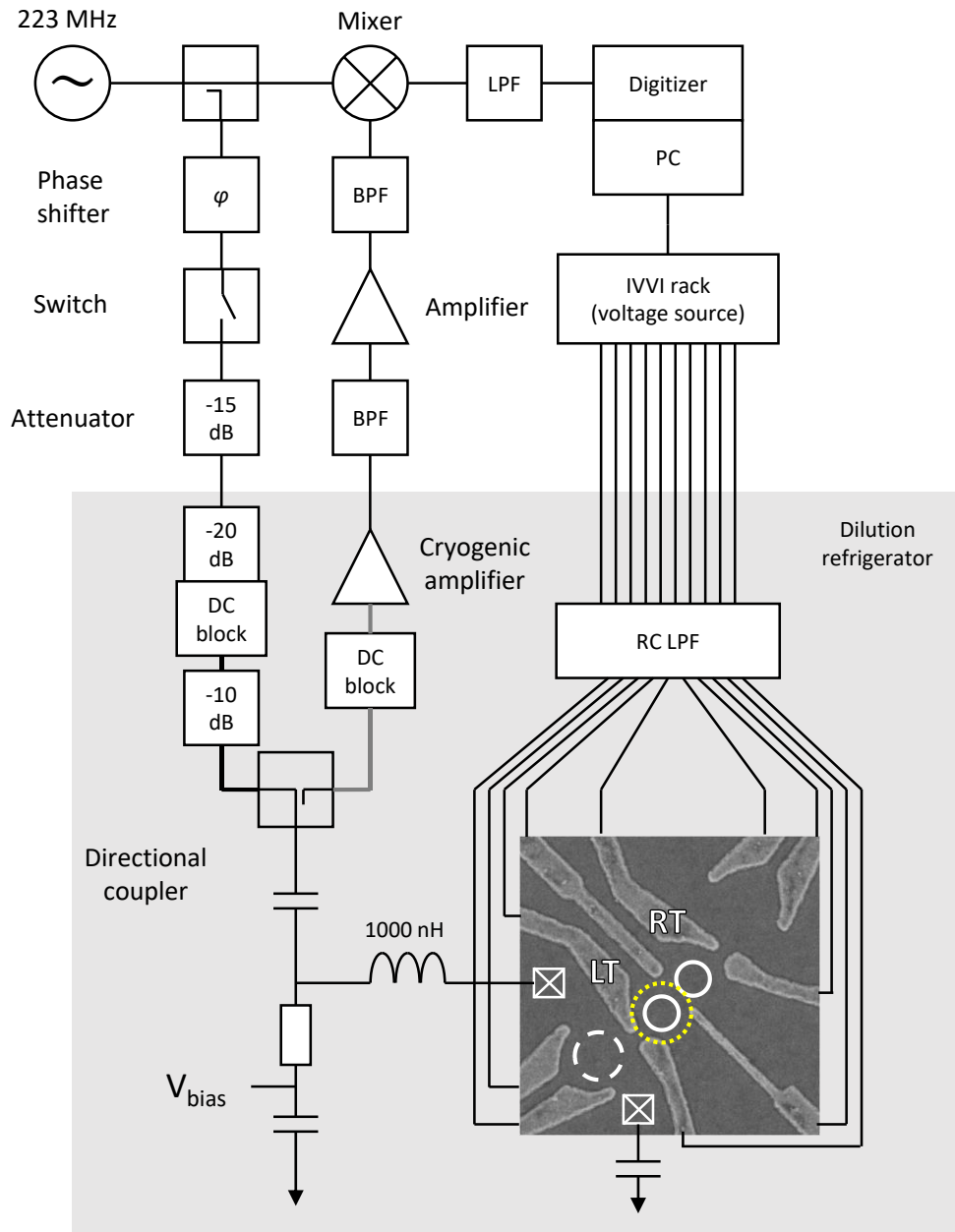


図 5.3. 電気測定系. 背景が灰色の部分希釈冷凍機中であることを示す.

5.2.4. 量子ドットの形成と調整

試料を希釈冷凍機 (Oxford Instruments, Triton 400) で冷却し、ゲート電圧を印加することで 2 重量子ドットとセンサー量子ドットを形成した。ミキシングチャンバーの温度は約 25 mK であった。本研究では量子ドット中の電子の実時間計測を行うため、トンネルレートの調整を行った。調整したトンネルレートの対応を図 5.7(a)に示す。 Γ_L, Γ_R はそれぞれ左右の量子ドット左右のリードとの間のトンネルレート、 Γ_I は左右の量子ドット間のトンネルレートである。デジタル化の実効的なサンプルレートを約 10 kHz としたので、これよりも十分遅くなるよう、 Γ_L, Γ_R を 1—10 Hz、 Γ_I を 0.1—1 kHz とした。トンネルレートを調整した量子ドットの電荷状態安定図を図 5.4(b)に示す。この図では電荷遷移線が非常に見づらくなっているが、これはゲート電圧の掃引スピード比べてトンネルレートが遅く、量子ドットへの電子の出入りに時間がかかるためである。

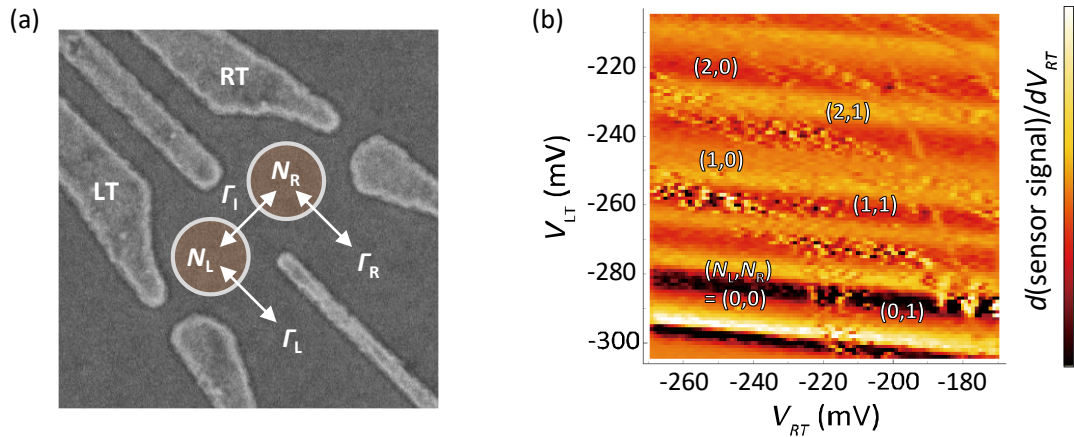


図 5.4. (a) 量子ドットとトンネルレートの対応. (b) 光照射のために調整した量子ドットの電荷状態安定図. V_{LT}, V_{RT} はゲート電極 LT および RT に印加したゲート電圧. N_L, N_R は左右の量子ドット中の電子数.

5.3. 実験結果と考察

5.3.1. センサーの光応答と単一光電子生成検出

横型量子ドットに対して光照射を行うと、いくつかの種類センサー信号の光応答が見られた。電荷計信号の実時間測定で得られた、典型的な光応答を図 5.5 に示す。光照射は 200 ms のところで行われている。図 5.5(a)の信号は本研究の目的である、量子ドットにおける光生成電子検出信号であると考えられる。光照射によって GaAs 層で生成された電子-正孔対は図 5.6(a)のように、基板内部面直方向の電界によって分離される[14]。分離された電子が量子ドットにトラップされることで、センサー信号に変化が生じる。その後量子ドットから電子がトンネルして抜け出すことにより (図 5.6(b)), センサー信号が光照射前と同程度のレベルに復帰する。センサー信号の変化は数 mV であり、これは通常の単一電子検出のセンサー信号の変化に対応している。

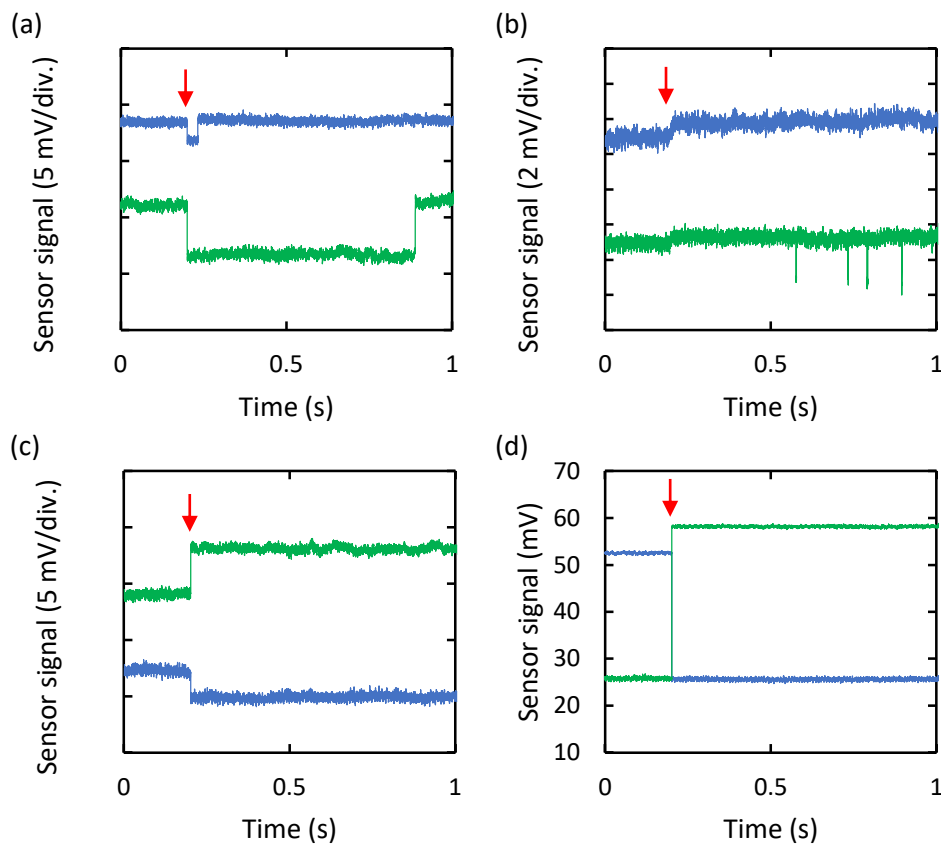


図 5.5. センサー光応答の実時間信号. (a) 単一光電子生成検出信号. (b),(c) 比較的小さいセンサー光応答. (d) 大きなセンサー光応答. 矢印は光照射のタイミングを表す。

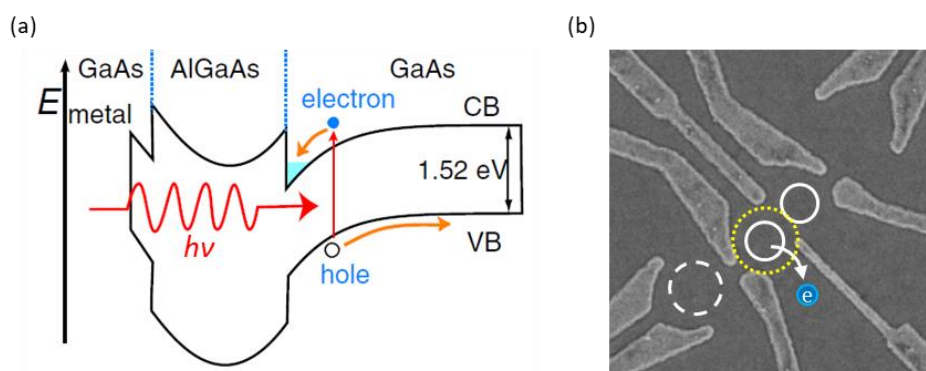


図 5.6. (a) 生成された電子-正孔対が面直方向に分離される様子[14]. (b) 光生成電子が量子ドットからリードへトンネルして抜け出す様子の想像図

図 5.5(b)-(d)の信号はセンサーの光応答ではあるものの、光電子検出ではないと考えられる信号である．図 5.5(b),(d)のセンサー光応答の振幅は 1 mV 以下または数十 mV であり、単一電子検出の振幅とは異なっている．図 5.5(c)は単一電子検出と同程度の光応答振幅を示しているが、量子ドットとリードの間のトンネルレートから期待される時間内に照射前の信号レベルに復帰しないことから、量子ドットにトラップされた光電子の検出信号ではないと考えられる．これらのセンサー光応答は、図 5.7(a)に示すようにセンサー量子ドットのクーロンピークがシフトし、同じ電荷状態を実現する量子ドットのゲート電圧がシフトすることに起因することがわかった．このような電圧のシフトは、センサー量子ドットだけでなく光生成電子をトラップするための量子ドットでも生じる．図 5.7(b)は光照射を行う前後の 2 重量子ドットの電荷状態安定図である．光照射を行うと、電荷遷移線が負の方向にシフトしていることが分かる．これらの原因については、後述のセンサー光応答確率の波長依存性と併せて議論する．

上述の光電子検出確率はセンサー光応答確率の約 10 分の 1 である．前述のように照射された光子のほとんどは開口を通過しており、センサー光応答も表面プラズモンアンテナを抜けた光によって引き起こされていることを考えると、確率の大きな違いは、アンテナを抜けた光子によって生成された電子の多くが量子ドットにトラップされていないことによるものと考えられる．FDTD 法によるシミュレーションから、開口を抜けた後 2DEG でのビーム径は約 600 nm まで広がることが分かったが、このうち 10%の光が通る範囲を考えると、量子ドットの実効的な大きさは直径 140nm 程と見積もられる．少数電子領域の量子ドットの波動関数の広がり数十 nm とされるが、本研究で使用した試料において量子ドットを形成するためのゲート電極の間隔がおおよそ 300 nm であることを考えると、電極に印加された

電圧が形成するポテンシャルの勾配が光生成電子のトラップに寄与している可能性がある。

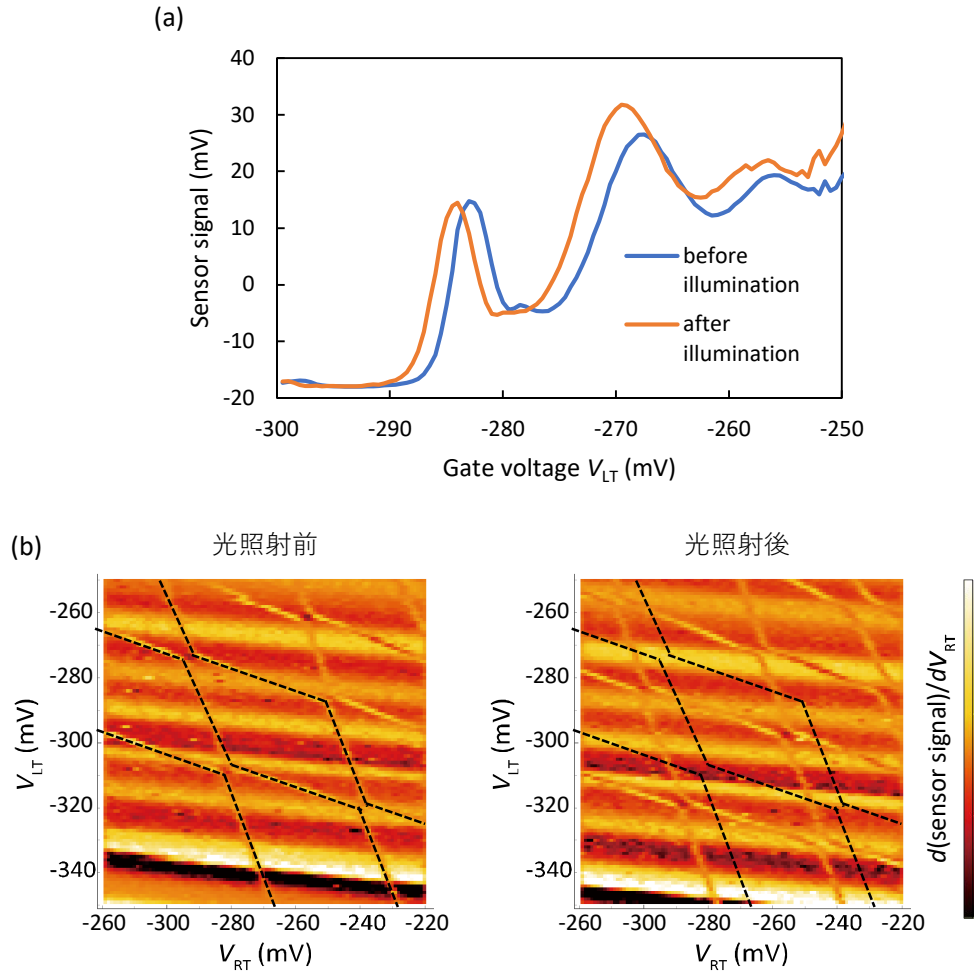


図 5.7. (a) 光照射前後でのセンサー信号のゲート電圧依存性. ピークの位置は光照射の前後でシフトしている. (b) 光照射による電荷状態安定図のシフト. 破線は光照射前の電荷遷移線を示している. 背景の縞のシフトはセンサー量子ドットのシフトに対応している.

5.3.2. 応答確率の波長依存性

光電子検出およびすべてのセンサー光応答について、これらが生じる確率の波長依存性を測定した結果を図 5.8(a)に示す。これらの確率は表面プラズモンアンテナに到達した光子 1 つあたりの応答回数を表す。図 5.8(a)より、光電子検出およびセンサー光応答の確率はそれぞれ 0.01%, 0.1% のオーダーであり、光電子検出とセンサー光応答は概ね同じ波長範囲で観測されている。光電子検出が GaAs のバンドギャップエネルギーに相当する波長より長波長側で観測されていないことは、GaAs バッファ層で生成された光電子が量子ドットにトラップされるという、図 5.6(a)のモデルと整合している。図 5.8(b)はセンサー光応答確率の波長依存性に、表面プラズモンアンテナの透過スペクトル (実験同様ビーム径 10 μm の場合) と GaAs の吸収スペクトルの積を重ねたものである。この計算によって得られたスペクトル

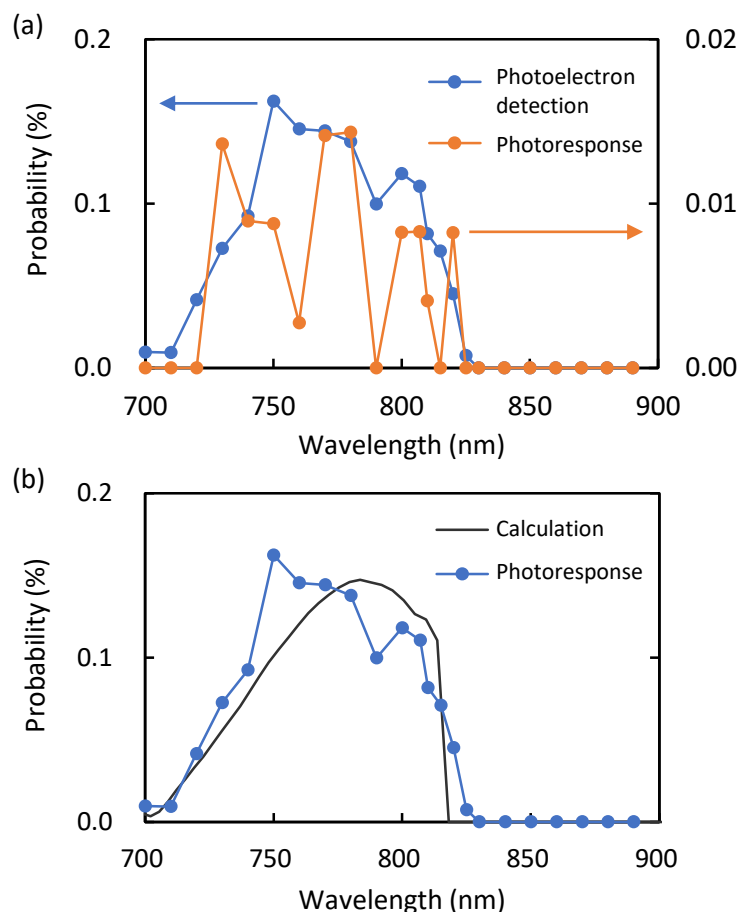


図 5.8. (a) 単一光生成電子検出確率 (右軸) とセンサー光応答確率 (左軸) の波長依存性. (b) センサー光応答確率の波長依存性および表面プラズモンアンテナの透過スペクトルと GaAs の吸収スペクトルの積.

において、820 nm 近傍での値の減少は GaAs のバンドギャップに対応しており、750 nm より短波での減少は表面プラズモンアンテナの透過スペクトルに対応している。光応答確率のスペクトル形状が計算とよく一致していることから、作製した表面プラズモンアンテナが光の透過に寄与していると考えられる。

一方、GaAs のバンドギャップより長波ではセンサーの光応答は観測されなかった。また、この波長範囲では量子ドットの動作電圧シフトも見られなかった。これは観測されたセンサー光応答と量子ドットの動作電圧のシフトが DX センターの光イオン化によるものではないことを示唆している。DX センターのイオン化が生じるエネルギーの閾値はおよそ 0.8 eV とされており[71]、今回使用した基板でも約 1.3 eV の光照射で DX センターの光イオン化による永続的光伝導が確認されているが、センサー光応答が観測された波長と一致しない。これを踏まえて図 5.5(b)–(d)のセンサー光応答の原因として考えられるものには、光生成された正孔の GaAs バッファ層裏側での蓄積がある[72]。センサーは蓄積された正孔を直接検出したか、センサーの状態が正孔の蓄積による局所的な電荷密度の変化の影響を受けた可能性がある。光生成されたキャリアのセンサー近傍の不純物・欠陥準位へのトラップもまたセンサー信号の大きな変化を引き起こす。DX センターのイオン化もセンサー信号の光応答を引き起こしそうであるが、波長依存性は DX センターの直接的な寄与を否定している。この理由はまだ解明できてないが、量子ドットの研究で調べられてきたセンサー信号の電荷ノイズは、その起源として DX センター以外の不純物準位などが議論されており[73]、これと関連している可能性がある。

5.3.3. 表面プラズモンアンテナによる光生成電子検出確率向上

最後に、表面プラズモンアンテナによる光生成電子検出確率向上について議論する。先行研究[51]では本研究と同様の入射ビーム径 (10 μm) のもとで、量子井戸基板、表面プラズモンアンテナなしの量子ドット試料について単一光電子検出が行われており、その確率は重い正孔の励起波長で 0.00038% である。本研究で得られた単一光生成電子の検出確率は 780 nm において 0.014% であった。HEMT 基板における単一光電子検出確率は量子井戸基板の 4–7 倍であることが報告されている。この値を考慮すると、表面プラズモンアンテナによる検出確率の向上は $0.014\% \div 0.00038\% \div (4-7) = 9-5$ となり、表面プラズモンアンテナによる単一光生成電子検出確率の向上が実証された。この値は 4 章と同様の方法で、同じ試料で測定した光電流から得られた 4.4 倍の増幅と大きく離れていないことがわかった。一方、シミュレーションで見積もられた 25 倍よりも低い値にとどまっている。この原因としては、入

射角および試料上でのビーム位置ずれを含む光学アライメントの問題と、表面プラズモンアンテナを構成する同心円状のリングと開口とのずれによる試料の問題が考えられる。

はじめに、光学アライメントの問題としてビームの位置ずれと有限の入射角について考える。ビームが表面プラズモンアンテナの中心からずれている場合、ビームの強度分布によって透過率が低下するだけでなく、入射光と表面プラズモンの結合も変化する。図 5.9(a) はここで考えるビームの位置ずれを示し、同図(b)はビームの位置ずれ Δ を変化させた際の

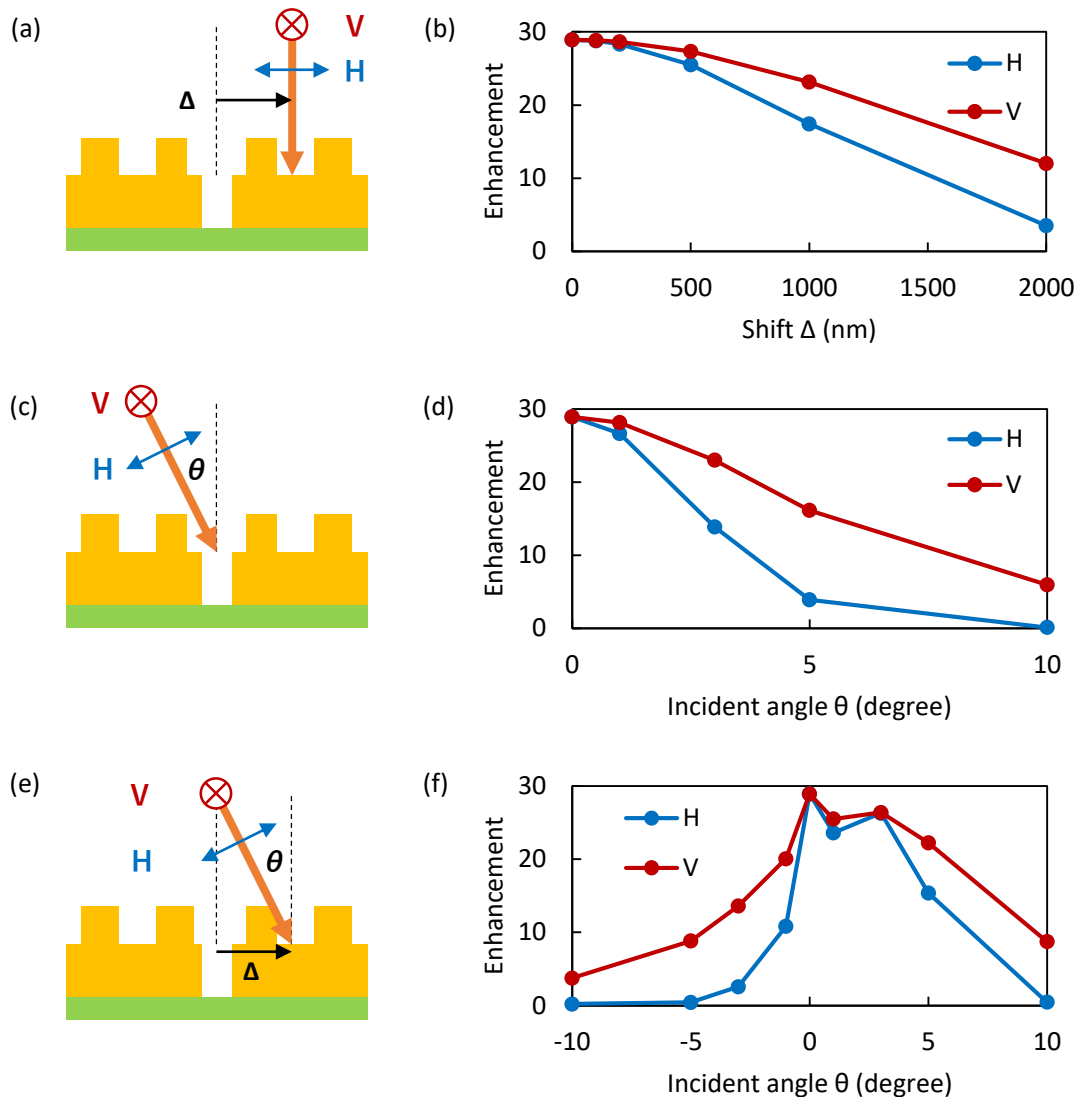


図 5.9. (a) 入射ビームの位置ずれの模式図. (b) 入射ビームの位置ずれ Δ に対する表面プラズモンアンテナによる透過増幅の変化. (c) 入射角がある場合の模式図. (d) 入射角 θ に対する透過増幅の変化 (e) 入射ビームの位置ずれと入射角の両方が存在する場合の模式図. (f) 入射ビームの位置ずれ $\Delta = 1000$ nm のときの入射角 θ に対する透過増幅の変化

780 nm における光透過増幅である．ここでの光透過増幅は，ビーム位置ずれなしで垂直入射した際の 開口のみのマスクの光透過に対する増幅である．同図(b)より，ビームがアンテナの中心からずれるにつれて透過増幅が低下することが分かる．また，偏光によって透過増幅の減少の様子に差があることが分かる．ここでの H 偏光, V 偏光はそれぞれビームの位置ずれに平行, 垂直な偏光であり，H 偏光の方が V 偏光の場合よりも位置ずれに対して透過増幅が大きく減少している．表面プラズモンは周期構造の法線方向の偏光と主に結合することから，ビームの位置ずれと平行な H 偏光がより大きく影響を受けていると考えられる．図 5.9(c), (d)はそれぞれここで考えるビームの入射角と，入射角 θ に対する透過増幅の変化である．同図(d)より，入射角が大きくなった場合にも表面プラズモンアンテナによる透過増幅が減少し，減少の様子は偏光によって異なる．H 偏光が V 偏光よりも大きく影響を受けているのはビーム位置ずれの場合と同様で，V 偏光の場合は入射角によって偏光方向のアンテナの周期は変化しないが，H 偏光の場合は変化するためと考えられる．ガウシアンビームの場合は 3 章で述べたように，レンズ径とレンズ上のビーム径によって決まる実効的な広がり角 θ_{eff} を有するが，有限の入射角がある場合，表面プラズモンアンテナとの結合を考慮する角度が対称ではなくなる．したがって，式(2.39)の入射光と表面プラズモンの結合についても，非対称な角度の範囲を考慮する必要があると考えられる．図 5.9(e), (f)はビームの位置ずれと入射角が同時に存在する場合と，その際の入射角に対する透過増幅の変化である．ビームの位置ずれは $\Delta = 1000 \text{ nm}$ とした．入射角の絶対値が大きくなるにつれて透過増幅が減少すること，V 偏光よりも H 偏光の方が入射角の影響を大きく受けることはここまですべて同様である．一方，ビームの位置ずれによって，正負の入射角に対してビームの入射条件が対称ではなくなっている．これを反映し，同図(f)では入射角の符号に対して透過増幅の変化が非対称になっている．特に，入射角が負の範囲では透過増幅の減少が顕著である．ここで，入射角が正の範囲はビームが開口から離れる方向，負の範囲はビームが開口に向かう方向に対応している．本章の実験では試料が焦点の後ろに位置しており，3.4 節で述べたようにビームが広がる方向の角度分布をもっている状況に合わせて表面プラズモンアンテナが設計されている．したがって，入射角が負，つまりビームが開口に向かう方向の場合には，ビームの角度分布も開口へ向かう方向へシフトするため，入射角が正の場合よりも顕著に透過増幅が減少していると考えられる．図 5.9(d),(f)では偏光にもよるが，10 度以内の入射角により透過増幅が実験で得られた 1 桁程度まで低下している．本章の実験では，直径 3.6 mm, NA 0.55 の非球面レンズを通して，入射光を試料上約 50 μm の範囲で走査できるように調整している．50 μm の走査を行う際，入射角はおおよそ $\pm 33^\circ$ の範囲で変化する．この

条件のもとでは、入射ビーム位置と入射角を独立に制御することは困難である．透過増幅をシミュレーションの値に近づけるためには、入射ビーム位置と入射角が制御でき、さらに低温でこれらの調整が可能な光学系を構築することが必要であると考えられる．このような光学系は希釈冷凍機中にピエゾステージを導入することで実現できると考えられる[74,75]．また、室温下で光ファイバーとの精密な位置合わせを行い、これらを接着[76]したうえで希釈冷凍機に取り付ける方法も有用であると思われる．

次に、試料の問題として開口とアンテナを構成するリングとのずれを考える．5.2.1 で述べたように、今回作製した試料では開口とリングに 70 nm 程のずれが生じているものと考えられる．この場合を表したのが図 5.10(a)、この際の透過増幅スペクトルが同図(b)である．H 偏光はリングのずれに平行、V 変更は垂直な偏光である．このグラフで灰色の線は、ずれがない場合の透過増幅であり、ずれがある場合は H 偏光・V 偏光ともに透過増幅が低下している．H 偏光の場合、ずれがない場合に比べて-20 %程度と、V 偏光の-4%よりも透過増幅が顕著に低下している．この理由は光学アライメントの場合と同様に、偏光とずれの方向が一致しているためと考えられる．開口とリングの位置合わせは電子線描画装置で基準となるマークの SEM 像を観察しながら目視で行うため、位置ずれの確実な改善が困難であるが、電子線描画装置によっては 10-20 nm に位置ずれを抑えられるものがあるほか、集束イオンビーム装置を利用し、開口とリングを 1 つのステップで作製すれば改善できる可能性がある．

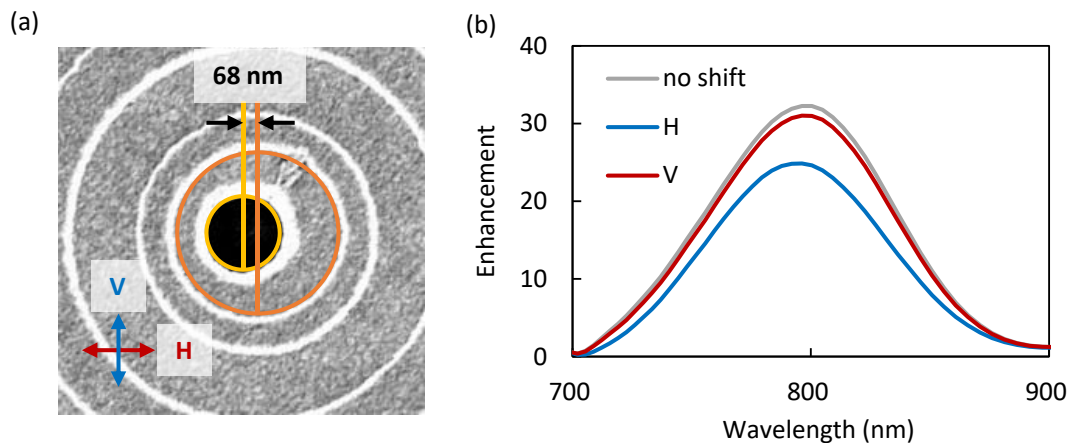


図 5.10. (a) 開口近傍の表面プラズモンアンテナの SEM 写真の例．リングの中心は開口の中心から 68 nm ずれている．(b) 開口とリングが 68 nm ずれている場合の表面プラズモンアンテナの光透過スペクトル．灰色の線はずれがない場合．

5.4. まとめ

本章では表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドットで行った、単一光生成電子検出について述べた。

はじめに、表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドットを作製し、単一光子から単一電子への変換を実現した。単一光生成電子検出実験では量子ドットにトラップされた単一光生成電子の検出信号のほかに、単一光生成電子の検出でないと考えられるセンサーの光応答も観測された。これを含むすべてのセンサー光応答確率と単一光生成電子検出確率は同様の波長依存性を示し、表面プラズモンアンテナの透過スペクトルを反映していることから、光透過にアンテナが寄与していると考えられる。センサー光応答の確率は光生成電子の検出確率の約 10 倍であり、生成された光電子の多くは量子ドットにトラップされないことが分かった。これはこれまでの研究であまり議論されていなかった光子-電子変換効率に関する新しい知見であり、量子インターフェースとして効率向上を考えるうえで重要な結果である。

一方、GaAs バンドギャップより長波ではセンサーの光応答が観測されなかったことから、これらは DX センターの光イオン化ではなく、GaAs 層で光生成されたキャリアに主に由来していると考えられる。量子ドットおよびセンサー量子ドットの動作電圧シフトについても同様と考えられ、光照射が量子ドットの動作に及ぼす影響について新たな知見を得た。

本章の実験から 780 nm における単一光生成電子検出確率を 0.014% と見積もった。基板の違いを考慮したうえでの先行研究との比較から、表面プラズモンアンテナにより検出確率が 5-9 倍に増幅されることを実証した。一方、この増幅は電磁界シミュレーションから期待される透過増幅よりは低くなっている。原因として入射ビームの位置ずれと有限の入射角からなる光学系の問題とアンテナの位置ずれによる試料の問題を検討し、それぞれが増幅を低下させる原因であることを示した。シミュレーションに近い透過増幅を得るには、光学系および試料作製方法の改善が必要である。

第 6 章

結論

6.1. 結論

本研究では、表面プラズモンアンテナによる横型量子ドットでの単一光子－単一電子変換効率向上に取り組んだ。

はじめに、電磁界シミュレーションにより横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計を行った。平面波の場合に 58 倍、希釈冷凍機中の現実的な入射ビームの下でも 8 倍または 25 倍の増幅が得られる表面プラズモンアンテナを設計することができた。

続いて、横型量子ドットに 8 倍の光透過増幅が期待される表面プラズモンアンテナアンテナを組み合わせた試料を作製し、光電流測定を行った。光電流の波長依存性はシミュレーションでの光透過率と概ね一致し、シミュレーションから期待される 8 倍の光電流を再現した。以上から、実際の入射ビームを想定した電磁界シミュレーションにより横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの透過スペクトルおよび透過増幅率が設計可能なことを示した。

最後に、25 倍の光透過増幅が期待される表面プラズモンアンテナを組み合わせた横型量子ドットを用い、単一光生成電子検出を行った。単一光生成電子検出を含むすべてのセンサー光応答確率の波長依存性は光透過への表面プラズモンアンテナの寄与を示し、780 nm における光生成電子検出確率は 0.014%と見積もられた。先行研究との比較から、表面プラズモンアンテナによる 5-9 倍の検出確率の向上を実証した。これは横型量子ドットにおける単一光子から単一電子への変換効率向上を実証した初の成果である。センサー光応答確率と光生成電子検出確率の比較から、量子ドットへトラップされる光生成電子の割合について、センサー光応答確率の波長依存性から光照射による量子ドットの動作条件の変化について、それぞれ新たな知見が得られた。これらはさらなる光子－電子変換効率向上と、光

照射下での横型量子ドットの安定動作のための重要な知見である。

一方、光電流測定および光生成電子検出実験では、光学アライメントと試料作製の不完全さに由来すると考えられる偏光依存性と透過増幅率の低下が確認された。高効率な光子偏光から電子スピンへのインターフェースの実現に向けてはこれらを解決する必要がある。

6.2. 今後の展望

表面プラズモンアンテナによる効率の向上について

本研究では表面プラズモンアンテナによる数倍の光生成電子検出確率向上を実証したが、シミュレーションから期待される値よりは低くなっている。これには光学アライメントが大きく影響していると考えられ、ピエゾステージの利用[74,75]や試料への光ファイバーの接着[76]によって表面プラズモンアンテナへの中心への垂直な光入射が可能になれば、よりシミュレーションに近い増幅が得られると考えられる。また、より高精度な位置合わせや集束イオンビームによる 1 ステップでの作製によって、より設計に忠実な表面プラズモンアンテナを作製することも重要である。これらは偏光依存性の改善にも貢献すると考えられる。

表面プラズモンアンテナによる更なる効率向上に向けては、より複雑な構造のブルズアイ型表面プラズモンアンテナの設計が考えられる。本研究では均一な高さの周期構造により表面プラズモンアンテナを構成したが、凹凸ごとに幅と高さを設計することにより、開口への指向性がより高い表面プラズモンを励起できる可能性がある。

一方、表面プラズモンアンテナによる効率向上の上限は 100 倍程度であると考えられる。これは表面プラズモンアンテナが開口の外に照射された光を表面プラズモンへの変換を通じて開口を透過させるものであり、理想的な場合でも照射された光を 100%透過させることがその効果の限度となるためである。したがって次で述べるように、量子中継の実証に向けては効率向上が期待される他の構造を組み合わせる必要と考えられる。しかしながら、表面プラズモンアンテナはこれまで研究されてきた横型量子ドットの形状を変えることなく組み合わせることが可能であり、横型量子ドットによる光子偏光－電子スピン間のインターフェースの要素技術の研究に非常に有用であると考えられる。

横型量子ドットを用いた量子中継の実現に向けて

本研究では図 1.1 に示したような量子中継システムを念頭に、単一光子－単一電子変換効率向上に取り組んだ。このような中継を行うために必要な効率を考える。量子中継器の片

側で電子スピンの光生成されているものとして、この電子スピンの情報を保持している時間 T_2^* に、もう片方で電子スピンの光生成される効率 η を考えると、

$$T_2^* > \frac{1}{f\eta}$$

を満たす必要がる。ここで f は通信のためのもつれ光子対の生成レートである。量子ドット中の電子スピンのコヒーレンス時間 $T_2^* \sim 1$ ms と典型的なもつれ光子生成レート $f \sim 100$ kHz を考えると、 $\eta > 1\%$ であればよいことが分かる。現状、表面プラズモンアンテナ (~ 25 倍) 以外に効率向上を実現する方法としてはフォトニック結晶 (~ 40 倍) [77] と DBR (distributed Bragg reflector) (~ 10 倍) がある。これらを組み合わせると約 10000 倍の効率向上が期待できる。参考文献[51]での効率 0.00038% にこの増幅を掛け合わせると 3.8 % となり、1 段の量子中継が実証可能な効率に到達する。したがって、本研究で提案した表面プラズモンアンテナでシミュレーションに近い増幅を実現し、他の構造を組み合わせることで、横型量子ドットによる量子中継の実証が期待される効率に到達すると考えられる。

謝辞

本研究は大阪大学産業科学研究所量子システム創成研究分野（大岩研究室）にて行ったものです。本研究の遂行及び本論文の執筆にあたり、非常に多くの方々にご指導、ご協力いただきましたことを、厚くお礼申し上げます。

研究方針から本論文の執筆に至るまで本研究のあらゆる面でご指導とご支援を頂きました、大岩顕教授に深く感謝申し上げます。

本論文をまとめるにあたり、同大学大学院工学研究科電気電子情報通信工学専攻の片山竜二教授、森伸也教授には早い段階から丁寧なご指導を賜りました。また、森勇介教授、片山光浩教授、尾崎雅則教授、近藤正彦教授、廣瀬哲也教授からも親切なご指導を賜りました。深く感謝致します。

産業科学研究所 長谷川繁彦招へい准教授には研究分野が異なる中、私の研究分野についての理解を深めるためのご指導を頂きました。木山治樹助教、藤田高史助教からは試料作製からシミュレーション結果・実験結果の議論にいたるまで細かな指導を頂きました。塩谷広樹特任助教には研究を進めるうえでの様々な助言を頂きました。酒井裕司特任助教には測定系の立ち上げや光学知識の指導で特にお世話になりました。厚く御礼申し上げます。

ルール大学ボーフムの Andreas Dirk Wieck 教授, Arne Ludwig 氏をはじめとする方々には、本研究で使用した高品質な GaAs/AlGaAs ヘテロ接合基板を成長頂くとともに、様々な議論や助言を頂きました。心より感謝いたします。

試料の作製にあたり、産業科学研究所 松本和彦特任教授、千葉大地教授、金井康助教をはじめとする松本研究室・千葉研究室の方々、ナノテクノロジー設備併用拠点およびナノ加工室の方々に大変お世話になりました。測定系の構築に必要な治具の作製については、産業科学研究所 試作工場機械加工室の皆様にも大変お世話になりました。深く感謝致します。

研究活動を行ううえで様々支援を頂きました渡邊明子様、金子友美様、研究生活において日ごろよりご協力を頂いた研究室 OB・OG、大学院生、学部生諸氏に感謝致します。

本研究は日本学術振興会科研費 S (26220710, JP17H06120), A (25246005), 若手研究 B (15K17681), 特別研究員奨励費 (JP18J20764), 新学術領域研究「ナノスピン変換科学」(26103004), JST 戦略的創造研究推進事業 CREST (JPMJCR15N2), 旭硝子財団, および人・環境と物質をつなぐイノベーション創出ダイナミック・アライアンスの支援を受けて行われたものです。

最後に本研究の遂行にあたり、心身ともに支えて頂いた妻、家族に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* 81, 5932 (1998).
- [2] L. Gaudreau, A. Bogan, M. Korkusinski, S. Studenikin, D. G. Austing, and A. S Sachrajda, *Semicond. Sci. Technol.* 32, 093001 (2017).
- [3] R. Vrijen and E. Yablonovitch, *Physica E* 10, 569 (2001).
- [4] H. Kosaka, H. Shigyou, Y. Mitsumori, Y. Rikitake, H. Imamura, T. Kutsuwa, Koichiro Arai, and K. Edamatsu, *Phys. Rev. Lett.* 100, 096602 (2008).
- [5] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha, and L. M. K. Vandersypen, *Rev. Mod. Phys.* 79, 1217 (2007).
- [6] J. R. Petta, A. C. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Science* 305, 2180 (2005).
- [7] M. Pioro-Ladrière, T. Obata, Y. Tokura, Y.-S. Shin, T. Kubo, K. Yoshida, T. Taniyama, and S. Tarucha, *Nat. Phys.* 4, 776 (2008).
- [8] M. D. Shulman, O. E. Dial, S. P. Harvey, H. Bluhm, V. Umansky, and A. Yacoby, *Science* 336, 202 (2012).
- [9] J. M. Elzerman, R. Hanson, J. S. Greidanus, L. H. Willems van Beveren, S. De Franceschi, L. M. K. Vandersypen, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven, *Phys. Rev. B* 67, 161308 (2003).
- [10] C. Barthel, M. Kjaergaard, J. Medford, M. Stopa, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* 81, 161308 (2010).
- [11] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. W. Van Beveren, B. Witkamp, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven, *Nature* 430, 431(2004).
- [12] D. S. Rao, T. Szkopek, H. D. Robinson, E. Yablonovitch, and H.-W. Jiang, *J. Appl. Phys.* 98, 114507 (2005).

- [13] M. Kuwahara, T. Kutsuwa1, K. Ono, and H. Kosaka, *Appl. Phys. Lett.* 96, 163107 (2010).
- [14] A. Pioda, E. Totoki, H. Kiyama, T. Fujita, G. Allison, T. Asayama, A. Oiwa, and S. Tarucha, *Phys. Rev. Lett.* 106, 146804 (2011).
- [15] K. Morimoto, T. Fujita, G. Allison, S. Teraoka, M. Larsson, H. Kiyama, S. Haffouz, D. G. Austing, A. Ludwig, A. D. Wieck, A. Oiwa, and S. Tarucha, *Phys. Rev. B* 90, 085306 (2014).
- [16] T. Fujita, K. Morimoto, H. Kiyama, G. Allison, M. Larsson, A. Ludwig, S. R. Valentin, A. D. Wieck, A. Oiwa, and S. Tarucha, *Nat. Commun.* 10, 2991 (2019).
- [17] K. Kuroyama, M. Larsson, C. Y. Chang, J. Muramoto, K. Heya, T. Fujita, G. Allison, S. R. Valentin, A. Ludwig, A. D. Wieck, S. Matsuo, A. Oiwa, and S. Tarucha, *Phys. Rev. B* 99, 085203 (2019).
- [18] H. J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R. A. Linke, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, and T. W. Ebbesen, *Science* 297, 820 (2002).
- [19] J. Fujikata, T. Ishi, H. Yokota, K. Kato, M. Yanagisawa, M. Nakada, K. Ishihara, K. Ohashi, T. Thio, and R. A. Linke, *Trans. Magn. Soc. Jpn.* 4, 255 (2004).
- [20] A. Nahata, R. A. Linke, T. Ishi, and K. Ohashi, *Opt. Lett.* 28, 423 (2003).
- [21] T. Thio, K. M. Pellerin, R. A. Linke, H. J. Lezec, and T. W. Ebbesen, *Opt. Lett.* 26, 1972 (2001).
- [22] R. Winkler. *Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems* (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2003)
- [23] F. Meier and B. P. Zakharchenya, editors, *Optical Orientation* (Elsevier, Amsterdam, 1984).
- [24] M. Fox, *Optical Properties of Solids, Oxford Master Series in Physics* (OUP, Oxford, 2010).
- [25] T. Fujita, Ph.D. thesis, Department of Applied Physics, The University of Tokyo, Tokyo (2014).
- [26] B. Predel, As-Ga (arsenic-galium), *Landolt-Börnstein - Group IV Physical Chemistry Volume 5A (Ac-Au – Au-Zr)*, ed. O. Madelung (Springer Materials, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991).
- [27] H. Kosaka, T. Inagaki, Y. Rikitake, H. Imamura, Y. Mitsumori, and K. Edamatsu, *Nature* 457, 702

(2009).

- [28] T. Inagaki, H. Kosaka, Y. Mitsumori, and K. Edamatsu, Phys. Rev. B 89, 085311 (2014).
- [29] R. C. Ashoori, Nature 379, 413 (1996).
- [30] S. Tarucha, D. G. Austing, T. Honda, R. J. van der Hage, and L. P. Kouwenhoven, Phys. Rev. Lett. 77, 3613 (1996).
- [31] S. De Franceschi, J. A. van Dam, E. P. A. M. Bakkers, L. F. Feiner, L. Gurevich, and L. P. Kouwenhoven, Appl. Phys. Lett 83, 344 (2003).
- [32] L. A. Ponomarenko, F. Schedin, M. I. Katsnelson, R. Yang, E. W. Hill, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, Science 320, 356 (2008).
- [33] D. L. Klein, P. L. McEuen, J. E. B. Katari, R. Roth, and A. P. Alivisatos, Appl. Phys. Lett. 68, 2574 (1996).
- [34] M. Ciorga, A. S. Sachrajda, P. Hawrylak, C. Gould, P. Zawadzki, S. Jullian, Y. Feng, and Z. Wasilewski, Phys. Rev. B 61, R16315(R) (2000).
- [35] T. Takakura, A. Noiri, T. Obata, T. Otsuka, J. Yoneda, K. Yoshida, and S. Tarucha, Appl. Phys. Lett. 104, 113109 (2014).
- [36] M. R. Delbecq, T. Nakajima, T. Otsuka, S. Amaha, J. D. Watson, M. J. Manfra, and S. Tarucha, Appl. Phys. Lett. 104, 183111 (2014).
- [37] T. Ito, T. Otsuka, S. Amaha, M. R. Delbecq, T. Nakajima, J. Yoneda, K. Takeda, G. Allison, A. Noiri, K. Kawasaki, and S. Tarucha, Sci. Rep. 6, 39113 (2016).
- [38] D. Loss and D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A 57, 120 (1998).
- [39] F. K. Malinowski, F. Martins, P. D. Nissen, E. Barnes, Ł. Cywiński, M. S. Rudner, S. Fallahi, G. C. Gardner, M. J. Manfra, C. M. Marcus, and F. Kuemmeth, Nat. Nanotechnology 12, 16 (2016).
- [40] T. Nakajima, M. R. Delbecq, T. Otsuka, P. Stano, S. Amaha, J. Yoneda, A. Noiri, K. Kawasaki, K. Takeda, G. Allison, A. Ludwig, A. D. Wieck, D. Loss, and S. Tarucha, Phys. Rev. Lett 119, 017701

(2017).

- [41] J. Yoneda, T. Otsuka, T. Nakajima, T. Takakura, T. Obata, M. Pioro-Ladrière, H. Lu, C. J. Palmström, A. C. Gossard, and S. Tarucha, *Phys. Rev. Lett.* 113, 267601 (2014).
- [42] J. R. Petta, A. C. Johnson, J. M. Taylor, E. A. Laird, A. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Science* 309, 2180 (2005).
- [43] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha, and L. M. K. Vandersypen, *Rev. Mod. Phys.* 79, 1217 (2007).
- [44] J. M. Elzerman, R. Hanson, J. S. Greidanus, L. H. Willems van Beveren, S. De Franceschi, L. M. K. Vandersypen, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven, *Phys. Rev. B* 67, 161308(R) (2003).
- [45] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, *Phys. Rev. Lett.* 60, 848 (1988).
- [46] D. J. Reilly, C. M. Marcus, M. P. Hanson, and A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* 91, 162101 (2007).
- [47] R. J. Schoelkopf, P. Wahlgren, A. A. Kozhevnikov, P. Delsing, and D. E. Prober, *Science* 280, 1238 (1998).
- [48] Wei Lu, Zhongqing Ji, Loren Pfeiffer, K. W. West, and A. J. Rimberg, *Nature* 423, 422 (2003).
- [49] R. Schleser, E. Ruh, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll, and A. C. Gossard, *Appl. Phys. Lett.* 85, 2005 (2004).
- [50] T. Fujita, H. Kiyama, K. Morimoto, S. Teraoka, G. Allison, A. Ludwig, A. D. Wieck, A. Oiwa, and S. Tarucha, *Phys. Rev. Lett.* 110, 266803 (2013).
- [51] K. Kuroyama, M. Larsson, S. Matsuo, T. Fujita, S. R. Valentin, A. Ludwig, A. D. Wieck, A. Oiwa, and S. Tarucha, *Sci. Rep.* 7, 16968 (2017).
- [52] T. Okamoto and K. Kajiwara, *Plasmonics - Fundamentals and Applications* (Kodansha, Tokyo, 2010).
- [53] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, *Nature* 391, 667 (1998).

- [54] T. Ishi, J. Fujikata, K. Makita, T. Baba, and K. Ohashi, *Jpn. J. Appl. Phys.* 44, L364 (2005).
- [55] N. Livneh, M. G. Harats, D. Istrati, H. S. Eisenberg, and R. Rapaport, *Nano Lett.* 16, 2527 (2016).
- [56] J. T. Choy¹, I. Bulu¹, B. J. M. Hausmann¹, E. Janitz¹, I.-C. Huang¹, and M. Lončar¹, *Appl. Phys. Lett.* 103, 161101 (2013).
- [57] S. K. H. Andersen, S. Bogdanov, O. Makarova, Y. Xuan, M. Y. Shalaginov, A. Boltasseva, S. I. Bozhevolnyi, and V. M. Shalaev, *ACS Photonics* 5, 692 (2018).
- [58] E. Altewischer, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman, *Nature* 418, 304 (2002).
- [59] M. Li, Ming, C.-L. Zou, X.-F. Ren, X. Xiong, G.-P. Guo, L.-M. Tong, G.-C. Guo, *Nano Lett.* 15, 2380 (2015).
- [60] 宇野 亨, FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, コロナ社, 1998.3.
- [61] G. Allison, T. Fujita, K. Morimoto, S. Teraoka, M. Larsson, H. Kiyama, A. Oiwa, S. Haffouz, D. G. Austing, A. Ludwig, A. D. Wieck, and S. Tarucha, *Phys. Rev. B* 90, 235310 (2014).
- [62] E. Laux, C. Genet, T. Skauli, and T. W. Ebbesen, *Nat. Photonics* 2, 161 (2008).
- [63] C. Genet, M. P. van Exter, and J. P. Woerdman, *Opt. Commun.* 225, 331 (2003).
- [64] F. J. Garca-Vidal, H. J. Lezec, T. W. Ebbesen, and L. Martn-Moreno, *Phys. Rev. Lett.* 90, 213901 (2003).
- [65] O. Mahboub, S. C. Palacios, C. Genet, F. J. Garca-Vidal, S. G. Rodrigo, L. Martn-Moreno, and T. W. Ebbesen, *Opt. Express* 18, 11292 (2010).
- [66] V. A. G. Rivera, F. A. Ferri, O. B. Silva, F. W. A. Sobreira, and E. Marega Jr., *Plasmonics - Principles and Applications* (In Tech, Rijeka, 2012), Chap. 7.
- [67] X. Gao, *Plasmonics - Principles and Applications* (In Tech, Rijeka, 2012), Chap. 3.
- [68] J. W. M. Chon and M. Gu, *Appl. Opt.* 43, 1063 (2004).
- [69] I. V. Kabakova, A. de Hoogh, R. E. C. van der Wel, M. Wulf, B. le Feber, and L. Kuipers, *Sci. Rep.*

6, 22665 (2016).

- [70] A. Nagarajan, S. Hara, H. Satoh, A. P. Panchanathan, and H. Inokawa, *IEICE Electron. Expr.*, 17 [13], 1 (2020).
- [71] A. Kastalsky and J. C. M. Hwang, *Solid State Commun.* 51, 317 (1984).
- [72] T. N. Theis and S. L. Wright, *Appl. Phys. Lett.* 48, 1374 (1986).
- [73] C. Buizert, F. H. L. Koppens, M. Pioro-Ladrière, H.-P. Tranitz, T. Vink, S. Tarucha, W. Wegscheider, and L. M. K. Vandersypen, *Phys. Rev. Lett.* 101, 226603 (2008).
- [74] Sladkov, M. P. Bakker, A. U. Chaubal, D. Reuter, A. D. Wieck, and C. H. van der Wal, *Rev. Sci. Instrum.* 82, 043105 (2011).
- [75] J. Phoenix, L. Gaudreau, M. Korkusinski, P. Zawadzki, A. Bogan, S. Studenikin, R. L. Williams, and A. S. Sachrajda, *Rev. Sci. Instrum.* 91, 083107 (2020).
- [76] K. Żołnacz, A. Musiał, N. Srocka, J. Große, M. J. Schlösinger, P.-I. Schneider, O. Kravets, M. Mikulicz, J. Olszewski, K. Poturaj, G. Wójcik, P. Mergo, K. Dybka, M. Dyrkacz, M. Dłubek, S. Rodt, S. Burger, L. Zschiedrich, G. Sęk, S. Reitzenstein, and W. Urbanczyk, *Opt. Express* 27, 26772 (2019).
- [77] T. Tajiri, Y. Sakai, K. Kuruma, S. M. Ji, H. Kiyama, A. Oiwa, J. Ritzmann, A. Ludwig, A. D. Wieck, Y. Ota, Y. Arakawa and S. Iwamoto, *Jpn. Appl. Phys.* 59, SGGI05 (2020).

研究業績

学術雑誌等に発表した論文

1. Rio Fukai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama, and Akira Oiwa, Design of bull's eye structures on gate-defined lateral quantum dots, Japanese Journal of Applied Physics **56**, 04CK04 (2017).
2. Rio Fukai, Yuji Sakai, Tomohiro Nakagawa, Takafumi Fujita, Haruki Kiyama, Arne Ludwig, Andreas Dirk Wieck, and Akira Oiwa, Characterization of a surface plasmon antenna fabricated on a gate-defined lateral quantum dot, Japanese Journal of Applied Physics **60**, SBBI01 (2021).
3. Rio Fukai, Yuji Sakai, Takafumi Fujita, Haruki Kiyama, Arne Ludwig, Andreas Dirk Wieck, and Akira Oiwa, Detection of photogenerated single electrons in a lateral quantum dot with a surface plasmon antenna, Applied Physics Express **14**, 125001 (2021).

国際会議における発表

1. Rio Fukai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama and Akira Oiwa, Design of bull's eye structures on gate-defined lateral quantum dots, 9th International Conference on Physics and Applications of Spin-related Phenomena in Solids (PASPS9), Kobe, Japan, August 2016 (ポスター発表).
2. Rio Fukai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama and Akira Oiwa, Design of bull's eye structures on gate-defined lateral quantum dots, 2016 International Conference on Solid State Devices and Materials (SSDM2016), Tsukuba, Japan, September 2016 (口頭発表).
3. Rio Fukai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama and Akira Oiwa, Design of Surface Plasmon Antennas on Gate-defined Lateral Quantum Dots, Spintech IX, Fukuoka, Japan, June 2017 (ポスター発表).
4. Rio Fukai, Yuji Sakai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama, and Akira Oiwa, Characterization of a surface plasmon antenna fabricated on a single heterojunction structure, International Conference on Superlattices, Nanostructures and Nanodevices 2018 (ICSNN2018), Madrid, Spain, July 2018 (ポスター発表).

5. Rio Fukai, Yuji Sakai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama, and Akira Oiwa, Characterization of a surface plasmon antenna fabricated on a single heterojunction structure, Global Young Scientists Summit (GYSS2020), Singapore, January 2020 (ポスター発表).
6. Rio Fukai, Yuji Sakai, Tomohiro Nakagawa, Takafumi Fujita, Haruki Kiyama, Arne Ludwig, Andreas Dirk Wieck, and Akira Oiwa, Characterization of a surface plasmon antenna fabricated on a gate-defined lateral quantum dot, 2020 International Conference on Solid State Devices and Materials (SSDM 2020), online, September 2020 (口頭発表).
7. Rio Fukai, Yuji Sakai, Takafumi Fujita, Haruki Kiyama, Arne Ludwig, Andreas Dirk Wieck, and Akira Oiwa, Enhanced Efficiency of Single Photoelectron Trapping in a Gate-defined Quantum Dot with a Surface Plasmon Antenna, 20th International Conference on Modulated Semiconductor Structures (MSS-20), online, November 2021 (ポスター発表).

国内学会・シンポジウムなどにおける発表

1. 深井利央, 中川智裕, 木山治樹, 大岩顕, 横型量子ドット上のブルアイ構造の設計, 日本物理学会 2016 年秋季大会, 金沢, 2016 年 9 月 (ポスター発表).
2. 深井利央, 中川智裕, 木山治樹, 大岩顕, 横型量子ドット上のブルアイ構造の設計, 第 10 回 物性科学領域横断研究会, 神戸, 2016 年 12 月 (ポスター発表).
3. 深井利央, 中川智裕, 木山治樹, 大岩顕, 横型量子ドット上のブルアイ構造の設計, 平成 28 年度 新学術領域研究「ナノスピン変換科学」年次報告会, 東京, 2017 年 3 月 (ポスター発表).
4. 深井利央, 中川智裕, 酒井裕司, 木山治樹, 大岩顕, 単一ヘテロ接合構造上に作製した表面プラズモンアンテナの特性評価, 日本物理学会 第 73 回年次大会, 千葉, 2018 年 3 月 (ポスター発表).
5. Rio Fukai, Yuji Sakai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama, and Akira Oiwa, Characterization of a surface plasmon antenna fabricated on a single heterojunction structure, CREST「次世代フォトニクス」領域 2018 年度領域会議, 東京, 2018 年 12 月 (ポスター発表).

6. Rio Fukai, Yuji Sakai, Tomohiro Nakagawa, Haruki Kiyama, and Akira Oiwa, 平成 30 年度 新学術領域研究「ナノスピン変換科学」年次報告会, Characterization of a surface plasmon antenna fabricated on a single heterojunction structure, 仙台, 2019 年 3 月 (ポスター発表).
7. 深井利央, 酒井裕司, 藤田高史, 木山治樹, Arne Ludwig, Andreas Dirk Wieck, 大岩顕, 横型量子ドット上の表面プラズモンアンテナの設計と評価, 日本物理学会 第 76 回年次大会, オンライン, 2021 年 3 月 (口頭発表).
8. 深井利央, 酒井裕司, 藤田高史, 木山治樹, Arne Ludwig, Andreas Dirk Wieck, 大岩顕, 表面プラズモンアンテナを有する横型量子ドットにおける単一光生成電子検出, 日本物理学会 2021 年秋季大会, オンライン, 2021 年 9 月 (口頭発表).