

学位論文

超伝導体を用いた複合構造における
スピン蓄積状態の研究

東京大学大学院 新領域創成科学研究科
基盤科学研究系 物質系専攻

博士(科学)

大西 紘平

2012年2月提出

指導教員：大谷 義近 教授

概要

本研究は、微細加工された超伝導体を含む面内構造においてスピントロニクスの実験を行ったものである。超伝導体を用いたスピントロニクス、すなわち超伝導スピントロニクスは近年注目を浴びているが、スピントロニクスにおける基本的な物理量であるスピン流の超伝導状態における振る舞いは未だ完全に明らかとはなっていない。これは、スピン流がスピン拡散長と呼ばれる物質固有の物理量で記述されるが、超伝導状態におけるスピン偏極準粒子のスピン拡散長を実験的に求めることができていないためである。その大きな理由として、超伝導状態が温度や磁場に代表される外的要因に対して敏感であり、微小であるスピン流による信号のみを検出・解析することが困難であったことが挙げられる。そこで、本研究では単一の原子からなる金属超伝導体としては最も転移温度の高いニオブを超伝導体として用い、また試料構造は面内構造を用いることでスピン流による信号のみによる解析を可能とし、スピン偏極準粒子の超伝導状態での振る舞いを明らかにすることを目指した。

実際の研究は、以下の流れで行った。

面内構造においてニオブを用いたスピントロニクスの実験を行うためには、微細加工技術を用いてサブミクロンスケールのニオブ細線を作製する必要があった。しかし、ニオブは高融点材料であり、従来の蒸着法を用いるとニオブ細線の質が低下し、転移温度の低下がみられた。そのため、まず初めに高品質なニオブ細線の作製プロセスについての実験を行うとともに、作製される超伝導体/常伝導体界面の特性の向上を図った。

次に、上述のニオブ細線作製プロセスによって作製した試料を用いて超伝導状態中におけるスピン偏極準粒子の緩和過程について調べた。まず超伝導体/常伝導体/超伝導体構造において十分低温では近接効果による準粒子流を電圧として検出できることを確認した。その後、通常の偏極のない電流、スピン偏極電流、および純スピン流を超伝導状態にあるニオブ細線へ注入し、それらの比較を行うことでスピン偏極準粒子の緩和過程に関して考察を行った。しかしながら、超伝導体/常伝導体界面の状態および注入されるスピン流の量が不明であったことから十分な解析ができたとはいえなかった。

そこで、スピン流の注入量について定量的に見積もることを目指して実験を行った。具体的には純スピン流の非局所吸収現象の超伝導ギャップによる抑制効果を調べた。とくに、吸収量の励起電流依存性を調べた結果、超伝導ギャップによってスピン流の吸収が抑制されていることを確認できた。また、励起電流によるジュール熱の影響などを考慮したモデルによる数値計算による結果は実験結果と良い一致を示し、用いたモデルによって吸収量の定量的な見積もりが可能であることを示せた。

目次

概要	i
第 1 章 序論	1
1.1 本研究の背景	1
1.1.1 スピントロニクス	1
1.1.2 超伝導エレクトロニクス	3
1.1.3 超伝導スピントロニクス	3
1.2 本研究の目的	5
第 2 章 基礎理論	7
2.1 スピン依存伝導	7
2.1.1 スピン偏極電流	7
2.1.2 スピン蓄積とスピン拡散長	7
2.1.3 純スピン流	10
2.1.4 スピン抵抗	10
2.1.5 スピンバルブ	12
2.1.6 純スピン流の注入	14
2.2 超伝導状態における伝導現象	17
2.2.1 ジョセフソン接合	17
2.2.2 基底状態と準粒子励起	18
2.2.3 常伝導/超伝導体界面	19
第 3 章 実験方法	23
3.1 試料作製	23
3.1.1 リフトオフ法	23
3.1.2 露光	25
3.1.3 試料作製プロセス	27
3.1.4 真空蒸着およびスパッタ装置	27
3.2 測定方法	30

3.2.1	冷却装置および磁場印加	30
3.2.2	測定回路	32
第 4 章	高品質 Nb 細線と超伝導体/常伝導体界面の作製	33
4.1	スパッタ法による Nb 細線の作製	33
4.1.1	PMMA/MMA 2 層レジストおよび ZEP レジスト	33
4.1.2	Ti 保護層	35
4.2	超伝導体/常伝導体界面の作製	36
4.2.1	ミリング法を用いた超伝導体/常伝導体界面	37
4.2.2	斜め蒸着法とミリング法による界面の比較	39
4.3	小括	41
第 5 章	超伝導状態中における準粒子流の緩和過程	43
5.1	超伝導体/常伝導体/超伝導体接合における非局所電流の測定	43
5.1.1	局所測定	43
5.1.2	非局所測定	45
5.2	超伝導状態中におけるスピン偏極準粒子	46
5.2.1	スピン偏極電流による準粒子の励起	47
5.2.2	純スピン流による非局所準粒子励起	50
5.3	小括	50
第 6 章	超伝導状態への純スピン流吸収過程	53
6.1	超伝導ギャップによる純スピン流吸収の抑制	53
6.1.1	臨界励起電流測定	55
6.1.2	非局所スピンプルズ測定	56
6.2	超伝導体/常伝導体界面における純スピン流吸収のモデル	58
6.2.1	非局所スピン蓄積信号の励起電流依存性	58
6.2.2	モデルに基づく計算との比較	58
6.3	小括	64
第 7 章	総括	67
7.1	本研究の総括	67
7.2	今後の展望	68
謝辞		69
付録 A	スピン流	71
A.1	スピン蓄積に関する拡散方程式	71
A.2	スピン抵抗の定義	73

A.3	スピン抵抗による計算	74
A.3.1	強磁性体/非磁性体接合構造	76
A.3.2	非局所スピバルブ構造	77
A.3.3	非局所スピン流注入構造	79
A.3.4	有限の膜厚によるスピン流の注入量の変化	83
付録 B	超伝導の基礎	85
B.1	ギンツブルグ-ランダウ方程式	85
B.2	BCS 基底状態	86
B.3	準粒子励起	88
B.4	常伝導/超伝導体界面での遷移過程	90
付録 C	常伝導 Nb へのスピン注入	93
C.1	純スピン流注入とスピン拡散長	93
付録 D	超伝導体/常伝導体界面におけるスピン蓄積	97
D.1	超伝導体/常伝導体界面に流れる純スピン流	97
D.2	ギャップ方程式の数値的解法	100

第 1 章

序論

1.1 本研究の背景

本研究は“超伝導スピントロニクス”とよばれる分野に位置する。本節では超伝導スピントロニクスについての概略を述べ、本研究の背景を示す。

1.1.1 スピントロニクス

電気の流れである電流は、“電荷”をもった電子という粒子の流れである。電荷の流れは、電場や磁場によって操作することが可能であり、多くの基礎研究の上に応用分野が築き上げられてきた。この急速な発展を遂げた分野はエレクトロニクスと呼ばれ、現代社会の科学技術で中核を成している。一方、電子は“スピン”と呼ばれる物理量を持つことも明らかになっている。スピン自由度は 2 準位であり、一般的に上向き \uparrow および下向き \downarrow とされる。このスピンが磁性の起源となっていることは現代の物理学ではよく知られているが、エレクトロニクス分野において、この自由度はあまり利用されてこなかった。これは、対象となる系が電子の伝導現象のスケール、すなわち平均自由行程に対して非常に大きかったために、電氣的にスピンの 2 準位を区別し制御することが不可能であったためである。

しかし、1988 年に膜厚方向に原子配列が人工的に制御された金属人工格子において磁気抵抗比が 50% 以上である巨大磁気抵抗効果 (GMR) が発見された^{1,2}。この現象は金属人工格子の積層周期が伝導電子の平均自由行程よりも十分短かったことが大きな要因となっており、界面での電子散乱がスピンの依存し、電気抵抗にスピンの状態が反映した結果であった。たとえば、図 1.1 のような強磁性体/非磁性体積層構造において、非磁性体層がスピン拡散長に比べて十分に薄ければ、片側の強磁性体/非磁性体界面において発生したスピン偏極した電流はもう一方の界面に影響を及ぼす。このとき、二つの強磁性体が平行であれば抵抗は最小となり、反平行であれば抵抗は最大となる。これが GMR と呼ばれる現象であり、図 1.1 の場合、膜面垂直電流における GMR である。当時、ハードディスク等の読み取りヘッドには、異方性磁気抵抗効果 (AMR) が用いられていたが、AMR は高々数 % であった。GMR の発見は高感度の

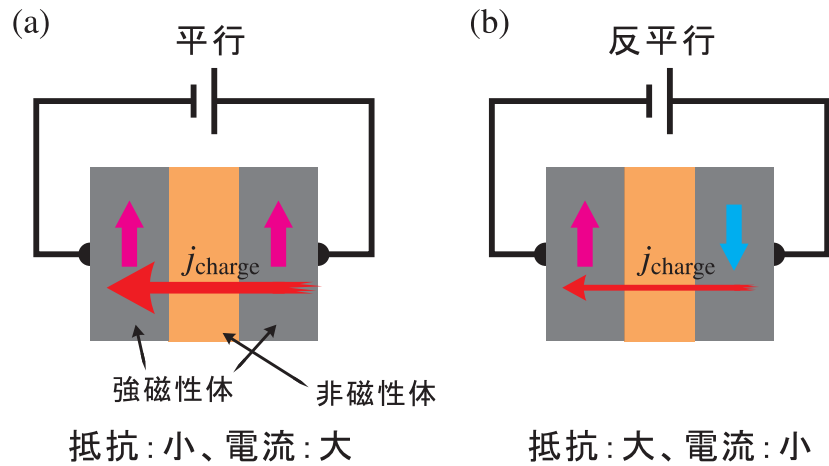


図 1.1. 膜面垂直電流における巨大磁気抵抗素子。(a) 二つの強磁性体が平行のとき。(b) 二つの強磁性体が反平行のとき。

磁場測定素子として応用され、ハードディスクの飛躍的高性能化を可能とした^{3,4}。この GMR を用いた読み取り方式は、現在ではトンネル磁気抵抗 (TMR) を用いることで、さらなる高性能化が行われている⁴。一方、磁気記録の書き込みに関しては、電流により磁化を制御する方法が研究されている。電流誘起磁化反転と呼ばれるこの方法は、伝導電子のスピンの磁化との間に働く交換相互作用を用いるもので磁場を用いる必要がない。高密度化にも優れた方式であり、MRAM (磁気ランダムアクセスメモリ) の記録方式として極めて魅力的である⁵。

基礎物理の側面からも、低次元メソスコピック系におけるスピン依存した新しい物性現象やスピン依存伝導が数多く予想され、実際に電氣的に検出されている。例えば、スピンホール効果⁶ は古くから常磁性体における異常ホール効果として予測されていた^{7,8} が、近年大きなスピンホール角が電氣的測定から得られ、研究が活発になっている⁹⁻¹³。また不純物ではなくバンド構造にのみ依存した内因性のスピンホール効果^{14,15} についても、遷移金属において大きなスピンホール角を示すとの理論的予測¹⁶⁻¹⁸ から系統的に調べられている¹⁹。さらに全く新しい概念としてスピンゼーベック効果²⁰⁻²⁴ が提唱および観測されたのも、最近のスピン依存伝導現象の研究によるものである。これらは磁性と電気伝導の両分野のさらなる理解に貢献することが期待されている。

このように電子のもつスピンと電荷の双方に着目し、最新の加工技術を用いて微細化することにより機能を最大限に引き出し、新しいエレクトロニクスの創成を目指す分野は“スピントロニクス”と呼ばれる。スピントロニクスデバイスは、従来の半導体エレクトロニクスと比較して、不揮発性、動作速度、消費電力、集積密度などの多くの点で優れている。現在、スピントロニクスの基本となる物質は、金属磁性体のみにとどまらず、強磁性半導体や酸化物、有機物など、多岐にわたっている²⁵⁻³¹。また、対象となる物理現象も磁気抵抗効果や電流誘起磁化反転のみでなく、電圧による磁性制御³²⁻³⁴、磁性体を用いないスピン偏極電流の生成^{13,19} など様々な広がりを見せており、理論と実験の両面から活発に研究なされている。

1.1.2 超伝導エレクトロニクス

超伝導と呼ばれる現象は 1911 年に発見され³⁵⁻³⁷、その後今日に至るまで超伝導の研究は目覚ましい進展をとげてきた。1957 年に BCS 理論³⁸、1962 年にジョセフソン効果³⁹ が報告され、1986 年には高温超伝導体⁴⁰ が発見された。とくに、ジョセフソン効果^{39,41} の発見により超伝導体接合の研究が非常に盛んになった^{42,43}。

超伝導体接合研究の興味の一つは、超伝導体にみられる特異な物理現象を応用することにより新しいデバイスを作製できるという点であった。最も古典的なデバイスとして SQUID (超伝導磁束量子干渉計) が有名であり、すでに精密物理計測に不可欠なものとなっている⁴³。超低消費電力、超高速の磁性体デバイスとしては、単一磁束量子素子 (SFQ) が挙げられる。SFQ 回路はジョセフソン接合を用いた新しいデジタル回路技術であり、超伝導ループ内の磁束の量子化を利用することで高速なデジタル処理を可能としている⁴⁴。

また、超伝導状態では多数の電子からなる系が一つの巨視的な波動関数となる。超伝導回路、とくにジョセフソン接合を用いた回路において、その巨視的スケールにおける量子効果を観測しようという試みは 1980 年代初頭に始まり、その後、量子ビットへ応用されてきている。量子計算では従来型の計算と比較して指数関数的な計算速度の向上が期待できるが、量子ビットにおける量子状態の重ね合わせおよびもつれ合いを制御・観測する必要がある⁴⁵。このような量子状態の制御は原子光学や磁気共鳴などの分野において研究されていたが、超伝導電気回路においても実現可能であると予測されていた。実際、近年の実験技術の進歩により、超伝導体を用いた素子において量子準位系をコヒーレントに制御することが可能となり、量子ビットの実現および量子演算がなされている⁴⁶。

これらに代表される超伝導体中および超伝導体間の荷電粒子の制御、操作を行う分野は、超伝導エレクトロニクスと呼ばれる。現在、一般社会において超伝導エレクトロニクスによる機器が陽に用いられるまでには至ってはいないものの、研究レベルにおいては上述の応用例はすでに必要不可欠になっている。また、1986 年の高温超伝導体の発見以降、医療分野における MRI や磁気浮上型リニアモーターカーへの応用など、具体的な産業へも進出し始めている。このように、超伝導エレクトロニクスは、冷却技術発達もあり、近年、活発に研究が行われ注目されている分野の一つである⁴⁷。

1.1.3 超伝導スピントロニクス

スピントロニクスはおもに金属や半導体中におけるスピン依存伝導として研究されてきたが、超伝導エレクトロニクスの発展とともに、超伝導体を用いたスピントロニクスが注目されてきている。単金属などの超伝導体中ではスピンが反平行となった電子がクーパー対となる一方で、強磁性体中ではスピンは平行にそろえることにより磁化が発生する。直観的には、超伝導体と強磁性体は共存できない関係にあるが、メゾスコピック系で扱われる超伝導スピントロニ

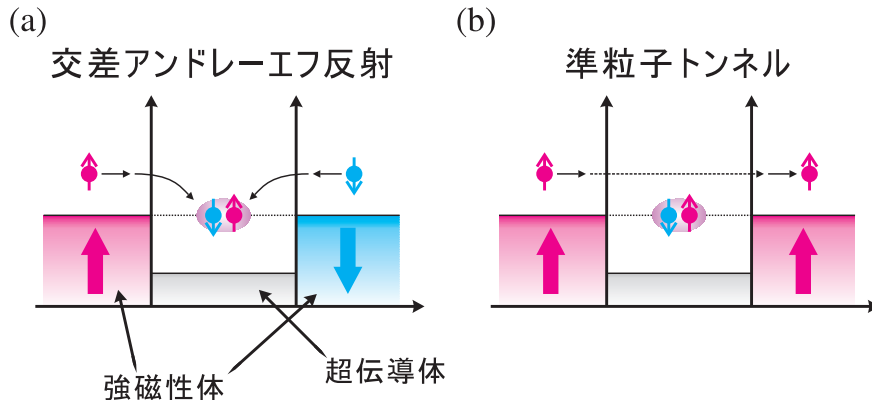


図 1.2. (a) 交差アンドレーエフ反射と (b) 準粒子トンネルの模式図。超伝導体の両側の強磁性体が平行か反平行かによって電子伝導が異なる。

クスでは、それらの競合により様々な興味深い現象が現れる⁴⁸⁻⁵⁰。

メソスコピック系における超伝導状態とスピン偏極状態の競合に関する研究は、おもに超伝導体/強磁性体複合素子を用いてなされてきた⁴⁸。たとえば、超伝導体と強磁性体の積層構造を有した素子では強磁性体との近接効果により、強磁性体の膜厚や磁化の強さおよび電子状態に依存して、超伝導状態における種々のパラメータが周期的に変化する様子が報告されている⁵¹⁻⁵⁶。さらに近年では、より微細化された系において研究が行われている。図 1.2 に示すようは二つの強磁性体間に超伝導体に挟んだ素子において、強磁性体の磁化状態に依存した伝導現象である交差アンドレーエフ反射^{*1}や準粒子トンネル現象^{*2}が誘起される様子が観測されている⁵⁷⁻⁶⁴。これら二つの現象は強磁性体が平行か反平行かに依存した界面抵抗の変化として観測される。また、二つの超伝導体間に強磁性体を接合した素子においては、2 超伝導体間の位相の結合が通常のジョセフソン接合と π 異なる π 接合状態⁶⁵⁻⁶⁹が確認されている。ごく最近では同様の系においてスピン三重項状態^{49,70-75}が予測および観測されるなど、今なお活発に研究されている。

スピントロニクス観点からは、応用上重要である完全スピン偏極電流を実現する素子⁷⁶や交差アンドレーエフ反射を利用した磁気抵抗素子⁷⁷、 π 接合状態を用いた量子ビット⁷⁸の理論的提案などが行われている。また、超伝導状態中におけるスピン偏極状態の緩和時間に関して理論的な予測⁷⁹⁻⁸³はされているものの、それらに対して実験的研究はいくつかの結果⁸⁴⁻⁹³が示されている段階であり、今日まで十分になされているとはいえず、一致した結論は得られていない。

その一つの要因に、超伝導体としておもに AI が用いられてきたことが挙げられる。AI は素子中に酸化層の作製が容易である一方で、測定においては超伝導ギャップが小さく、磁場や温度といった外的要因に対して超伝導状態が非常に敏感であった。また、AI は転移温度が 1.2 K

*1 crossed Andreev reflection

*2 quasi-particles elastic co-tunneling

程度と低いことからミリケルビンの温度領域における実験に制限されており、より高い温度での動作やより大きな超伝導ギャップを有する材料での研究が求められている。

また、別の要因として、積層構造の素子における面直電流による実験がおもに行われてきたことが挙げられる。面直電流によって強磁性体から超伝導体へスピン偏極した電流を注入する場合、スピン偏極状態による信号に加えて電流による信号が観測される。一般にスピン偏極状態による信号は電流による信号に比べて非常に小さく、重畳している場合に検出が困難となる可能性がある。それに対して面内構造素子では、スピンの依存した現象を観測するためにその特性長程度まで微細加工する必要性はあるが、多端子構造を作製しやすくスピン偏極状態による信号のみを検出できる非局所手法を用いることが可能である。非局所手法は信号の検出のみではなく、超伝導状態由来の物性現象の非局所制御が可能であるという利点もある。たとえば、上述の π 接合状態は強磁性体の長さや温度によって制御可能⁶⁶⁻⁶⁸ であるが、電流誘起の非局所制御法による制御⁶⁹ も提案されている。

1.2 本研究の目的

上記のような背景から本研究では、Al と比較して十分高い転移温度と大きい超伝導ギャップを有する Nb を超伝導体として用いた。微細加工した Nb にスピン偏極状態を注入・励起することにより、超伝導状態におけるスピン依存伝導を実験的に調べた。とくに、面内構造を有した素子を用いて超伝導状態にある Nb への非局所の注入を試みることで、およびその際の振る舞いを明らかにすることを目的として実験を行った。

第 2 章

基礎理論

2.1 スピン依存伝導

電子伝導における電流に対して、スピン依存伝導ではスピン流が定義される。スピン流はスピン角運動量の流れであり、スピン依存伝導の基礎をなすものの一つである。この節では、スピン依存伝導におけるスピン流の概念とその取り扱いについて述べる。^{82,94}

2.1.1 スピン偏極電流

金属中を流れる電流に対して、 \uparrow スピン、 \downarrow スピンの二つのチャンネルの考える。このとき、1次元の系を仮定すれば、 \uparrow スピン、 \downarrow スピンの電流密度、伝導度、電圧をそれぞれ $j_{\uparrow,\downarrow}$ 、 $\sigma_{\uparrow,\downarrow}$ 、 V として、

$$j_{\uparrow,\downarrow} = -\sigma_{\uparrow,\downarrow} \frac{\partial}{\partial x} V \quad (2.1)$$

となる。電流 j_{charge} が $j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$ で表されるのに対し、図 2.1 に示すように、スピン流 j_{spin} は、

$$j_{\text{spin}} \equiv j_{\uparrow} - j_{\downarrow} \quad (2.2)$$

で定義される。ここで、強磁性体中を流れる電流を考えると、強磁性におけるバンド構造は、スピンの向きに関して対称ではないため、スピンの向きによって電気伝導度が異なる。したがって、強磁性体中における電流はスピン偏極しており、 $j_{\text{spin}} \neq 0$ である。また、このとき、

$$P \equiv \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} \quad (2.3)$$

で定義されるスピン偏極率 P を用いることにより、 $j_{\text{spin}} = P j_{\text{charge}}$ となる。

2.1.2 スピン蓄積とスピン拡散長

次に、スピン偏極した電流を非磁性体に注入した場合、すなわち図 2.2 のように、強磁性体/非磁性体界面に電流が流れる場合を考える。このとき、伝導度は強磁性体中ではスピンの向き

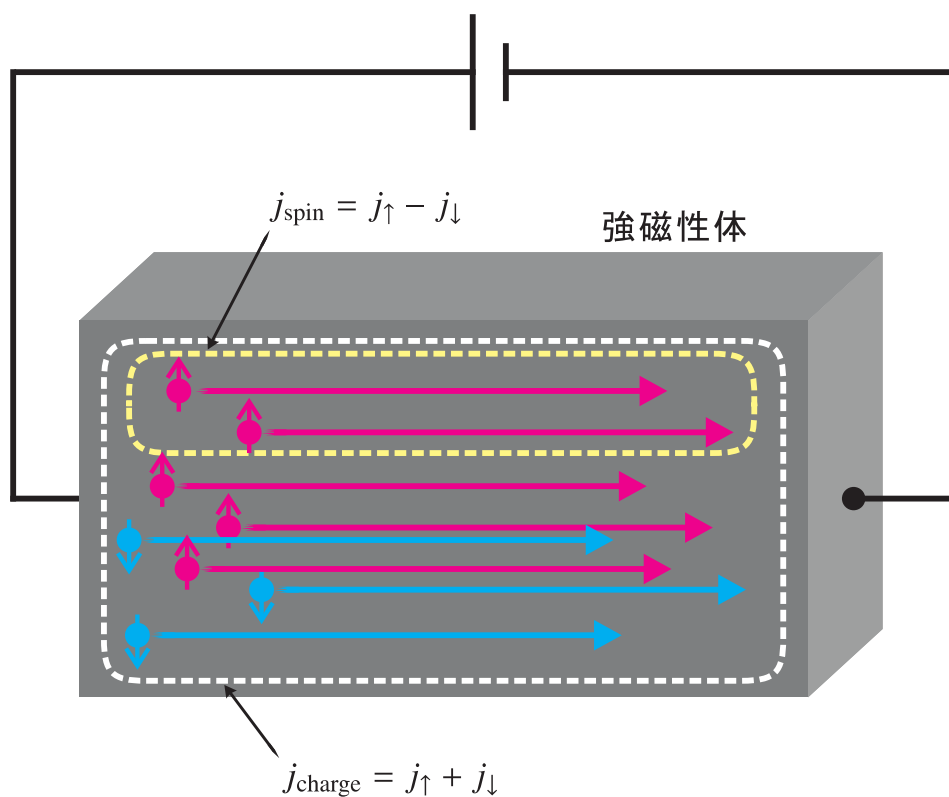


図 2.1. 強磁性体中に流れる電荷の模式図。

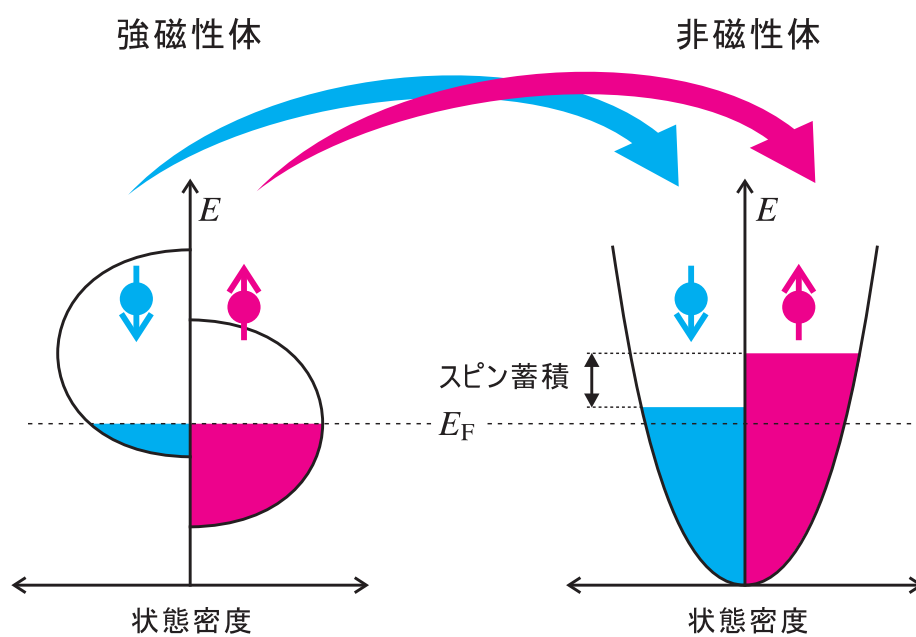


図 2.2. 強磁性体/非磁性体界面において励起されるスピンの蓄積を模式的に示した図。

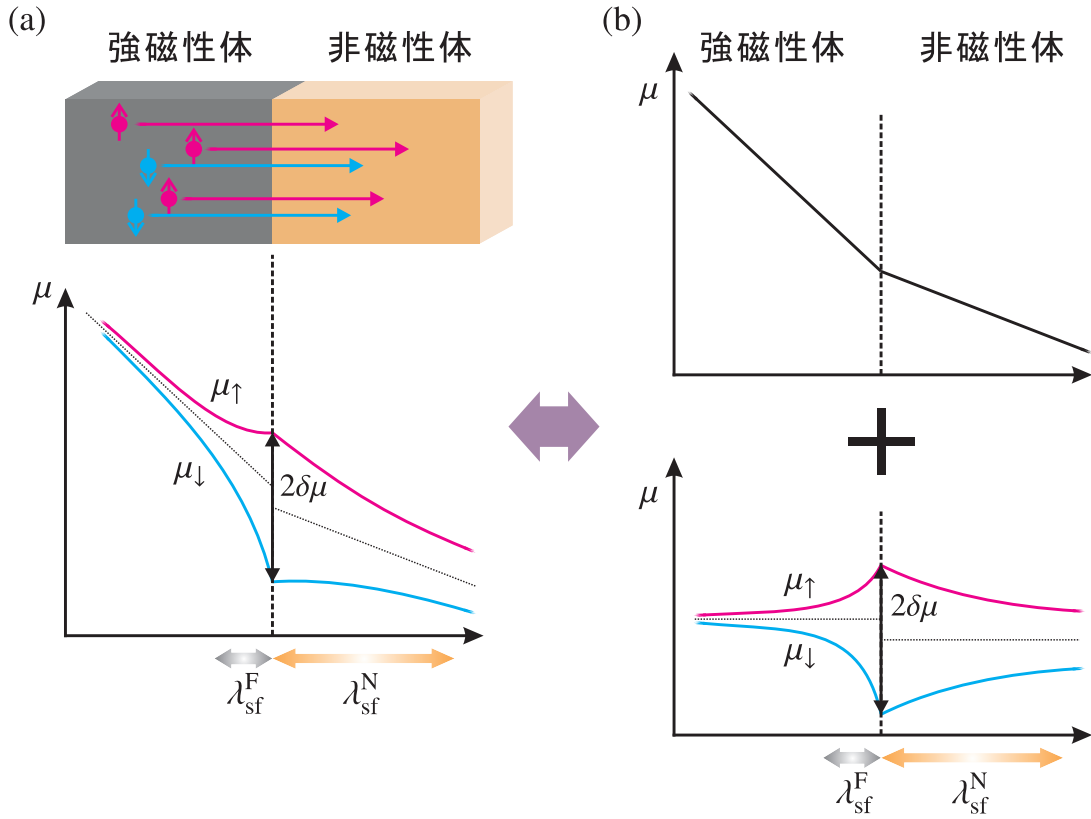


図 2.3. (a) 強磁性体/非磁性体界面に流れる電流による電気化学ポテンシャルの様子。(b) 拡散流の成分を分離して表した図。界面には $2\delta\mu$ の大きさのスピンの蓄積が生じる。

に依って異なるが、非磁性体中ではスピンの依存しないため、界面において \uparrow スピンと \downarrow スピンの化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow,\downarrow}^{\text{ch}}$ が分離する⁹⁵⁻⁹⁷。これをスピンの蓄積状態と呼ぶ。このスピンの蓄積状態は非平衡状態であるため、散乱を繰り返すことにより平衡状態へ緩和する。このとき、粒子数の勾配に起因する拡散流が生じる。すなわち、強磁性体/非磁性体界面に電流を流すことにより、非磁性体中においてもスピンの流を励起することが可能である。この様子を、化学ポテンシャルに電位によるエネルギーを加えた電気化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow,\downarrow} \equiv \mu_{\uparrow,\downarrow}^{\text{ch}} + eV$ を用いて模式的に示したものが、図 2.3(a) である。ここで、 $e (> 0)$ は電子の電荷の絶対値である。

1次元の系を仮定すれば、各スピンの電流 $j_{\uparrow,\downarrow}$ は電気化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ を用いることにより、

$$j_{\uparrow,\downarrow} = -\frac{\sigma_{\uparrow,\downarrow}}{e} \frac{\partial}{\partial x} \mu_{\uparrow,\downarrow} \quad (2.4)$$

となり、スピンの蓄積 $\delta\mu$ は、

$$\delta\mu \equiv \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{2} \quad (2.5)$$

で定義される。このとき、このスピン蓄積は計算により、

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta\mu = \frac{\delta\mu}{D\tau_{sf}} = \frac{1}{\lambda_{sf}^2} \delta\mu \quad (2.6)$$

の拡散方程式に従うことがわかる。^{*1} ここで、 D と τ_{sf} はそれぞれ拡散係数とスピン反転時間であり、 $\lambda_{sf} \equiv \sqrt{D\tau_{sf}}$ はスピン拡散長と呼ばれる長さである。

式 (2.6) は拡散方程式であるため、スピン蓄積 $\delta\mu$ は強磁性体/非磁性体界面から指数関数的に減少していき、その到達する長さはスピン拡散長 λ_{sf} 程度である。一般に、スピン拡散長は物質に依存した定数であり、非磁性体では数 μm 程度のものがあるが、強磁性体において数 nm である⁹⁸。スピン蓄積効果、スピン流、またそれらを伴う伝導現象は、同程度の大きさまで微細加工された系において測定を行う必要がある。

2.1.3 純スピン流

強磁性体/非磁性体界面に生じたスピン蓄積によるスピン流は、図 2.3(b) のように、通常の電流と分けて考察することが可能である^{99,100}。これは、実際の試料においても同様であり、電位差による通常の電流の生じていない領域においてスピン流を考察することが可能である。

とくに、図 2.4 のような面内構造において、図中に示すように強磁性体から非磁性体に電流を注入した場合を考える。このとき、電流は非磁性体の左側にのみ流れる一方、強磁性体/非磁性体界面に生じたスピン蓄積は非磁性体内を両側へ拡散する。したがって、非磁性体の右側において、電流は存在しないがスピン流が存在する状態が存在する。これを、純スピン流と呼ぶ。純スピン流では、 j_{\uparrow} と j_{\downarrow} がそれぞれ逆方向に同量流れることにより正味の電流は流れず、角運動量の流れのみが存在することとなる。このときの非磁性体内の電気化学ポテンシャルの様子を、図 2.4(b) の示す。

一般に、伝導電子のスピン蓄積効果に起因する現象の信号は、電荷に起因する現象の信号と比べて非常に小さい。したがって、純スピン流を積極的に利用し、電流による信号を除去した形で測定を行うことは、スピン依存伝導の実験的研究において非常に重要となる。

2.1.4 スピン抵抗

次に、スピン流の計算について述べる。

拡散方程式 (2.6) の解を求めるために必要である境界条件は、

1. 電気化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ の連続
2. 各スピンの電流 $j_{\uparrow,\downarrow}$ の各点における保存

である。これは、通常の電気回路と同様であり、スピン流に対して仮想的な回路を考えることにより、スピン蓄積効果を記述できることを示している。

^{*1} 付録 A.1

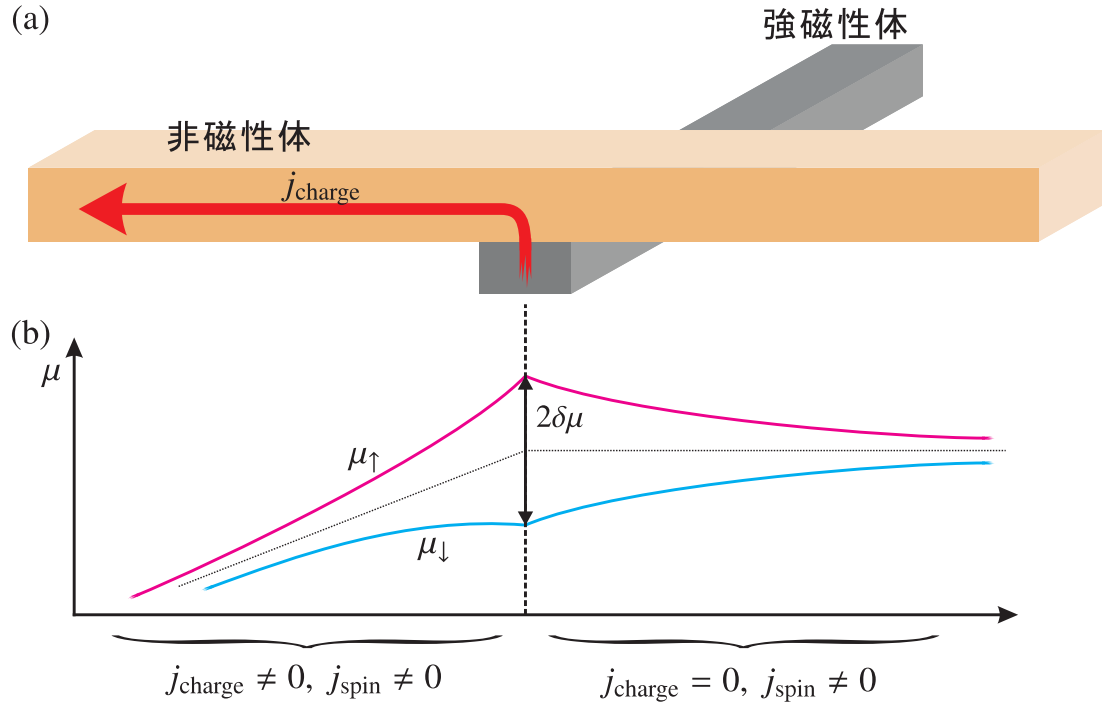


図 2.4. (a) 強磁性体から非磁性体に電流を注入している様子と (b) その際非磁性体中におけるスピン蓄積の様子。図中において非磁性体右側では電流は存在せず、スピン流のみ存在する。

スピン流 I_S はスピン蓄積に起因しているため、スピン蓄積電圧 $\delta\mu/e$ をスピン流における電圧として無限遠までの拡散を考えることにより、スピン流に対する抵抗であるスピン抵抗 R_S は次のように定義できる^{99,100}。

$$I_S \equiv \frac{(\delta\mu/e)}{R_S} \quad (2.7)$$

拡散方程式の解を用いて計算することにより、このスピン抵抗は、

$$R_S = \frac{\lambda_{sf}}{\sigma S} \frac{1}{(1-P^2)} \quad (2.8)$$

と書き表すことができる。^{*2} ここで、 σ は通常の電流に対する電気伝導度であり、 S はスピン流に対する有効断面積である。

スピン抵抗を用いることにより、例えば、界面におけるスピン流は並列回路を考えることによって取り扱うことができる。図 2.5 に示すように、強磁性体/非磁性体界面に電流 I_C を注入したと仮定する。界面に供給される全スピン流 I_S は、強磁性体のスピン偏極率に依存し、 PI_C である。これが、非磁性体、強磁性体のスピン抵抗 $R_S^{N,F}$ を並列に結合した回路に流れるため、

*2 付録 A.2

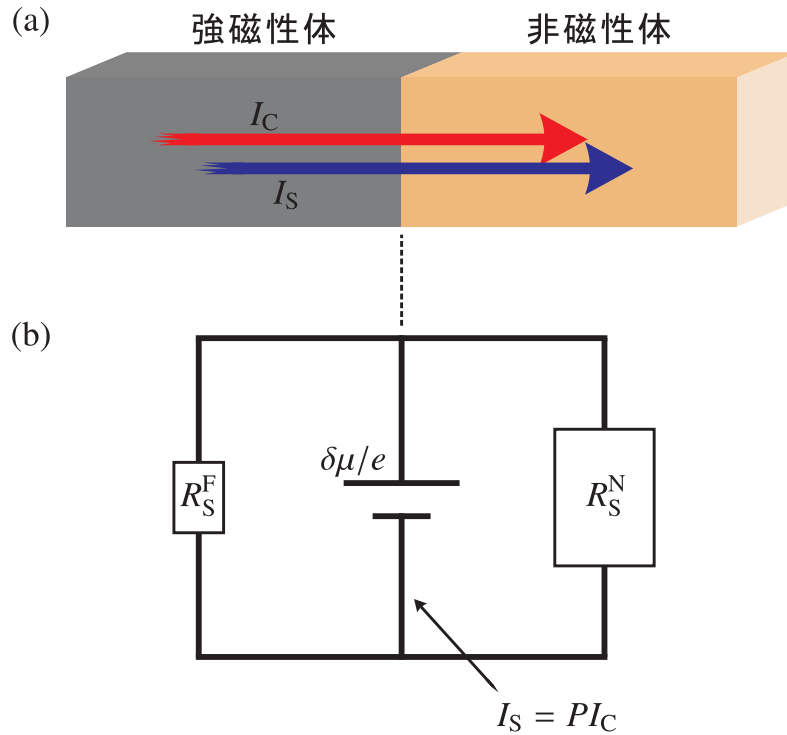


図 2.5. (a) 強磁性体/非磁性体界面に電流が流れている様子と (b) 対応するスピンの仮想的な回路図。

界面に生じるスピン蓄積 $\delta\mu$ は、

$$\delta\mu = eP I_C R_S^{\text{all}} \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{R_S^{\text{all}}} = \frac{1}{R_S^{\text{N}}} + \frac{1}{R_S^{\text{F}}}$$

となる。^{*3} ここで、 R_S^{all} は合成スピン抵抗である。

2.1.5 スピンバルブ

スピン蓄積の大きさを電氣的に測定するためには、スピンバルブ構造と呼ばれる強磁性体/非磁性体/強磁性体構造を有する試料を用いる。スピンバルブ構造では、強磁性体の磁化配向に依存した電気伝導特性が現れることが知られている。とくに、面内スピンバルブ構造では、非局所スピンバルブ測定と呼ばれる手法¹⁰¹⁻¹⁰⁴がおもに用いられる。

図 2.6(a) のように、二つの強磁性体が非磁性体で接合されている面内スピンバルブ構造を考える。2.1.3 で述べたように、一方の強磁性体端子に電流を流すことにより生じたスピン蓄積は非磁性体内を拡散するため、もう一方の強磁性体/非磁性体接合部においてスピン蓄積効果が現れる。その結果、強磁性体中にも純スピン流が流れることとなるが、強磁性体中と非磁性

^{*3} 付録 A.3.1

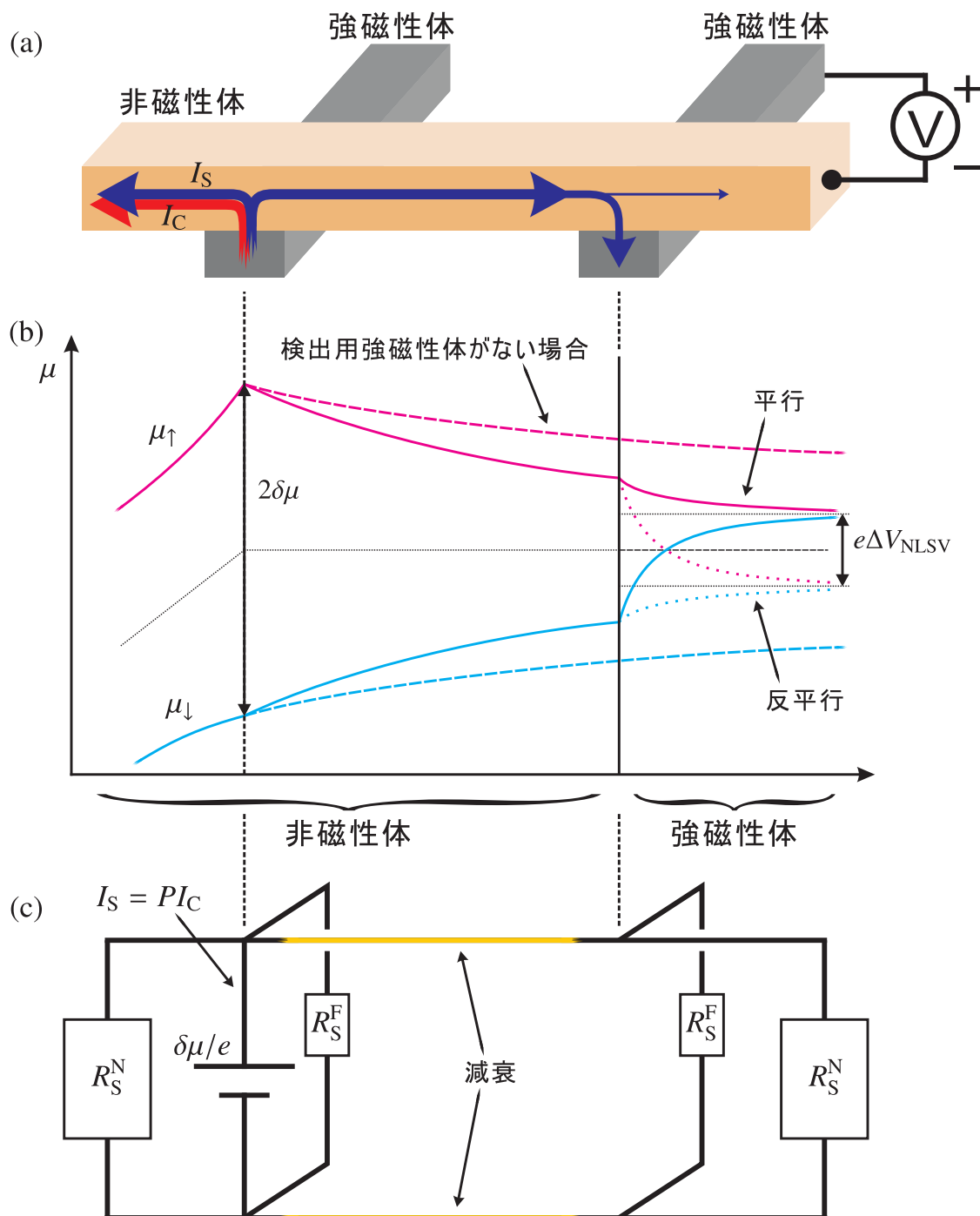


図 2.6. (a) 純スピン流を用いたスピバルブ測定の模式図。(b) 対応する電気化学ポテンシャルの様子。2本の強磁性体細線の状態により測定される電圧が変化する。(c) 対応するスピン流の仮想回路図。非磁性体中においてもスピン流の減衰が生じる。

体中ではスピン蓄積の緩和の過程が異なるため、電気化学ポテンシャルの収束先すなわち平衡点が異なる。したがって、図 2.6(a) のような端子配置で、検出用強磁性体端子と非磁性体端子間の電圧を測定することにより、非局所電圧を検出することが可能である。ここで、強磁性体中における平衡点は強磁性体の磁化の向きに依存することに注意すると、検出される非局所電圧が 2 本の強磁性体細線の向きが相対的に平行および反平行の状態において、最大となることがわかる。この 2 状態間の電圧の差はスピン蓄積信号^{*4}と呼ばれ、検出用強磁性体/非磁性体界面におけるスピン蓄積の大きさに比例するため、このスピン蓄積信号を測定することによりスピン蓄積の大きさを測定することが可能である。通常、スピン蓄積の大きさおよび測定される電圧差と電流は比例関係にあることから、非局所スピンバルブ測定においては、スピン流の注入に用いている励起電流 I_C で電圧差 ΔV_{NLSV} を割った抵抗値 $\Delta R_{\text{NLSV}} \equiv \Delta V_{\text{NLSV}}/I_C$ が、スピン蓄積信号として定義される。

実際の測定においては、図 2.7 に示すように、磁場を強磁性体と平行に印加する。磁場の变化させることにより、2 本の強磁性体細線の保持力の差から、ある磁場において反平行状態となり、低抵抗状態が測定される。さらに磁場を印加することによりもう一方の強磁性体細線も反転するため、再び平行状態となる。そのため、高抵抗状態へと復帰する。逆方向に磁場を掃引する際にも、同様な変化が観測されるため、図 2.7(d) の右図に示すような抵抗変化が典型的なスピンバルブ測定の結果として得ることができる。

測定されるスピン蓄積信号は、スピン抵抗を用いて表すことが可能である。通常の電気回路および電流と異なりスピン流減衰することに注意して計算することにより、最終的なスピン蓄積信号 ΔR_{NLSV} は、次の式で与えられる^{99,100}。^{*5}

$$\Delta R_{\text{NLSV}} = \frac{\Delta V_{\text{NLSV}}}{I_C} = \frac{2P^2 R_S^N \left(\frac{R_S^F}{R_S^N} \right)^2}{\sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + 2 \frac{R_S^F}{R_S^N} \left(1 + \frac{R_S^F}{R_S^N} \right) e^{L/\lambda_{\text{sf}}^N}} \quad (2.10)$$

ここで、 P は強磁性体端子のスピン偏極率であり、 L と λ_{sf}^N は、それぞれ強磁性体中心間の距離と非磁性体のスピン拡散長である。

2.1.6 純スピン流の注入

図 2.6(a) の面内スピンバルブ構造の二つの強磁性体間に、さらに別の金属 M の細線が接合された図 2.8(a) のような構造を考える。このとき、強磁性体端子から流れる電流により励起された純スピン流は金属 M に吸収される。これは、スピン流吸収現象、または、非局所スピン流注入と呼ばれる^{100,105}。この手法では、挿入される金属 M には純スピン流が流れるため、電流による信号ではなくスピン流に対する信号のみを観測できるという利点がある。

^{*4} spin signal

^{*5} 付録 A.3.2

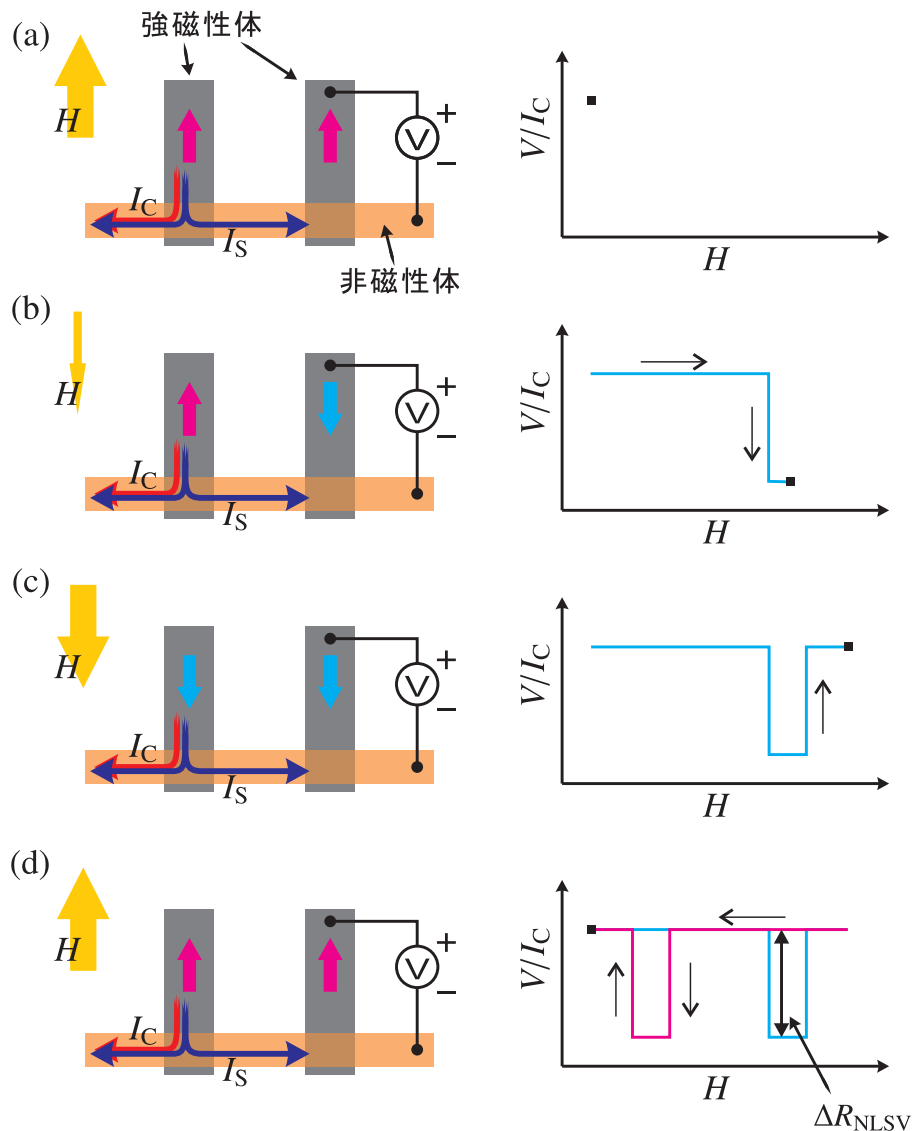


図 2.7. 面内スピバルブ構造におけるスピ蓄積信号 ΔR_{NLSV} 測定の模式図。(a) 磁場により平行状態にしておく。(b) 徐々に磁場を変化させ、ある磁場で一方の強磁性体のみ反転し、反平行状態となる。(c) さらに磁場を印加することにより、再び平行状態となる。(d) 同様に逆方向に磁場を印加し、スピ蓄積信号を得る。

また、本手法の特徴の一つに、挿入されている金属細線 M のスピ抵抗を実験から求めることが可能である点が挙げられる。金属 M の細線が 2 本の強磁性体細線の間に入れた場合、スピ流に挿入細線への吸収によって検出されるスピ蓄積信号が減少する。実際、挿入細線が 2 本の強磁性体細線の間にあるとすれば、検出されるスピ蓄積信号 ΔR_{NLSV}^{with} は、

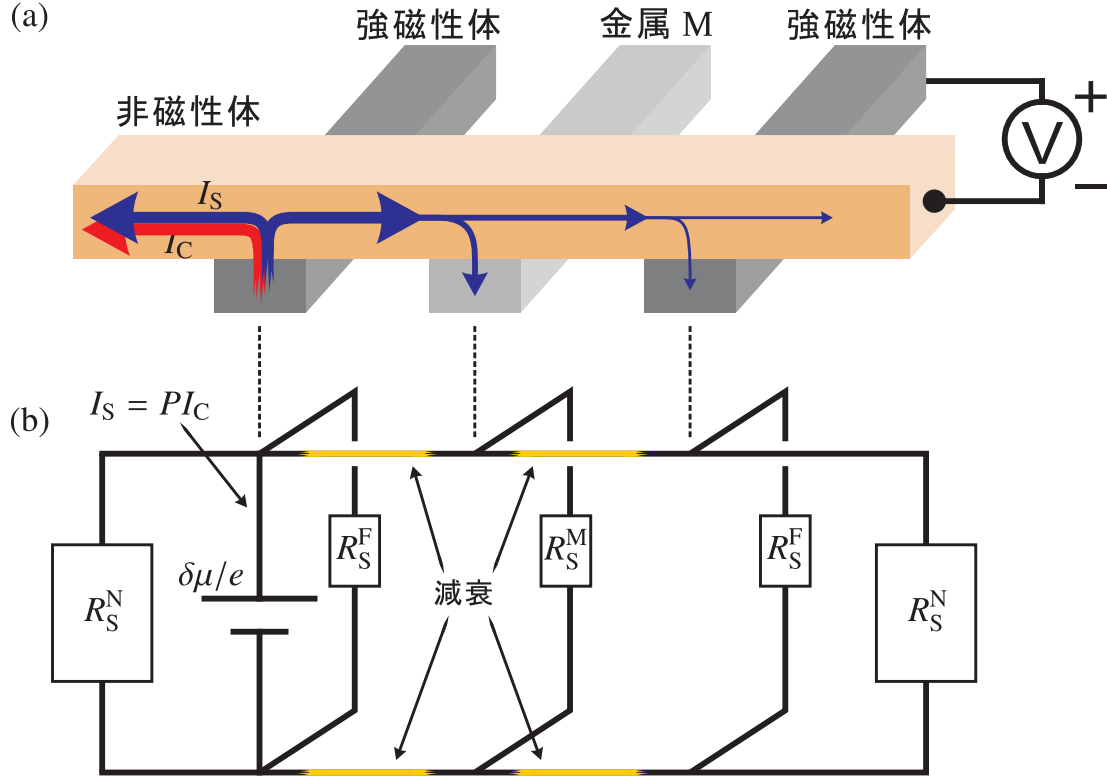


図 2.8. (a) 金属 M が挿入されたスピバルブ構造の模式図と (b) 対応するスピンの仮想的回路。

スピ抵抗を用いて以下のように書かれる。^{*6}

$$\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}} = \frac{4P^2 R_S^N \frac{R_S^M}{R_S^N} \left(\frac{R_S^F}{R_S^N} \right)^2}{\cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) - 1 + 2 \frac{R_S^M}{R_S^N} \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + 2 \frac{R_S^F}{R_S^N} \left(1 + \frac{R_S^F}{R_S^N}\right) \left(1 + 2 \frac{R_S^M}{R_S^N}\right) e^{L/\lambda_{\text{sf}}^N} - 2 \frac{R_S^F}{R_S^N}} \quad (2.11)$$

ここで、 R_S^M は金属 M のスピ抵抗である。この式から、スピ偏極率や強磁性体および非磁性体のスピ抵抗が既知であれば、金属 M のスピ抵抗 R_S^M およびスピ拡散長 λ_{sf}^M を見積もることが可能である。また同時に、金属 M に注入されるスピ流の大きさも求められ、以下の式となる。^{*6}

$$\frac{I_S}{I_C} = \frac{2P \frac{R_S^F}{R_S^N} \left(\sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \frac{R_S^F}{R_S^N} \exp\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^N}\right) \right)}{\cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) - 1 + 2 \frac{R_S^M}{R_S^N} \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + 2 \frac{R_S^F}{R_S^N} \left(1 + \frac{R_S^F}{R_S^N}\right) \left(1 + 2 \frac{R_S^M}{R_S^N}\right) e^{L/\lambda_{\text{sf}}^N} - 2 \frac{R_S^F}{R_S^N}} \quad (2.12)$$

^{*6} 付録 A.3.3

以上のことから、面内構造における非局所純スピン流注入を用いた方法では定量的な解析が可能となる。

2.2 超伝導状態における伝導現象

超伝導体は超伝導状態において通常の金属と全く異なる物性を示す。現在、高温超伝導体ではない、いわゆる古典的な超伝導体は、BCS 理論³⁸ やギンツブルグ-ランダウの現象論¹⁰⁶ によって理解されている。この節では、それらに基づき、超伝導体からなる系にみられるいくつかの物性について述べる^{107,108}。

2.2.1 ジョセフソン接合

一般に、相転移に関する理論では秩序パラメータが定義されるが、超伝導状態の秩序パラメータは巨視的なスケールでコヒーレントになった物質波である。この物質波は波動関数と同様に扱われ、隣接する常伝導体など他の相に染み出すことが知られており、これは近接効果と呼ばれる。

たとえば、図 2.9(a) のように、1 次元の長さ L の常伝導体が二つの超伝導体に挟まれた超伝導体/常伝導体/超伝導体接合を考える。二つの超伝導体は十分大きいと仮定し、それらの秩序パラメータは平衡状態にあるとする。このとき、二つの超伝導体の秩序パラメータは、その位相差 $\Delta\phi$ を変数として、 $\psi_1(x) = \psi_0$ 、 $\psi_2(x) = \psi_0 e^{i\Delta\phi}$ とおける。常伝導体中における秩序パラメータ $\psi_N(x)$ は、ギンツブルグ-ランダウの方程式に従うと考えられる。そのため、常伝導体の長さ L がコヒーレンス長 ξ よりも十分小さい $L \ll \xi$ とき、 $x = 0, L$ の境界における秩序パラメータの連続条件より、

$$\frac{\psi_N(x)}{\psi_0} = \left(1 - \frac{x}{L}\right) + \left(\frac{x}{L}\right) e^{i\Delta\phi} \quad (2.13)$$

となる。これを用いることにより、零磁場下において常伝導体に流れる超伝導電流密度が求められ、以下のようなになる。^{*7}

$$j^{(S)} = j_{\text{critical}}^{(S)} \sin \Delta\phi \quad (2.14)$$

これは二つの超伝導体に挟まれた常伝導体に電流を流したとき、それらの位相差に依存した大きさの超伝導電流が流れることを示している。また、その超伝導電流には限界があり、臨界電流密度 $j_{\text{critical}}^{(S)}$ と呼ばれる。このような超伝導体で常伝導体が挟まれた構造はジョセフソン接合と呼ばれ、常伝導体中に超伝導電流が流れる現象を直流ジョセフソン効果^{39,41} と呼ぶ。超伝導/常伝導/超伝導体ジョセフソン接合に直流電流を流せば、図 2.9(c) のような電流電圧特性を示す。

^{*7} 付録 B.1

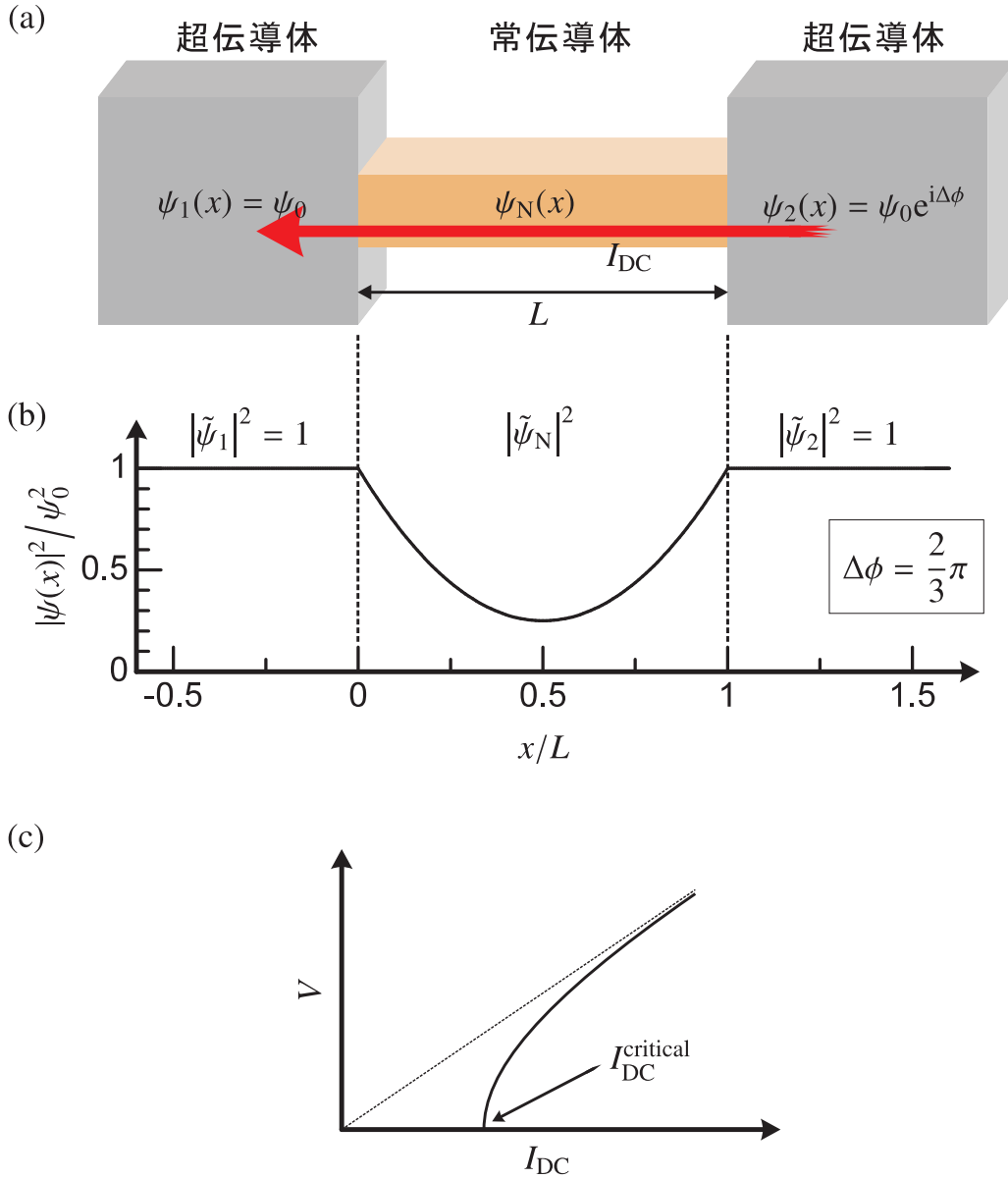


図 2.9. (a) 常伝導体の長さが L であるジョセフソン接合の模式図。(b) $\Delta\phi = \frac{2}{3}\pi$ の場合の秩序パラメータの振幅を表した図。(c) ジョセフソン接合における直流電流電圧特性の模式図。破線は常伝導体に抵抗がある場合であり、 I_{DC}^{critical} は臨界電流。

2.2.2 基底状態と準粒子励起

微視的観点からは BCS 理論³⁸ によって説明される。

BCS 理論によれば、二つの電子間にフォノンを媒介する引力相互作用が働くとき、それらが対を形成することによりフェルミエネルギーよりも低いエネルギー状態をとりうる。この電子対はクーパー対と呼ばれ、通常の単体金属では波数が逆向きでスピンの反平行であるスピン

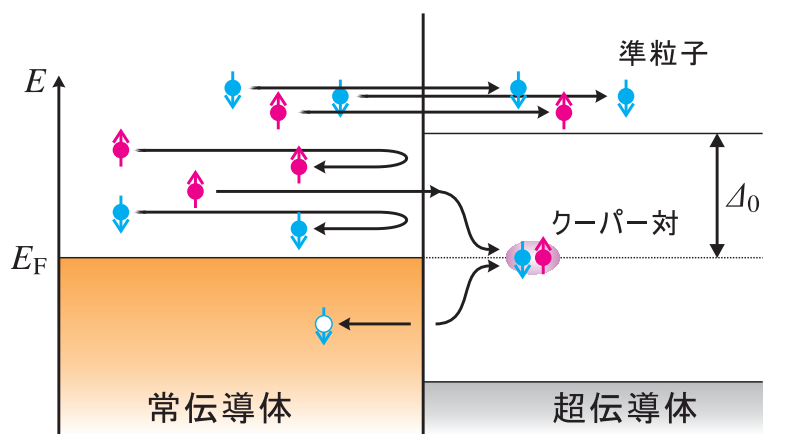


図 2.10. 常伝導/超伝導体界面での電子の遷移過程を模式的に表した図。

一重項状態が基底状態となる。その結果、フェルミ面近傍において超伝導ギャップと呼ばれるギャップ Δ_k が存在し、電子が励起するために必要となるエネルギーは常伝導体のときと異なり有限の値となる。

超伝導状態では、通常の真空状態からの電子の励起ではなく、BCS 基底状態からの準粒子の励起となる。この準粒子励起では、通常の金属中における電子を生成させる作用に加え、ホールを生成することも等価とみなせる。これは、BCS 基底状態において、対となっている状態の電子を消滅させる作用に等しいためである。一般に、前者は電子的励起、後者はホールの励起と呼ばれる¹⁰⁹⁻¹¹¹。^{*8}

2.2.3 常伝導/超伝導体界面

常伝導体と超伝導体の界面を流れる電流を考える。超伝導状態では、2.2.2 項で述べたように、フェルミ面近傍に超伝導ギャップ Δ_k が存在し、また、フェルミ波数の内側と外側において電子的励起とホールの励起の二つの等価な励起が存在する。そのため、常伝導/超伝導体界面における遷移過程は図 2.10 に示すように複数の可能性があり得る^{110,111}。^{*9}

一つ目は、界面における単純な電子の反射であり、界面における障壁が大きいほど高い確率となる。二つ目はアンドレーエフ反射^{*10}と呼ばれる現象である。アンドレーエフ反射では、超伝導体中にクーパー対を生成する一方、常伝導体内に対となる状態のホールが反射される。この過程において、超伝導体内ではクーパー対の形で電子が注入されるため、準粒子の存在は界面近傍の染み出し程度に限られ、およそコヒーレンス長 ξ である。残りは、入射電子が超伝導体内に準粒子を生成する過程であり、2.2.2 項で述べた電子的励起とホールの励起がある。これら二つの準粒子の励起は等確率の過程ではなく、超伝導ギャップにごく近い入射エネルギー

*8 付録 B.3

*9 付録 B.4

*10 Andreev reflection

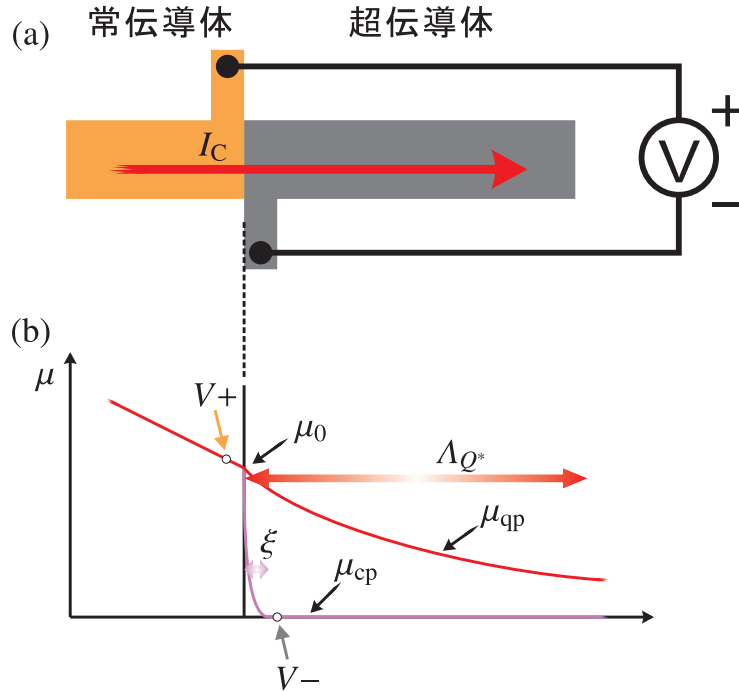


図 2.11. (a) 超伝導/常伝導体界面に発生する電圧の測定を行う模式図。(b) 非平衡状態の超伝導/常伝導体界面近傍の電気化学ポテンシャル。超伝導体中には準粒子のポテンシャル μ_{qp} とクーパー対のポテンシャル μ_{cp} が存在し、緩和長が異なる。上下の矢印は電圧端子の検出するポテンシャルの位置。

以外では、電子の励起による準粒子の過程の方が確率が高い。そのため、準粒子による電荷の蓄積状態が界面に生じる。この状態は電荷不均衡状態^{*11}と呼ばれ、その緩和距離 Λ_{Q^*} は、一般にサブミクロンから数ミクロンの長さである。

超伝導状態にある超伝導体では、電気化学ポテンシャルがクーパー対と準粒子で二つ定義される^{59,60}。クーパー対と準粒子の電気化学ポテンシャルをそれぞれ μ_{cp} と μ_{qp} とすれば、緩和長はそれぞれコヒーレンス長 ξ と準粒子緩和長 Λ_{Q^*} である。 ξ は Λ_{Q^*} と比較して非常に短いため、常伝導体/超伝導体界面に電流を流した際の電気化学ポテンシャルを図に示せば図 2.11 となる。クーパー対の電気化学ポテンシャルは界面のごく近傍で平衡状態へと緩和する一方、準粒子の電気化学ポテンシャルは界面から比較的離れても有限の値をもつ。このとき、準粒子の電気化学ポテンシャル μ_{qp} は常伝導体端子によって検出可能であり、クーパー対の電気化学ポテンシャル μ_{cp} は超伝導体端子によって検出できることが知られている。そのため、図 2.11 のように界面抵抗を測定すれば、2本の測定端子 $V+$ と $V-$ は図 2.11(b) 中に示した位置の電気化学ポテンシャルを検出することとなり、界面における電荷不均衡状態によるポテンシャル μ_0 に相当する電圧が測定される^{59,60}。

上述したように、界面における電荷不均衡状態の大きさ μ_0 は準粒子励起の確率に依存して

*11 charge imbalance、charge mode もしくは branch imbalance

いる。そのため、微小電流によって界面抵抗を測定した場合、超伝導転移直後の温度領域において大きく測定され、温度が下がり超伝導ギャップが大きくなるにつれて準粒子の励起は誘起されにくくなり、電荷不均衡状態も抑制される。したがって、界面抵抗の温度依存性を測定すると超伝導転移温度においてピーク構造がみられる^{57,59,60}。

第 3 章

実験方法

3.1 試料作製

スピンに依存した伝導現象は、系がスピン拡散長程度の大きさになって初めて観測可能となる現象である。したがって、試料の大きさをサブミクロンスケールにする必要がある。このような系は、積層構造でも実現可能であるが、電荷の流れを伴わない純スピン流を用いるためには、面内多端子構造の方が非常に有利である。このとき、面内のサブミクロンスケールの微細構造の実現に電子線描画による微細加工技術が不可欠となる。

以下では、本研究において実際に試料作製に使用した方法および装置について述べる。

3.1.1 リフトオフ法

本研究では、微細加工技術の一つであるリフトオフ法を用いている。その一般的な工程を図 3.1 に示す。まず、基板を洗浄後、スピンコーターを用い、レジストとよばれる樹脂を均一に薄く塗布する。レジスト塗布後、ベークを行い、レジスト中に残っている溶媒を追い出し、膜を緻密にする。この後、電子線を露光することにより、レジストの性質を変化させる。露光された基板とレジストに対し、現像およびリンスを行い、感光した部分のみ基板から除去する。その試料に対し、全面に金属を堆積させ、剥離剤を用いてレジストを溶解、除去することにより、レジスト上の金属も除去し、パターニングされた構造を得る。

金属を堆積させる方法はいくつか知られているが、本研究では、抵抗加熱蒸着法、電子線加熱蒸着法、およびスパッタ法を用いた。

抵抗加熱蒸着法

ポートと呼ばれる高融点金属で作製された受け皿にターゲットとなる金属をのせ、そこに電流を流すことでジュール熱によりターゲットを融解、蒸発させて堆積させる方法である。この方法の利点は比較的簡便である点が挙げられる。一方、欠点は、ポートよりも融点の低く、かつ、ポートと反応を起こさないターゲットにしか適用できない点である。

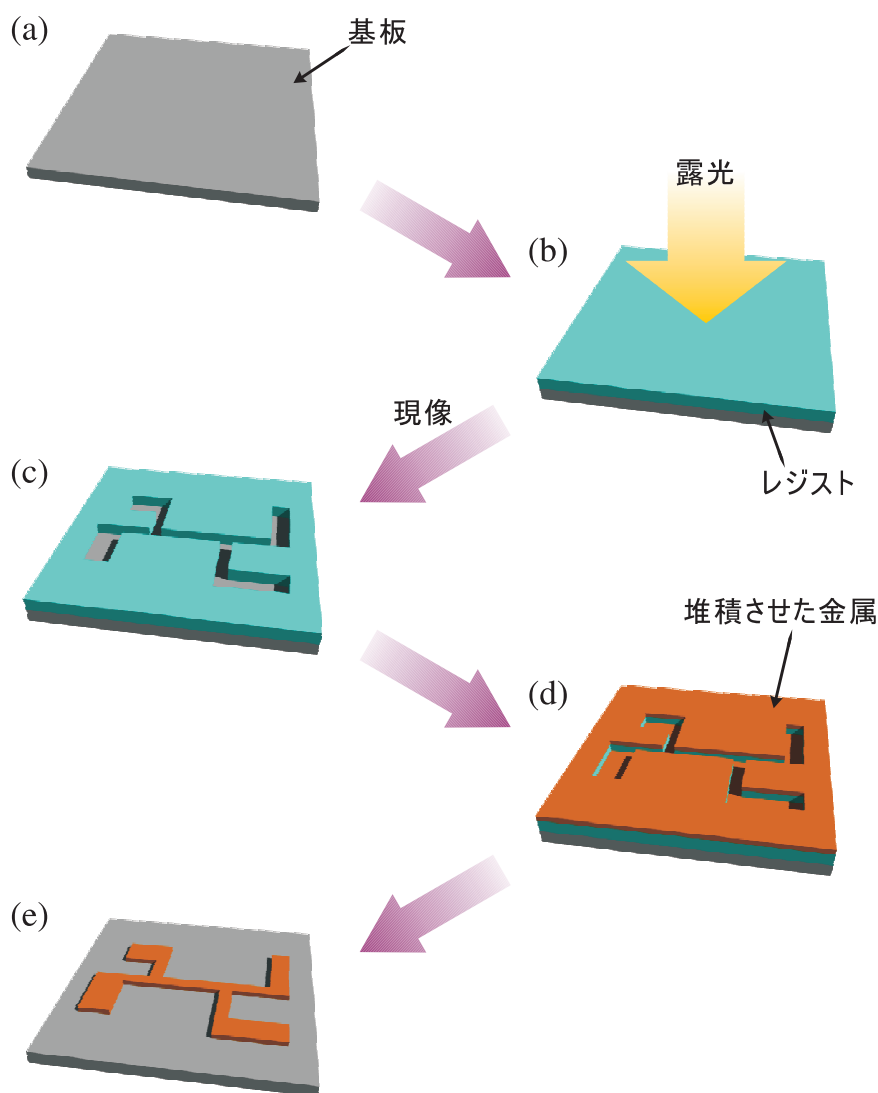


図 3.1. リフトオフ法を模式的に表した図。(a) 基板に対してレジストを塗布し、(b) 露光して現像を行うことにより、(c) 必要とするパターンを作製される。(d) 金属を堆積させた後に、レジストを除去することにより、(e) 微細加工された金属を得る。

電子線加熱蒸着法

抵抗加熱蒸着法における欠点を避けるため、ジュール熱ではなく電子線照射による熱を利用する方法である。高電圧を印加したフィラメントに対して電流を流すことで熱電子を放出させる。放出された熱電子に対して磁場や電場によるコントロールを行うことで、ターゲットに照射して蒸発させる。この方法では局所的にエネルギーを与えることが可能となるため、適切に電子ビームを絞ることで高融点材料に対しても用いることが可能である。しかし、抵抗加熱蒸

着法と比較して装置自体が複雑となり、適切なメンテナンスが必要となる。

スパッタ法

スパッタ法は上述の蒸着法とは異なり、電離させた原子や分子イオンを加速してターゲットに衝突させターゲットからはじき出された粒子を堆積させる方法である。この場合、ターゲットを一旦融解させる必要がないため、融点と関係なく多くの金属に適用でき、また組成をほとんど変化させることなく堆積させることが可能である。一般に、蒸着法と比較して堆積速度が速く、また大面積に均一に堆積させることが可能であることも大きな特徴であり、産業分野において用いられている。しかし、堆積の指向性に乏しい点、スパッタ堆積中にサンプル自体がプラズマにさらされる点などが欠点として挙げられる。

3.1.2 露光

本研究ではレジストとして、PMMA^{*1}950A と MMA^{*2} による 2 層レジストと、ZEP 520A レジストを用いた。どちらの場合も、感光した部分が現像液によって溶解するポジ型のレジストである。また、電子線による露光には、エリオニクス社製の電子線描画装置 ELS-6600 を用いた。電子線描画装置は、超高真空内で電子線を放出させ、用意した基板上に出力や位置を指定して照射できる装置である。

PMMA レジスト

PMMA レジストの場合、基板となる Si/SiO₂ 上に、所望の厚みとなるようにスピンコーターで回転数を設定して塗布した。その後、180 °C で 5 分間ベークを行った。電子線による露光はドーズ量が 8.0 C/m² となるように行った。現像液には MIBK^{*3} と IPA^{*4} を 1 : 3 で混合したものをを用い、30 秒の現像後、IPA によってリンスした。真空装置内で金属を堆積させたのち、アセトンを用いてレジストを剥離することにより必要な試料構造を得た。

ZEP レジスト

ZEP レジストの場合、PMMA レジストと同じく、基板となる Si/SiO₂ 上に設定したスピンコーターで均一に塗布した後、ホットプレートにより 150 °C で 5 分間ベークした。露光はドーズ量が 2.1 C/m² となるように行った。現像は酢酸ペンチルで 30 秒行い、第 1 リンスとして MIBK と IPA を 9 : 1 で混合したものを、第 2 リンスとして IPA を用いた。金属を堆積させた後、1-メチル-2-ピロリドンによって剥離することで、必要な試料構造を得た。

ZEP レジストは電子線に対する感度が高いため、PMMA レジストと比較して図 3.2(b) のよ

*1 ポリメタクリル酸メチル

*2 メタクリル酸メチル

*3 メチルイソブチルケトン

*4 イソプロピルアルコール

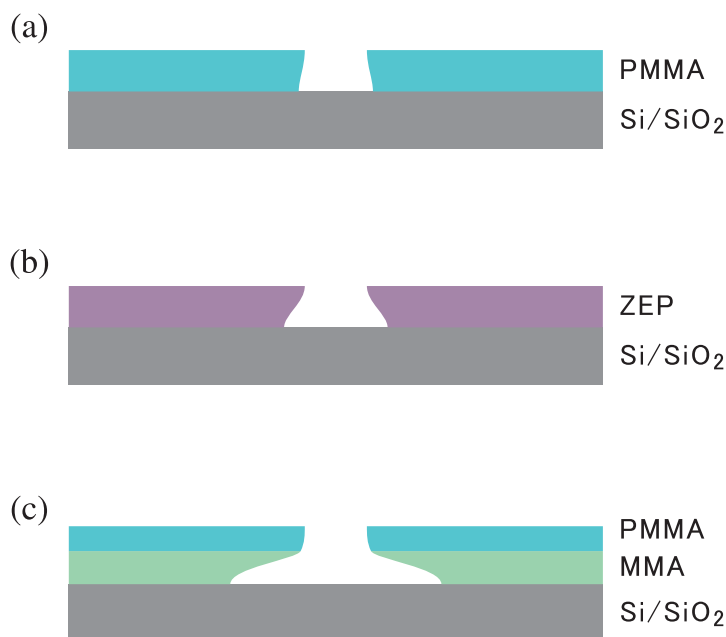


図 3.2. 現像後のレジストと基板の断面の模式図。(a) PMMA レジストの場合。(b) ZEP 単層レジストの場合。(c) PMMA/MMA 2 層レジストの場合。すべてアンダーカット構造が形成されているが、順に深い構造となっている。

うにアンダーカット構造になる。アンダーカット構造はリフトオフ法において金属堆積後のレジストの剥離を容易とするという利点がある。しかし、ZEP レジストは PMMA レジストと比較して有機溶剤に溶解しにくいという欠点があり、堆積した金属の表面における残留物となりやすい。

PMMA/MMA 2 層レジスト

PMMA/MMA レジストの場合、基板となる Si/SiO₂ 上に、まず MMA レジストをスピナーを用いて均一に塗布した後、ホットプレートにより 180℃ で焼結させた。その後、PMMA を同様にスピナーで塗布し、180℃ で 5 分間ベークを行った。電子線による露光はドーズ量が 8.8C/m² となるように行った。現像液には MIBK と IPA を 1:3 で混合したものをを用い、30 秒の現像後、IPA によってリンスした。このとき、PMMA に比べて MMA の感度が高いため、図 3.2(c) のような大きなアンダーカット構造が形成される。真空装置内で金属を堆積させたのち、アセトンを用いてレジストを剥離することにより必要な試料構造を得た。PMMA/MMA レジストは、本研究ではおもに 3.1.3 において述べる斜め蒸着法において活用した。

3.1.3 試料作製プロセス

本研究では複数の種類の金属により試料を作製する必要があるが、2種類の試料作製プロセスを用いた。

繰返しリフトオフ法およびイオンミリング

本プロセスは電子線描画装置 ELS-6600 の位置合わせ機能を用いたものである。まず、1種類の金属のみに着目し、通常のリフトオフ法により蒸着等を行い、剥離することによってパターニングされた金属を得る。その後、再びレジストを塗布し、電子線による描画を行う。その際、描画装置の位置合わせ機能により前回と同じ位置に描画することが可能である。これを繰り返すことにより複数の金属からなるパターンを正確に作製することが可能となる。

本プロセスの利点は、1回のリフトオフにおいて単一金属のみのパターンを堆積を行うため、比較的複雑な構造の試料でも作製が可能である点である。一方、欠点として、各金属のリフトオフの度に一旦大気暴露をする必要があるため、堆積された金属表面に酸化層等の不純物層が形成される点がある。この欠点を補うため、本研究では界面形成プロセスの直前に表面を薄くイオンミリングした。具体的には、非磁性体の蒸着前に強磁性体および超伝導体との界面を清浄にするため、600 V の Ar イオンビームで 30 秒のミリングを行った。その後、真空中で試料を搬送し非磁性体を蒸着した。

斜め蒸着法

清浄界面はイオンミリングによって作製するほかに、斜め蒸着法によって作製することも可能である。斜め蒸着法を図 3.3 に模式的に示す。本研究では PMMA/MMA 2 層レジストを用いた。2 層レジストでは深いアンダーカット構造が形成されるため、図 3.3(b) に示すように狭窄した部分では PMMA レジストの下が抜けているようなブリッジ構造が得られる。そのような構造に対して、角度をつけて複数の蒸着を行うことにより、パターンを変えることなく、複数金属からなる複雑な構造を作製することが可能である。本プロセスでは作製できる構造に制限はあるが、レジストが 1 パターンで済むため、大気暴露することなく界面を作製することが可能である、そのため、一般に、界面特性の優れた試料の作製が可能である。

3.1.4 真空蒸着およびスパッタ装置

本研究において金属の堆積は、おもに 3 つの高真空および超高真空装置を用いて行った。

rf マグネトロンスパッタ装置

図 3.4 に示す rf マグネトロンスパッタ装置を超伝導体である Nb の堆積に用いた。スパッタ前の真空度は 3×10^{-7} Torr 程度であり、スパッタは 6×10^{-3} Torr 程度の Ar 雰囲気中で行っ

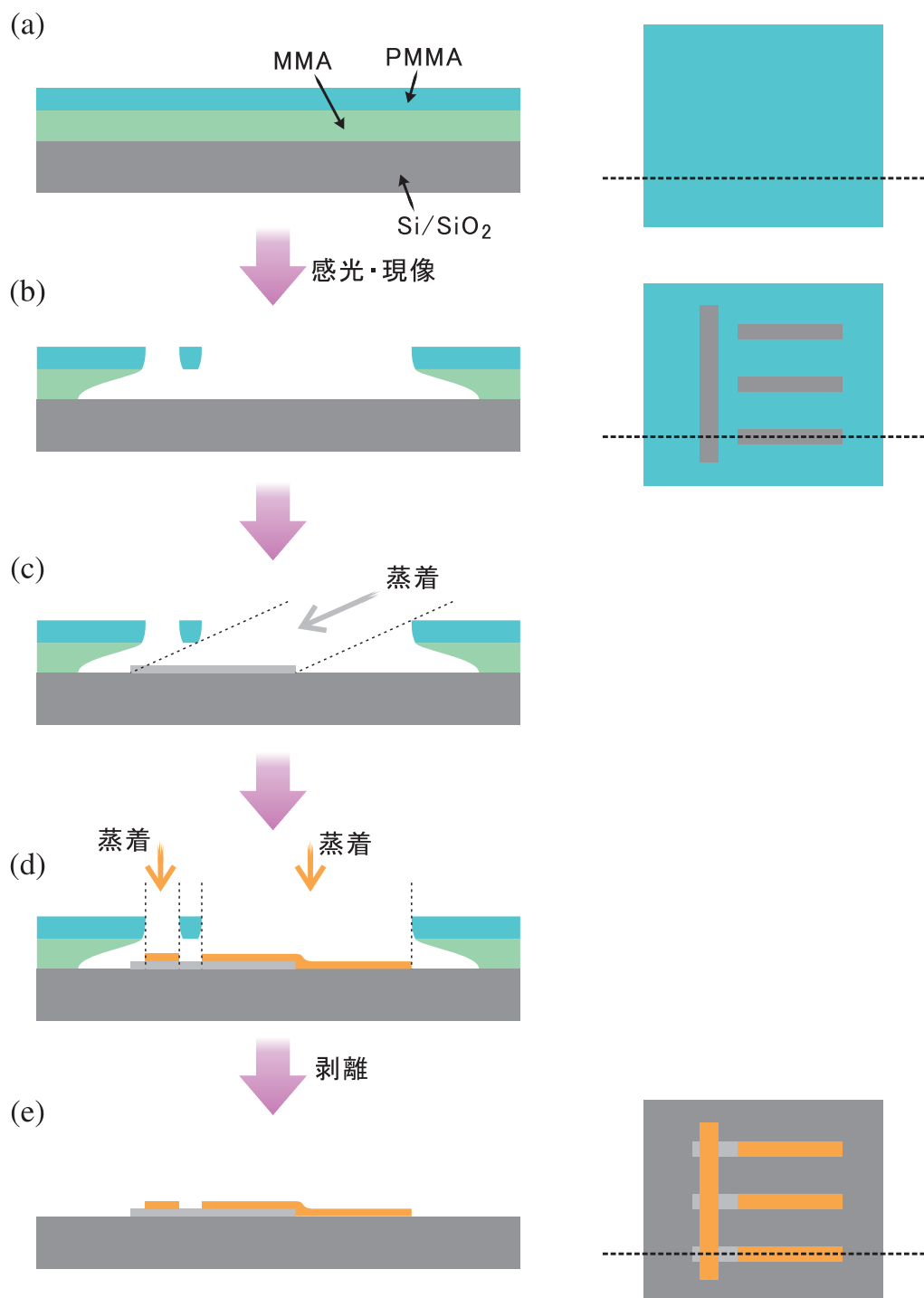


図 3.3. 斜め蒸着法の工程の模式図。(a) 感度の異なる 2 層のレジストを Si/SiO₂ 基板に塗布し、(b) 感光、現像する。(c) まず、角度をつけて蒸着し、(d) 次に垂直に蒸着する。(d) その後、レジストを剥離することにより、複数の金属を蒸着した試料を得る。(a)(b)(e) の右の図は基板を上から見た様子。

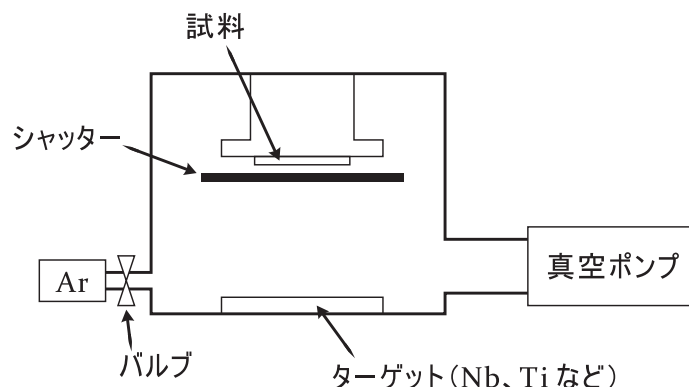


図 3.4. rf マグネトロンスパッタ装置の模式図。

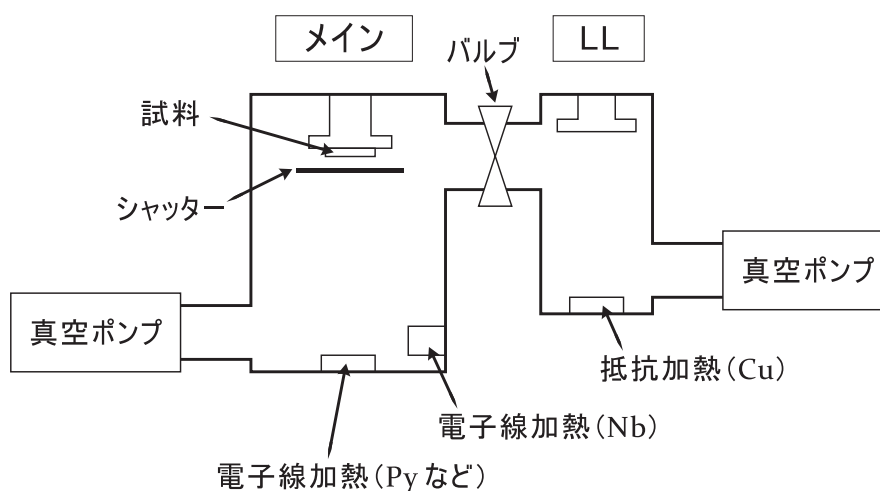


図 3.5. 電子線加熱蒸着装置の模式図。

た。また、スパッタターゲットとして、3つの材料を切り替えることが可能であり、本研究では Nb のほかに Ti も用いた。

電子線加熱蒸着装置

強磁性体の蒸着には、図 3.5 に示す真空蒸着装置を用いた。メインチャンバーではおもに強磁性体である Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) を電子線加熱蒸着した。また、斜め蒸着法で作製した試料では本装置において電子線加熱により超伝導体である Nb を蒸着した。Nb は高融点金属であるので一般には蒸着法は難しいが、高出力の電子線と試料部の冷却を工夫することにより実現させた。さらに、斜め蒸着法において非磁性体である Cu の蒸着は、本装置の LL チャンバー^{*5}で抵抗加熱法によって蒸着した。LL チャンバーとメインチャンバーは真空中で試料を搬送できる構造となっている。蒸着前の到達真空度は、メインチャンバーが 1×10^{-9} Torr 程度、LL チャ

*5 Load Lock チャンバー (試料交換室)

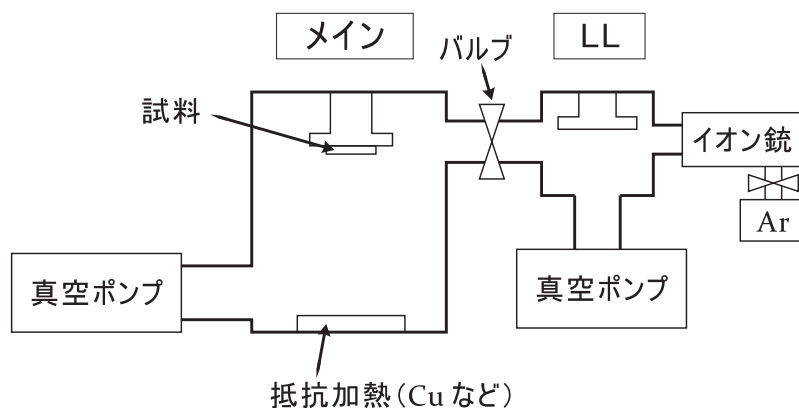


図 3.6. 非磁性体用抵抗加熱蒸着装置の模式図。

ンバーが 1×10^{-8} Torr 程度であった。

非磁性体用抵抗加熱蒸着装置

図 3.6 の真空蒸着装置で非磁性体の蒸着を行った。本装置の特徴として、LL チャンバーにおいて Ar イオンによるミリングを行うことが可能となっている点が挙げられる。このミリング機構は繰返しリフトオフ法により試料を作製する際、界面の清浄化に用いた。電子線加熱蒸着装置と同様に、LL チャンバーとメインチャンバーは真空中で試料を搬送できる構造となっている。メインチャンバーの蒸着前の真空度は 4×10^{-9} Torr 程度であった。

3.2 測定方法

測定は、室温から数 100 mK の領域において、電氣的測定により行った。ノイズによる影響を少なくするため、全体を通してロックイン法による測定を行った。

3.2.1 冷却装置および磁場印加

冷却には図 3.7 に示したクライオスタットを用いた。このクライオスタットでは、液体 ^4He の連続的な流入とヒーターにより、室温から 1.5 K 程度まで温度を制御することが可能である。また、試料部の回転と水平方向に印加される磁場の面内の回転により、試料に対して任意な方向に磁場を印加することが可能となっている。

さらに、より低温での測定のために、図 3.7 のように ^3He 冷凍機オプションを使用した。本オプションにより、360 mK 程度まで到達することが可能であった。

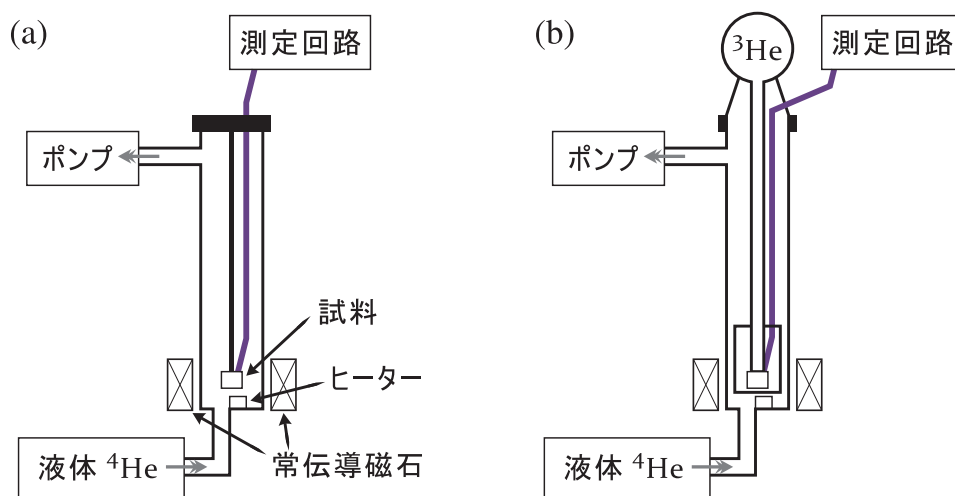


図 3.7. 測定に用いたクライオスタットの模式図。(a) 液体 ^4He による冷却のみの場合。(b) ^3He 冷凍機を使用する場合。

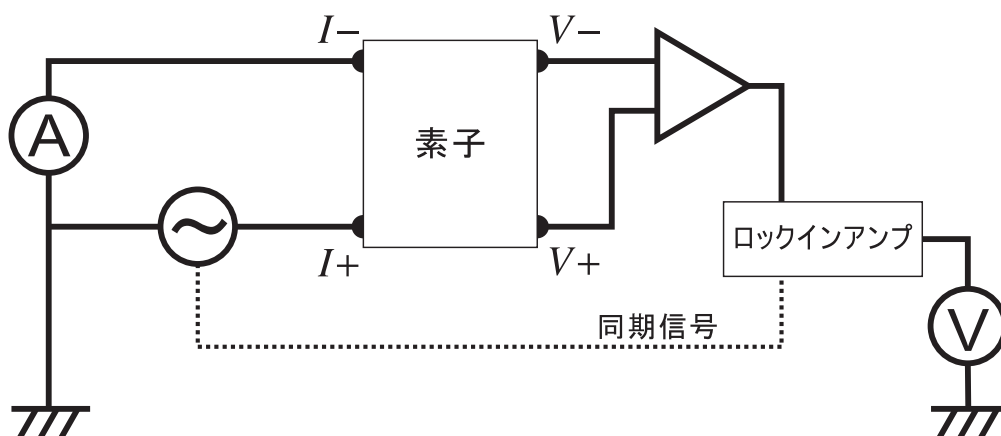


図 3.8. 交流電流によるロックイン測定の回路図。

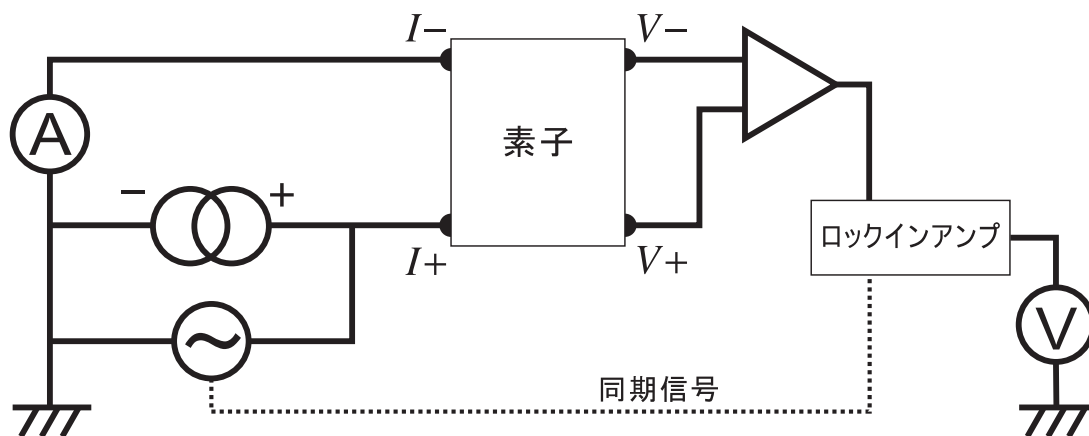


図 3.9. 微分抵抗測定の回路図。

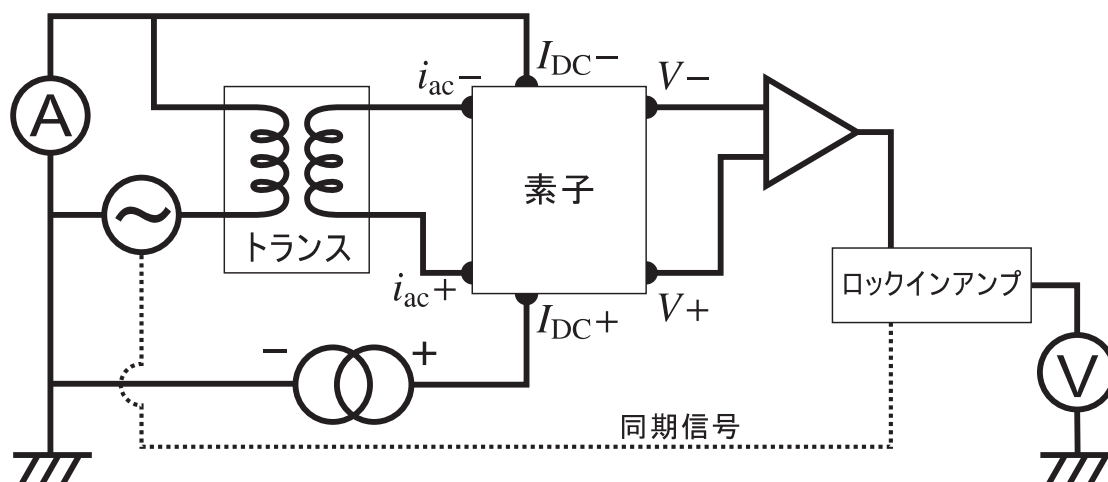


図 3.10. トランスを用いたロックイン測定回路図。

3.2.2 測定回路

交流電流によるロックイン法による測定回路図を図 3.8 に示す。抵抗の 4 端子測定や、スピコン蓄積信号の測定において用いた。微分抵抗測定は、図 3.9 の回路を用いて行った。ここで、並列に流す交流電流は直流電流に比べて十分小さくなるように注意した。直流電流電圧特性は、微分抵抗測定の結果を積分することにより求めた。また、交流電流とは別に非局所に直流電流を注入する場合、図 3.10 のようにトランスを用いて測定を行い、別に接地することにより直流電流によるロックイン測定への影響が出ないように注意した。

第 4 章

高品質 Nb 細線と超伝導体/常伝導体 界面の作製

4.1 スパッタ法による Nb 細線の作製

3.1 節で述べたように、面内構造において実験を行うためには超伝導体である Nb をサブミクロンスケールまで微細加工する必要がある。

微細加工の方法として繰り返しリフトオフ法と斜め蒸着法を比較すると、前者の方が作製できる構造の自由度が高い。一方、堆積方法としては、本研究で用いる超伝導体の Nb は高融点材料であり融点が約 2700 K と高いため、抵抗加熱蒸着法による蒸着は行うことは不可能である。これは受け皿であるボートが材料の融解よりも先に溶けるためである。したがって、電子線加熱蒸着法かスパッタ法を用いる必要があるが、一般に電子線加熱蒸着法を用いて高融点材料の蒸着を行う場合、熱輻射によるレジストからの不純物混入によって蒸着物質の純度が落ちる可能性がある。熱輻射による影響を抑制するために金属マスクなど熱耐性の高いマスクが使用されることもある^{112,113} が、試料の作製工程が複雑になる。また、蒸着法よりもスパッタ法も用いた方が堆積速度およびその原理から堆積物の純度が高いとされている。以上のような理由から、本研究ではまずスパッタ法による Nb の細線化を試みた。

実際の試料は、図 4.1 のようなミクロンまたはサブミクロンサイズの細線を Si/SiO₂ 基板上に電子線描画技術を用いて作製した。このとき、加速電圧は 75 kV を用い、レジストには MMA/PMMA 2 層レジストと ZEP 単層レジストを用いた。現像された細線構造に対して、rf マグネトロンスパッタ装置により Nb を堆積させた。レジストを用いていない Nb の薄膜の転移温度は、膜厚 60 nm で 7.9 K であった。

4.1.1 PMMA/MMA 2 層レジストおよび ZEP レジスト

まず、PMMA/MMA 2 層レジストを用いて Nb 細線を作製した。3.1.2 項で述べたように、2 層レジストではアンダーカット構造になりやすく、リフトオフ法に適している。作製された

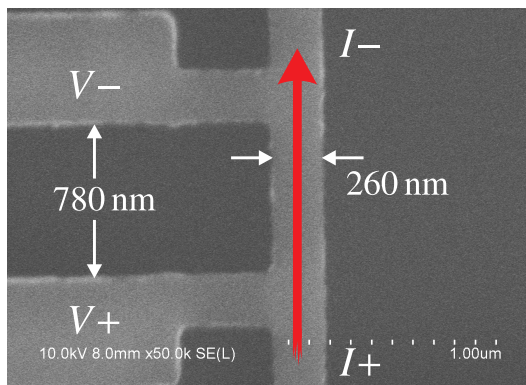


図 4.1. 作製した Nb 細線の走査電子顕微鏡像と 4 端子測定の端子配置。

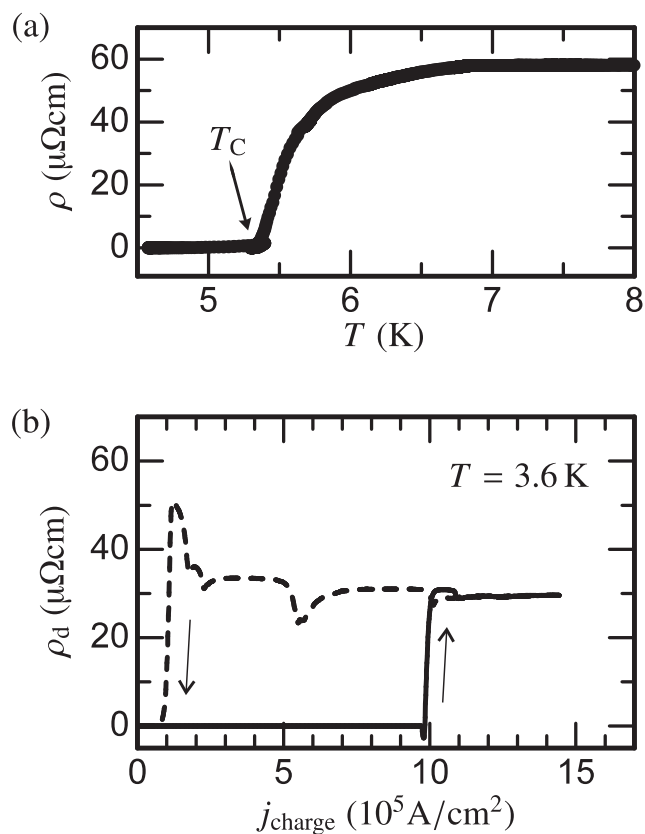


図 4.2. (a) PMMA/MMA 2 層レジストで作製した線幅 $3\ \mu\text{m}$ の Nb 細線における抵抗率 ρ の温度 T 依存性。 T_C は転移温度を示している。(b) 同じ試料の $T = 3.6\ \text{K}$ における微分抵抗測定の結果。 j_{charge} と ρ_d はそれぞれ直流電流密度と微分抵抗である。

Nb 細線は設計した幅よりも非常に幅広くなった。これは、スパッタされた Nb の粒子が、指向性をもって堆積せず、レジストの下部に回り込むように堆積したためと考えられる。

PMMA/MMA 2 層レジストにより作製された Nb 細線の転移温度は、ミクロンサイズの幅の試料でも非常に低く、図 4.2(a) に示すように、3 μm 幅の細線における転移温度は、5.3 K であった。転移温度は線幅が減少するとともに単調に低くなり、1 μm の線幅において 2.5 K 以下となった。また、常伝導状態からの抵抗変化は 1 K 以上にわたっており、Nb は徐々に超伝導状態に変化していると考えられる。細線の特性を調べるため、3.6 K において 3 μm の細線の微分抵抗測定を行った。その結果を図 4.2(b) に示す。臨界電流密度は $1.0 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ であり、バルクの臨界電流密度¹¹⁴ よりも非常に小さい値であった。また、超伝導状態の不均一性によるもの¹¹⁵ と考えられるいくつかの不規則な抵抗変化が観測された。以上のことから、PMMA/MMA 2 層レジストでは Nb 細線の質が大きく低下していると考えられる。

次に、ZEP レジストを用いて Nb 細線を作製した。ZEP レジストは単層であるが、電子線に対する反応性が高いためアンダーカット構造が形成される。作製された細線の線幅は PMMA/MMA 2 層レジストの場合と比較して小さかった。作製された線幅 1 μm の Nb 細線において転移温度は 6 K であり、0.3 μm 幅の細線で 3 K であった。転移温度の向上から、レジストを PMMA/MMA から ZEP に変更したことにより超伝導体の質が向上したことがわかった。ZEP は PMMA や MMA よりも Ar プラズマに対して耐性が強く、Nb 中の不純物は転移温度を低下させる¹¹⁶⁻¹¹⁸ ことから、作製された細線の質の向上はスパッタ中に混入する不純物が減少したためであると考えられる。

4.1.2 Ti 保護層

ZEP レジストを使用することにより Nb 細線の質は向上したが、サブミクロンサイズの線幅の細線における転移温度は十分ではない。これは、PMMA/MMA 2 層レジストの場合と同様に、スパッタ中に ZEP レジストからの不純物が混入しているためと考えられる。そこで不純物混入を減少させるために、Nb をスパッタ堆積させる前に薄い Ti 膜を堆積させることにより、レジスト表面をプラズマから保護する手法を試みた。

図 4.3(a) に示すように、Ti 保護膜を用いた Nb では線幅 1 μm の細線においても、転移温度は 7.9 K を示し、明らかに Nb 細線の質の向上がみられた。しかし、線幅を 1 μm よりも減少させると徐々に転移温度が低下する傾向がみられた。これは、以下のような原因によるものと考えられる。原子間力顕微鏡によって細線の膜厚を測定し、線幅に対してあらわしたものを図 4.3(b) に示す。図から明らかであるように、線幅が 1 μm 以下の試料ではスパッタされた粒子が入射できる ZEP レジストの空き幅が減少するために、膜厚が減少していた。同様の傾向が転移温度の線幅依存性にもみられることから、膜厚の減少による転移温度の低下¹¹⁹ である可能性が考えられる。これを確認するため、線幅 300 nm で膜厚 60 nm の細線を作製し、転移温度を測定した。その結果、図 4.4(a) に示すように、1 μm と等しい転移温度 7.9 K を示した。したがって、転移温度の低下は作製された細線の膜厚の減少によるものであると結論づけられた。

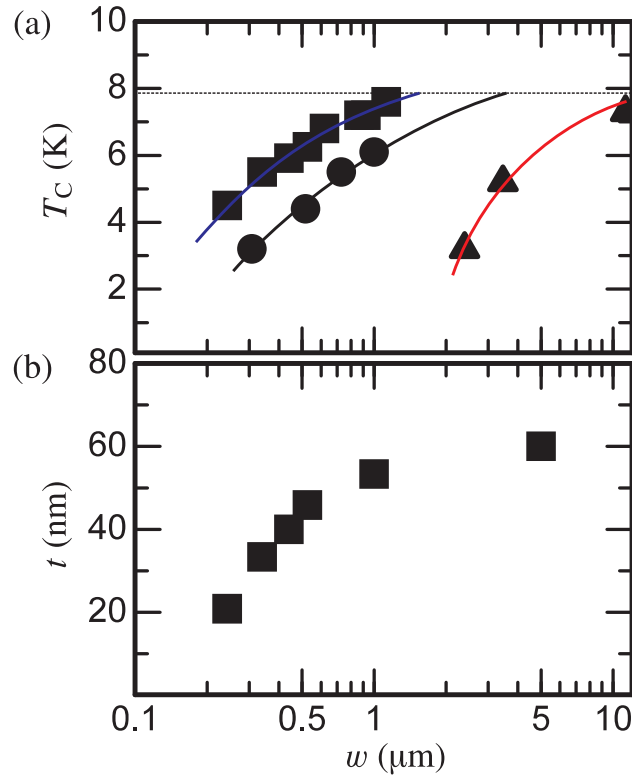


図 4.3. (a) 転移温度 T_c の線幅 w 依存性。三角、丸、四角が、それぞれ PMMA/MMA 2 層レジスト、ZEP、ZEP に Ti 保護膜を用いたものをあらわす。(b) スパッタ法により堆積した Nb の膜厚 t の線幅依存性。

Ti 保護膜を用いて作製した細線の特性を評価するために、微分抵抗率 ρ_d を測定した。その結果を図 4.4(b) に示す。測定温度は転移温度近傍である 7 K であったが、非常に急激な超伝導状態から常伝導状態への転移が観測され、臨界電流密度も PMMA/MMA レジストと比較して大きく向上した。さらに、均一な質であることを反映して、不規則な抵抗変化は観測されなかった。次に、電流電圧特性を図 4.4(c) に示す。電流を減少させていく際の臨界電流密度は、上昇させる際の臨界電流密度よりも低くなっている。このような臨界電流密度のヒステリシスは、準 1 次元系においてしばしばみられる現象であり^{120,121} として常伝導状態での電流によるジュール熱の効果^{122,123} と位相スリップ^{*1}による効果^{114,124} が考えられる。

4.2 超伝導体/常伝導体界面の作製

次に、面内構造作製に必要な超伝導体/常伝導体界面の作製を試みた。前節の Ti 保護膜を用いた方法と Ar イオンミリングを用いた繰り返しリフトオフ法によって界面を作製し、特性の評価を行った。その後、斜め蒸着法による界面作製も試み、繰り返しリフトオフ法との比

*1 phase slip center

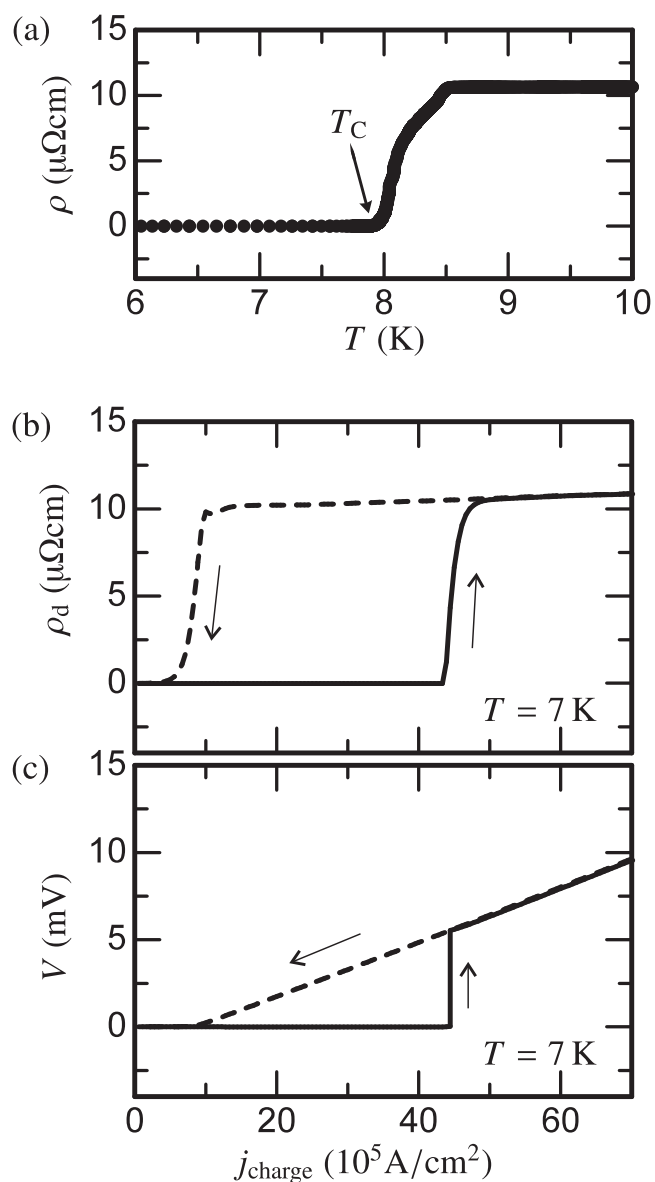


図 4.4. (a) ZEP レジストで作製した線幅 300 nm の Nb 細線の抵抗率 ρ の温度 T 依存性 T_C は転移温度を示している。(b) 同じ細線の $T = 7$ K における微分抵抗測定の結果。 j_{charge} と ρ_d はそれぞれ直流電流密度と微分抵抗である。(c) $T = 7$ K において、直流電流密度 j_{charge} に対して発生する電圧 V 。

較を行った。

4.2.1 ミリング法を用いた超伝導体/常伝導体界面

Ti 保護膜を用いたスパッタ法とイオンミリングによる超伝導体/常伝導体接合界面を有した試料の走査電子顕微鏡像を図 4.5(a) に示す。この試料は 2 回リフトオフ法を繰り返すことにより作製した。まず Nb 細線を上述のスパッタ法により膜厚を 40 nm として作製した。次に、

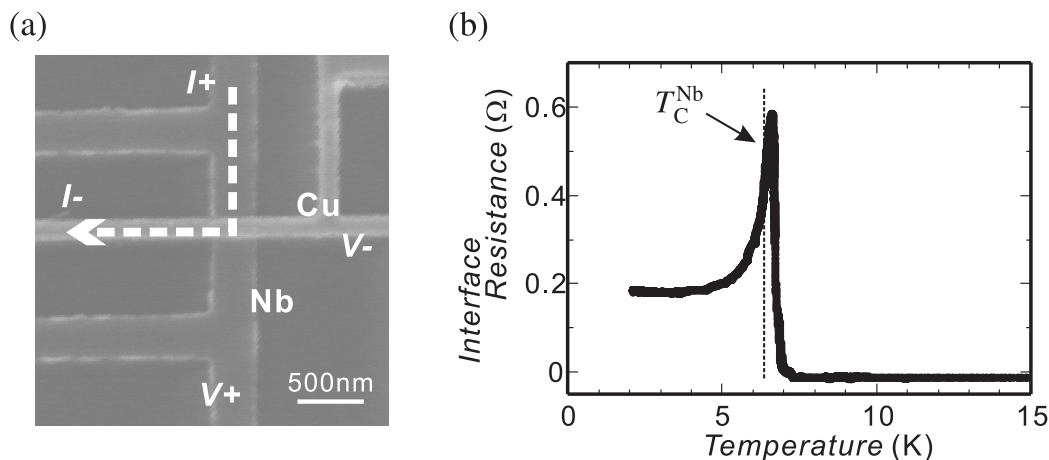


図 4.5. (a) Nb/Cu 界面を有する試料の電子顕微鏡像と測定を行った端子配置。(b) 界面抵抗の温度依存性。 T_C^{Nb} は Nb 細線の転移温度を示す。

常伝導体として Cu 細線を、非磁性体用蒸着装置を用いて膜厚が 80 nm となるように蒸着した。ここで、3.1.4 項で述べたように、Cu を蒸着する前に Nb との清浄界面を作製するために、真空内において Ar イオンミリングを行った。Nb/Cu 接合の面積は $100 \times 300 \text{ nm}^2$ であった。図 4.5(b) にこの試料における界面抵抗の温度依存性を示す。ここで、 T_C^{Nb} は Nb 細線の転移温度を示している。 T_C^{Nb} よりも高い温度領域、すなわち常伝導状態では界面抵抗は非常に微小な負の抵抗を示した。これは、測定対象である Nb/Cu 界面が有限の面積をもっているためであり、清浄界面であることを示している¹²⁵。

界面抵抗は Nb 細線の転移温度付近においてピーク構造をもち、有限の値を示した。この抵抗は電荷不均衡状態によるものと考えられる。2.2.3 項でも述べたように、電荷不均衡状態は電子的励起とホールの励起の確率の差によるものであり、微小電流による測定の場合は転移温度において最大となり、図 4.5(b) のようにピークとなって現れる^{57,59,60}。また、 T_C^{Nb} 以下の温度領域では一定の有限抵抗を示した。理想的な清浄界面ではアンドレーエフ反射によって界面抵抗は常伝導状態に比べて半分になることが期待される¹¹¹。しかしながら本試料においては有限の抵抗が検出されており、これはアンドレーエフ反射が抑制され界面を流れる電流の一部が準粒子として注入されていることを示している。

電荷不均衡状態によるピークの大きさや転移温度以下における有限抵抗の大きさは、試料毎にバラつきがあり、BTK 理論¹¹¹ における Z パラメータ^{*2}によるフィッティング⁵⁷ は困難であった。そのため詳細な議論は難しいが、測定に用いた電流および界面抵抗の大きさがそれぞれ $1 \mu\text{A}$ および 0.1Ω 程度であったことから、注入のためのエネルギーは $1.0 \times 0.1 \mu\text{eV}$ 程度であると考えられる。一方で、転移温度から予想される Nb の超伝導ギャップ^{126,127} はそれよりも 4 桁程度大きい。準粒子の励起には超伝導ギャップよりも大きいエネルギーによる注入が必要となるため、準粒子の励起が測定された事実は接合界面付近の Nb の超伝導性が非常に弱く

*2 付録 B.4

なっていることを示している。超伝導状態の抑制は、界面の清浄化を行うための Ar イオンミリングにともなう界面のラフネス¹²⁸ や不純物の再付着¹²⁹ によると考えられ、ミリング時間やミリングエネルギーの最適化を行っても完全に取り除くことは不可能であった。

4.2.2 斜め蒸着法とミリング法による界面の比較

ミリングによる超伝導状態が抑制された層は、たとえば第 6 章で行う界面でのスピン流吸収の実験において問題となる。これは、界面付近の超伝導状態が抑制されていることから、スピン流吸収現象の超伝導状態への応答を観測できない可能性があるためである。そこで次に、界面特性の向上を目的として斜め蒸着法による試料作製を試み、ミリング法によって作製した界面と特性を比較した。

3.1.3 節でも述べたように、斜め蒸着法は 2 層レジストを用いた基板に対して蒸着角度を変えて複数の物質を堆積させる方法であり、大気暴露することなく界面を作製することが可能であるため、界面特性に優れた試料を作製可能となる。4.1 節の冒頭でも述べたように Nb は高融点材料であるため本来蒸着法は不適であるが、堆積の際の指向性が悪いスパッタ法を斜め蒸着法に用いることはできない。そこで本研究では、蒸着ターゲットである Nb と受け皿であるハースの間の熱伝導に工夫を施し、電子線加熱蒸着を可能として試料を作製した。

図 4.6(a) は Ti 保護膜によるスパッタ法と Ar イオンミリングによる繰り返しリフトオフ法で作製した Nb と Cu からなる超伝導体/常伝導体/超伝導体接合構造である。ここで、各物質の膜厚は前項と同様であり、線幅のみ Nb、Cu とともに 330 nm となっている。2 本の Nb 細線の中心間隔は 700 nm である。一方、図 4.6(b) は斜め蒸着法を用いて作製した同様の構造の試料である。2 本の Nb 細線の中心間隔と Cu 細線の高さは図 4.6(a) の試料と同じく、Cu 細線の幅が 100 nm となっている。

2.2.1 項でも述べたように、超伝導体/常伝導体/超伝導体構造では十分低温において Cu 細線部も超伝導性を示すことが知られている^{107,108}。これは Nb 細線と Cu 細線の近接効果によるものであり^{130,131}、逆にいえば Cu 細線の超伝導状態を観測することで Nb/Cu 界面が超伝導状態にあるかを確かめることが可能である。また、図 4.6(a) と (b) に示す端子配置では、Cu 細線部の電圧のみを検出できる。したがって、Nb/Cu 界面抵抗は検出されず 2 試料間において Cu 細線部の抵抗率を比較することが可能となる。

実際に Cu 細線部の抵抗の温度依存性を測定した結果を図 4.6(c) に示す。ここで比較のために、温度は超伝導転移温度 T_C^{Nb} で規格化し、Cu 細線の抵抗は抵抗率で示している。図中の青線が繰り返しリフトオフ法によって作製した試料であり、赤線が斜め蒸着法で作製した試料の結果である。図から明らかであるように、Nb 細線の T_C^{Nb} よりも温度を下げると、両試料ともに Cu 細線の抵抗がゼロになる様子が確認された。この温度を超伝導体/常伝導体/超伝導体接合の転移温度とし、 T_C^{SNS} とする。 T_C^{SNS} において Cu 細線の抵抗がゼロとなったのは、上述したように Nb 細線のみならず Nb/Cu 界面が超伝導状態となり Cu 細線への近接効果が現われているためと考えられる¹³¹。しかし二つの試料の振る舞いは大きく異なった。繰り返しリ

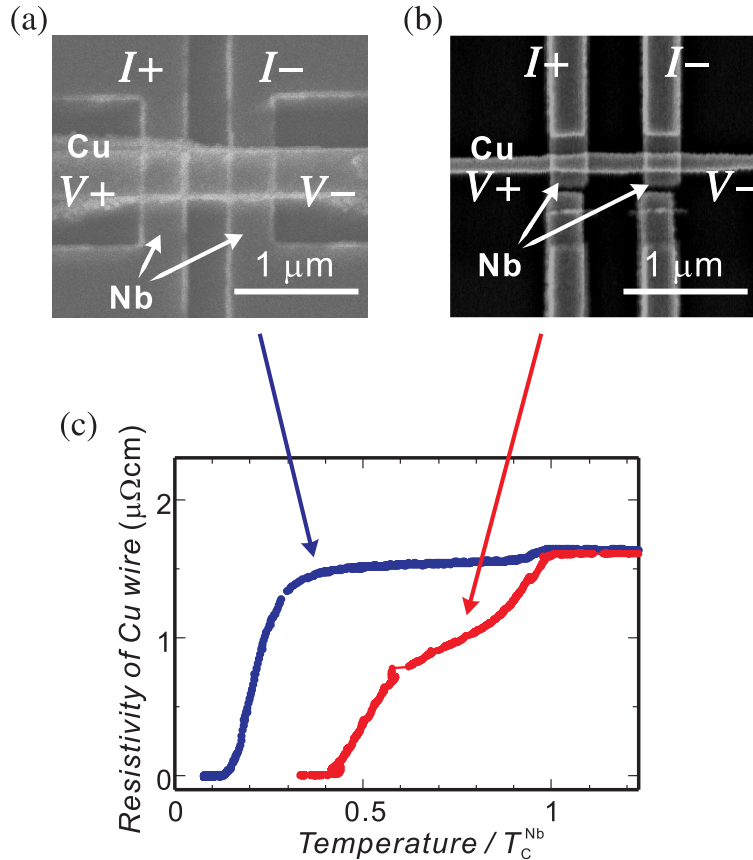


図 4.6. (a) スパッタ法と Ar イオンミリングおよび (b) 斜め蒸着法によって作製した超伝導体/常伝導体/常伝導体接合の電子顕微鏡像と測定した端子配置。(c) Cu 細線部の抵抗率の温度依存性。横軸は Nb 細線の転移温度 T_c^{Nb} で規格化した温度であり、縦軸が Cu 細線部の抵抗率である。赤線が斜め蒸着法で作製した試料の結果であり、青線はスパッタ法とミリング法を用いた試料における結果である。

フトオフ法によって作製した試料では Nb 細線の超伝導転移温度以下であっても広い温度領域にわたって Cu 細線の抵抗が減少しない一方で、斜め蒸着法で作製した試料では Nb 細線の超伝導転移直後から中間に肩をもつようななだらかな変化により Cu 細線の抵抗は減少し、より高い温度で抵抗がゼロとなることが確認できた。このなだらかな変化は近接効果が現われる過程であると考えられ¹³²、斜め蒸着法によって作製された Nb/Cu 界面が清浄界面であるとともに、Ar イオンミリングの工程が不要であるために界面付近の超伝導状態の弱い層ができていないことを示している。

このように、斜め蒸着法を用いた場合 Nb/Cu 界面の超伝導転移温度は高くなり、より広い温度領域での実験が可能になる。しかしすでに述べたように Nb は高融点材料であるため、高品質な Nb 細線を安定して作製することは難しかった。また、斜め蒸着法では大気暴露せずに接合界面を作製可能であるが、試料構造に制限があり複雑な構造の作製が困難であることがデメリットとして挙げられる。以上の理由から、本研究では二つの試料作製方法を使い分け、と

くに界面の状態が重要となる第 6 章で述べる界面でのスピン流吸収実験において斜め蒸着法を用いた。

4.3 小括

本章ではまず、高融点材料である Nb の微細加工方法として、スパッタ法による高品質 Nb 細線の微細加工の手法について述べた。レジストからの不純物混入を抑制するために Ti 保護膜を作製することで、薄膜と同程度の質を維持したまま細線化することに成功した。この手法は本研究において重要であることに加え、他の Nb 系超伝導や MgB_2 に代表されるより高い転移温度を有する超伝導体にも適用できると期待される。

次に、上記の Nb 細線作製方法を用いて Nb/Cu 界面を作製し、その特性を調べた。常伝導状態では十分に低抵抗を示したが、超伝導転移温度以下において電荷不均衡状態による抵抗が測定された。これは作製プロセスにある Ar イオンミリングの結果、界面において超伝導状態が抑制された層が存在するためであると考えた。そこで界面特性の向上の観点から、斜め蒸着法で作製した界面とミリング法で作製した界面の比較を、Nb/Cu/Nb 接合における Cu 細線部の抵抗を測定することで行った。その結果、ミリング法を用いた作製方法に比べて斜め蒸着法を用いた界面は高い温度で超伝導性を示し、界面近傍まで十分に超伝導状態にあることが確認できた。これは広い温度領域での実験を可能とするのみではなく、スピン拡散長が短い Nb であっても超伝導状態へのスピン流の吸収過程を観測できることを示している。

以上の結果から、本研究ではスパッタ法とミリング法による繰り返しリフトオフ法と斜め蒸着法を使い分けることによって実験を進めた。

第 5 章

超伝導状態中における準粒子流の緩和過程

5.1 超伝導体/常伝導体/超伝導体接合における非局所電流の測定

スピン流の注入実験を行うにあたり、超伝導体/常伝導体界面の電流に対する振る舞いを理解するための実験を行った。具体的には、超伝導体/常伝導体/超伝導体接合構造を作製し、界面を通して流れる電流に関して局所測定および非局所測定を行った。

測定した試料は 4.2.2 項において用いた試料であり、スパッタ法と Ar イオンミリングにより作製された Nb/Cu 界面からなる超伝導体/常伝導体/超伝導体接合を面内構造に有している。この試料の走査電子顕微鏡像と測定を行った端子配置を図 5.1(a) に示す。ここで、膜厚は Nb と Cu でそれぞれ 40 nm と 80 nm であり、線幅はともに 330 nm となっている。また、2 本の Nb 細線の間隔は 700 nm である。

5.1.1 局所測定

まず、超伝導体/常伝導体/超伝導体接合構造において 2 本の超伝導体間に電流を流し、その間の抵抗を測定する局所測定を行った。

図 5.1(a) 中の V_1 の端子配置では、超伝導体間に電流を流し電圧の検出も超伝導体で行うこととなる。したがって、測定される抵抗には超伝導体/常伝導体界面の抵抗が重畳することとなり、図 5.1(b) に示す温度依存性の測定結果では Nb の超伝導転移温度 T_C^{Nb} 以下において電荷不均衡状態による抵抗が同時に測定された。一方、図 5.1(a) 中の V_2 の端子配置の場合、測定される抵抗は Cu 細線部のみとなり界面抵抗は検出されないことが期待される。実際、図 5.1(c) に示すように、測定される抵抗の温度依存性に電荷不均衡状態による抵抗は見られなかった。

さらに低温にすると、0.6 K において Nb/Cu/Nb 接合の抵抗がゼロになる様子が確認された。4.2.2 項でも述べたように、この超伝導体/常伝導体/超伝導体接合の転移温度 T_C^{SNS} において、Nb 細線のみならず Nb/Cu 界面が超伝導状態となり、Cu 細線への近接効果によって抵抗がゼ

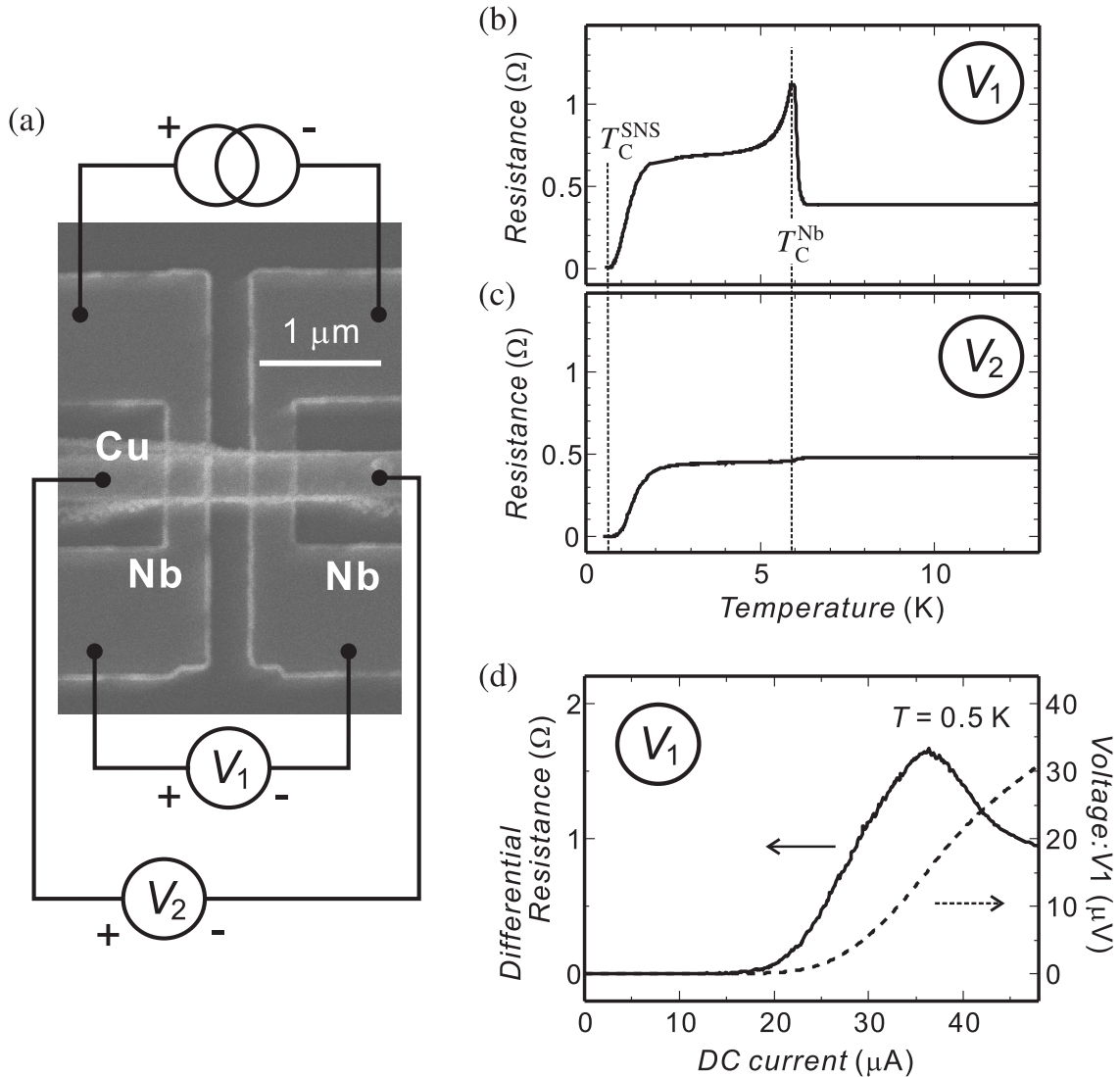


図 5.1. (a) 作製した超伝導体/常伝導体/超伝導体接合構造を有した試料の電子顕微鏡像と測定を行った端子配置。(b) V_1 の端子配置によって検出された抵抗の温度依存性。(c) V_2 の端子配置によって検出された抵抗の温度依存性。(d) V_2 の端子配置で測定した温度 0.5 K における微分抵抗測定の結果 (実線) と電流電圧特性 (破線)。電流電圧曲線は微分抵抗測定の結果を積分することで求めた。

口になったと考えられる。実際、 V_2 の端子配置で温度が T_C^{SNS} のとき Cu 細線部の抵抗がゼロになると同時に、 V_1 において検出される電圧もゼロになる様子が観測された。 V_1 は Nb/Cu 界面を含めた電圧であるので、これらの結果は Nb/Cu 界面が超伝導状態になると同時に近接効果が現われ、Cu 細線部に超伝導性がみられたことを示している。これはミリング法を用いて作製した Nb/Cu 界面において、有限抵抗がみられる温度領域では界面の超伝導状態が抑制されているという 4.2.1 項の結論とも一致する。

また、図 5.1(d) は V_1 の測定の端子配置による 0.5 K における微分抵抗測定の結果である。

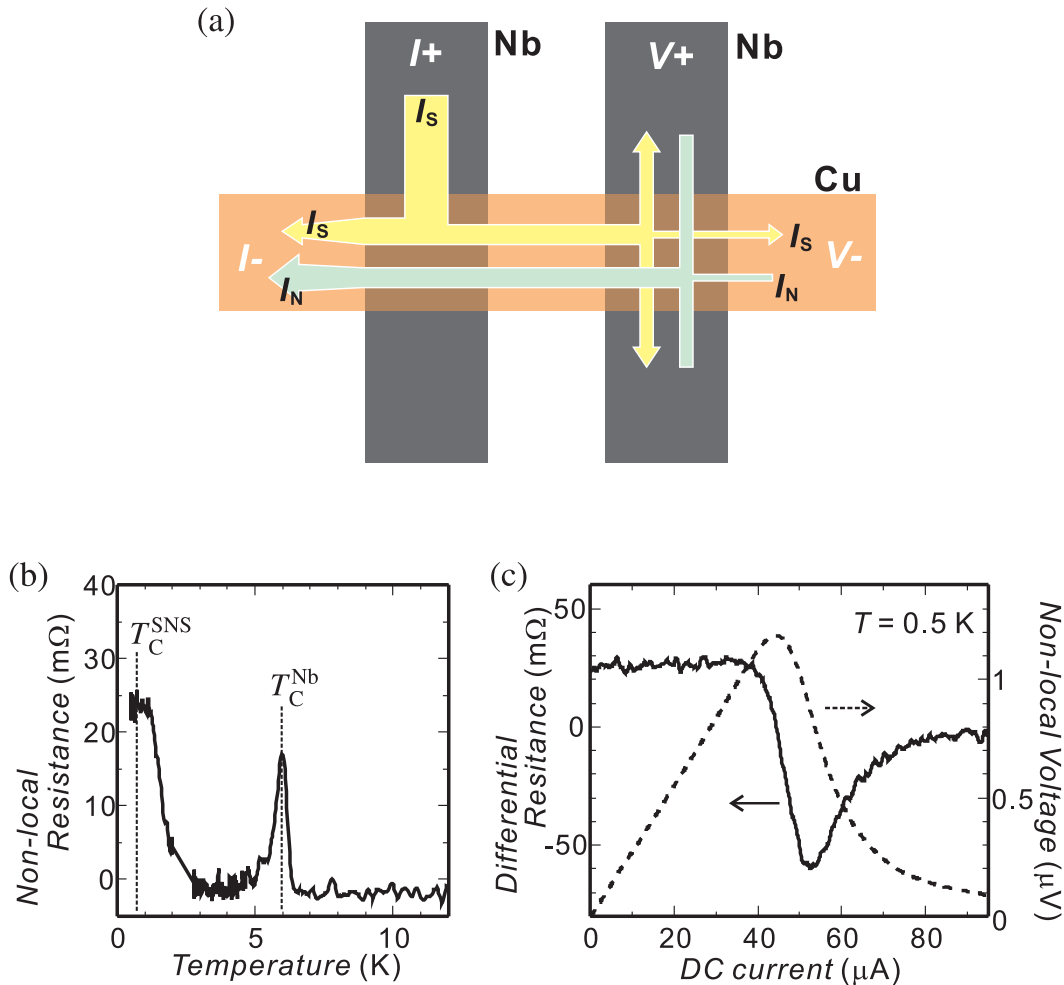


図 5.2. (a) 非局所測定を行った端子配置と Nb/Cu/Nb 接合が超伝導状態にあるときに流れる電流の模式的な様子。ここで、 I_N と I_s はそれぞれ常伝導電流と超伝導電流を示す。(b) 非局所測定の端子配置によって検出された抵抗の温度依存性。(c) 温度 0.5 K における非局所微分抵抗 (実線) と電流と非局所電圧の関係 (破線)。後者は微分抵抗測定の結果を積分することで求めた。

電流電圧特性は微分抵抗測定の結果を積分して得た。測定結果は典型的な超伝導体/常伝導体/超伝導体接合の特性^{107,108}を示しており、抵抗が現われ始める臨界電流値は $15 \mu A$ であった。

5.1.2 非局所測定

面内構造の特徴を活かし、次に非局所測定を行った。その際の端子配置を図 5.2(a) に示す。図に示すような端子配置のとき、近接効果による非局所電流の検出が期待される^{133,134}。一般に開回路の場合、電荷の保存則から電流は流ることができない。しかし、超伝導状態によって超伝導電流が存在するとき、電圧降下を伴わない超伝導電流によって電荷のつり合いがとることが可能であるため開回路中に常伝導電流が存在可能であり、それによる電圧の検出さ

れる。

図 5.2(b) は検出される電圧を電流で除算した非局所抵抗の温度依存性の結果である。図から明らかであるように、 T_C^{Nb} と T_C^{SNS} 付近において有限の抵抗が見られた。このうち T_C^{Nb} 付近のものは、温度を下げていくにつれて減少し、Nb の転移温度付近のみで観測されたことから、熱励起位相スリップ現象^{*1}によるものであると考えられる^{107,120,121}。一方、 T_C^{SNS} 付近の有限抵抗は、低温において出現したことから非局所電流によるものと考えられる。図 5.2(a) に示すように、Cu 細線が近接効果によって超伝導状態にあるとき、Nb 細線から Cu 細線へ流れる超伝導電流の一部が超伝導状態にある Cu 細線によって検出端子まで達する。このとき、電荷の保存則のために超伝導電流と逆方向に常伝導電流が流れることが予測され、測定された非局所抵抗はこの非局所常伝導電流によるものであると考えられる。

検出された抵抗が非局所電流によるものであることを確かめるため、同様の端子配置で微分抵抗を測定した。その結果を図 5.2(c) に示す。微分抵抗は直流電流が 40 μ A 程度まで 23 m Ω を示したのち、直流電流を増加させていくにつれて -60 m Ω まで減少し、その後ゼロとなった。これを積分することで電流電圧の関係に直したものを図 5.2(c) 中に破線で示す。直流電流によって発生した電圧が 1.2 μ V まで比例関係で上昇し、その後ゼロになっていく様子が明らかである。このオーミックな振る舞いは検出された電圧が非局所電流によるものであることを示唆している。また、非局所測定における臨界電流は 40 μ A であり局所測定における 15 μ A よりも大きかった。これは Nb/Cu 界面を流れている電流の一部が 2 本の Nb 細線に挟まれている Cu 細線部を流れているためであると考えられ、図 5.2(a) に示す超伝導電流と常伝導電流の変換の物理的描像とも一致している。

5.2 超伝導状態中におけるスピン偏極準粒子

4.2.1 項で述べたように、Ar イオンミリングによって作製した界面に注入される電流はおもに準粒子を励起する。励起される準粒子がスピン偏極しているとき、それらはスピン拡散長程度で緩和した後にクーパ対へ再結合すると考えられる¹³⁵。この超伝導状態中のスピン拡散長を求め、スピン偏極準粒子の緩和過程を理解することは、スピン流の超伝導状態における振る舞いを明らかにする上で重要となる。そこで本節では、超伝導 Nb 中におけるスピン偏極準粒子の緩和過程を、面内構造を有した試料においてスピン流注入を行うことにより調べた。

実際に測定を行った試料の電子顕微鏡像を図 5.3 に示す。この試料は 3 回リフトオフ法を繰り返すことにより作製した。まず Py 端子を強磁性体用蒸着装置を用いて作製し、次に Nb を Ti 保護膜を用いたスパッタ法で作製した。最後に Cu を非磁性体用蒸着装置によって蒸着した。これまでの試料と同様に、Cu の蒸着前に真空内において Ar イオンによるミリングを行った。Py、Nb、Cu の膜厚は、それぞれ 30 nm、40 nm、100 nm とした。

^{*1} thermally activated phase slip phenomena

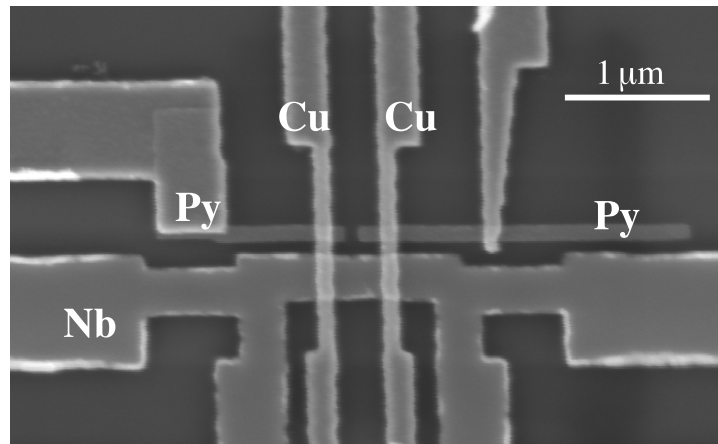


図 5.3. リフトオフ法を 3 回繰り返すことにより作製した強磁性体/非磁性体/超伝導体接合構造を有した試料の電子顕微鏡像。

5.2.1 スピン偏極電流による準粒子の励起

図 5.3 の試料は面内多端子構造を有しているため、図 5.4(a) のように端子配置を変更することにより、同一試料中においてスピン流による効果を測定することができる。すなわち、Cu 端子から Nb 細線へ電流を注入することによりスピン流成分のない準粒子を励起される一方、Py 端子から注入した場合はスピン偏極電流による励起であるためスピン偏極した準粒子が励起されることが期待される。そのため、これら二つの電流によって励起された準粒子の緩和を比較することにより超伝導状態中におけるスピン偏極状態の緩和過程が明らかにできると考えられる。励起された準粒子はクーパ対への再結合までの間に、拡散によって Nb 細線中を流れる。その際電圧降下をともなうため、クーパ対への再結合長は図 5.4(a) に示すような端子配置で界面抵抗を測定することにより求めることが可能である^{59,60}。

実際に測定した界面抵抗の温度依存性を図 5.4(b) に示す。Nb 細線の転移温度以下の準粒子による電圧が検出される温度領域において、スピン流成分をともなった電流による界面抵抗はスピン流のない電流による抵抗より大きく、抵抗の差は 14 mΩ であった。これは図 5.4(c) に示すように、スピン偏極した電流による準粒子が長い再結合長を必要とするためであり、抵抗差はスピン流成分によると考えられる。

Nb/Cu 界面における電流のスピン偏極率を α とすれば、注入された電流のうち $(1 - \alpha)I_C$ はスピン偏極していない電流であり、通常の緩和過程によってクーパ対を形成するが、スピン流成分である αI_C はスピン偏極状態の緩和とともにクーパ対を形成すると考えられる。すべてのスピン流成分が緩和したのちに通常の緩和過程が起こると仮定すれば、検出される電圧は二つの緩和過程の単純な和となるため、測定された電圧の差は $\alpha I_C \rho^{\text{Nb}} \lambda_{\text{sf}}^{\text{Nb(S)}} / S$ で与えられることとなる。ここで、 ρ^{Nb} は Nb の常伝導状態での抵抗率、 $\lambda_{\text{sf}}^{\text{Nb(S)}}$ は Nb の超伝導状態におけるスピン拡散長、 S は準粒子流の流れる有効断面積である。これに対し、 ρ^{Nb} として $64 \mu\Omega\text{cm}$ 、 S

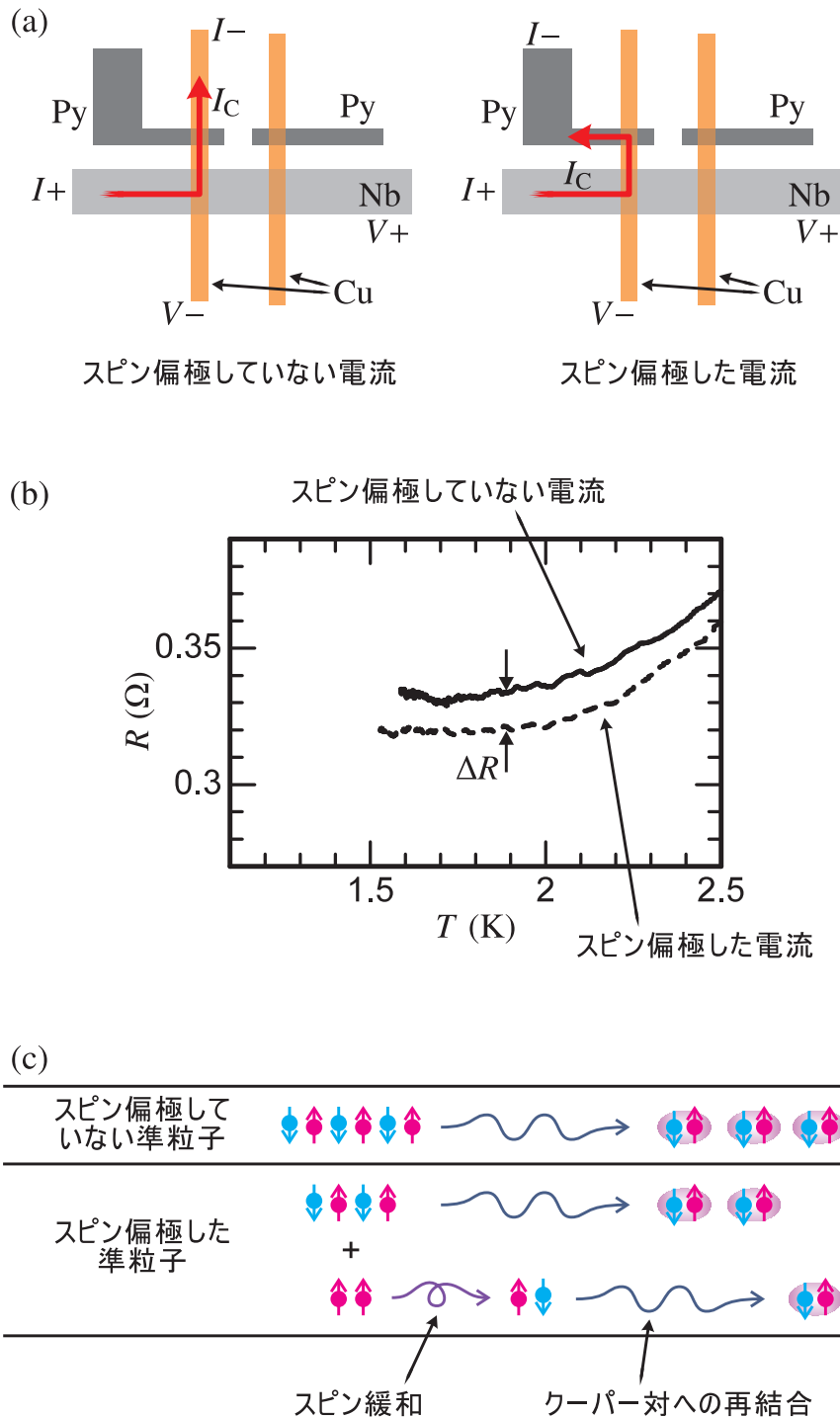


図 5.4. (a) スピン偏極していない電流とスピン偏極した電流による界面抵抗測定のための端子配置。(b) スピン偏極率の異なる二つの電流による界面抵抗 R の温度 T 依存性。(c) 生成された準粒子がクーパー対になる様子。スピン偏極している場合は、クーパー対へ再結合する前に、スピン緩和する必要がある。

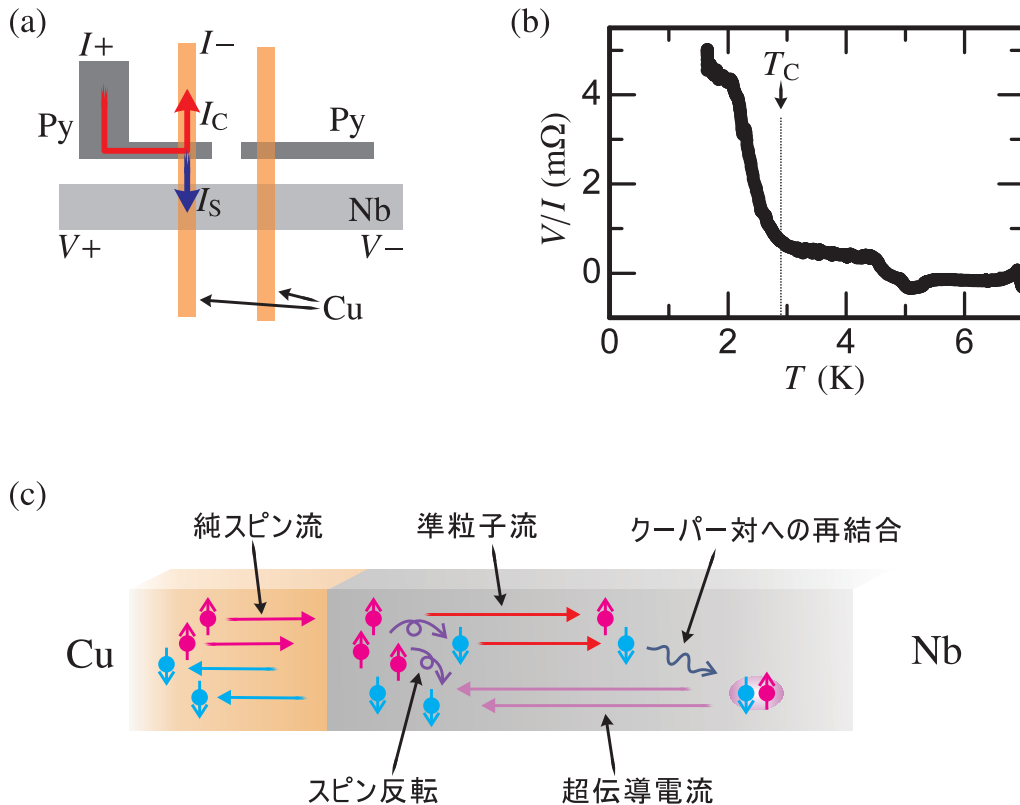


図 5.5. (a) Nb 細線非局所抵抗測定のための端子配置。(b) Nb 細線に発生した電圧を電流で割った値 V/I の温度 T 依存性。 T_C は Nb 細線の超伝導転移温度を表す。(c) 純スピン流注入により生じた準粒子がクーパー対となる様子。

として Nb/Cu 界面に垂直な方向の緩和を考慮して $300 \times 100 \text{ nm}^2$ 、 $\alpha = I_S/I_C$ として常伝導状態におけるスピン流注入の実験^{*2}より 0.02 を代入することで、 $\lambda_{sf}^{\text{Nb(S)}} = 36 \text{ nm}$ となった。この値は常伝導状態における 10 K でのスピン拡散長^{*2}よりも非常に長い。これは先行理論研究^{80,82,83}と一致する結果ではあるが、定量的解析および考察による結論を得るには不十分である。なぜならば、スピン拡散長と膜厚がほぼ等しくなっていることから面直方向以外の流れも考慮すべきであり、その場合、励起されたすべての準粒子が抵抗差に寄与しているという仮定は成り立たない。また、スピン流の超伝導状態への注入過程も明らかではなくスピン流成分の見積もりも正確ではない。したがって、これらを含めて詳細な解析を行うには、界面の特性の向上した試料において注入過程を明らかにした上で、測定電流による信号を抑えた実験が必要であると考えられる。

5.2.2 純スピン流による非局所準粒子励起

次に、面内多端子構造であることを利用し、超伝導状態にある Nb への純スピン流による準粒子の励起を試みた。具体的には、図 5.5(a) の端子配置により Nb への純スピン注入を行った。図 5.5(b) は、無磁場下で純スピン流注入されている Nb 細線の両端に生じた電圧を電流で除算した抵抗の温度依存性である。図に示すように、転移温度付近において Nb 細線に電圧が発生し、その電圧は温度を下げるにつれて増加した。

発生した電圧は 5.1.2 項と同様に、Nb 細線中の準粒子流の緩和過程によって説明できる。Cu/Nb 界面に生じた準粒子はクーパー対へ緩和・再結合しながら Nb 細線中を流れ、電圧降下を引き起こす。このとき Nb 細線は開いた回路であるので電流の総和はゼロとなるべきであるが、これは図 5.5(c) に示すように準粒子がクーパー対となり電圧降下をとまなわない超伝導電流となって逆向きに流れることで満たされる。理想的には Nb 細線の両側に同量の準粒子流が流れるため、生じる電圧は相殺されて Nb 細線の両端に電圧は生じないが、実際の試料においてはわずかな差があり準粒子流は左右で対称になっていないために両端で電圧差が検出されたと考えられる。実際に、検出される電圧は試料毎に異なる大きさであった。また、温度の低下とともに検出された電圧が増加したことは、準粒子の緩和長が長くなったためであると解釈できる。

以上の結果は、非局所電流による純スピン流を介することで Nb 細線中に準粒子を励起可能であることを示している。しかし、純スピン流の注入量が不明であるために励起される準粒子流の大きさがわからず、また Nb 細線中の準粒子流の分配を求めることも不可能であることから、定量的考察は前項同様に難しい。さらに本実験の場合、励起された準粒子のスピン偏極状態が不明である。これは、本試料では Nb/Cu 界面をミリング処理している上に、励起電流として $190\ \mu\text{A}$ もの電流を流していることからジュール熱による効果¹³⁶ も考慮すべきであり、Nb/Cu 界面近傍では超伝導状態の抑制が大きいと考えられるためである。このような場合、Nb の常伝導状態におけるスピン拡散長は短い^{*2}ため、大半のスピン蓄積状態は界面近傍においてすでに緩和していると考えるのが妥当である。

5.3 小括

本章では、超伝導状態における準粒子流の緩和およびクーパー対への再結合過程について調べた。

まず、前章の Nb 細線作製方法を用いて超伝導体/常伝導体/超伝導体構造である Nb/Cu/Nb 接合を有した試料を作製し、その試料において実験を行った。まず通常の局所測定を 2 通りの電圧端子の配置で行った。その結果、Nb/Cu 界面抵抗を除いて Cu 細線部の抵抗のみを測定することに成功し、十分低温において Nb/Cu 界面および Cu 細線部がともに超伝導性を示すこと

*2 付録 C.1

が確認された。これは Nb 細線からの近接効果によるものであると考えられ、Nb 細線の転移温度と大きく異なるという測定結果は、上述の超伝導状態が抑制された層が存在するという結論とも一致する。また、非局所測定を行った結果、近接効果が観測される温度領域において、常伝導電流と超伝導電流の交換による非局所電圧を検出できた。

次に、Py、Cu、Nb からなる複合構造を有する試料を用いて超伝導状態におけるスピン流を調べた。通常の電流とスピン偏極電流による準粒子の励起を比較した結果、準粒子のスピン偏極状態の緩和過程に起因すると考えられる抵抗が検出された。検出された抵抗の大きさから簡単な計算を行った結果、超伝導状態におけるスピン拡散長は常伝導状態における値よりも長かった。また、面内構造であることを活かし、純スピン流を用いた測定も行い、準粒子流と超伝導電流の交換によると考えられる電圧を検出できた。しかしこれらの結果を用いて定量的議論を行うためには、Nb/Cu 接合界面の特性の向上、励起電流による影響の見積もり、注入される純スピン流の見積もりなどが必要になる。とくに Nb はスピン拡散長が非常に短いため、注入される Nb/Cu 界面付近において超伝導状態が抑制されているとすれば、励起されるスピン偏極準粒子が超伝導状態に達する前にスピン偏極状態が緩和している可能性も考慮すべきである。したがって、より詳細な議論には界面特性の向上と超伝導状態へのスピン流の注入過程を明らかにすることが重要となる。

第 6 章

超伝導状態への純スピンの流吸収過程

6.1 超伝導ギャップによる純スピン流吸収の抑制

第 5 章では微細加工された Nb をスパッタ法によって作製し、おもに超伝導状態にある Nb 中におけるスピン偏極準粒子流の振る舞いについて調べた。しかし、スピン偏極電流を直接注

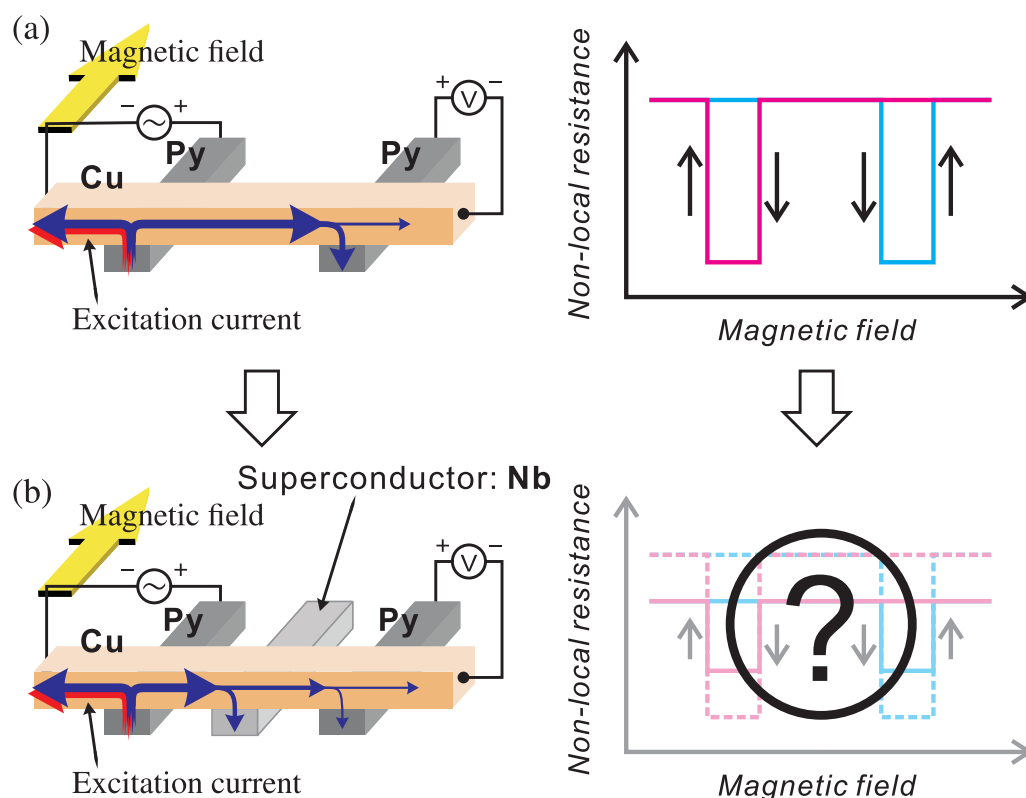


図 6.1. 超伝導ギャップによるスピン流吸収量変化を測定する方法の模式的説明。(a) 超伝導細線のない試料と (b) 超伝導細線のある試料の二つの非局所スピバルブ構造においてスピン蓄積信号を測定し、その変化によって超伝導細線への純スピンの流の吸収量を見積もる。

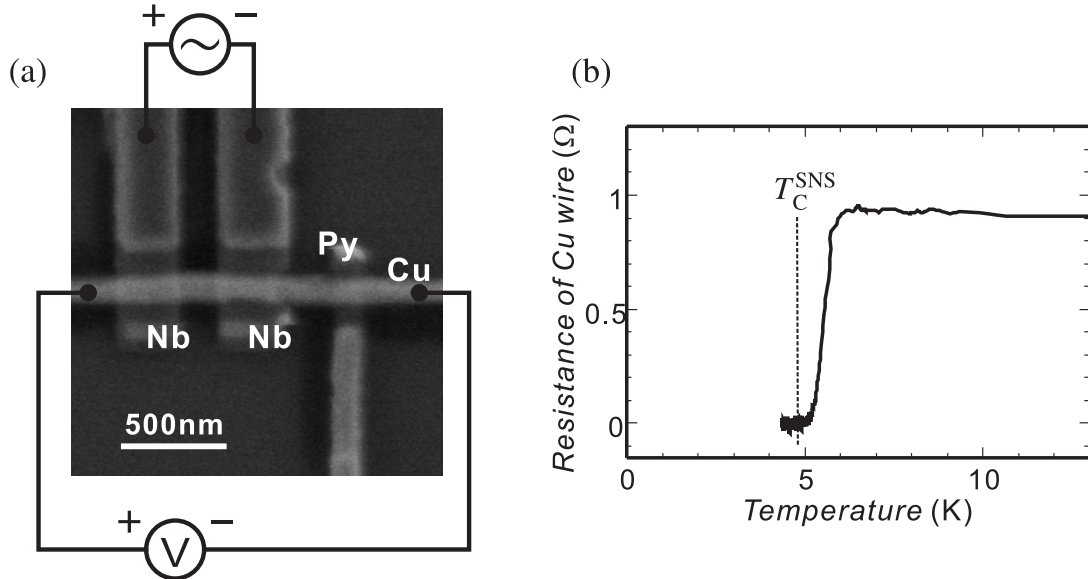


図 6.2. (a) 強磁性体細線と常伝導体/超伝導体/常伝導体接合を有した試料の電子顕微鏡像と Cu 細線部の抵抗の温度依存性測定の端子配置。(b) Cu 細線部の抵抗の温度依存性。 T_C^{SNS} は抵抗がゼロになった温度であり、超伝導体/常伝導体界面が超伝導性を示す温度を表している。

入した場合、電流による電圧も測定されるため、スピン蓄積による電圧のみを取り出すことは難しかった。また、純スピンの注入を行った場合はスピン蓄積による信号のみを測定できる可能性はあるが、5.2.2 項の方法では注入された純スピンの見積りができないため定量的な議論は困難である。したがって、超伝導状態に注入されたスピン流に関して解析を行うために、まず超伝導体/常伝導体界面において吸収される純スピンの量を定量的に取り扱うことが重要であると考えた。

そこで次に、超伝導体/常伝導体界面を通じたスピン流の吸収過程を明らかにする目的で実験を行った。具体的には、電流による信号を排除して定量的解析を行うために、2.1.6 項で述べた非局所スピン流注入法を用いた。図 6.1 はその方法を模式的に示したものである。すなわち、非局所スピンバルブ構造において強磁性体間に超伝導体細線が挿入された試料とされていない試料を作製し、それぞれでスピン蓄積信号を測定することによって、挿入された超伝導体細線へのスピン流吸収量の見積もり^{13,19,100}を試みた。このとき、超伝導ギャップ中に純スピン流は吸収されることはない^{137,138}ため、挿入細線として用いた Nb の超伝導転移温度以下まで温度を下げることで純スピンの吸収は抑制され、スピン蓄積信号は Nb 細線の挿入がない場合に近くなることが期待される。

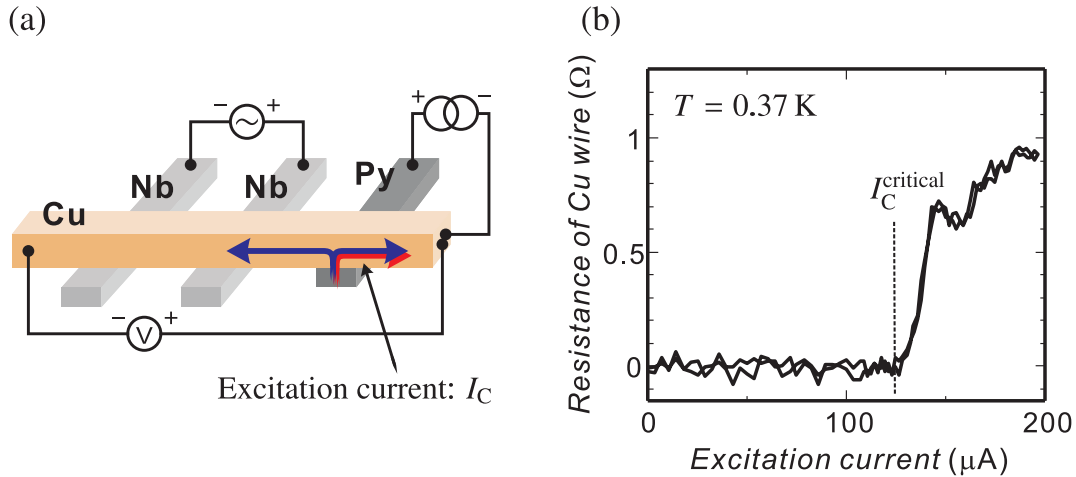


図 6.3. (a) Nb/Cu/Nb 接合中の Cu 細線部の抵抗の励起電流依存性を測定した際の端子配置。励起電流 I_C を変化させながら、Cu 細線部の抵抗を測定した。(b) 励起電流依存性の測定結果。 I_C^{critical} は臨界励起電流を示している。

6.1.1 臨界励起電流測定

実際に非局所スピバルブ測定を行う前に、予備実験として図 6.2(a) に示すような試料において臨界励起電流の測定を行った。非局所スピバルブ測定を行う際、強磁性体端子に励起電流を流すがその電流によって熱が発生すると考えられる¹³⁶。そこで、発生した熱によって目的とする超伝導体/常伝導体界面が壊れる臨界励起電流を事前に測定し、それ以下の励起電流を用いて非局所スピバルブ測定を行った。界面の超伝導性の確認には、4.2.2 項と同様に超伝導体/常伝導体/超伝導体接合構造を用いた。

試料は斜め蒸着法によって作製されており、超伝導体/常伝導体/超伝導体接合構造である Nb/Cu/Nb 接合に強磁性体として Py 細線を加えた構造となっている。2 本の Nb 細線の中心間の距離は 500 nm であり、Nb と Py 間の距離は 450 nm とした。また、Nb 細線、Cu 細線、Py 細線の膜厚と幅はそれぞれ 30 nm と 300 nm、100 nm と 100 nm、20 nm と 100 nm である。図 6.2(b) は、この試料中にある超伝導体/常伝導体/超伝導体接合の Cu 細線部の抵抗の温度依存性を示している。図中に示すように、抵抗がゼロになる転移温度 T_C^{SNS} は 4.9 K であった。4.2.2 項でも述べたように、この T_C^{SNS} 以下の温度領域では Nb/Cu 界面が超伝導状態にあると考えられる^{130,131}。

次に、図 6.3(a) に示すように Py 細線から Cu 細線へ流れる直流電流を印加し、この励起電流を増加させながら Nb 細線間の Cu 細線部の抵抗を微小な交流電流により測定することで、Nb/Cu 界面の超伝導状態に対する臨界励起電流を測定した。図 6.3(b) に測定結果を示す。臨界励起電流 I_C^{critical} は 120 μA となり、これ以下の励起電流では Nb/Cu/Nb 接合の抵抗がゼロであり Nb/Cu 界面が超伝導状態にあることがわかった。

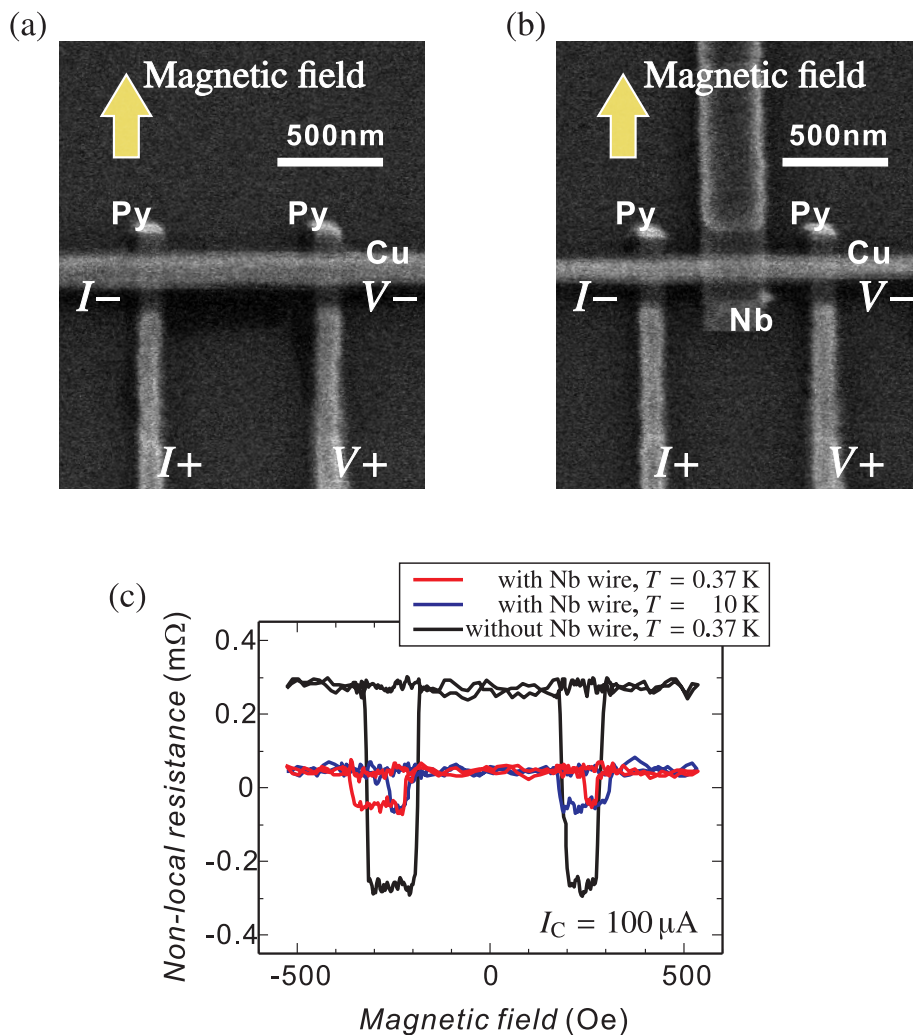


図 6.4. 非局所スピバルブ測定を行った試料の電子顕微鏡像であり、(a) Nb 細線が挿入されていない試料と (b) Nb 細線が挿入されている試料である。(c) 非局所スピバルブ測定の結果。黒線が Nb 細線がない試料における結果であり、赤線と青線がそれぞれ Nb 細線が超伝導状態と常伝導状態にあるときの結果である。

6.1.2 非局所スピバルブ測定

図 6.4(a) と (b) に実際に非局所スピバルブ測定を行った試料の電子顕微鏡像を示す。ここで、Nb 細線、Cu 細線、Py 細線の膜厚と幅はすべて図 6.2(a) と同じであり、2 本の Py 細線中心間の距離は 900 nm とした。Nb 細線は 2 本の Py 細線の間位置となるように作製し、Py 細線と Nb/Cu 界面の距離は図 6.2 と等しく 450 nm となっている。

実際に図中に示す端子配置で行った非局所スピバルブ測定の結果を図 6.4(c) に示す。このとき前節の実験結果から、超伝導状態にある Nb/Cu 界面における吸収現象を調べるために、励起電流は 100 μA とした。黒線は Nb 細線のない試料の 0.37 K における結果であり、赤線と

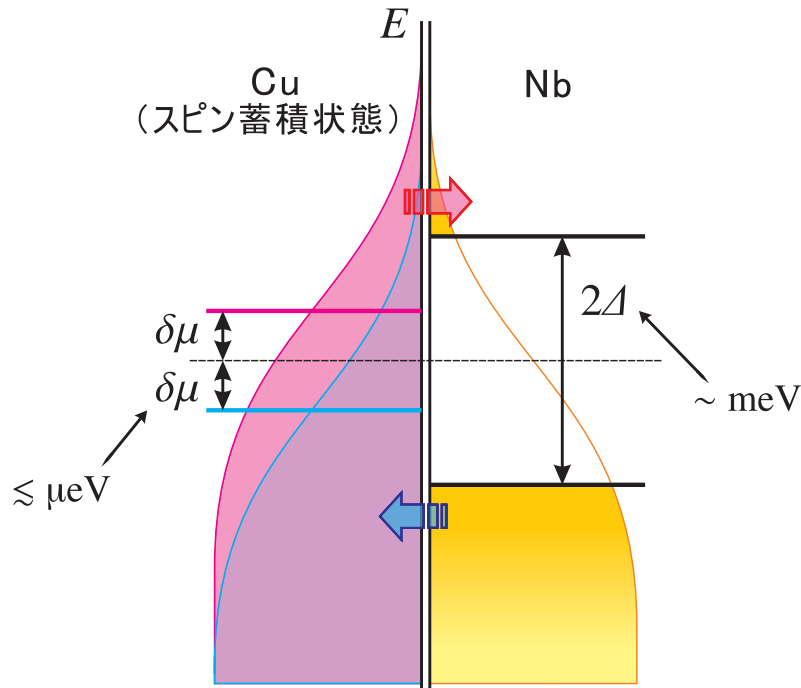


図 6.5. 電子が吸収されている Nb/Cu 界面における状態のモデル。Cu 細線にはスピンの蓄積 $\delta\mu$ が存在し、Nb 内には超伝導ギャップ Δ が存在する。それぞれ電気化学ポテンシャルを中心として電子はエネルギーの分布をもっている。超伝導ギャップよりも高いエネルギーをもった電子のみが超伝導状態へ吸収される。

青線が Nb 細線のある試料の 0.37 K と 10 K、すなわち超伝導状態と常伝導状態における結果である。実験の結果、スピンの蓄積信号は Nb 細線のない試料では 0.540 m Ω であり、Nb 細線のある試料では超伝導状態と常伝導状態ではほぼ変わらず 0.094 m Ω であった。

図から明らかであるように、Nb 細線の有無によってスピンの蓄積信号は大きく減少した。これは純スピンの流が Nb 細線へ吸収されていることを示している。また、0.37 K と 10 K では Cu のスピンの拡散長や P_y の偏極率などの値はほとんど変わらないため、これらによるスピンの蓄積信号の温度依存性がないことを考慮すれば、Nb 細線がある試料において超伝導状態と常伝導状態ではほぼスピンの蓄積信号の大きさに変化が見られなかったことは純スピンの流の吸収量に超伝導転移による影響がほとんどないことを示している。しかし、超伝導状態にある Nb/Cu 界面において、Cu 細線中における電気化学ポテンシャルの大きさは μeV のオーダー以下であり、一方超伝導ギャップの大きさは meV のオーダーである^{126,127} と考えられる。したがって、超伝導ギャップ中にスピンの偏極した準粒子は注入されない^{137,138} ことを考慮すると、直観的にはスピンの流の Nb 細線への吸収が完全に禁止されると考えられ、実験結果は直観とは反する結果となった。

6.2 超伝導体/常伝導体界面における純スピン流吸収のモデル

前節における非局所スピンパルプ測定の結果からは、スピン流が超伝導状態にある Nb に対しても吸収されうるという直観とは異なる結論が得られた。この結論を理解するために、図 6.5 に示すような界面における電子のエネルギー分布を考慮したモデルを考えた。

電子のエネルギー分布を考えると、Cu 細線中の一部の電子は超伝導ギャップよりも高いエネルギーをもつこととなる¹⁰⁷。このような電子は超伝導状態中の準粒子の準位に吸収されるため、スピン偏極した準粒子が超伝導 Nb 内に励起される。そのため、超伝導状態であっても一部の電子による非局所スピン流吸収が起きると考えられる。

このとき、スピン蓄積と超伝導ギャップの大きさは、励起電流の大きさと温度に依存する^{82,94,107,108}。そのため、スピン流の吸収量とそれに伴うスピン蓄積信号の大きさも励起電流や温度に依存すると考えられる。そこで、上述のエネルギー分布を考慮したモデルを確かめ、スピン流の吸収量についてより詳細な議論を行うために、非局所スピン蓄積信号の励起電流依存性を調べた。

6.2.1 非局所スピン蓄積信号の励起電流依存性

図 6.6(a) に、超伝導状態にある Nb 細線が挿入されている試料において異なる大きさの励起電流で非局所スピン蓄積信号を測定した結果を示す。青線と赤線がそれぞれ励起電流を 20 μA と 100 μA として行った非局所スピンパルプ測定の結果である。スピン蓄積信号はそれぞれ 0.189 m Ω と 0.094 m Ω であり、明らかに励起電流 20 μA によるスピン蓄積信号の方が 100 μA における信号よりも大きかった。一方、図 6.6(b) と (c) に示すように、常伝導状態にある温度での Nb 細線が挿入された試料と Nb 細線が挿入されていない試料では、励起電流への依存性はみられなかった。

励起電流を減少させた際のスピン蓄積信号の増加は、Nb/Cu 界面におけるスピン流の吸収量の減少を示している。また、信号の変化が超伝導状態にある Nb 細線が存在したときのみみられたという事実から、Nb 細線へのスピン流吸収量の変化が超伝導状態に起因していると考えられる。

6.2.2 モデルに基づく計算との比較

次に、エネルギー分布を取り入れたモデルに基づく数値計算と実験結果の定量的な比較を行った。

Nb 細線が挿入された試料におけるスピン蓄積信号 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}$ および、検出用 Py/Cu 界面におけるスピン蓄積の大きさ $\delta\mu|_{\text{detector}}$ 、Nb/Cu 界面におけるスピン蓄積の大きさ $\delta\mu|_{\text{Nb/Cu}}$ の間には

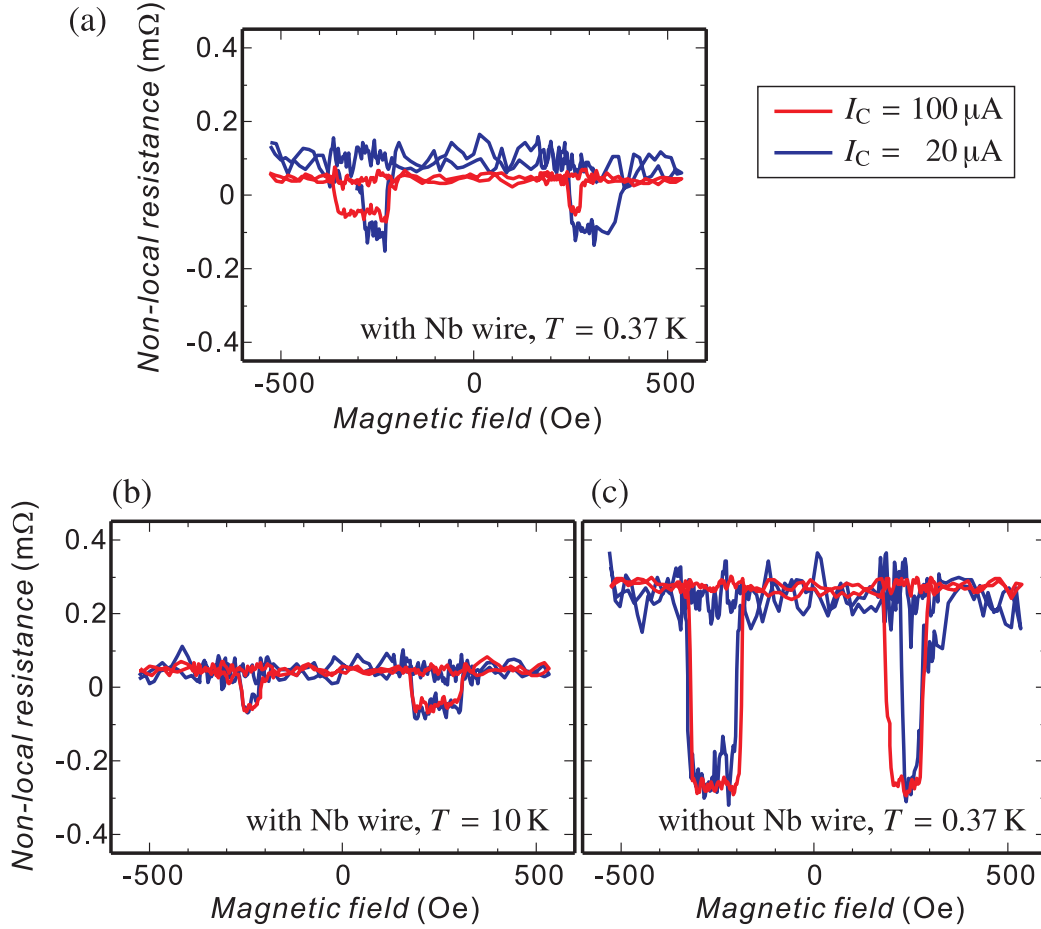


図 6.6. 励起電流 I_C を変化させて行った非局所スピンプルブ測定の結果。それぞれ、(a) 超伝導状態にある Nb 細線が挿入されている試料、(b) 常伝導状態にある Nb 細線が挿入されている試料、(c) Nb 細線の挿入がない試料における結果である。赤線が $I_C = 100 \mu\text{A}$ 、青線が $I_C = 20 \mu\text{A}$ での測定結果である。明らかに、(a) の試料にのみスピンの蓄積信号の大きさに変化がみられた。

$\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}} \propto \delta\mu|_{\text{detector}} \propto \delta\mu|_{\text{Nb/Cu}}$ の関係がある^{*1}ことから、以下の関係式が導ける。

$$\frac{\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with(S)}}}{\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with(N)}}} = \frac{\delta\mu^{(S)}}{\delta\mu^{(N)}} \Big|_{\text{detector}} = \frac{\delta\mu^{(S)}}{\delta\mu^{(N)}} \Big|_{\text{Nb/Cu}} \quad (6.1)$$

ここで、上付き添え字の (N)、(S) はそれぞれ常伝導状態での値、超伝導状態での値を示している。式 (6.1) より、超伝導状態にある Nb 細線が挿入された試料におけるスピンの蓄積信号 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with(S)}}$ との比較を行うために、Nb/Cu 界面におけるスピンの蓄積の大きさ $\delta\mu^{(S)}|_{\text{Nb/Cu}}$ の変化を計算すれば良いことがわかる。

超伝導状態にある Nb/Cu 界面におけるスピンの蓄積の大きさは、Nb/Cu 界面に流れるスピンの流に着目して計算した。Nb/Cu 界面にスピンの蓄積 $\delta\mu^{(S)}$ が存在するとき、界面に流れるスピン

*1 付録 A.3.3

流 $I_S^{(NS)}$ と超伝導状態にある Nb のスピン抵抗 $R_S^{Nb(S)}$ は、常伝導体/超伝導体界面に流れる電流¹⁰⁷ からの類推により、以下のように書ける。^{*2}

$$\begin{aligned} I_S^{(NS)} &= \frac{1}{R_S^{Nb(S)}} \frac{\delta\mu^{(S)}}{e} \\ \frac{1}{R_S^{Nb(S)}} &= \frac{1}{R_S^{Nb(N)}} \frac{1}{2\delta\mu^{(S)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{Nb}^{(S)}(E)}{N_{Nb}^{(N)}(0)} \left(f(E - \delta\mu^{(S)}) - f(E + \delta\mu^{(S)}) \right) dE \\ &= \frac{1}{R_S^{Nb(N)}} \frac{1}{2\delta\mu^{(S)}} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{|E|}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} \left(f(E - \delta\mu^{(S)}) - f(E + \delta\mu^{(S)}) \right) dE \end{aligned} \quad (6.2)$$

ここで、 $N_{Nb}(E)$ と $f(E)$ はそれぞれ Nb の状態密度と電子の分布関数であり、最後の式変形には超伝導ギャップにエネルギー依存性がないことを仮定した。一方、スピン抵抗を用いた式 (2.12) から、

$$\frac{I_S^{(NS)}}{I_C} = \frac{2P \frac{R_S^{Py}}{R_S^{Cu}} \left(\sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^{Cu}}\right) + \frac{R_S^{Py}}{R_S^{Cu}} \exp\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^{Cu}}\right) \right)}{\cosh\left(\frac{L}{\lambda_{sf}^{Cu}}\right) - 1 + 2 \frac{R_S^{Nb(S)}}{R_S^{Cu}} \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{sf}^{Cu}}\right) + 2 \frac{R_S^F}{R_S^{Cu}} \left(1 + \frac{R_S^{Py}}{R_S^{Cu}} \right) \left(1 + 2 \frac{R_S^{Nb(S)}}{R_S^{Cu}} \right) e^{L/\lambda_{sf}^{Cu}} - 2 \frac{R_S^{Py}}{R_S^{Cu}}} \quad (6.3)$$

となる。ここで、 I_C は励起電流、 P は Py のスピン偏極率、 L は Py 細線の中心間距離であり、 R_S^{Py} 、 R_S^{Cu} 、 R_S^{Nb} はそれぞれ Py、Cu、Nb のスピン抵抗である。また、 λ_{sf}^{Cu} は Cu 細線のスピン拡散長である。式 (6.2) を式 (6.3) に代入することにより、Nb/Cu 界面にスピン蓄積 $\delta\mu^{(S)}$ に関する自己撞着方程式を得ることができ、これを数値的に解くことで $\delta\mu^{(S)}$ を求めることが可能となる。実際に数値的に解く際には、超伝導状態や電子状態に影響を与えると考えられるといくつかの外因として、励起電流による誘導磁場の効果、スピン蓄積状態による超伝導ギャップの抑制効果、励起電流によるジュール熱の効果を見積もりを考慮にいった。以下にそれぞれについて述べる。

励起電流による誘導磁場の効果

Py/Cu 界面の流れる励起電流 I_C によって Nb/Cu 界面に引き起こされる誘導磁場 m は、 μ_0 を真空の透磁率として以下のように書かれる¹³⁹。

$$m = \frac{\mu_0 I_C}{2\pi(L/2)} \quad (6.4)$$

この式に $I_C = 100 \mu\text{A}$ 、 $L = 900 \text{ nm}$ を代入すれば、 $m = 1/3 \text{ Oe}$ となり、ほとんど無視できる大きさであることがわかった。したがって、実際の計算では誘導磁場の効果は取り入れずに行った。

*2 付録 D.1

スピン蓄積状態による超伝導ギャップ抑制効果

超伝導状態中にスピン蓄積が存在した場合、超伝導ギャップは抑制される^{140,141}。本モデルでは Nb/Cu 界面において $\delta\mu^{(S)}$ のスピン蓄積が生じているとしているため、必然的にこの効果を考慮しなければならない。

一般にスピン蓄積がないとき、超伝導ギャップ Δ は以下のギャップ方程式^{107,108} から数値的に求めることが可能である。

$$\begin{aligned} \frac{1}{N(0)V_{\text{BCS}}} &= \int_0^{\hbar\omega} \frac{1 - 2f(E)}{E} d\xi \\ &= \int_0^{\hbar\omega} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} \tanh\left(\frac{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}}{2k_{\text{B}}T}\right) d\xi \end{aligned} \quad (6.5)$$

ここで、 $E = \sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}$ であり、 $f(E)$ 、 $N(0)$ 、 V_{BCS} はそれぞれ、フェルミ分布関数、常伝導状態におけるフェルミ面での状態密度、2電子間の引力相互作用の強さを表している。また、 ξ とは電子のもつ運動エネルギーであり、 k_{B} はボルツマン定数、 T は温度である。 $\hbar\omega$ はカットオフエネルギー^{*3}であり、強さ V_{BCS} の2電子間の引力相互作用の効く範囲を定めている。一方、大きさ $\pm\delta\mu$ のスピン蓄積が存在するとき、ギャップ方程式は以下のように書き換わる^{140,141}。

$$\begin{aligned} \frac{1}{N(0)V_{\text{BCS}}} &= \int_0^{\hbar\omega} \frac{1 - (f(E - \delta\mu) + f(E + \delta\mu))}{E} d\xi \\ &= \int_0^{\hbar\omega} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} \frac{1}{2} \left[\tanh\left(\frac{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2} - \delta\mu}{2k_{\text{B}}T}\right) + \tanh\left(\frac{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2} + \delta\mu}{2k_{\text{B}}T}\right) \right] d\xi \end{aligned} \quad (6.6)$$

式 (6.6) はさらに、温度ゼロでの超伝導ギャップ $|\Delta_0|$ と、弱結合近似 $\hbar\omega \gg |\Delta_0|$ および無次元量 $x = \xi/|\Delta_0|$ 、 $\delta = |\Delta|/|\Delta_0|$ 、 $t = T/T_{\text{C}}$ 、 $M = \delta\mu/|\Delta_0|$ を用いることによって、以下のように式変形できる。^{*4}

$$\ln\left(\frac{2\hbar\omega}{|\Delta_0|}\right) = \int_0^{\frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|}} \frac{1}{2\sqrt{x^2 + \delta^2}} \left[\tanh\left(\frac{\pi e^{-\gamma}(\sqrt{x^2 + \delta^2} - M)}{2t}\right) + \tanh\left(\frac{\pi e^{-\gamma}(\sqrt{x^2 + \delta^2} + M)}{2t}\right) \right] dx \quad (6.7)$$

ここで、 γ はオイラーの定数である。実際の数値計算では、この式 (6.7) において $\frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|} = 20$ として行った。

励起電流によるジュール熱の効果

励起電流を試料に流すとき、ジュール熱による発熱が起きている¹³⁶。そのため、Nb/Cu 界面における超伝導ギャップの大きさや電子のエネルギー分布は、クライオスタットにおいて測定されている環境温度とは異なる温度に従っていると考えられる。そこで、この Nb/Cu 界面における温度を以下の実験から推定した。

*3 cutoff energy

*4 付録 D.2

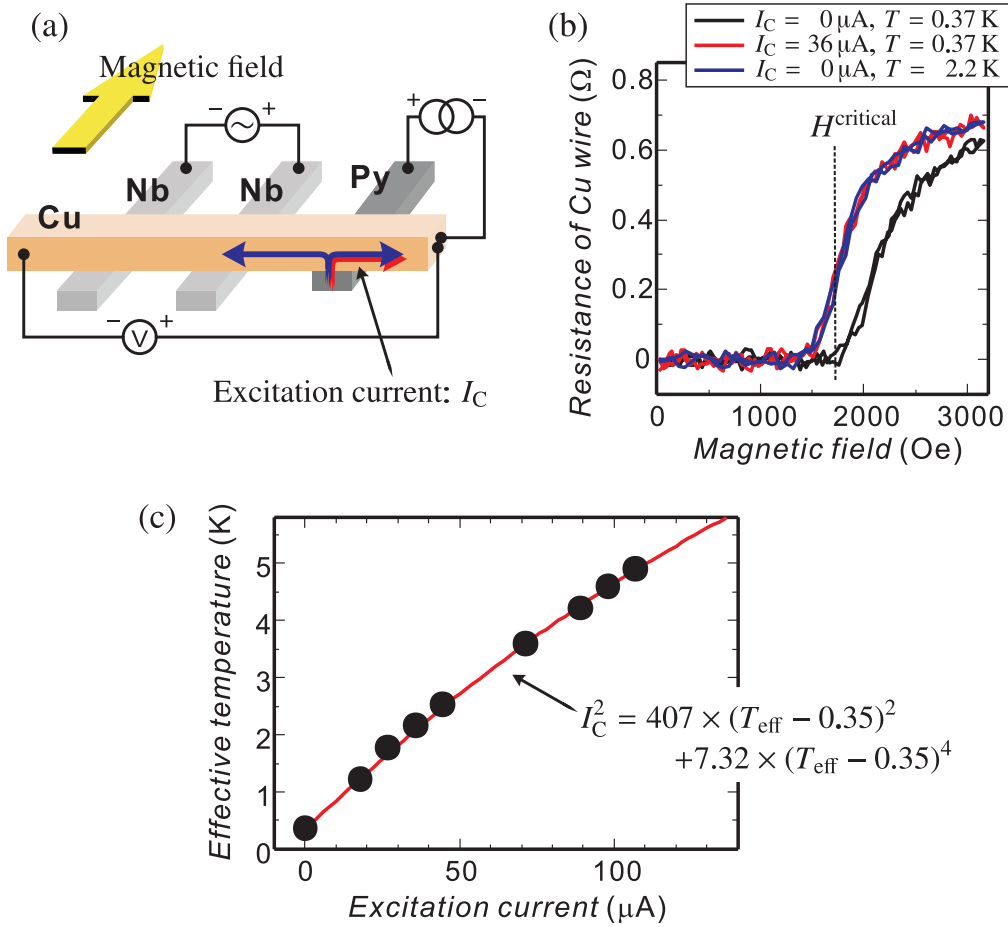


図 6.7. (a) 励起電流 I_C によるジュール熱の効果の見積もりを行った際の端子配置。いくつかの励起電流と環境温度下において、Nb/Cu/Nb 接合中の Cu 細線の抵抗の磁場依存性を測定した。(b) Cu 細線部の抵抗の磁場依存性。黒線、赤線、青線はそれぞれ、励起電流とクライオスタットの温度を $0 \mu\text{A}$ と 0.37 K 、 $36 \mu\text{A}$ と 0.37 K 、 $0 \mu\text{A}$ と 2.2 K として測定した結果である。 H^{critical} は臨界磁場を示す。(c) 磁場依存性から推定した励起電流 I_C と Nb/Cu 界面の実効的な温度 T_{eff} の関係。黒丸が実験から推定した点であり、赤線が本文中の式でフィッティングを行った結果である。

試料は、6.1.1 項において Nb/Cu 界面特性を調べた Nb/Cu/Nb 接合構造を有する図 6.2(a) のものを用いた。図 6.7(a) は実際に実験を行った端子配置を示しており、図 6.3(a) の端子配置に加えて測定のための磁場 H は面内に印加した。まず、クライオスタットで測定される温度 T が 0.37 K である状態で励起電流 I_C を流さず、Nb/Cu/Nb 接合構造のうち Cu 細線部の抵抗の磁場依存性を調べた。その結果を図 6.7(b) に黒線で示す。図に示すように、低磁場の領域では Cu 細線部の抵抗がゼロとなっており、Nb/Cu 界面は超伝導状態にあった。印加する磁場を増加させていくと Cu 細線に有限の抵抗が現われ、その臨界磁場 H^{critical} は 1730 Oe であった。

次に、クライオスタットの温度 T は変えずに励起電流を印加し、その状態で同様に Cu 細線部の磁場依存性を調べた。例として、 $I_C = 36 \mu\text{A}$ での結果を図 6.7(b) に赤線で示す。 $I_C = 0$

の場合と同じく低磁場において抵抗はゼロを示すが、抵抗が有限の値を示し始める臨界磁場は 1430 Oe まで減少した。一方、励起電流は $0\ \mu\text{A}$ のままとしてクライオスタットの温度を上昇させた状態においても、同様の測定を行った。たとえば $T = 2.2\ \text{K}$ において測定した結果を図 6.7(b) に青線で示す。その結果、図から明らかであるように $T = 370\ \text{K}$, $I_C = 36\ \mu\text{A}$ における結果と $T = 2.2\ \text{K}$, $I_C = 0\ \mu\text{A}$ における結果は臨界磁場が一致するのみではなく、磁場依存性全体として非常に良い一致を示した。このことから、励起電流を $36\ \mu\text{A}$ 流した際の Nb/Cu/Nb 接合の実効的な温度 T_{eff} は $2.2\ \text{K}$ であると推定した。このように推定した励起電流 I_C と実効温度 T_{eff} の関係を図 6.7(c) に黒丸で示す。

励起電流によって発生する熱量はジュール熱を考慮して、 I_C^2 に比例すると考えられる。一方、外部環境からの熱流入のみであったとき、クライオスタットの冷却能力により平衡状態となる最低到達温度を T^* とすれば、励起電流を印加している際に Nb/Cu 界面から流出している熱量は、実際の温度と T^* の温度差および比熱の積となる¹⁴²。したがって、電子による比熱が温度 T に比例することと格子による比熱が温度の 3 乗に比例する^{126,127} ことから、励起電流によるジュール熱に対する流出する熱量は $a(T_{\text{eff}} - T^*)^2 + b(T_{\text{eff}} - T^*)^4$ と書けると考えられる。以上のことから $I_C^2 = a(T_{\text{eff}} - T^*)^2 + b(T_{\text{eff}} - T^*)^4$ という関係式を仮定し、 $T^* = 0.35\ \text{K}$ として実験結果に対してフィッティングを行った結果、

$$I_C^2[\mu\text{A}]^2 = 407 \times (T_{\text{eff}}[\text{K}] - 0.35[\text{K}])^2 + 7.32 \times (T_{\text{eff}}[\text{K}] - 0.35[\text{K}])^4 \quad (6.8)$$

という関係式を得た。これは図 6.7(c) の赤線であり、実験から推定した点と非常に良い一致を示した。

非局所スピン流吸収現象を測定した図 6.4(a) の試料と界面特性を調べた図 6.2(a) の試料は、同一基板上に同時に作製されており、また励起電流が流れている Py/Cu 界面と吸収現象の抑制が起きている Nb/Cu 界面間の距離や Cu 細線の幅なども等しい。そのため、スピン流吸収の抑制現象の測定においても Nb/Cu 界面での実効的な温度は式 (6.8) の T_{eff} に等しいと考えられる¹⁴²。したがって、実際の数値計算では、ある励起電流 I_C に対して温度として式 (6.8) から T_{eff} を求め、計算に用いた。

実験結果と数値計算の比較

実験結果と実際の計算結果の比較を図 6.8 に示す。縦軸が常伝導状態における値で規格化したスピン蓄積信号 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with(S)}} / \Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with(N)}}$ であり、横軸が励起電流 I_C である。黒丸とグレー丸がそれぞれクライオスタットの温度が $0.37\ \text{K}$ と $10\ \text{K}$ での実験結果であり、すなわち超伝導状態と常伝導状態における結果を示している。一方、赤線とグレー破線がそれぞれの温度におけるモデルに基づく数値計算の結果である。数値計算では Py の偏極率 P 、Py のスピン拡散長 $\lambda_{\text{sf}}^{\text{Py}}$ 、Cu のスピン拡散長 $\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}}$ として、それぞれ $P = 0.23$ 、 $\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}} = 1.3\ \mu\text{m}$ 、 $\lambda_{\text{sf}}^{\text{Py}} = 5\ \text{nm}$ ¹³ を用い、Py と Cu の抵抗率はそれぞれ $20\ \mu\Omega\text{cm}$ と $1\ \mu\Omega\text{cm}$ とした。

図中に示すように、 $\Delta_0 = 320\ \mu\text{eV}$ として計算した結果が $0.37\ \text{K}$ での実験結果と良い一致を示した。この超伝導ギャップの大きさは転移温度 T_C から予想される値^{126,127} よりも小さい

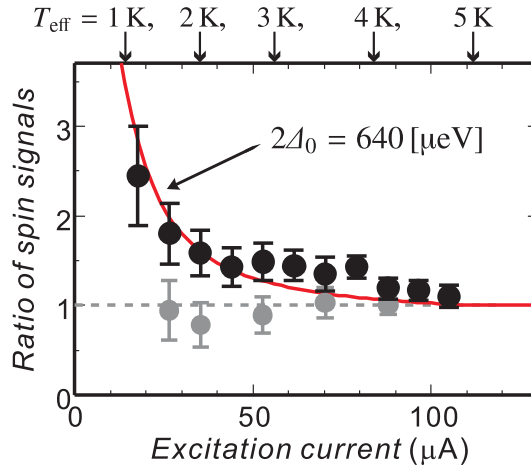


図 6.8. スピン流吸収が抑制されることによるスピン蓄積信号の変化。黒丸が 0.37 K における実験結果であり、赤線が対応する数値計算の結果である。温度ゼロにおける超伝導ギャップとして $2\Delta_0 = 640 \mu\text{eV}$ を用いた。グレー丸とグレー破線はそれぞれ、Nb が常伝導状態である 10 K における実験結果と計算結果である。また、図上部の矢印は実効的な温度とそれぞれに対応する電流値の位置を示している。

が、これは Cu 細線による逆近接効果^{48,49,143}、準粒子励起による界面抵抗の変化^{144,145}、超伝導ギャップのエネルギー依存性¹⁰⁷などを数値計算において無視しているためである可能性が考えられる。一方、計算結果と実験結果が定量的に良い一致を示したことは、上述のエネルギー分布を考えたモデルを支持するものである。すなわち、純スピン流の一部が超伝導状態に吸収されたのは大きな励起電流により超伝導ギャップが抑制された結果、それよりも高いエネルギーを持った電子が多くなるためであり、励起電流を減少させていくことにより超伝導ギャップによる純スピン流吸収の抑制効果を測定できたことを示している。また逆に本実験の結果は、励起電流による実効的な温度の変化などを考慮すれば超伝導状態へ注入される純スピン流の量を見積もることが可能であることを示しており、超伝導状態中におけるスピン流の研究に対して非局所純スピン流注入の手法を用いることができることを示唆している。

6.3 小括

本章では、超伝導状態による非局所純スピン流吸収現象の抑制の測定を試みた。定量的な測定を行うために非局所スピンパルス測定による実験を行った。直観的には、超伝導ギャップはスピン蓄積と比較して非常に大きいため純スピン流の吸収現象は抑制され、結果としてスピン蓄積信号は超伝導転移によって増大すると考えられる。しかし、実際の実験結果では純スピン流が超伝導状態に対しても一部吸収されている様子がみられた。

より詳細な解析を行うためにエネルギー分布を取り入れた簡単なモデルを構築し、それに基づいて数値計算と実験の比較をスピン蓄積信号の励起電流依存性を調べることで行った。実験の結果、スピン蓄積信号の励起電流依存性が確かに見られ、それは Nb 細線が挿入されてい

い試料や Nb 細線が常伝導状態にある温度では観測されなかった。数値計算では、界面における励起電流による誘導磁場の影響、スピン蓄積による超伝導ギャップの抑制効果、励起電流によるジュール熱の影響を考慮して、界面におけるスピン蓄積の大きさを見積もった。計算結果と実験結果を比較した結果、これらは良い一致を示し、非局所純スピン流の吸収現象が超伝導状態によって抑制されていることと、それがエネルギー分布を考えたモデルによって説明可能であることがわかった。

数値計算を行う際に求めた常伝導体/超伝導体界面からみた超伝導体のスピン抵抗の表式は、超伝導転移によってスピン抵抗がどのように変化するかを示しており、その表式を用いて置き換えることにより常伝導状態における様々な式が利用可能であることを示唆している。また、超伝導状態中に対して一部の純スピン流が吸収されうることが、非局所にスピン偏極した準粒子を励起することが可能であることを示しており、超伝導状態中におけるスピン流の研究を行う際に非局所スピン流注入を行える可能性を示している。

第 7 章

総括

7.1 本研究の総括

本研究では Nb を超伝導体として用い、超伝導状態におけるスピン蓄積状態の振る舞いを実験的に調べた。

1. 高融点材料である Nb のリフトオフ法による微細加工を実現し、Nb/Cu 清浄界面の作製を行った。

本研究で超伝導体として使用する Nb は高融点材料であるため、通常の金属と異なり試料作製が容易ではない。そこでまず、リフトオフ法による試料作製プロセスを確立することを行った。さらに Nb 細線と Cu 細線を用いて清浄 Nb/Cu 界面の作製を行った。

- Ti 保護膜を用いることでレジストからの不純物混入を抑制し、スパッタ法とリフトオフ法による高品質な Nb 細線の作製に成功した。
- Nb/Cu 界面近傍の超伝導状態について調べ、Ar イオンミリングによって作製された Nb/Cu 界面には超伝導状態が抑制された層が形成されていることを明らかにした。
- 繰り返しリフトオフ法における Ar イオンミリングで清浄化した界面と斜め蒸着法で作製した界面を比較し、斜め蒸着法を用いることで界面特性の向上が可能であることを確認した。

実際の試料作製では、繰り返しリフトオフ法と斜め蒸着法を使い分けて用いた。

2. 超伝導状態中における準粒子の緩和過程やクーパー対への再結合過程について調べた。

超伝導状態中におけるスピン流の振る舞いを理解するために、超伝導状態中の準粒子流について調べた。とくに、クーパー対への緩和・再結合過程における非局所準粒子流やスピン偏極準粒子の緩和過程に関して実験を行った。

- 超伝導体/常伝導体/超伝導体構造を有した試料において局所測定および非局所測定を行った。その結果、Cu 細線部が近接効果によって超伝導状態になったとき、Cu

細線中の準粒子流の緩和にともなって発生する非局所電圧を測定することに成功した。

- スピン偏極率の異なる電流を超伝導/常伝導体界面に流し、励起される準粒子による抵抗を測定した。その結果、準粒子のスピンの偏極成分によると考えられる抵抗の増加が測定された。単純な仮定のもとで抵抗の増加分から超伝導状態におけるスピン拡散長を計算したところ、常伝導状態よりも長くなった。
- 非局所電流による純スピン流を介した準粒子励起を試みた。その結果、準粒子が非局所励起されているためと考えられる電圧の検出に成功した。

実験によりスピン偏極状態の緩和過程や非局所準粒子流に関して知見を得たが、界面近傍の超伝導状態や励起電流による影響が明らかではなく、定量的な解析を十分に行うことは困難であった。

3. 超伝導ギャップによる純スピン流の吸収現象の抑制を測定することでスピン流の超伝導状態への吸収過程について調べた。

スピン流の吸収過程を明らかにすることを目的として、超伝導ギャップによる純スピン流の吸収現象の抑制について調べた。試料は界面特性の良い斜め蒸着法で作製し、非局所スピンバルブ測定により定量的な解析を試みた。

- Nb 細線の有無で二つの非局所スピンバルブ構造の試料を作製し、それらにおけるスピン蓄積信号を比較した。その結果、超伝導状態にある Nb 細線に対してもスピン流が吸収されることがわかった。
- 純スピン流の超伝導状態への吸収量に関して励起電流依存性を調べた。その結果、小さい励起電流の領域では吸収量が減少する様子がみられ、超伝導ギャップによる純スピン流吸収の抑制が起きていることが明らかとなった。
- 電子のエネルギー分布を考慮したモデルに基づいて数値計算を行った。その結果、励起電流の効果などを考慮することで実験結果と良い一致を示し、モデルの有効性を確認できた。

簡単なモデルに基づいた超伝導状態におけるスピン抵抗の表式を用いることで、定量的な解析が可能であることを示した。また、適当な励起電流を用いることで一部の純スピン流を超伝導状態に注入し、非局所にスピン偏極準粒子を励起できる可能性を示した。

7.2 今後の展望

超伝導状態へのスピン流の吸収過程に関して定量的な議論が可能となったことから、今後、純スピン流や非局所注入法を用いた超伝導スピントロニクスの実験が行われていくことが期待される。とくに、超伝導状態におけるスピンホール効果の測定や、超伝導状態依存の物性現象のスピン蓄積状態による誘起などが考えられる。

謝辞

本研究は多くの方々の御協力、御支援によって、成り立っております。

東京大学物性研究所 大谷義近 教授には、興味深い課題と恵まれた研究環境を与えていただきました。また、本研究のあらゆる局面において適切な助言と丁寧なご指導をいただき、温かく見守ってくださいました。深謝いたします。

日本原子力研究開発機構先端基礎研究センター 前川禎通 センター長、東京大学大学院理学系研究科物理学専攻 高木英典 教授、東京大学物性研究所 中辻知 准教授、東京大学大学院新領域創成科学研究科物質系専攻 松浦宏行 講師には、研究をまとめるにあたり多くの点に関して有益なご指摘をいただきました。深謝いたします。

東京大学物性研究所 新見康洋 助教には、研究の遂行の仕方から論理的な議論・解析、論文作成に至るまで熱心にご指導いただきました。感謝いたします。

大谷義近教授がチームリーダーを兼任しておられる理化学研究所基幹研究所量子ナノ磁性研究チームの福間康裕 副チームリーダー（現 九州工業大学若手研究者フロンティア研究アカデミー 准教授）には、多くの議論を通じて研究の指針を示していただきました。感謝いたします。

九州大学稲盛フロンティア研究センター 木村崇 教授（元 東京大学物性研究所 助教）には、大学院修士課程において実験の基礎をご教授いただき、また、研究者としてあるべき姿を示していただきました。感謝いたします。

東京大学物性研究所 家泰弘 教授ならびに勝本信吾 教授には、試料作製にあたりまして電子顕微鏡、電子線描画装置およびミリング装置等の実験装置・実験環境を使用させていただきました。ありがとうございます。また、技術専門職員である橋本義昭様には、とくに実験技術に関して多大なご助言とご指導をいただきました。ありがとうございます。

魏大海博士、青木達也博士をはじめとする東京大学物性研究所大谷研究室および理化学研究所量子ナノ磁性研究チームの研究員の皆様には、研究に関するご指摘のみならず、発表の仕方や研究者としての生き方をご教授いただきました。ありがとうございます。

東京大学物性研究所の家研究室および勝本研究室の皆様には、実験装置のトラブルの対応において大変お世話になりました。また、研究生生活の合間の息抜きにより円滑に研究を遂行できました。ありがとうございます。

東京大学物性研究所大谷研究室卒業生の諸田美砂子博士、石田俊樹様、佐藤孝哉様、正木博明様、七海裕貴様、坂田裕美様、後輩にあたる杉本聡志様、井土宏様、川西庸平様、若村太郎様、藤森啓晃様、鈴木裕様、留学生として滞在した Naylor Adam 博士、Fohr Frederik 博士、Amamou Walid 様には、試料の作製から測定に至る手法、数々の有益なプログラム等を残していただくとともに、実験および測定を手伝っていただきました。また、研究生活を共にする中で、日頃の様々な議論を通じて多くの示唆と精神的支えをいただきました。ありがとうございます。

東京大学物性研究所ナノスケール物性研究部門の秘書である川村順子様、理化学研究所基幹研究所量子ナノ磁性研究チームのアシスタントである石鍋道子様、押森広美様、新領域創成科学研究科物質系専攻事務室の花田幸子様、松崎真紀子様、丹由紀子様には、事務手続き等において大変お世話になり、ときには笑顔で研究の疲れを癒していただきました。ありがとうございます。

日本学術振興会には、大学院博士課程において経済的援助をいただきました。

最後に、経済的および精神的に支えてくれた家族と、大学院での5年間の生活を愛をもって支えてくれたすべての人に、心より感謝いたします。

付録 A

スピン流

A.1 スピン蓄積に関する拡散方程式

スピン蓄積 $\delta\mu$ に関する拡散方程式を導出する^{82,94}。

\uparrow スピンと \downarrow スピンの化学ポテンシャルを $\mu_{\uparrow,\downarrow}^{\text{ch}}$ 、電子の電荷の絶対値を $e (> 0)$ 、電位を V とすれば、電気化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ は、以下で定義される。

$$\mu_{\uparrow,\downarrow} \equiv \mu_{\uparrow,\downarrow}^{\text{ch}} + eV \quad (\text{A.1})$$

この $\mu_{\uparrow,\downarrow}$ を用いて、各スピンの電流 $j_{\uparrow,\downarrow}$ は、

$$j_{\uparrow,\downarrow} = -\frac{\sigma_{\uparrow,\downarrow}}{e} \frac{\partial}{\partial x} \mu_{\uparrow,\downarrow} \quad (\text{A.2})$$

と書ける。ここで、 $\sigma_{\uparrow,\downarrow}$ は、 \uparrow スピンと \downarrow スピンそれぞれに対する伝導度である。

緩和過程において電子数は保存されるため、次の式が成り立つ。

$$\frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} j_{\uparrow,\downarrow} = \mp \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \pm \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (\text{A.3})$$

ここで、 $\delta n_{\uparrow,\downarrow}$ は、それぞれ平衡状態からの \uparrow スピン、 \downarrow スピンの電子数のずれを表しており、 $\tau_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}$ は、それぞれ \uparrow スピンから \downarrow スピン、 \downarrow スピンから \uparrow スピンへの散乱時間を表している。したがって、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \mu_{\uparrow,\downarrow} &= -\frac{e}{\sigma_{\uparrow,\downarrow}} \frac{\partial}{\partial x} j_{\uparrow,\downarrow} \\ &= -\frac{e^2}{\sigma_{\uparrow,\downarrow}} \left(\mp \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} \pm \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となる。スピン蓄積を

$$\delta\mu \equiv \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{2} \quad (\text{A.5})$$

と定義すれば、スピン蓄積は

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta\mu &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\mu_\uparrow - \mu_\downarrow}{2} \\ &= \frac{1}{2} \left(-\frac{e^2}{\sigma_\uparrow} \left(-\frac{\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) + \frac{e^2}{\sigma_\downarrow} \left(\frac{\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{N_\uparrow D_\uparrow} \left(\frac{\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) + \frac{1}{N_\downarrow D_\downarrow} \left(\frac{\delta n_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{\delta n_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) \right)\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

と計算できる。ここで、フェルミエネルギーにおける状態密度を $N_{\uparrow,\downarrow}$ 、拡散係数を $D_{\uparrow,\downarrow}$ として、伝導流と拡散流がアインシュタインの関係式¹²⁷

$$\sigma_{\uparrow,\downarrow} = e^2 N_{\uparrow,\downarrow} D_{\uparrow,\downarrow} \quad (\text{A.7})$$

によって関係付けられることを用いた。さらに、平衡状態におけるフェルミ面での条件

$$\frac{N_\uparrow}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{N_\downarrow}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (\text{A.8})$$

および、 $\mu_{\uparrow,\downarrow}^{\text{ch}} = \delta n_{\uparrow,\downarrow} / N_{\uparrow,\downarrow}$ ¹²⁷であることを考慮することにより、

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta\mu &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{D_\uparrow} \frac{\delta n_\uparrow}{(N_\uparrow \tau_{\uparrow\downarrow})} - \frac{1}{D_\uparrow} \frac{\delta n_\downarrow}{(N_\uparrow \tau_{\downarrow\uparrow})} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{D_\downarrow} \frac{\delta n_\uparrow}{(N_\downarrow \tau_{\uparrow\downarrow})} - \frac{1}{D_\downarrow} \frac{\delta n_\downarrow}{(N_\downarrow \tau_{\downarrow\uparrow})} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{D_\uparrow \tau_{\uparrow\downarrow}} \frac{\delta n_\uparrow}{N_\uparrow} - \frac{1}{D_\uparrow \tau_{\uparrow\downarrow}} \frac{\delta n_\downarrow}{N_\downarrow} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{D_\downarrow \tau_{\downarrow\uparrow}} \frac{\delta n_\uparrow}{N_\uparrow} - \frac{1}{D_\downarrow \tau_{\downarrow\uparrow}} \frac{\delta n_\downarrow}{N_\downarrow} \right) \\ &= \frac{1}{2} \frac{1}{D_\uparrow \tau_{\uparrow\downarrow}} (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) + \frac{1}{2} \frac{1}{D_\downarrow \tau_{\downarrow\uparrow}} (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) \\ &= \left(\frac{1}{D_\uparrow \tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{D_\downarrow \tau_{\downarrow\uparrow}} \right) \delta\mu\end{aligned}\quad (\text{A.9})$$

となる。

ここで、 D と τ_{sf} を

$$\begin{aligned}\frac{1}{D} &= \frac{N_\downarrow}{(N_\uparrow + N_\downarrow)} \frac{1}{D_\uparrow} + \frac{N_\uparrow}{(N_\uparrow + N_\downarrow)} \frac{1}{D_\downarrow} \\ \frac{1}{\tau_{\text{sf}}} &= \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow}}\end{aligned}\quad (\text{A.10})$$

で定義すれば、

$$\frac{1}{D\tau_{\text{sf}}} = \left(\frac{N_\downarrow}{(N_\uparrow + N_\downarrow)} \frac{1}{D_\uparrow} + \frac{N_\uparrow}{(N_\uparrow + N_\downarrow)} \frac{1}{D_\downarrow} \right) \left(\frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) = \frac{1}{D_\uparrow \tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{D_\downarrow \tau_{\downarrow\uparrow}} \quad (\text{A.11})$$

であることから、スピン拡散長 $\lambda_{\text{sf}} \equiv \sqrt{D\tau_{\text{sf}}}$ を用いて、

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta\mu = \frac{\delta\mu}{D\tau_{\text{sf}}} \equiv \frac{1}{\lambda_{\text{sf}}^2} \delta\mu \quad (\text{A.12})$$

と書ける。

A.2 スピン抵抗の定義

スピン抵抗の表式を導出する^{99,100}。まず、拡散方程式 (A.12) の一般解よりスピン蓄積 $\delta\mu$ は

$$\delta\mu \equiv \frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{2} = \delta\mu^{-} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) + \delta\mu^{+} \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) \quad (\text{A.13})$$

と書ける。ここで、 $\delta\mu^{\pm}$ は比例係数である。また、スピン偏極率 P を

$$P \equiv \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} \quad \left(\Leftrightarrow I_S = P I_C \right) \quad (\text{A.14})$$

と定義すれば、 $\sigma = \sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}$ であることから、

$$\sigma_{\uparrow} = \frac{1+P}{2}\sigma, \quad \sigma_{\downarrow} = \frac{1-P}{2}\sigma \quad (\text{A.15})$$

となる。ここで、 I_C は電流である。さらに、スピン流は電圧に依存しないため、純スピン流の場合を考えれば、 $j_{\text{charge}} = j_{\uparrow} + j_{\downarrow} = 0$ である。したがって、

$$\begin{aligned} j_{\uparrow} + j_{\downarrow} &= -\frac{\sigma_{\uparrow}}{e} \frac{\partial}{\partial x} \mu_{\uparrow} - \frac{\sigma_{\downarrow}}{e} \frac{\partial}{\partial x} \mu_{\downarrow} \\ &= -\frac{\sigma}{e} \left\{ \left(\frac{1+P}{2} \right) \frac{\partial}{\partial x} \mu_{\uparrow} + \left(\frac{1-P}{2} \right) \frac{\partial}{\partial x} \mu_{\downarrow} \right\} \\ &= -\frac{\sigma}{e} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}}{2} \right) + P \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{2} \right) \right\} \\ &= -\frac{\sigma}{e} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}}{2} \right) + P \frac{\partial}{\partial x} \delta\mu \right\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

となるため、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}}{2} \right) = -P \frac{\partial}{\partial x} \delta\mu \quad (\text{A.17})$$

という関係式を得られる。

これらの式 (A.13)、式 (A.15)、式 (A.17) を用いれば、スピン流は定義より、

$$\begin{aligned}
I_S &= I_\uparrow - I_\downarrow \\
&= S (j_\uparrow - j_\downarrow) \\
&= \frac{S}{e} \left(-\sigma_\uparrow \frac{\partial}{\partial x} \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \frac{\partial}{\partial x} \mu_\downarrow \right) \\
&= -\frac{S\sigma}{e} \left(\frac{1+P}{2} \frac{\partial}{\partial x} \mu_\uparrow - \frac{1-P}{2} \frac{\partial}{\partial x} \mu_\downarrow \right) \\
&= -\frac{S\sigma}{e} \left(\frac{\partial}{\partial x} \delta\mu + P \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_\uparrow + \mu_\downarrow}{2} \right) \right) \\
&= -\frac{(1-P^2)S\sigma}{e} \frac{\partial}{\partial x} \delta\mu \\
&= \frac{(1-P^2)S\sigma}{\lambda_{sf}} \frac{1}{e} \left(\delta\mu^- \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) - \delta\mu^+ \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) \right)
\end{aligned} \tag{A.18}$$

となる。したがって、スピン抵抗 R_S を、

$$R_S \equiv \frac{\lambda_{sf}}{(1-P^2)S\sigma} \tag{A.19}$$

と定義すれば、

$$I_S = \frac{1}{R_S} \frac{1}{e} \left(\delta\mu^- \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) - \delta\mu^+ \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) \right) \tag{A.20}$$

とかける。とくに、スピン流が無遠まで流れるとき、境界条件より $\delta\mu^+ = 0$ となり、

$$I_S = \frac{1}{R_S} \frac{\delta\mu}{e} \tag{A.21}$$

とかける。これは、スピン蓄積 $\delta\mu/e$ をスピン流における励起電圧とみなせば、スピン抵抗がスピン流にとっての抵抗であることを示している。

A.3 スピン抵抗による計算

スピン抵抗を用いることで、試料中の任意の場所のスピン流やスピン蓄積の大きさをスピン流の等価な回路に置き換えて計算を行う方法¹⁰⁰ について述べる。

まず、図 A.1(a) のように異なるスピン抵抗が直列につながってる系を考える。実際の試料ではスピン抵抗の異なる物質につながっている場合に相当する。それぞれのスピン抵抗とスピン拡散長は R_{S1} 、 λ_{sf1} および R_{S2} 、 λ_{sf2} であり、物質 1 の長さは d であるとする。また、物質 2 は無限の長さであり、無限遠にてスピン蓄積がゼロになるべきであるため接地されている。スピン蓄積の生じている物質 1 の左端を原点とすれば、物質 1 および物質 2 中のスピン蓄積

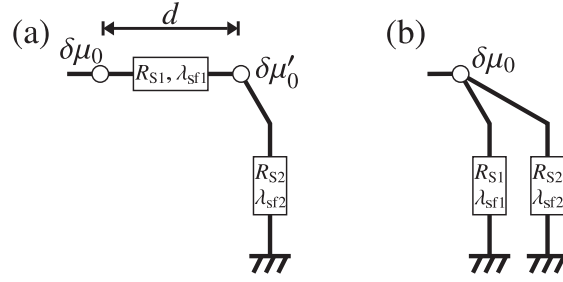


図 A.1. 2つの基本回路である (a) 直列接合 と (b) 並列接合。

$\delta\mu_{1,2}$ は式 (A.13) より、

$$\begin{aligned}\delta\mu_1(x) &= \delta\mu_1^- \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sf1}}\right) + \delta\mu_1^+ \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sf1}}\right) \\ \delta\mu_2(x) &= \delta\mu_2^- \exp\left(-\frac{(x-d)}{\lambda_{sf2}}\right) + \delta\mu_2^+ \exp\left(\frac{(x-d)}{\lambda_{sf2}}\right)\end{aligned}\quad (\text{A.22})$$

であり、スピン流 $I_{S1,2}$ は式 (A.20) より、

$$\begin{aligned}I_{S1}(x) &= \frac{1}{R_{S1}} \frac{1}{e} \left(\delta\mu_1^- \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sf1}}\right) - \delta\mu_1^+ \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sf1}}\right) \right) \\ I_{S2}(x) &= \frac{1}{R_{S2}} \frac{1}{e} \left(\delta\mu_2^- \exp\left(-\frac{(x-d)}{\lambda_{sf2}}\right) - \delta\mu_2^+ \exp\left(\frac{(x-d)}{\lambda_{sf2}}\right) \right)\end{aligned}\quad (\text{A.23})$$

と書ける。ここで、 $\delta\mu_{1,2}^{\pm}$ が未知係数である。原点および $x = d$ におけるスピン蓄積をそれぞれ $\delta\mu_0$ 、 $\delta\mu'_0$ として、物質 1 および物質 2 のスピン蓄積に関する原点、 $x = 0$ 、 $x \rightarrow \infty$ における境界条件を考えれば、式 (A.22) より以下の関係式を得られる。

$$\begin{aligned}\delta\mu_1^- + \delta\mu_1^+ &= \delta\mu_0 \\ \delta\mu_1^- \exp\left(-\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) + \delta\mu_1^+ \exp\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) &= \delta\mu_2^- + \delta\mu_2^+ = \delta\mu'_0 \\ \delta\mu_2^+ &= 0\end{aligned}\quad (\text{A.24})$$

さらに、 $x = d$ の点におけるスピン流の連続性から、式 (A.23) に代入することで以下の関係式が導かれる。

$$\frac{1}{eR_{S1}} \left(\delta\mu_1^- \exp\left(-\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) - \delta\mu_1^+ \exp\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) \right) = \frac{1}{eR_{S2}} (\delta\mu_2^- - \delta\mu_2^+) \quad (\text{A.25})$$

これらの式 (A.24) および式 (A.25) を解くことにより、 $\delta\mu_{1,2}^{-,+}$ は、

$$\begin{aligned}\delta\mu_1^- &= \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{R_{S2}}{R_{S1}} + 1 \right) \exp\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)}{\frac{R_{S2}}{R_{S1}} \cosh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) + \sinh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)} \delta\mu_0 \\ \delta\mu_1^+ &= \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{R_{S2}}{R_{S1}} - 1 \right) \exp\left(-\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)}{\frac{R_{S2}}{R_{S1}} \cosh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) + \sinh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)} \delta\mu_0 \\ \delta\mu_2^- &= \frac{\frac{R_{S2}}{R_{S1}}}{\frac{R_{S2}}{R_{S1}} \cosh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) + \sinh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)} \delta\mu_0 \\ \delta\mu_2^+ &= 0\end{aligned}\tag{A.26}$$

となる。したがって、スピン蓄積の伝達係数 T を $T \equiv \delta\mu'_0/\delta\mu_0$ で定義すれば、

$$T = \frac{\delta\mu'_0}{\delta\mu_0} = \frac{R_{S2}/R_{S1}}{\frac{R_{S2}}{R_{S1}} \cosh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) + \sinh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)}\tag{A.27}$$

となる。また、合成スピン抵抗 R_S^{series} は、原点におけるスピン流 $I_{S0} = (\delta\mu_1^- - \delta\mu_1^+)/eR_{S1}$ を用いて無限遠までの抵抗として定義され、

$$R_S^{\text{series}} \equiv \frac{\delta\mu_0}{eI_{S0}} = \frac{\frac{R_{S2}}{R_{S1}} \cosh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) + \sinh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)}{\frac{R_{S2}}{R_{S1}} \sinh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right) + \cosh\left(\frac{d}{\lambda_{sf1}}\right)} R_{S1}\tag{A.28}$$

となる。

次に、図 A.1(b) のように 2 つの抵抗が並列になっている系を考える。実際の試料では物質が並行して接合されており、スピン流が分流するような場合である。先ほどと同様に原点におけるスピン蓄積を $\delta\mu_0$ とすれば、この場合のスピン蓄積およびスピン流はそれぞれで計算すれば十分であり、合成スピン抵抗 R_S^{parallel} は以下のように書ける。

$$\frac{1}{R_S^{\text{parallel}}} = \frac{1}{R_{S1}} + \frac{1}{R_{S2}} \quad \Leftrightarrow \quad R_S^{\text{parallel}} = \frac{R_{S1}R_{S2}}{R_{S1} + R_{S2}}\tag{A.29}$$

以上の 2 つは電気回路における直列抵抗と並列抵抗であり、基本となる回路要素である。これらを随時用以て以下の計算を行う。

A.3.1 強磁性体/非磁性体接合構造

図 A.2(a) のような強磁性体/非磁性体接合を考え、界面に電流 I_C が流れ込むときに非磁性体側に注入されるスピン流 I_S^N の量を計算する。等価な回路は図 A.2(b) となるため、スピン蓄積が励起される界面からみた合成スピン抵抗 R_S^{all} は式 (A.29) より

$$R_S^{\text{all}} = \frac{R_S^N R_S^F}{R_S^N + R_S^F} = \frac{Q_F}{1 + Q_F} R_S^N\tag{A.30}$$

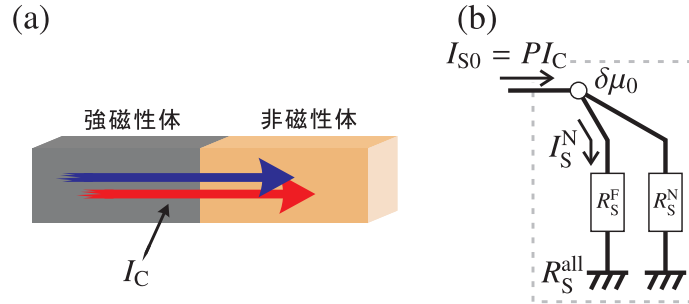


図 A.2. 強磁性体/非磁性体接合の (a) 模式図と (b) 等価な回路図。

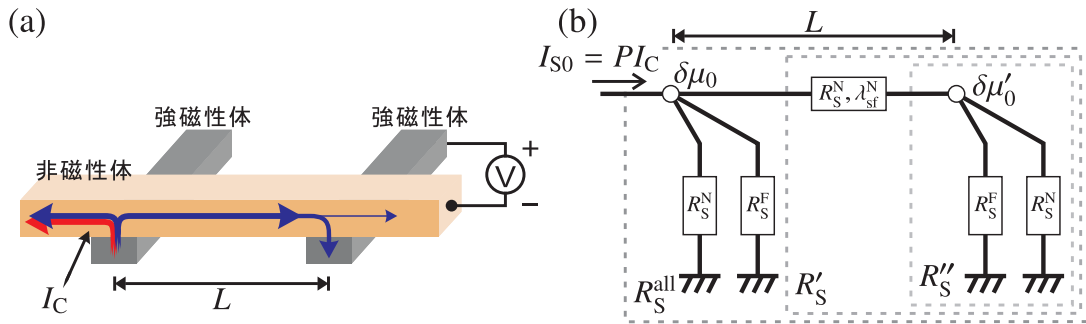


図 A.3. 非局所スピバルブ測定の (a) 模式図と (b) 等価な回路図。

となる。ここで、 $Q_F \equiv R_S^F/R_S^N$ である。この合成スピン抵抗に対して流れている全スピン流 I_{S0} は界面に流れて込むスピン流であるので、励起電流 I_C と強磁性体のスピン偏極率 P を用いて $I_{S0} = PI_C$ と書かれる。したがって、界面に励起されるスピン蓄積 $\delta\mu_0$ は、

$$\delta\mu_0 = eI_{S0}R_S^{all} = \frac{ePI_C R_S^N Q_F}{1 + Q_F} \quad (\text{A.31})$$

となる。さらに、非磁性体中へ流れ込むスピン流 I_S^N は、

$$I_S^N = \frac{1}{R_S^N} \frac{\delta\mu_0}{e} = \frac{Q_F}{1 + Q_F} I_{S0} \quad (\text{A.32})$$

となり、界面における抵抗不整合^{*1}によって、注入されるスピン流の一部のみが非磁性体中に流れ、一部は強磁性体内へ反射されることがわかる。

A.3.2 非局所スピバルブ構造

図 A.3(a) に示すような非局所スピバルブ構造において測定されるスピン蓄積信号の大きさを求める。強磁性体間の距離は L とし、強磁性体のスピン拡散長は短いために強磁性体/非磁性体界面に対して面直方向にのみスピン流が流れるとする。これらの仮定のもとに等価なス

*1 resistance mismatch

ピン流の回路を示すと図 A.3(b) となる。ここで、 R'_S 、 R'_S 、 R_S^{all} はそれぞれ囲まれた部分における合成スピン抵抗である。また、 $\delta\mu_0$ と $\delta\mu'_0$ はそれぞれ注入用強磁性体端子と検出用強磁性体端子の界面におけるスピン蓄積である。

まず、 R''_S は式 (A.29) より前項と同様に、

$$R''_S = \frac{R_S^N R_S^F}{R_S^N + R_S^F} = \frac{Q_F}{1 + Q_F} R_S^N = C R_S^N \quad (\text{A.33})$$

となる。ここで、 $Q_F \equiv R_S^F/R_S^N$ である。また、表記を簡単にするために

$$C \equiv \frac{Q_F}{1 + Q_F} \quad (\text{A.34})$$

とおいた。次に、 R'_S は式 (A.28) において $R_{S1} = R_S^N$ 、 $R_{S2} = R''_S$ 、 $d = L$ とすることで、

$$R'_S = \frac{\frac{R''_S}{R_S^N} \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right)}{\frac{R''_S}{R_S^N} \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right)} R_S^N = \frac{C \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right)}{C \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right)} R_S^N = \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{B}} R_S^N \quad (\text{A.35})$$

と計算できる。ここで、表記を簡単にするために、

$$\mathcal{A} \equiv C \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right), \quad \mathcal{B} \equiv C \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) \quad (\text{A.36})$$

とおいた。最後に、 R_S^{all} は R_S^N 、 R_S^F 、 R'_S の並列であるので、以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_S^{\text{all}}} &= \frac{1}{R_S^N} + \frac{1}{R_S^F} + \frac{1}{R'_S} = \left(\frac{1}{R_S^N} + \frac{1}{R_S^F}\right) + \frac{1}{R'_S} \\ &= \frac{1}{C} \frac{1}{R_S^N} + \frac{\mathcal{B}}{\mathcal{A}} \frac{1}{R_S^N} \\ &= \frac{\mathcal{A} + C\mathcal{B}}{C\mathcal{A}} \frac{1}{R_S^N} \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

注入界面におけるスピン蓄積 $\delta\mu_0$ は、前項と同様に全スピン流 I_{S0} が PI_C であることを用いて、

$$\delta\mu_0 = ePI_C R_S^{\text{all}} = ePI_C \frac{C\mathcal{A}}{\mathcal{A} + C\mathcal{B}} R_S^N \quad (\text{A.38})$$

であるため、検出界面におけるスピン蓄積 $\delta\mu'_0$ は式 (A.27) より、以下となる。

$$\begin{aligned} \delta\mu'_0 &= \delta\mu_0 \times T \\ &= ePI_C \frac{C\mathcal{A}}{\mathcal{A} + C\mathcal{B}} R_S^N \times \frac{R'_S/R_S^N}{\frac{R'_S}{R_S^N} \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right)} \\ &= ePI_C \frac{C\mathcal{A}}{\mathcal{A} + C\mathcal{B}} R_S^N \times \frac{C}{\mathcal{A}} \\ &= ePI_C \frac{C^2}{\mathcal{A} + C\mathcal{B}} R_S^N \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

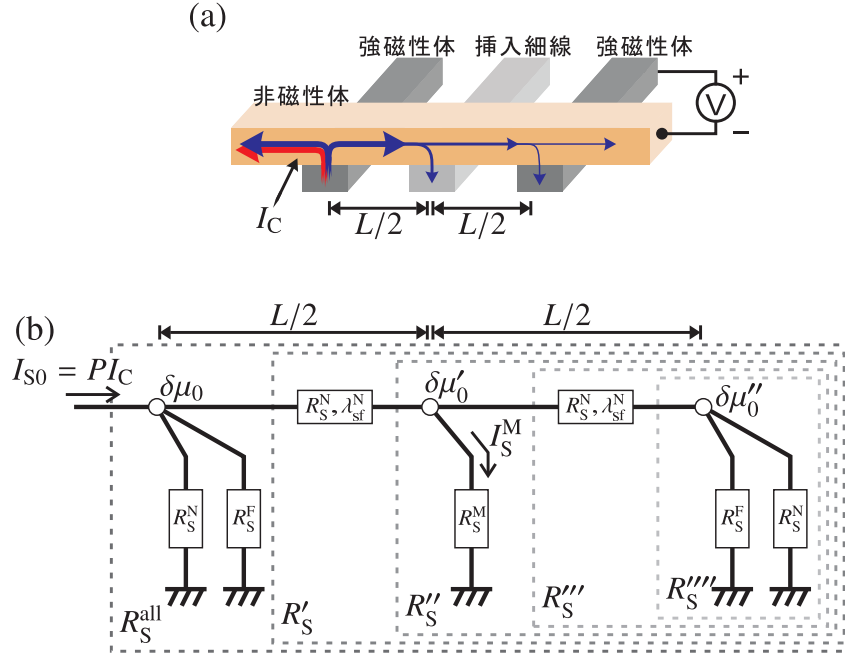


図 A.4. 非局所スピン流注入の構造の (a) 模式図と (b) 等価な回路図。

非局所スピンバルブ測定において測定される電圧差は $2P(\delta\mu'_0/e)$ であり、スピン蓄積信号 ΔR_{NLSV} は、この電圧差を励起電流 I_C で除算することにより求められる。実際、

$$\begin{aligned}
 \Delta R_{\text{NLSV}} &= \frac{2P(\delta\mu'_0/e)}{I_C} \\
 &= 2P^2 R_S^N \frac{C^2}{\mathcal{A} + C\mathcal{B}} \\
 &= \frac{2P^2 R_S^N Q_F^2}{\sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + 2Q_F(1 + Q_F)e^{L/\lambda_{\text{sf}}^N}}
 \end{aligned} \tag{A.40}$$

となる。最後の式変形では、展開したうえで、

$$\sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^N}\right) = e^{L/\lambda_{\text{sf}}^N} \tag{A.41}$$

の関係式を用いた。

A.3.3 非局所スピン流注入構造

図 A.4(a) に示す非局所スピン流注入を行う構造に関して計算を行い、測定されるスピン蓄積信号や吸収されるスピン流を求める。手順は前項と同様であり、順に合成スピン抵抗を求める。このとき、図 A.4(a) に示すように、スピン流注入される細線は強磁性体細線の間際に位置しているとする。

等価な回路は図 A.4(b) となる。まず図中の R_S'''' は式 (A.29) を用いて前項と同様に計算することにより、

$$R_S'''' = \frac{R_S^N R_S^F}{R_S^N + R_S^F} = \frac{Q_F}{1 + Q_F} R_S^N = C R_S^N \quad (\text{A.42})$$

$$Q_F \equiv \frac{R_S^F}{R_S^N}, \quad C \equiv \frac{Q_F}{1 + Q_F} \quad (\text{A.43})$$

となる。次に、 R_S''' は、前項の式 (A.35) と同様に考え、式 (A.28) において $R_{S1} = R_S^N$ 、 $R_{S2} = R_S''''$ 、 $d = L/2$ とすることにより、

$$R_S''' = \frac{\frac{R_S''''}{R_S^N} \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)}{\frac{R_S''''}{R_S^N} \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)} R_S^N = \frac{C \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)}{C \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)} R_S^N = \frac{\mathcal{A}'}{\mathcal{B}'} R_S^N \quad (\text{A.44})$$

$$\mathcal{A}' \equiv C \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right), \quad \mathcal{B}' \equiv C \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) \quad (\text{A.45})$$

となる。ここで、表記を簡単にするために式 (A.45) とおいた。同様に R_S'' は R_S''' と R_S^M の並列なので、式 (A.29) より、

$$R_S'' = \left(\frac{1}{R_S'''} + \frac{1}{R_S^M}\right)^{-1} = \left(\frac{\mathcal{B}'}{\mathcal{A}'} \frac{1}{R_S^N} + \frac{1}{Q_M} \frac{1}{R_S^N}\right)^{-1} = \frac{Q_M \mathcal{A}'}{\mathcal{A}' + Q_M \mathcal{B}'} R_S^N \quad (\text{A.46})$$

となる。ここで、 $Q_M = R_S^M / R_S^N$ とおいた。さらに、 R_S' も同様に、式 (A.28) において $R_{S1} = R_S^N$ 、 $R_{S2} = R_S''$ 、 $d = L/2$ とすることにより以下となる。

$$\begin{aligned} R_S' &= \frac{\frac{R_S''}{R_S^N} \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)}{\frac{R_S''}{R_S^N} \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)} R_S^N \\ &= \frac{\frac{Q_M \mathcal{A}'}{\mathcal{A}' + Q_M \mathcal{B}'} \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)}{\frac{Q_M \mathcal{A}'}{\mathcal{A}' + Q_M \mathcal{B}'} \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)} R_S^N \\ &= \frac{Q_M \mathcal{A}' \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + Q_M \mathcal{B}' \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \mathcal{A}' \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)}{Q_M \mathcal{A}' \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + Q_M \mathcal{B}' \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \mathcal{A}' \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)} R_S^N \\ &= \frac{Q_M \mathcal{A}' + \frac{1}{2} \mathcal{B}' - \frac{1}{2}}{Q_M \mathcal{B}' + \frac{1}{2} \mathcal{A}' + \frac{1}{2} C} R_S^N \end{aligned} \quad (\text{A.47})$$

ここで最後の式変形は、以下の \sinh と \cosh に関する倍角の公式および文字の置き換えにより行った。

$$\begin{aligned} \cosh^2\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) &= \frac{1}{2}\left(\cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) + 1\right), \quad \sinh^2\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) = \frac{1}{2}\left(\cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) - 1\right) \\ \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) &= \frac{1}{2} \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$

$$\mathcal{A} \equiv C \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) + \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right), \quad \mathcal{B} \equiv C \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) + \cosh\left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) \quad (\text{A.49})$$

最後に、すべての合成スピン抵抗 $R_{\text{S}}^{\text{all}}$ は R_{S}^{N} 、 R_{S}^{F} 、 R_{S}' の並列であるので、

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{all}}} &= \frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{N}}} + \frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{F}}} + \frac{1}{R_{\text{S}}'} = \left(\frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{N}}} + \frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{F}}}\right) + \frac{1}{R_{\text{S}}'} \\ &= \frac{1}{C} \frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{N}}} + \frac{Q_{\text{M}}\mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C}{Q_{\text{M}}\mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}} \frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{N}}} \\ &= \frac{(Q_{\text{M}}\mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}) + C(Q_{\text{M}}\mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C)}{C(Q_{\text{M}}\mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2})} \frac{1}{R_{\text{S}}^{\text{N}}} \end{aligned} \quad (\text{A.50})$$

となる。

スピン蓄積の伝達係数は $T_1 \equiv \delta\mu'_0/\delta\mu_0$ と $T_2 \equiv \delta\mu''_0/\delta\mu'_0$ の2つ定義され、式 (A.27) よりそれぞれ以下のようになる。

$$\begin{aligned} T_1 &= \frac{R_{\text{S}}''/R_{\text{S}}^{\text{N}}}{\frac{R_{\text{S}}''}{R_{\text{S}}^{\text{N}}} \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right)} \\ &= \frac{\frac{Q_{\text{M}}\mathcal{A}'}{\mathcal{A}' + Q_{\text{M}}\mathcal{B}'}}{\frac{Q_{\text{M}}\mathcal{A}'}{\mathcal{A}' + Q_{\text{M}}\mathcal{B}'}} \frac{1}{\cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right)} \\ &= \frac{Q_{\text{M}}\mathcal{A}'}{Q_{\text{M}}\mathcal{A}' \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) + Q_{\text{M}}\mathcal{B}' \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right) + \mathcal{A}' \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{\text{sf}}^{\text{N}}}\right)} \\ &= \frac{Q_{\text{M}}\mathcal{A}'}{Q_{\text{M}}\mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

$$\begin{aligned}
T_2 &= \frac{R_S''''/R_S^N}{\frac{R_S''''}{R_S^N} \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)} \\
&= \frac{C}{C \cosh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + \sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right)} \\
&= \frac{C}{\mathcal{A}'}
\end{aligned} \tag{A.52}$$

スピン流の励起用強磁性体細線の界面におけるスピン蓄積 $\delta\mu_0$ は、前項と同様に全スピン流 I_{S0} が PI_C であることを用いて、

$$\delta\mu_0 = ePI_C R_S^{\text{all}} = ePI_C \frac{C(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2})}{(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}) + C(Q_M \mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C)} R_S^N \tag{A.53}$$

となる。また、スピン流が注入される挿入細線の界面におけるスピン蓄積 $\delta\mu'_0$ と検出用強磁性体細線の界面におけるスピン蓄積 $\delta\mu''_0$ は、 T_1 および T_2 を用いて以下のように計算できる。

$$\begin{aligned}
\delta\mu'_0 &= \delta\mu_0 \times T_1 \\
&= ePI_C \frac{C(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2})}{(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}) + C(Q_M \mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C)} R_S^N \times \frac{Q_M \mathcal{A}'}{Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}} \\
&= ePI_C \frac{Q_M C \mathcal{A}'}{(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}) + C(Q_M \mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C)} R_S^N
\end{aligned} \tag{A.54}$$

$$\begin{aligned}
\delta\mu''_0 &= \delta\mu_0 \times T_1 \times T_2 = \delta\mu'_0 \times T_2 \\
&= ePI_C \frac{Q_M C \mathcal{A}'}{(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}) + C(Q_M \mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C)} R_S^N \times \frac{C}{\mathcal{A}'} \\
&= ePI_C \frac{Q_M C^2}{(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}) + C(Q_M \mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C)} R_S^N
\end{aligned} \tag{A.55}$$

したがって、測定されるスピン蓄積信号 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}$ は、

$$\begin{aligned}
\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}} &= \frac{2P(\delta\mu''_0/e)}{I_C} \\
&= 2P^2 R_S^N \frac{Q_M C^2}{(Q_M \mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}) + C(Q_M \mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C)} \\
&= \frac{4P^2 R_S^N Q_M Q_F^2}{\cosh\left(\frac{L}{\lambda_{sf}^N}\right) - 1 + 2Q_M \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{sf}^N}\right) + 2Q_F(1 + Q_F)(1 + 2Q_M) e^{L/\lambda_{sf}^N} - 2Q_F}
\end{aligned} \tag{A.56}$$

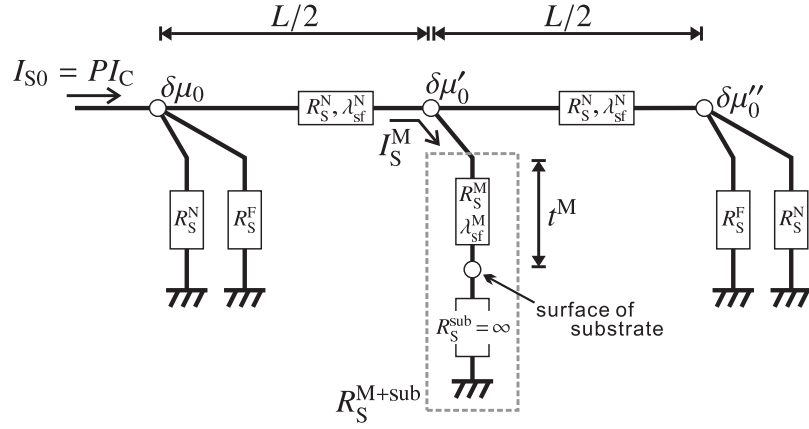


図 A.5. 挿入細線において有限の膜厚を仮定した際の等価な回路図。

となる。また、挿入細線へ注入されるスピン流 I_S^M は、

$$\begin{aligned}
 I_S^M &= \frac{1}{R_S^M} \frac{\delta \mu_0'}{e} \\
 &= \frac{PC\mathcal{A}'}{\left(Q_M\mathcal{A} + \frac{1}{2}\mathcal{B} - \frac{1}{2}\right) + C\left(Q_M\mathcal{B} + \frac{1}{2}\mathcal{A} + \frac{1}{2}C\right)} I_C \\
 &= \frac{2PQ_F \left(\sinh\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) + Q_F \exp\left(\frac{L}{2\lambda_{sf}^N}\right) \right)}{\cosh\left(\frac{L}{\lambda_{sf}^N}\right) - 1 + 2Q_M \sinh\left(\frac{L}{\lambda_{sf}^N}\right) + 2Q_F(1 + Q_F)(1 + 2Q_M) e^{L/\lambda_{sf}^N} - 2Q_F} I_C
 \end{aligned} \tag{A.57}$$

と求められる。

A.3.4 有限の膜厚によるスピン流の注入量の変化

挿入細線の膜厚を薄くしていった際の効果について考える。前項の図 A.4 では、挿入細線のスピン拡散長 λ_S^M は短いと仮定し、非磁性体との界面から膜厚方向への拡散のみを考えている。したがって挿入細線の膜厚 t^M がスピン拡散長程度まで減少すれば、膜厚方向のみの拡散ではスピン流が減衰しきらず、基板界面における効果により注入されるスピン流および測定されるスピン蓄積信号の大きさが変化することが予想される。

基板と挿入細線の界面においてスピン流は基板中へは流れないと考えられるので、上述のような有限の膜厚による効果を考えるためには、図 A.5 に示すような回路を考え、基板に無限大の抵抗を仮定する。実際の計算では、図 A.4(b) と図 A.5 との比較から明らかであるように、長さ t^M の挿入細線部とスピン抵抗 R_S^{sub} が無限大の基板の合成抵抗 $R_S^{\text{M+sub}}$ を考え、図 A.4(b) の R_S^M を置き換えれば良い。 $R_S^{\text{M+sub}}$ は式 (A.28) より簡単に計算することが可能であり、 $R_S^{\text{sub}} = \infty$

であることに注意すれば、置き換えは、

$$R_S^M \rightarrow R_S^{M+\text{sub}} = \frac{\frac{R_S^{\text{sub}}}{R_S^M} \cosh\left(\frac{t^M}{\lambda_{\text{sf}}^M}\right) + \sinh\left(\frac{t^M}{\lambda_{\text{sf}}^M}\right)}{\frac{R_S^{\text{sub}}}{R_S^M} \sinh\left(\frac{t^M}{\lambda_{\text{sf}}^M}\right) + \cosh\left(\frac{t^M}{\lambda_{\text{sf}}^M}\right)} R_S^M = \frac{\frac{1}{R_S^M} \cosh\left(\frac{t^M}{\lambda_{\text{sf}}^M}\right)}{\frac{1}{R_S^M} \sinh\left(\frac{t^M}{\lambda_{\text{sf}}^M}\right)} R_S^M = \frac{1}{\tanh\left(\frac{t^M}{\lambda_{\text{sf}}^M}\right)} R_S^M \quad (\text{A.58})$$

となる。これは、挿入細線のスピン抵抗が見かけ上、増大することを示している。また、このときのスピン蓄積信号の大きさおよび注入されるスピン流の量は、式 (A.58) をそれぞれ式 (A.56) および式 (A.57) に代入することで計算できる。

† 以上のような模式的な構造を用いて計算を行う方法¹⁰⁰の他に、本節の冒頭の式 (A.22) から式 (A.26) に示したようなスピン蓄積に関する連立方程式による方法^{13,19,94}を用いて解くことも可能である。たとえば、A.3.2 項や A.3.3 項のような構造の場合はそれぞれの細線部に関して連立方程式を立てて順に解けば良く、また A.3.4 のような場合は挿入細線と基板界面においてスピン流がゼロになるという境界条件の下で解けば同様の結果を得ることができる。

前者の基本構造に分割して解く方法はスピン抵抗に着目して解いているといえる方法であり、複雑な構造であっても適切に等価な回路を設定することによって式 (A.28) と式 (A.29) を入れ子式に組み合わせることによって全体のスピン抵抗を直接書き下すことができる。そのため、機械的にスピン抵抗を求めることが可能であり、数値計算において比較的組み込みやすいことが利点である。一方、後者の連立方程式による方法は各点に流れるスピン流に着目している方法であるといえる。構造が複雑になるにつれて方程式と境界条件の数が増加するために煩雑になる傾向があるが、前者の比べてより原理的であるために詳細な問題設定が可能であるのが利点である。

付録 B

超伝導の基礎

B.1 ギンツブルグ-ランダウ方程式

一般に、相転移に関する理論では秩序パラメータが定義されるが、超伝導状態を特徴付ける秩序パラメータとして、ギンツブルグ-ランダウの現象論¹⁰⁶では波動関数と類似した複素数値関数 $\psi(x)$ が用いられる。これは、BCS 理論における巨視的なスケールでコヒーレントになったクーパー対の波動関数に相当するものであり、秩序パラメータ $\psi(x) = |\psi(x)|e^{i\phi}$ は、二つの変数 $|\psi(x)|$ と ϕ で決定付けられている^{107,108}。

ギンツブルグ-ランダウの理論では、単位体積あたりのヘルムホルツ自由エネルギー $f(x)$ は、Landau モデルに空間変化を加えた形で表される¹⁰⁸。したがって、秩序パラメータ $\psi(x)$ と α 、 β を実数係数として用いれば、単位体積あたりのヘルムホルツ自由エネルギー $f(x)$ は、

$$f(x) = f_N(x) + \alpha|\psi(x)|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi(x)|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{a}(x) \right) \psi(x) \right|^2 + \frac{|\nabla \times \mathbf{a}(x)|^2}{8\pi} \quad (\text{B.1})$$

と展開される。ここで、 $f_N(x)$ と $\mathbf{a}(x)$ は、それぞれ常伝導状態における自由エネルギーとベクトルポテンシャルであり、 m^* と e^* は、クーパー対の有効質量と有効電荷である。全自由エネルギーは、この $f(x)$ を全空間において積分することによって得られるが、その変分は任意の変位に対して、

$$\delta \int_V f(x) dx = 0 \quad (\text{B.2})$$

を満たさなければならない。この条件から、以下のギンツブルグ-ランダウ方程式が得られる¹⁰⁷。

$$\alpha\psi(x) + \beta|\psi(x)|^2\psi(x) + \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{a}(x) \right)^2 \psi(x) = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$\mathbf{j}^{(S)} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{a}(x)) = \frac{e^* \hbar}{2im^*} (\psi^*(x) \nabla \psi(x) - \psi(x) \nabla \psi^*(x)) - \frac{e^{*2}}{m^* c} |\psi(x)|^2 \mathbf{a}(x) \quad (\text{B.4})$$

ここで $j^{(S)}$ は超伝導電流密度である。

零磁場を仮定すれば、ゲージ変換によりベクトルポテンシャルを $a(x) = 0$ ととれる。したがって、ギンツブルグ-ランダウ方程式 (B.3) は、超伝導転移などの 2 次相転移の場合 $\alpha < 0$ であることに注意すれば、

$$\begin{aligned} \xi^2 \nabla^2 \tilde{\psi}(x) + \tilde{\psi}(x) - |\tilde{\psi}(x)|^2 \tilde{\psi}(x) &= 0 \\ \tilde{\psi}(x) &\equiv \frac{\psi(x)}{\psi_\infty} = \sqrt{\frac{\beta}{(-\alpha)}} \psi(x) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

を得る。また、超伝導電流密度は、

$$j^{(S)} = \frac{e^* \hbar}{2im^*} (\psi^*(x) \nabla \psi(x) - \psi(x) \nabla \psi^*(x)) \quad (\text{B.6})$$

とかける。ここで、 $\tilde{\psi}(x)$ は、規格化された秩序パラメータであり、 $0 \leq |\tilde{\psi}(x)| \leq 1$ である。また、 ξ 、 ψ_∞ は、

$$\xi \equiv \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^*(-\alpha)}}, \quad \psi_\infty \equiv \sqrt{\frac{(-\alpha)}{\beta}} \quad (\text{B.7})$$

によって定義される量であり、それぞれ、コヒーレンス長、平衡状態の秩序パラメータの大きさである。

一例として、超伝導体/常伝導体/超伝導体接合の系を考える。2 つの超伝導体の秩序パラメータを $\psi_1(x) = \psi_0$ 、 $\psi_2(x) = \psi_0 e^{i\Delta\phi}$ であり、常伝導体の長さ L が十分小さいとする。このとき、式 (B.5) に代入して境界条件を考えることにより、常伝導体中の秩序パラメータ $\psi_N(x)$ は

$$\psi_N(x) = \left(1 - \frac{x}{L}\right) \psi_0 + \left(\frac{x}{L}\right) \psi_0 e^{i\Delta\phi} \quad (\text{B.8})$$

となる。この式 (B.8) を式 (B.6) に代入することで、常伝導体に流れる超伝導電流密度が求められる。

$$\begin{aligned} j^{(S)} &= j_{\text{critical}}^{(S)} \sin \Delta\phi \\ j_{\text{critical}}^{(S)} &\equiv \frac{\hbar e^* \psi_0^2}{m^* L} \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

となる。

B.2 BCS 基底状態

通常の単体金属の古典的な超伝導体は BCS 理論³⁸ によって説明される。BCS 理論では波数が逆向きでスピンが反平行である 2 つの電子が、クーパー対と呼ばれるスピン一重項状態を形成し、基底状態となる^{107,108}。

波数 k 、スピン σ の状態 (k, σ) の 1 電子の生成、消滅演算子を、 $\hat{c}_{k\sigma}^\dagger$ 、 $\hat{c}_{k\sigma}$ とすれば、状態 $[(k, \uparrow), (-k, \downarrow)]$ に対を生成、消滅させる演算子 \hat{B}_k^\dagger 、 \hat{B}_k は、

$$\hat{B}_k^\dagger = \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger, \quad \hat{B}_k = \hat{c}_{-k\downarrow} \hat{c}_{k\uparrow} \quad (\text{B.10})$$

となる。これらの対演算子を用いれば、スピン 1 重項のクーパー対から構成された基底状態 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ は、真空状態を $|0\rangle$ として、

$$|\Psi_{\text{BCS}}\rangle = \prod_k (u_k + v_k \hat{B}_k^\dagger) |0\rangle \quad (\text{B.11})$$

となる。ここで、 u_k と v_k は複素数パラメータであり、対称性と規格化条件から、

$$\begin{aligned} u_k &= u_{-k}, & v_k &= v_{-k} \\ |u_k|^2 + |v_k|^2 &= 1 \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

を満たす。式 (B.11) からわかるように、 u_k と v_k は、各波数における真空状態とクーパー対の比率として理解される。

u_k と v_k を求めるために、 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ を用いて基底エネルギーを計算する。 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ は粒子数不定の状態として式 (B.11) で定義されているため、化学ポテンシャル μ^{ch} の導入し、

$$\xi_k \equiv \varepsilon_k - \mu^{\text{ch}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \mu^{\text{ch}} \quad (\text{B.13})$$

を定義する。 ξ_k は、化学ポテンシャル μ^{ch} を原点としたときの自由電子の運動エネルギーである。 ξ_k を用いれば、全系のハミルトニアンのうちクーパー対形成に関わっているハミルトニアン $\hat{\mathcal{H}}$ は、

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{k,\sigma} \xi_k \hat{c}_{k\sigma}^\dagger \hat{c}_{k\sigma} + \sum_{k,k'} U_{kk'} \hat{c}_{k'\uparrow}^\dagger \hat{c}_{-k'\downarrow}^\dagger \hat{c}_{-k\downarrow} \hat{c}_{k\uparrow} \quad (\text{B.14})$$

と表すことができる^{107,108}。実際に計算を行えば、全エネルギーは、

$$\langle \Psi_{\text{BCS}} | \hat{\mathcal{H}} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle = \sum_k 2\xi_k |v_k|^2 + \sum_{k,k'} U_{kk'} u_{k'}^* u_{k'} u_k v_k^* \quad (\text{B.15})$$

となる。ここで、エネルギーを計算する上では一般性を失わないため u_k と v_k として実数を取り、さらに、式 (B.15) が基底エネルギーとなる条件として変分 $\delta \langle \Psi_{\text{BCS}} | \hat{\mathcal{H}} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle = 0$ を解くことにより、

$$|u_k|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\xi_k}{E_k} \right), \quad |v_k|^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi_k}{E_k} \right) \quad (\text{B.16})$$

$$E_k \equiv \sqrt{\xi_k^2 + \Delta_k^2} \quad (\text{B.17})$$

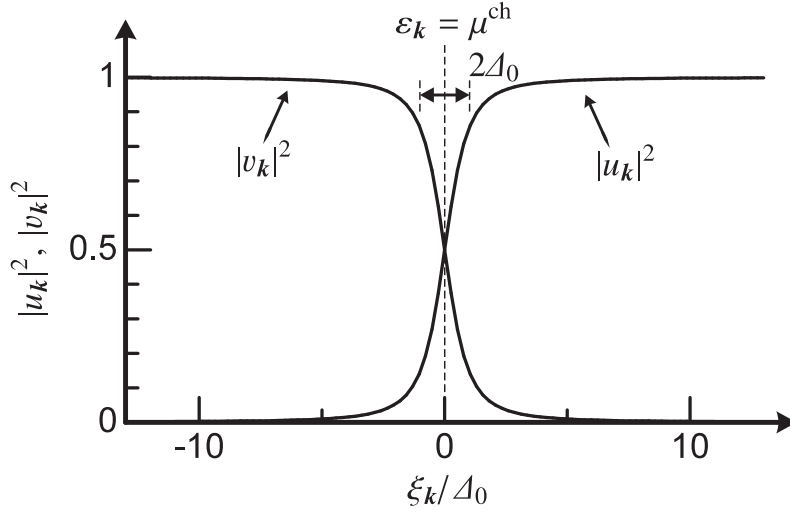


図 B.1. BCS 理論で定義されるパラメータ u_k と v_k の大きさをエネルギーに対して表した図。

を得る。ここで、 Δ_k は、次のギャップ方程式と呼ばれる式で定義される関数である。

$$\Delta_k \equiv - \sum_{k'} U_{kk'} |u_{k'}| |v_{k'}| = - \frac{1}{2} \sum_{k'} U_{kk'} \frac{\Delta_k}{\sqrt{\xi_k^2 + \Delta_k^2}} \quad (\text{B.18})$$

ここで、クーパー対の状態となるためには電子間のポテンシャルは引力ポテンシャルである必要があるので、 $U_{kk'}$ は負の値をもつことに注意する。

式 (B.16)、(B.17) において、 $\Delta_k = \Delta_0 (= \text{const.})$ とし、 $|u_k|^2$ 、 $|v_k|^2$ を Δ_0 で規格化したエネルギーに対して、プロットしたものを図 B.1 に示す。化学ポテンシャル μ^{ch} を中心として、エネルギーが低い領域と高い領域で、それぞれ $|v_k|^2$ と $|u_k|^2$ がほぼ 1 である。また、クロスオーバーのエネルギー幅は $2\Delta_0$ 程度である。これは、エネルギーの低い領域ではクーパー対が満たされており、 μ^{ch} 付近において $2\Delta_0$ 程度の広がりをもっていることを示している。

B.3 準粒子励起

BCS 基底状態 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ からの励起を考える。 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ の状態に、1 電子の生成、消滅演算子を作用させると、

$$\begin{aligned} \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger |\Psi_{\text{BCS}}\rangle &= u_k |\Psi_{k\uparrow}\rangle, & \hat{c}_{-k\downarrow} |\Psi_{\text{BCS}}\rangle &= -v_k |\Psi_{k\uparrow}\rangle \\ \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger |\Psi_{\text{BCS}}\rangle &= u_k |\Psi_{-k\downarrow}\rangle, & \hat{c}_{k\uparrow} |\Psi_{\text{BCS}}\rangle &= v_k |\Psi_{-k\downarrow}\rangle \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

となる。ここで、 $|\Psi_{k\sigma}\rangle$ は、次の式で定義される状態である。

$$|\Psi_{k\sigma}\rangle \equiv \hat{c}_{k\sigma}^\dagger \prod_{k' \neq k} (u_{k'} + v_{k'} \hat{B}_{k'}^\dagger) |0\rangle \quad (\text{B.20})$$

式 (B.19) より、以下の 4 つの演算子を定義すれば、BCS 基底状態 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ に対して、規格化因子まで含めた生成、消滅演算子として作用することがわかる^{107,108}。

$$\begin{aligned}\hat{\gamma}_{k\uparrow}^\dagger &= u_k^* \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger - v_k^* \hat{c}_{-k\downarrow}, & \hat{\gamma}_{k\uparrow} &= u_k \hat{c}_{k\uparrow} - v_k \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger \\ \hat{\gamma}_{-k\downarrow}^\dagger &= u_k^* \hat{c}_{-k\downarrow}^\dagger + v_k^* \hat{c}_{k\uparrow}, & \hat{\gamma}_{-k\downarrow} &= u_k \hat{c}_{-k\downarrow} + v_k \hat{c}_{k\uparrow}^\dagger\end{aligned}\quad (\text{B.21})$$

この変換は、ボゴリューボフ変換¹⁰⁹と呼ばれ、BCS 基底状態 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ に対応した空間への生成、消滅演算子の変換である。これらの演算子で記述される素励起は、通常の真空状態 $|0\rangle$ で励起した電子の状態とは異なり、準粒子の生成、消滅演算子となっている。 $\hat{\gamma}_{k\uparrow}^\dagger$ 演算子に着目すれば、これは状態 (k, \uparrow) に準粒子を 1 つ生成する演算子であるが、状態 (k, \uparrow) に電子を生成する作用と状態 $(-k, \downarrow)$ から電子を消滅する作用が、 u_k と v_k の割合で混合している。これは、電子的励起とホールの励起の混合に相当する。図 B.1 から明らかであるように、フェルミ波数以下の励起においては、ホールの励起の割合の方が大きくなる。言い換えれば、クーパー対で占められた波数の準位に電子を励起させようとするれば、Pauli の原理からホールの励起となることを示している。この電子とホールの混合は、電子間に働く引力相互作用によるクーパー対生成の結果であり、超伝導状態を特徴付けるものの 1 つである。

基底状態 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ から状態 (k, \uparrow) の 1 粒子が励起するためのエネルギーは、式 (B.14) のハミルトニアン \hat{H} に対してボゴリューボフ変換を行い、平均場近似を用いることにより求められる¹⁰⁷。しかし、より簡便には、すべて対になっている状態から 1 つの対状態 $[k, -k]$ を取り除き、その上でエネルギー ξ_k の電子を付加することによっても等価な結果を得られる¹⁰⁸。対を取り除くことによる系のエネルギーの増加は、式 (B.15) より、

$$-2\xi_k |v_k|^2 - 2|u_k||v_k| \sum_{k'} U_{kk'} |u_{k'}||v_{k'}| = -2\xi_k |v_k|^2 + 2|u_k||v_k| \Delta_k \quad (\text{B.22})$$

であるため、1 電子を励起するのに必要なエネルギーは、

$$\begin{aligned}\xi_k - 2\xi_k |v_k|^2 + 2|u_k||v_k| \Delta_k &= \xi_k - 2\xi_k \left(\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi_k}{E_k} \right) \right) + 2 \left(\frac{\Delta_k}{2E_k} \right) \Delta_k \\ &= \frac{\xi_k^2 + \Delta_k^2}{E_k} = \frac{E_k^2}{E_k} \\ &= E_k\end{aligned}\quad (\text{B.23})$$

となる。すなわち、式 (B.17) で定義される E_k は、波数 k の状態に励起される電子のエネルギーに対応している。

$\Delta_k = 0, 0.2\mu^{\text{ch}}$ の場合の E_k を波数に対して求めれば、図 B.2 に示すようになる。式 (B.17) から明らかであるように、波数 k がフェルミ波数より内側か外側かに関わらず正の値をもつ。さらに、BCS 基底状態から状態 (k, σ) の状態にある電子を取り除くのに必要なエネルギーも、同様にして求めることが可能であり、同じく E_k となる。これらは、ボゴリューボフ変換によって電子的励起とホールの励起が混合していることと一致する。また、常伝導状態と異なり、超伝導状態においてはエネルギーバンドにギャップが存在し、その最小値はギャップ方程式 (B.18) で定義される Δ_k のフェルミ波数における値 $\Delta_{|k|=k_F}$ となる。

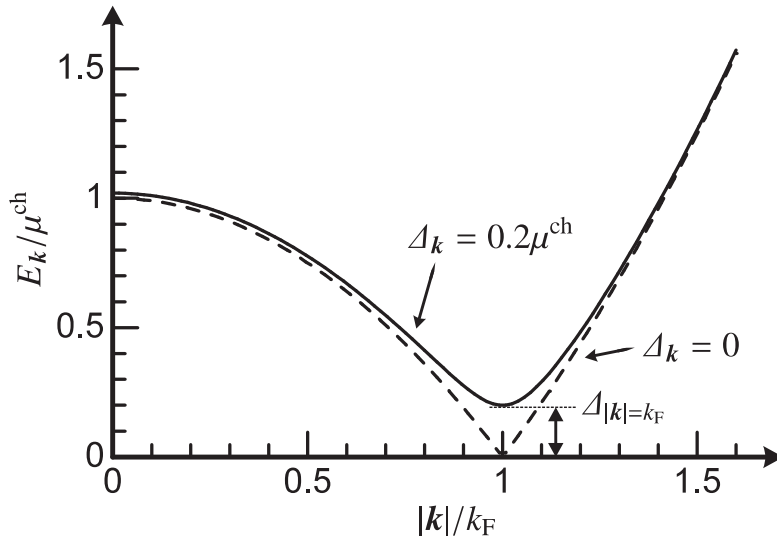


図 B.2. 準粒子励起のために必要なエネルギーと波数の関係。実線が $\Delta_k = 0.2\mu^{\text{ch}}$ ($= \text{const.}$) の場合であり、破線が $\Delta_k = 0$ の場合である。 $|k| = k_F$ においてギャップが存在する。

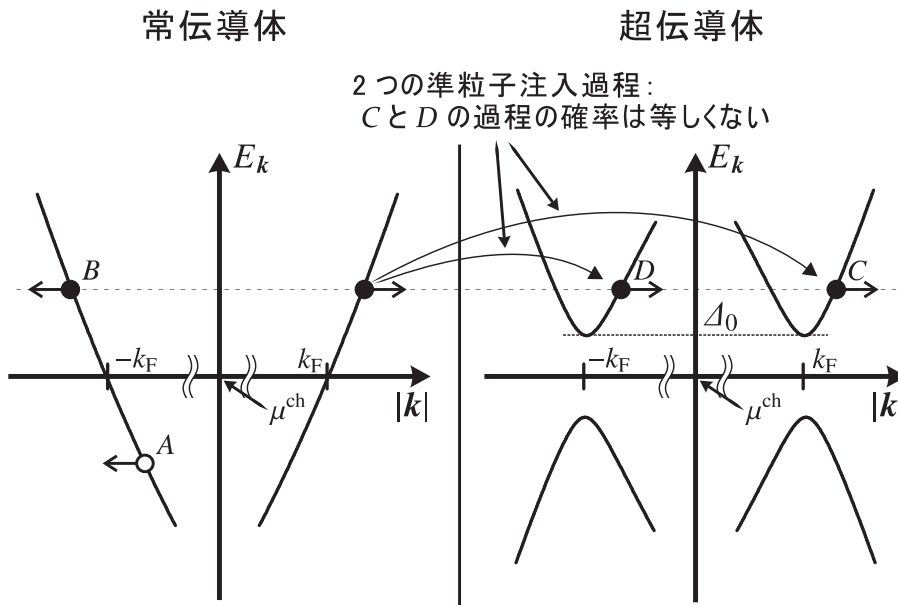


図 B.3. 常伝導/超伝導体界面での電子の遷移過程を表した図。A はアンドレーエフ反射を示しており、B は単純な反射を示している。また、準粒子として注入されるもののうち、C が電子的励起であり、D がホール励起である。

B.4 常伝導/超伝導体界面での遷移過程

超伝導/常伝導界面で遷移過程は、電子の通常の反射、アンドレーエフ反射、電子的励起の生成、ホール励起の生成の 4 つの過程に分類されるが、それらを分散関係の図中に表すと

表 B.1. エネルギー E の電子に対して界面で生じる各過程の確率¹¹¹。 Z は界面の障壁の強さを表す無次元のパラメータであり、 $u_{k_{\text{out}}}$ 、 $v_{k_{\text{out}}}$ は、フェルミ波数の外側においてエネルギーが E となる波数での BCS パラメータ。ここで、 $\Delta_k = \Delta_0 (= \text{const.})$ としている。

	A	B	C	D
Normal state				
	0	$\frac{Z^2}{1+Z^2}$	$\frac{1}{1+Z^2}$	0
Superconducting state				
$E < \Delta_0$	$\frac{\Delta_0^2}{E^2 + (\Delta_0^2 - E^2)(1 + 2Z^2)}$	$1 - A$	0	0
$E > \Delta_0$	$\frac{u_{k_{\text{out}}}^2 v_{k_{\text{out}}}^2}{[u_{k_{\text{out}}}^2 + Z^2(u_{k_{\text{out}}}^2 - v_{k_{\text{out}}}^2)]^2}$	$\frac{(u_{k_{\text{out}}}^2 - v_{k_{\text{out}}}^2)^2 Z^2 (1 + Z^2)}{[u_{k_{\text{out}}}^2 + Z^2(u_{k_{\text{out}}}^2 - v_{k_{\text{out}}}^2)]^2}$	$\frac{u_{k_{\text{out}}}^2 (u_{k_{\text{out}}}^2 - v_{k_{\text{out}}}^2) (1 + Z^2)}{[u_{k_{\text{out}}}^2 + Z^2(u_{k_{\text{out}}}^2 - v_{k_{\text{out}}}^2)]^2}$	$\frac{v_{k_{\text{out}}}^2 (u_{k_{\text{out}}}^2 - v_{k_{\text{out}}}^2) Z^2}{[u_{k_{\text{out}}}^2 + Z^2(u_{k_{\text{out}}}^2 - v_{k_{\text{out}}}^2)]^2}$

図 B.3 となる。図中に A と示したアンドレーエフ反射では超伝導体中にクーパー対が生成されると同時に、常伝導体中に対となるエネルギーと波数をもつホールが励起される。また B は通常の反射を表しており、エネルギーは等しく波数の向きが逆である電子となって常伝導体中を流れていく。一方、準粒子の励起は電子とホールの混合が起きているため、電子の運動の向きおよびエネルギーが等しい励起が C と D の 2 つ存在することとなる。これらの比率は、あるエネルギー E を与えた際の電子的励起とホールの励起それぞれの生成しやすさに依存し、一般に等確率ではない。

これらの遷移確率は界面の状態に強く依存し、BTK 理論¹¹¹ によれば、界面における障壁の強さを示す無次元のパラメータ Z (≥ 0) を導入することにより表 B.1 のように表すことが可能である。常伝導状態ではアンドレーエフ反射とホールの励起の過程はあり得ないため、障壁の強さ Z によって B と C の比率が決定される。このとき、障壁 Z が小さいときに反射率である B の比率は減少し、多くの電流が超伝導体へ注入されることがわかる。

一方、超伝導状態では、まず超伝導ギャップよりも小さい入射エネルギーをもつ電子の場合、アンドレーエフ反射により超伝導体に注入されるか界面において反射される過程をとる。このとき、障壁 Z が十分に小さいか電子のもつ入射エネルギーが超伝導ギャップ程度に大きいとき、アンドレーエフ反射 A の確率が大きくなる。次に、超伝導ギャップよりも大きい入射エネルギーをもつ電子が入射された場合にはすべての遷移過程が起こり得る。通常の反射 B の確率が障壁 Z の増加にともなって単調に増加するのはこれまでと同様であるが、注入される電子の過程は 3 通り存在することとなり、それらは電子の入射エネルギーに依存する。入射エネルギーの増加に対して、アンドレーエフ反射 A は他の遷移過程と比較して起こりにくくなり、確率は単調に減少する。そのため、入射エネルギーが超伝導ギャップよりも小さい領域も含めて、アンドレーエフ反射の確率は入射エネルギーが超伝導ギャップ付近のときに最大となる。またホールの準粒子の励起過程である D は電子的励起との混合の強さに依存するため、図 B.1 からわかるように、超伝導ギャップ直上付近のエネルギーにおいて最も確率が大きくなる。

それに対し、電子的準粒子励起 C の確率はエネルギーが高くなるにつれて単調に増加するが、 Z が適度に大きい場合に最大となり、障壁 Z が大きすぎる場合には入射よりも反射過程である B の方が支配的となる。

付録 C

常伝導 Nb へのスピン注入

C.1 純スピン流注入とスピン拡散長

Nb は $4d$ 電子をもつ遷移金属でありスピン軌道相互作用が強く¹⁷、スピン拡散長が短いことが予想される。このようなスピン拡散長が短い金属に対しては図 C.1(a) のような面内スピンバルブ構造を用いることでスピン拡散長を求めることが可能である。2.1.5 項で述べたように、面内スピンバルブ構造を有した試料では、強磁性体である 2 本の Py 細線の保持力に差により、図 C.1(b) のような抵抗変化を得ることができる。このように測定されるスピン蓄積信号 ΔR_{NLSV} は、2.1.6 項で述べたように、Py 細線間の Nb 細線の有無によって大きさが異なり、その信号の比から Nb のスピン抵抗、スピン拡散長を求めることができる^{13,19,100}。

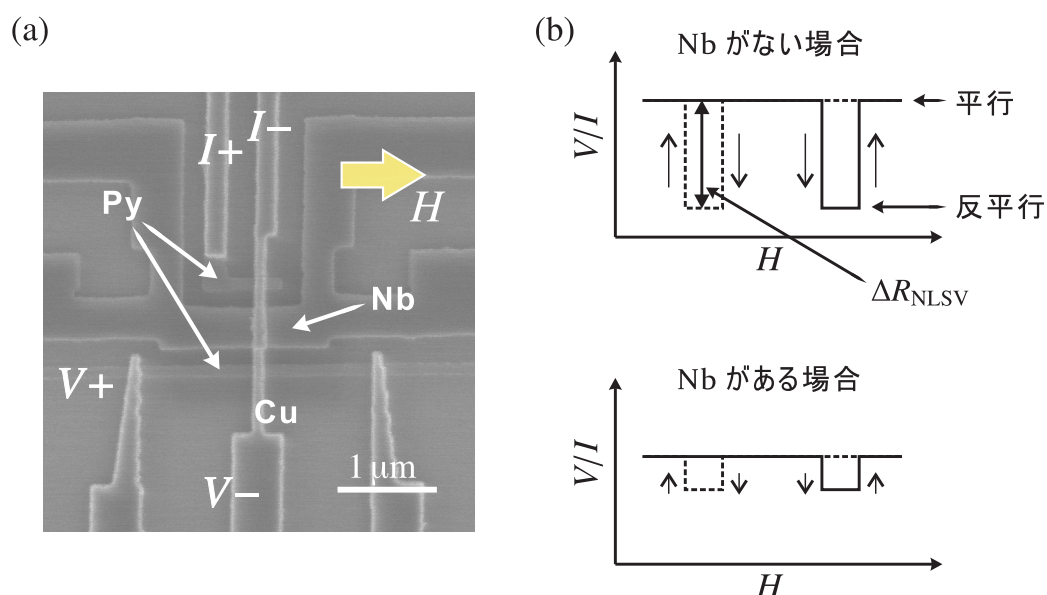


図 C.1. (a) 面内スピンバルブ構造を有した試料の電子顕微鏡像と非局所スピンバルブ測定の端子配置。 H は磁場をあらわす。(b) 測定されるスピン蓄積信号の模式図。 Nb 細線があるとスピン蓄積信号 ΔR_{NLSV} は小さくなる。

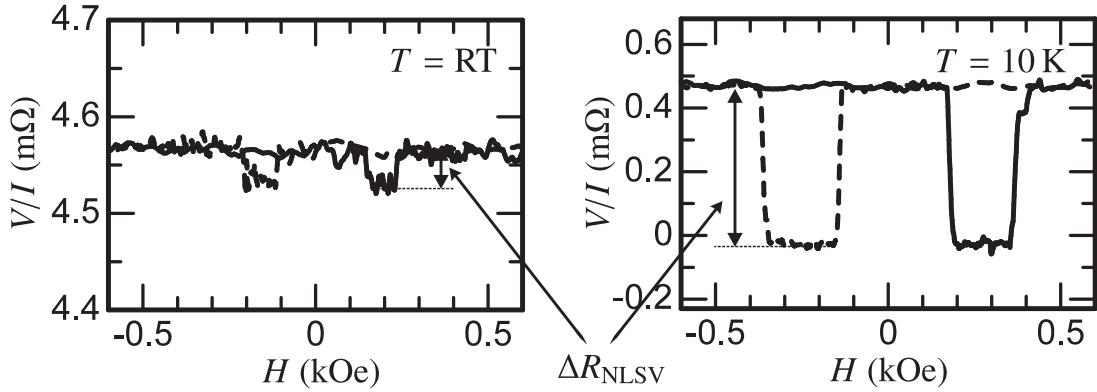


図 C.2. 室温と 10 K における測定されたスピン蓄積信号。H は磁場をあらわす。

測定を行った試料は、Py、Nb、Cu の順に 3 回リフトオフ法を繰り返すことで作製した。Py は電子線加熱蒸着装置、Nb は 4.1.2 項で述べた Ti 保護膜を用いたスパッタ法、Cu は非磁性体用抵抗加熱蒸着装置をそれぞれ用いた。清浄界面作製のため、Cu の蒸着前には Ar イオンミリングを行った。膜厚と線幅は、Py が 30 nm と 100 nm、Cu がともに 100 nm であり、Nb は 11 nm と 260 nm であった。

スピンバルブ測定の結果を図 C.2 に示す。スピン蓄積信号 ΔR_{NLSV} は、室温で 0.04 mΩ であり、10 K では 0.46 mΩ であった。ここで、式 (2.10) および式 (2.11) より、Nb 細線の挿入の有無によるスピン蓄積信号の比 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}/\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}$ は、

$$\frac{\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}}{\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}} = \frac{2 \frac{R_S^{\text{Nb}}}{R_S^{\text{Cu}}} \left(\sinh \left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}}} \right) + 2 \frac{R_S^{\text{Py}}}{R_S^{\text{Cu}}} \left(1 + \frac{R_S^{\text{Py}}}{R_S^{\text{Cu}}} \right) e^{L/\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}}} \right)}{\cosh \left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}}} \right) - 1 + 2 \frac{R_S^{\text{Nb}}}{R_S^{\text{Cu}}} \sinh \left(\frac{L}{\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}}} \right) + 2 \frac{R_S^{\text{Py}}}{R_S^{\text{Cu}}} \left(1 + \frac{R_S^{\text{Py}}}{R_S^{\text{Cu}}} \right) \left(1 + 2 \frac{R_S^{\text{Nb}}}{R_S^{\text{Cu}}} \right) e^{L/\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}}} - 2 \frac{R_S^{\text{Py}}}{R_S^{\text{Cu}}}} \quad (\text{C.1})$$

となる。この式を用いて、スピンバルブ測定の結果から Nb の 10 K におけるスピン抵抗 R_S^{Nb} を求めることが可能である。実際、10 K でのスピン蓄積信号 ΔR_{NLSV} を $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{with}}$ として代入することにより、 $R_S^{\text{Nb}} = 260 \text{ m}\Omega$ を得た。ここで、Py の偏極率 P は 0.23 として、Py のスピン拡散長は 5 nm、抵抗率は $19.4 \mu\Omega\text{cm}$ 、有効断面積は Py/Cu 界面の大きさを用いた。また、Nb がない場合のスピン蓄積信号 $\Delta R_{\text{NLSV}}^{\text{without}}$ として 1 mΩ、Cu の抵抗率として $1.5 \mu\Omega\text{cm}$ 、Cu のスピン拡散長 $\lambda_{\text{sf}}^{\text{Cu}}$ として $1.3 \mu\text{m}$ をそれぞれ用いた。2 本の Py 間の距離 L は 700 nm とした。

求めたスピン抵抗の値から Nb のスピン拡散長を見積もることが可能である。Nb の拡散長が短いことから、Cu との界面からの垂直方向へ緩和していると考え、有効断面積は Nb/Cu の界面の大きさ $260 \times 100 \text{ nm}^2$ となる。Nb の抵抗率は $127 \mu\Omega\text{cm}$ であったため、これらを式 (2.8) に代入することにより、Nb のスピン拡散長 $\lambda_{\text{sf}}^{\text{Nb}}$ は、5.2 nm となった。

また、このとき Py 細線から Cu 細線に流している励起電流 I_C と Nb 細線へ注入されている

スピン流 I_S の比 I_S/I_C は、式 (2.12) より、

$$I_S/I_C = 0.02 \quad (\text{C.2})$$

となった。これは Py/Cu 界面で励起されたスピン偏極状態すなわちスピン蓄積が Nb/Cu 界面にどの程度伝搬しているかを表している量である。純スピン流の場合のみではなくスピン偏極電流の場合でも同様となり、スピン偏極電流の場合は電流の偏極率と呼ばれているものと同じ。

付録 D

超伝導体/常伝導体界面におけるスピン蓄積

D.1 超伝導体/常伝導体界面に流れる純スピン流

一般的に、図 D.1(a) のように、常伝導体/常伝導体界面において電圧 V が存在したときに流れる電流 $I^{(NN)}$ は、

$$\begin{aligned}
 I^{(NN)} &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E)N_2^{(N)}(E+eV)(f(E)-f(E+eV)) dE \\
 &= A|T|^2 N_1(0)N_2^{(N)}(0) \int_{-\infty}^{\infty} (f(E)-f(E+eV)) dE \\
 &= A|T|^2 N_1(0)N_2^{(N)}(0)eV \\
 &\equiv \frac{V}{R^{(NN)}}
 \end{aligned} \tag{D.1}$$

と書かれる。ここで、 $N_1(E)$ および $N_2^{(N)}(E)$ は 2 つの常伝導体それぞれの状態密度であり、 $f(E)$ は分布関数である。また、 $|T|$ はトンネル確率、 A は比例定数である。計算の結果定義される $R^{(NN)}$ は常伝導状態における界面抵抗を示している。次に、同様に考えることにより、図 D.1(b) の常伝導体/超伝導体界面では、

$$\begin{aligned}
 I^{(NS)} &= A|T|^2 \int_{-\infty}^{\infty} N_1(E)N_2^{(S)}(E+eV)(f(E)-f(E+eV)) dE \\
 &= A|T|^2 N_1(0)N_2^{(N)}(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(S)}(E)}{N_2^{(N)}(0)} (f(E)-f(E+eV)) dE \\
 &= \frac{1}{eR^{(NN)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(S)}(E)}{N_2^{(N)}(0)} (f(E)-f(E+eV)) dE
 \end{aligned} \tag{D.2}$$

となる¹⁰⁷。ここで、 $N_2^{(S)}(E)$ は超伝導状態における状態密度であり、準粒子としての注入のみを考えている。

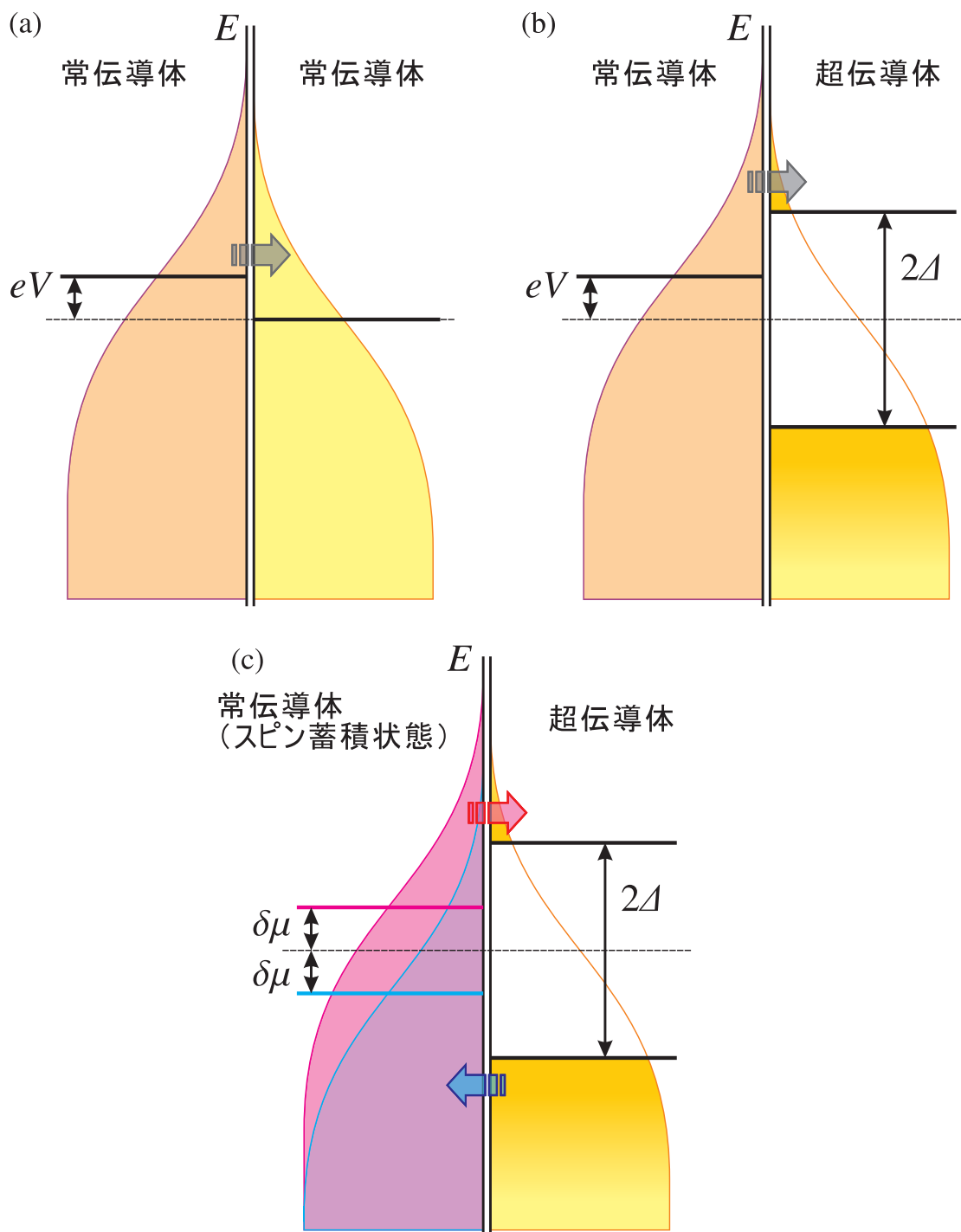


図 D.1. 接合界面において流れる電荷の様子。縦軸と横軸はそれぞれエネルギーと分布関数の大きさを表す。(a) 常伝導体/常伝導体界面に電圧 V が印加された場合。(b) 常伝導体/超伝導体界面に電圧 V が印加された場合。準粒子の注入のみを考えれば超伝導ギャップ Δ より大きいエネルギーをもった電荷のみ注入される。(c) 常伝導体/超伝導体界面において常伝導体中にスピン蓄積 $2\delta\mu$ が存在する場合。スピン偏極しているため準粒子としてのみ注入される。 $\pm\delta\mu/e$ の電圧が印加されている場合と等価であるとみなせる。

上記の電流の計算を踏まえて、界面にスピン蓄積が存在した際に流れるスピン流を計算する。そのためにまず、図 D.1(c) のように、 \uparrow スピンおよび \downarrow スピンそれぞれについて、界面において $\pm\delta\mu/e$ の電圧が印加されている状態に等しいと仮定する。その結果、常伝導体/常伝導体界面に流れる \uparrow スピンおよび \downarrow スピンの流れ $I_{\uparrow,\downarrow}^{(\text{NN})}$ は、式 (D.1) より、

$$\begin{aligned} I_{\uparrow}^{(\text{NN})} &= A |T_{\uparrow\uparrow}|^2 N_{1\uparrow}(0) N_{2\uparrow}^{(\text{N})}(0) \times (+\delta\mu^{(\text{N})}) \\ I_{\downarrow}^{(\text{NN})} &= A |T_{\downarrow\downarrow}|^2 N_{1\downarrow}(0) N_{2\downarrow}^{(\text{N})}(0) \times (-\delta\mu^{(\text{N})}) \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

と書ける。ここで簡単のため、界面におけるスピン反転を伴う注入はないと仮定している。非磁性体中の純スピン流であるため、 $N_{\uparrow}(E) = N_{\downarrow}(E) = N(E)/2$ 、 $I_{\uparrow} + I_{\downarrow} = 0 \Leftrightarrow I_{\uparrow} = -I_{\downarrow}$ である。したがって、 $|T_{\uparrow\uparrow}| = |T_{\downarrow\downarrow}|$ となる。これを $|T|$ とおく。これらを代入すれば、常伝導体/常伝導体界面に流れる純スピン流 $I_S^{(\text{NN})}$ は、

$$\begin{aligned} I_S^{(\text{NN})} &= I_{\uparrow}^{(\text{NN})} - I_{\downarrow}^{(\text{NN})} \\ &= 2A |T|^2 \left(\frac{N_1(0)}{2} \right) \left(\frac{N_2(0)}{2} \right) \delta\mu^{(\text{N})} \\ &\equiv \frac{1}{R_S^{(\text{N})}} \frac{\delta\mu^{(\text{N})}}{e} \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

となる。ここで $R_S^{(\text{N})}$ は式 (A.20) における定義より、常伝導状態におけるスピン抵抗に一致する。常伝導体/超伝導体界面の場合も同様に考えて、

$$\begin{aligned} I_{\uparrow}^{(\text{NS})} &= A |T_{\uparrow\uparrow}|^2 N_{1\uparrow}(0) N_{2\uparrow}^{(\text{N})}(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{2\uparrow}^{(\text{S})}(E)}{N_{2\uparrow}^{(\text{N})}(0)} (f(E) - f(E + \delta\mu^{(\text{S})})) dE \\ &= A |T|^2 \frac{N_1(0)}{2} \frac{N_2^{(\text{N})}(0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(\text{S})}(E)}{N_2^{(\text{N})}(0)} (f(E) - f(E + \delta\mu^{(\text{S})})) dE \\ I_{\downarrow}^{(\text{NS})} &= A |T_{\downarrow\downarrow}|^2 N_{1\downarrow}(0) N_{2\downarrow}^{(\text{N})}(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_{2\downarrow}^{(\text{S})}(E)}{N_{2\downarrow}^{(\text{N})}(0)} (f(E) - f(E - \delta\mu^{(\text{S})})) dE \\ &= A |T|^2 \frac{N_1(0)}{2} \frac{N_2^{(\text{N})}(0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(\text{S})}(E)}{N_2^{(\text{N})}(0)} (f(E) - f(E - \delta\mu^{(\text{S})})) dE \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

であるから、界面を流れる純スピン流 $I_S^{(\text{NS})}$ は、

$$\begin{aligned} I_S^{(\text{NS})} &= I_{\uparrow}^{(\text{NS})} - I_{\downarrow}^{(\text{NS})} \\ &= A |T|^2 \frac{N_1(0)}{2} \frac{N_2^{(\text{N})}(0)}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(\text{S})}(E)}{N_2^{(\text{N})}(0)} (f(E - \delta\mu^{(\text{S})}) - f(E + \delta\mu^{(\text{S})})) dE \\ &= \frac{1}{e R_S^{(\text{N})}} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(\text{S})}(E)}{N_2^{(\text{N})}(0)} (f(E - \delta\mu^{(\text{S})}) - f(E + \delta\mu^{(\text{S})})) dE \\ &\equiv \frac{1}{R_S^{(\text{S})}} \frac{\delta\mu^{(\text{S})}}{e} \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

となる。これは、超伝導状態においてスピン抵抗が、

$$\frac{1}{R_S^{(S)}} = \frac{1}{R_S^{(N)}} \frac{1}{2\delta\mu^{(S)}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(S)}(E)}{N_2^{(N)}(0)} \left(f(E - \delta\mu^{(S)}) - f(E + \delta\mu^{(S)}) \right) dE \quad (D.7)$$

と変化していると解釈できる。

最後に、超伝導ギャップのエネルギー依存性がないことを仮定すれば、式 (D.6) は、

$$\begin{aligned} I_S^{(NS)} &= \frac{1}{eR_S^{(N)}} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_2^{(S)}(E)}{N_2^{(N)}(0)} \left(f(E - \delta\mu^{(S)}) - f(E + \delta\mu^{(S)}) \right) dE \\ &= \frac{1}{eR_S^{(N)}} \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \left(\frac{|E|}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} \right) \left(f(E - \delta\mu^{(S)}) - f(E + \delta\mu^{(S)}) \right) dE \quad (D.8) \\ &= \frac{1}{eR_S^{(N)}} \int_{\Delta}^{\infty} \frac{|E|}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} \left(f(E - \delta\mu^{(S)}) - f(E + \delta\mu^{(S)}) \right) dE \end{aligned}$$

と書き換えることができるため、超伝導ギャップ Δ のみを用いて積分を行うことが可能となる。

D.2 ギャップ方程式の数値的解法

一般的なギャップ方程式の数値的解法について述べる。

式 (6.5) に示したように、ギャップ方程式は以下のように書ける。

$$\frac{1}{N(0)V_{\text{BCS}}} = \int_0^{\hbar\omega} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} \tanh \left(\frac{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}}{2k_B T} \right) d\xi \quad (D.9)$$

ここで、 $N(0)$ 、 V_{BCS} はそれぞれ常伝導状態におけるフェルミ面での状態密度、2 電子間の引力相互作用の強さを表している。 $E = \sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}$ であり、 ξ とは電子のもつ運動エネルギーである。また、 k_B はボルツマン定数、 T は温度、 $\hbar\omega$ はカットオフエネルギーである。

まず、この式 (D.9) において温度 $T = 0$ として、

$$\begin{aligned} \frac{1}{N(0)V_{\text{BCS}}} &= \int_0^{\hbar\omega} \frac{1}{\sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2}} d\xi \\ &= \left[\ln \left| \xi + \sqrt{\xi^2 + |\Delta|^2} \right| \right]_0^{\hbar\omega} \\ &= \ln \left(\frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|} + \sqrt{\left(\frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|} \right)^2 + 1} \right) \\ &\simeq \ln \left(\frac{2\hbar\omega}{|\Delta_0|} \right) \end{aligned} \quad (D.10)$$

と書けることがわかる。ここで、 $|\Delta_0|$ は温度ゼロでの超伝導ギャップであり、最後の式変形には弱結合近似から $\hbar\omega \gg |\Delta_0|$ という関係式を用いた。次に、温度が転移温度 T_C のときを考え

れば $\Delta = 0$ であるので、

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{N(0)V_{\text{BCS}}} &= \ln\left(\frac{2\hbar\omega}{|\Delta_0|}\right) = \int_0^{\hbar\omega} \frac{1}{\xi} \tanh\left(\frac{\xi}{k_{\text{B}}T_{\text{C}}}\right) d\xi \\
 &= \int_0^{\frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|}} \frac{1}{x} \tanh\left(\frac{|\Delta_0|}{k_{\text{B}}T_{\text{C}}}x\right) dx \\
 &= \ln\left(\frac{2e^{\gamma}}{\pi} \frac{|\Delta_0|}{k_{\text{B}}T_{\text{C}}} \frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|}\right) \\
 \frac{2\hbar\omega}{|\Delta_0|} &= \frac{2e^{\gamma}}{\pi} \frac{|\Delta_0|}{k_{\text{B}}T_{\text{C}}} \frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|} \\
 \frac{|\Delta_0|}{k_{\text{B}}T_{\text{C}}} &= \pi e^{-\gamma}
 \end{aligned} \tag{D.11}$$

となる。ここで、 γ はオイラーの定数である。

これらの関係式を用いることにより、 $x = \xi/|\Delta_0|$ 、 $\delta = |\Delta|/|\Delta_0|$ 、 $t = T/T_{\text{C}}$ という無次元量で以下のようにギャップ方程式 (D.9) を書き換えることが可能である。

$$\ln\left(\frac{2\hbar\omega}{|\Delta_0|}\right) = \int_0^{\frac{\hbar\omega}{|\Delta_0|}} \frac{1}{\sqrt{x^2 + \delta^2}} \tanh\left(\frac{\pi e^{-\gamma} \sqrt{x^2 + \delta^2}}{2t}\right) dx \tag{D.12}$$

この自己撞着方程式において、 t を変化させながら δ について解くことにより超伝導ギャップの温度依存性などを求めることができる。

参考文献

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas: “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 61, No. 21, pp. 2472–2475 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn: “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange.” *Phys. Rev. B*, Vol. 39, No. 7, pp. 4828–4830 (1989).
- [3] 猪俣浩一郎: 『スピンエレクトロニクスの基礎と最前線 (エレクトロニクス材料・技術シリーズ)』。シーエムシー出版 (2004).
- [4] 宮崎照宣: 「TMR 効果の歴史と展望」. まぐね, Vol. 3, No. 5, pp. 212–218 (2008).
- [5] 中村志保: 「磁性結合におけるスピントランスファ現象の展開」. まぐね, Vol. 3, No. 5, pp. 219–227 (2008).
- [6] J. E. Hirsch: “Spin Hall Effect.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, No. 9, pp. 1834–1837 (1999).
- [7] M. I. D’yakonov and P. V. I.: “Possibility of Orienting Electron Spins with Current.” *Phys. Lett. A*, Vol. 13, No. 11, pp. 467–469 (1971).
- [8] M. I. D’yakonov and P. V. I.: “Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors.” *Phys. Lett. A*, Vol. 35, No. 6, pp. 459–460 (1971).
- [9] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara: “Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 88, No. 18, p. 182509 (2006).
- [10] S. O. Valenzuela and M. Tinkham: “Direct electronic measurement of the spin Hall effect.” *Nature*, Vol. 442, p. 176 (2006).
- [11] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa: “Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 98, No. 15, p. 156601 (2007).
- [12] T. Seki, Y. Hasegawa, S. Mitani, S. Takahashi, H. Imamura, S. Maekawa, J. Nitta, and K. Takanashi: “Giant spin Hall effect in perpendicularly spin-polarized FePt/Au devices.” *Nature Mater.*, Vol. 7, pp. 125–129 (2008).

- [13] Y. Niimi, M. Morota, D. H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert, and Y. Otani: “Extrinsic Spin Hall Effect Induced by Iridium Impurities in Copper.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 106, No. 12, p. 126601 (2011).
- [14] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald: “Universal Intrinsic Spin Hall Effect.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 92, No. 12, p. 126603 (2004).
- [15] S. Murakami, N. Nagaosa, and S.-C. Zhang: “Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature.” *Science*, Vol. 301, No. 5638, pp. 1348–1351 (2003).
- [16] H. Kontani, M. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J.-i. Inoue: “Study of Intrinsic Spin and Orbital Hall Effects in Pt Based on a ($6s$, $6p$, $5d$) Tight-Binding Model.” *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 76, No. 10, p. 103702 (2007).
- [17] T. Tanaka, H. Kontani, M. Naito, T. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue: “Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in $4d$ and $5d$ transition metals.” *Phys. Rev. B*, Vol. 77, No. 16, p. 165117 (2008).
- [18] H. Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue: “Giant Orbital Hall Effect in Transition Metals: Origin of Large Spin and Anomalous Hall Effects.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 102, No. 1, p. 016601 (2009).
- [19] M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura, and Y. Otani: “Indication of intrinsic spin Hall effect in $4d$ and $5d$ transition metals.” *Phys. Rev. B*, Vol. 83, No. 17, p. 174405 (2011).
- [20] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh: “Observation of the spin Seebeck effect.” *Nature*, Vol. 455, No. 7214, pp. 778–781 (2008).
- [21] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh: “Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator.” *Nature*, Vol. 464, No. 7286, pp. 262–266 (2010).
- [22] G. E. W. Bauer, A. H. MacDonald, and S. Maekawa: “Spin Caloritronics.” *Solid State Commun.*, Vol. 150, No. 11–12, pp. 459–460 (2010).
- [23] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh: “Spin Seebeck insulator.” *Nature Mater.*, Vol. 9, No. 11, pp. 894–897 (2010).
- [24] K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh: “Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping.” *Nature Mater.*, Vol. 10, No. 10, pp. 737–741 (2011).
- [25] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger: “Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future.” *Science*, Vol. 294, No. 5546, pp. 1488–1495 (2001).

- [26] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma: “Spintronics: Fundamentals and applications.” *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 76, No. 2, pp. 323–410 (2004).
- [27] J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, and I. Žutić: “Semiconductor Spintronics.” *Acta Phys. Slov.*, Vol. 57, No. 4–5, pp. 265–907 (2007).
- [28] W. J. M. Naber, S. Faez, and W. G. van der Wiel: “Organic spintronics.” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 40, No. 12, pp. R205–R228 (2007).
- [29] D. D. Awschalom and M. E. Flatte: “Challenges for semiconductor spintronics.” *Nature Phys.*, Vol. 3, No. 3, pp. 153–159 (2007).
- [30] C. Chappert, A. Fert, and F. N. van Dau: “The emergence of spin electronics in data storage.” *Nature Mater.*, Vol. 6, No. 11, pp. 813–823 (2007).
- [31] Z. V. Vardeny (ed.): *Organic Spintronics*. CRC Press (2010).
- [32] W. Eerenstein, N. D. Mathur, and J. F. Scott: “Multiferroic and magnetoelectric materials.” *Nature*, Vol. 442, No. 7104, pp. 759–765 (2006).
- [33] Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, and Y. Suzuki: “Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses.” *Nature Mater.*, Vol. 11, No. 1, pp. 39–43 (2012).
- [34] W.-G. Wang, M. Li, S. Hageman, and C. L. Chien: “Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions.” *Nature Mater.*, Vol. 11, No. 1, pp. 64–68 (2012).
- [35] H. K. Onnes: “Futher experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures.” *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, No. 120b, pp. 1–5 (1911).
- [36] H. K. Onnes: “Futher Experiments with Liquid Helium. D. On the Change of the Electrical Resistance of Pure Metals at very low Temperatures, etc. V. The Disappearance of the resistance of mercury.” *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, No. 122b, pp. 11–15 (1911).
- [37] H. K. Onnes: “Futher Experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears.” *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden*, No. 124c, pp. 19–25 (1911).
- [38] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer: “Theory of Superconductivity.” *Phys. Rev.*, Vol. 108, No. 5, pp. 1175–1204 (1957).
- [39] B. D. Josephson: “Possible new effects in superconductive tunnelling.” *Phys. Lett.*, Vol. 1, No. 7, pp. 251–253 (1962).
- [40] J. G. Bednorz and K. A. Müller: “Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system.” *Z. Phys. B*, Vol. 64, No. 2, pp. 189–193 (1986).
- [41] B. D. Josephson: “Coupled Superconductors.” *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 36, No. 1, pp. 216–220 (1964).
- [42] A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and E. Il’ichev: “The current-phase relation in Josephson junctions.” *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 76, No. 2, pp. 411–469 (2004).

- [43] 塚田捷, 田仲由喜夫, 前田京剛: 「はじめに」. 固体物理 (特集号: 超伝導接合の物理と応用), Vol. 40, No. 10, pp. 667–671 (2005).
- [44] 萬伸一: 「単一磁束量子デバイス」. 固体物理 (特集号: 超伝導接合の物理と応用), Vol. 40, No. 10, pp. 807–816 (2005).
- [45] M. A. Nielsen and I. L. Chuang: *Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge Series on Information and the Natural Sciences)*. Cambridge University Press (2000).
- [46] 中村泰信: 「超伝導量子ビットの読み出し方法」. 固体物理 (特集号: 超伝導接合の物理と応用), Vol. 40, No. 10, pp. 729–738 (2005).
- [47] 川辺潮, 塚田捷, 樽谷良信, 原田豊: 『超伝導エレクトロニクス』. 丸善 (1995).
- [48] A. I. Buzdin: “Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures.” *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 77, No. 3, pp. 935–976 (2005).
- [49] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov: “Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures.” *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 77, No. 4, pp. 1321–1373 (2005).
- [50] Y. A. Izyumov, Y. N. Proshin, and M. G. Khusainov: “Competition between superconductivity and magnetism in ferromagnet/superconductor heterostructures.” *Phys.-Usp.*, Vol. 45, No. 2, pp. 109–148 (2002).
- [51] J. S. Jiang, D. Davidović, D. H. Reich, and C. L. Chien: “Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Nb/Gd Multilayers.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 74, No. 2, pp. 314–317 (1995).
- [52] L. V. Mercaldo, C. Attanasio, C. Coccorese, L. Maritato, S. L. Prischepa, and M. Salvato: “Superconducting-critical-temperature oscillations in Nb/CuMn multilayers.” *Phys. Rev. B*, Vol. 53, No. 21, pp. 14040–14042 (1996).
- [53] T. Mühge, N. N. Garif’yanov, Y. V. Goryunov, G. G. Khaliullin, L. R. Tagirov, K. Westerholt, I. A. Garifullin, and H. Zabel: “Possible Origin for Oscillatory Superconducting Transition Temperature in Superconductor/Ferromagnet Multilayers.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 77, No. 9, pp. 1857–1860 (1996).
- [54] L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel, L. R. Tagirov, Y. V. Goryunov, N. N. Garif’yanov, and I. A. Garifullin: “Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers.” *Phys. Rev. B*, Vol. 61, No. 5, pp. 3711–3722 (2000).
- [55] Y. Fominov, N. Chtchelkatchev, and A. Golubov: “Critical temperature of superconductor/ferromagnet bilayers.” *JETP Lett.*, Vol. 74, No. 2, pp. 96–99 (2001).
- [56] L. R. Tagirov, I. A. Garifullin, N. N. Garif’yanov, S. Y. Khlebnikov, D. A. Tikhonov, K. Westerholt, and H. Zabel: “Re-entrant superconductivity in the V/Fe superconductor/ferromagnet layered system.” *J. Magn. Magn. Mater.*, Vol. 240, No. 1-2, pp. 577–579 (2002).

- [57] D. Beckmann, H. B. Weber, and H. v. Löhneysen: “Evidence for Crossed Andreev Reflection in Superconductor-Ferromagnet Hybrid Structures.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 93, No. 19, p. 197003 (2004).
- [58] S. Russo, M. Kroug, T. M. Klapwijk, and A. F. Morpurgo: “Experimental Observation of Bias-Dependent Nonlocal Andreev Reflection.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 95, No. 2, p. 027002 (2005).
- [59] P. Cadden-Zimansky and V. Chandrasekhar: “Nonlocal Correlations in Normal-Metal Superconducting Systems.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 97, No. 23, p. 237003 (2006).
- [60] P. Cadden-Zimansky, Z. Jiang, and V. Chandrasekhar: “Charge imbalance, crossed Andreev reflection and elastic co-tunnelling in ferromagnet/superconductor/normal-metal structures.” *New J. Phys.*, Vol. 9, No. 5, p. 116 (2007).
- [61] A. L. Yeyati, F. S. Bergeret, A. Martin-Rodero, and T. M. Klapwijk: “Entangled Andreev pairs and collective excitations in nanoscale superconductors.” *Nature Phys.*, Vol. 3, No. 7, pp. 455–459 (2007).
- [62] P. Cadden-Zimansky, J. Wei, and V. Chandrasekhar: “Cooper-pair-mediated coherence between two normal metals.” *Nature Phys.*, Vol. 5, No. 6, pp. 393–397 (2009).
- [63] A. Kleine, A. Baumgartner, J. Trbovic, and C. Schönenberger: “Contact resistance dependence of crossed Andreev reflection.” *Europhys. Lett.*, Vol. 87, No. 2, p. 27011 (2009).
- [64] A. Kleine, A. Baumgartner, J. Trbovic, D. S. Golubev, A. D. Zaikin, and C. Schönenberger: “Magnetic field and contact resistance dependence of non-local charge imbalance.” *Nanotechnology*, Vol. 21, No. 27, p. 274002 (2010).
- [65] J. J. A. Baselmans, A. F. Morpurgo, B. J. van Wees, and T. M. Klapwijk: “Reversing the direction of the supercurrent in a controllable Josephson junction.” *Nature*, Vol. 397, No. 7, p. 43 (1999).
- [66] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts: “Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 86, No. 11, pp. 2427–2430 (2001).
- [67] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genêt, B. Stephanidis, and R. Boursier: “Josephson Junction through a Thin Ferromagnetic Layer: Negative Coupling.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, No. 13, p. 137007 (2002).
- [68] H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch, and R. Calemczuk: “Temperature-induced crossover between 0 and π states in S/F/S junctions.” *Phys. Rev. B*, Vol. 68, No. 5, p. 054531 (2003).
- [69] T. Yamashita, S. Takahashi, and S. Maekawa: “Controllable π junction with magnetic nanostructures.” *Phys. Rev. B*, Vol. 73, No. 14, p. 144517 (2006).
- [70] F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov: “Long-Range Proximity Effects in Superconductor-Ferromagnet Structures.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 86, No. 18, pp. 4096–4099 (2001).

- [71] R. S. Keizer, S. T. B. Goennenwein, T. M. Klapwijk, G. Miao, G. Xiao, and A. Gupta: “A spin triplet supercurrent through the half-metallic ferromagnet CrO_2 .” *Nature*, Vol. 439, No. 7078, pp. 825–827 (2006).
- [72] T. S. Khaire, M. A. Khasawneh, W. P. Pratt Jr., and N. O. Birge: “Observation of Spin-Triplet Superconductivity in Co-Based Josephson Junctions.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 104, No. 13, p. 137002 (2010).
- [73] A. F. Volkov and K. B. Efetov: “Odd spin-triplet superconductivity in a multilayered superconductor-ferromagnet Josephson junction.” *Phys. Rev. B*, Vol. 81, No. 14, p. 144522 (2010).
- [74] J. Wang, M. Singh, M. Tian, N. Kumar, B. Liu, C. Shi, J. K. Jain, N. Samarth, T. E. Mallouk, and M. H. W. Chan: “Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires.” *Nature Phys.*, Vol. 6, No. 5, pp. 389–394 (2010).
- [75] M. S. Kalenkov, A. D. Zaikin, and V. T. Petrashov: “Triplet Superconductivity in a Ferromagnetic Vortex.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 107, No. 8, p. 087003 (2011).
- [76] F. Giazotto, F. Taddei, F. Beltram, and R. Fazio: “Crossed Andreev Reflection-Induced Magnetoresistance.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 97, No. 8, p. 087001 (2006).
- [77] F. Giazotto and F. Taddei: “Superconductors as spin sources for spintronics.” *Phys. Rev. B*, Vol. 77, No. 13, p. 132501 (2008).
- [78] T. Yamashita, K. Tanikawa, S. Takahashi, and S. Maekawa: “Superconducting π Qubit with a Ferromagnetic Josephson Junction.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 95, No. 9, p. 097001 (2005).
- [79] Y. Tserkovnyak and A. Brataas: “Current and spin torque in double tunnel barrier ferromagnet-superconductor-ferromagnet systems.” *Phys. Rev. B*, Vol. 65, No. 9, p. 094517 (2002).
- [80] T. Yamashita, S. Takahashi, H. Imamura, and S. Maekawa: “Spin transport and relaxation in superconductors.” *Phys. Rev. B*, Vol. 65, No. 17, p. 172509 (2002).
- [81] J. P. Morten, A. Brataas, and W. Belzig: “Spin transport in diffusive superconductors.” *Phys. Rev. B*, Vol. 70, No. 21, p. 212508 (2004).
- [82] S. Takahashi and S. Maekawa: “Spin Current in Metals and Superconductors.” *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 77, No. 3, p. 031009 (2008).
- [83] J. P. Morten, A. Brataas, G. E. W. Bauer, W. Belzig, and Y. Tserkovnyak: “Proximity-effect-assisted decay of spin currents in superconductors.” *Europhys. Lett.*, Vol. 84, No. 5, p. 57008 (2008).
- [84] M. Johnson: “Spin coupled resistance observed in ferromagnet-superconductor-ferromagnet trilayers.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 65, No. 11, pp. 1460–1462 (1994).
- [85] J. Y. Gu, J. A. Caballero, R. D. Slater, R. Loloee, and W. P. Pratt Jr.: “Direct measurement of quasiparticle evanescent waves in a dirty superconductor.” *Phys. Rev. B*, Vol. 66, No. 14, p. 140507 (2002).

- [86] Y.-S. Shin, H.-J. Lee, and H.-W. Lee: “Spin relaxation in mesoscopic superconducting Al wires.” *Phys. Rev. B*, Vol. 71, No. 14, p. 144513 (2005).
- [87] K. Miura, S. Kasai, K. Kobayashi, and T. Ono: “Non Local Spin Detection in Ferromagnet/Superconductor/Ferromagnet Spin-Valve Device with Double-Tunnel Junctions.” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 45, No. 4A, pp. 2888–2891 (2006).
- [88] M. Urech, J. Johansson, N. Poli, V. Korenivski, and D. B. Haviland: “Enhanced spin accumulation in a superconductor.” *J. Appl. Phys.*, Vol. 99, No. 8, p. 08M513 (2006).
- [89] C. Bell, S. Milikisyants, M. Huber, and J. Aarts: “Spin Dynamics in a Superconductor-Ferromagnet Proximity System.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, No. 4, p. 047002 (2008).
- [90] N. Poli, J. P. Morten, M. Urech, A. Brataas, D. B. Haviland, and V. Korenivski: “Spin Injection and Relaxation in a Mesoscopic Superconductor.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, No. 13, p. 136601 (2008).
- [91] P. S. Luo, T. Crozes, B. Gilles, S. Rajauria, B. Pannetier, and H. Courtois: “Spin-valve effect of spin-accumulation resistance in a double ferromagnet/superconductor junction.” *Phys. Rev. B*, Vol. 79, No. 14, p. 140508 (2009).
- [92] M. Zaffalon: *Spin Accumulation in Ferromagnetic/Normal and Ferromagnetic/Superconducting Systems*. PhD thesis, the University of Groningen (2006).
- [93] N. Poli: *Spin transport in normal and superconducting nanowires*. PhD thesis, Kungliga Tekniska Högskolan (2007).
- [94] F. J. Jedema: *Electrical spin injection in metallic mesoscopic spin valves*. PhD thesis, the University of Groningen (2002).
- [95] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder: “Boundary Resistance of the Ferromagnetic-Nonferromagnetic Metal Interface.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, No. 21, pp. 2271–2273 (1987).
- [96] M. Johnson and R. H. Silsbee: “Spin-injection experiment.” *Phys. Rev. B*, Vol. 37, No. 10, pp. 5326–5335 (1988).
- [97] M. Johnson and R. H. Silsbee: “Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface.” *Phys. Rev. B*, Vol. 37, No. 10, pp. 5312–5325 (1988).
- [98] J. Bass and W. P. Pratt Jr.: “Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist’s critical review.” *J. Phys.: Condens. Matter*, Vol. 19, No. 18, p. 183201 (2007).
- [99] S. Takahashi and S. Maekawa: “Spin injection and detection in magnetic nanostructures.” *Phys. Rev. B*, Vol. 67, No. 5, p. 052409 (2003).
- [100] T. Kimura, J. Hamrle, and Y. Otani: “Estimation of spin-diffusion length from the magnitude of spin-current absorption: Multiterminal ferromagnetic/nonferromagnetic hybrid structures.” *Phys. Rev. B*, Vol. 72, No. 1, p. 014461 (2005).

- [101] M. Johnson and R. H. Silsbee: “Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 55, No. 17, pp. 1790–1793 (1985).
- [102] M. Johnson: “Spin accumulation in gold films.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 70, No. 14, pp. 2142–2145 (1993).
- [103] F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees: “Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve.” *Nature*, Vol. 410, No. 6826, pp. 345–348 (2001).
- [104] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees: “Electrical detection of spin precession in a metallic mesoscopic spin valve.” *Nature*, Vol. 416, No. 6882, pp. 713–716 (2002).
- [105] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, K. Tsukagoshi, and Y. Aoyagi: “Suppression of spin accumulation in nonmagnet due to ferromagnetic ohmic contact.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 85, No. 17, pp. 3795–3796 (2004).
- [106] V. L. Ginzburg and L. D. Landau: “On the theory of superconductivity.” *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, Vol. 20, pp. 1064–1082 (1950).
- [107] M. Tinkham: *Introduction to Superconductivity*. Dover, 2nd edition (2004).
- [108] 丹羽雅昭: 『超伝導の基礎』. 東京電機大学出版局, 第2版 (2006).
- [109] N. N. Bogoliubov: “On a New Method in the Theory of Superconductivity.” *Nuovo Cimento*, Vol. 7, No. 6, pp. 794–805 (1958).
- [110] J. Clarke and J. L. Paterson: “Measurements of the relaxation of quasiparticle branch imbalance in superconductors.” *J. Low Temp. Phys.*, Vol. 15, No. 5, pp. 491–522 (1974).
- [111] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk: “Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion.” *Phys. Rev. B*, Vol. 25, No. 7, pp. 4515–4532 (1982).
- [112] Y. Harada, D. B. Haviland, P. Delsing, C. D. Chen, and T. Claeson: “Fabrication and measurement of a Nb based superconducting single electron transistor.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 65, No. 5, pp. 636–638 (1994).
- [113] R. E. Howard: “A refractory lift-off process with applications to high- T_c superconducting circuits.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 33, No. 12, pp. 1034–1035 (1978).
- [114] A. Rogachev and A. Bezryadin: “Superconducting properties of polycrystalline Nb nanowires templated by carbon nanotubes.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 83, No. 3, pp. 512–514 (2003).
- [115] M. Park, M. S. Isaacson, and J. M. Parpia: “Resistance anomaly and excess voltage in inhomogeneous superconducting aluminum thin films.” *Phys. Rev. B*, Vol. 55, No. 14, pp. 9067–9076 (1997).
- [116] P. Dubos, P. Charlat, T. Crozes, P. Paniez, and B. Pannetier: “Thermostable trilayer resist for niobium lift-off.” *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol. 18, No. 1, pp. 122–126 (2000).

- [117] R. Dolata, H. Scherer, A. B. Zorin, and J. Niemeyer: “Single electron transistors with high-quality superconducting niobium islands.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, No. 15, pp. 2776–2778 (2002).
- [118] H. Im, Y. A. Pashkin, T. Yamamoto, O. Astafiev, Y. Nakamura, and J.-S. Tsai: “Characterization of all-Nb nanodevices fabricated by electron beam lithography and ion beam oxidation.” *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol. 25, No. 2, pp. 448–454 (2007).
- [119] M. S. M. Minhaj, S. Meepagala, J. T. Chen, and L. E. Wenger: “Thickness dependence on the superconducting properties of thin Nb films.” *Phys. Rev. B*, Vol. 49, No. 21, pp. 15235–15240 (1994).
- [120] R. Tidecks: *Current-induced Nonequilibrium Phenomena in Quasi One-dimensional Superconductors (Springer Tracts in Modern Physics)*. Springer-Verlag (1990).
- [121] K. Y. Arutyunov, D. S. Golubev, and A. D. Zaikin: “Superconductivity in one dimension.” *Phys. Rep.*, Vol. 464, No. 1–2, pp. 1–70 (2008).
- [122] A. V. Gurevich and R. G. Mints: “Self-heating in normal metals and superconductors.” *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 59, No. 4, pp. 941–999 (1987).
- [123] M. Tinkham, J. U. Free, C. N. Lau, and N. Markovic: “Hysteretic I - V curves of superconducting nanowires.” *Phys. Rev. B*, Vol. 68, No. 13, p. 134515 (2003).
- [124] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham: “Phase-slip centers and nonequilibrium processes in superconducting tin microbridges.” *J. Low Temp. Phys.*, Vol. 16, No. 1, pp. 145–167 (1974).
- [125] T. Kimura and Y. Otani: “Spin transport in lateral ferromagnetic/nonmagnetic hybrid structures.” *J. Phys.: Condens. Matter*, Vol. 19, No. 16, p. 165216 (2007).
- [126] C. Kittel: *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, 8th edition (2004).
- [127] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin: *Solid State Physics*. Brooks Cole (1976).
- [128] M. Trezza, S. L. Prischepa, C. Cirillo, R. Fittipaldi, M. Sarno, D. Sannino, P. Ciambelli, M. B. S. Hesselberth, S. K. Lazarouk, A. V. Dolbik, V. E. Borisenko, and C. Attanasio: “Superconducting properties of Nb thin films deposited on porous silicon templates.” *J. Appl. Phys.*, Vol. 104, No. 8, p. 083917 (2008).
- [129] C. H. Wu, M. J. Chen, J. C. Chen, K. L. Chen, H. C. Yang, M. S. Hsu, T. S. Lai, Y. S. Tsai, H. E. Horng, J. H. Chen, and J. T. Jeng: “High quality step-edge substrates for high- T_c superconducting devices.” *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 77, No. 3, p. 033901 (2006).
- [130] H. Courtois, P. Gandit, and B. Pannetier: “Proximity-induced superconductivity in a narrow metallic wire.” *Phys. Rev. B*, Vol. 52, No. 2, pp. 1162–1166 (1995).
- [131] P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier, F. K. Wilhelm, A. D. Zaikin, and G. Schön: “Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction.” *Phys. Rev. B*, Vol. 63, No. 6, p. 064502 (2001).

- [132] S. Eley, S. Gopalakrishnan, P. M. Goldbart, and N. Mason: “Approaching zero-temperature metallic states in mesoscopic superconductor-normal-superconductor arrays.” *Nature Phys.*, Vol. 8, No. 1, pp. 59–62 (2012).
- [133] A. F. Volkov: “New Phenomena in Josephson *SINIS* Junctions.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 74, No. 23, pp. 4730–4733 (1995).
- [134] R. Shaikhaidarov, A. F. Volkov, H. Takayanagi, V. T. Petrashov, and P. Delsing: “Josephson effects in a superconductor–normal-metal mesoscopic structure with a dangling superconducting arm.” *Phys. Rev. B*, Vol. 62, No. 22, pp. R14649–R14652 (2000).
- [135] E. M. Rudenko, I. V. Korotash, Y. V. Kudryavtsev, A. A. Krakovny, and M. V. Dyakin: “Peculiarity of non-equilibrium superconductivity in half-metallic ferromagnet/insulator/superconductor $\text{Co}_2\text{CrAl/I/Pb}$ heterostructures.” *Physica C*, Vol. 470, No. 7–8, pp. 378–382 (2010).
- [136] H. Fangohr, D. S. Chernyshenko, M. Franchin, T. Fischbacher, and G. Meier: “Joule heating in nanowires.” *Phys. Rev. B*, Vol. 84, No. 5, p. 054437 (2011).
- [137] M. J. M. de Jong and C. W. J. Beenakker: “Andreev Reflection in Ferromagnet-Superconductor Junctions.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 74, No. 9, pp. 1657–1660 (1995).
- [138] R. J. Soulen Jr., J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, A. Barry, and J. M. D. Coey: “Measuring the Spin Polarization of a Metal with a Superconducting Point Contact.” *Science*, Vol. 282, No. 5386, pp. 85–88 (1998).
- [139] 太田浩一: 『電磁気学 I (丸善物理学基礎コース)』. 丸善 (2000).
- [140] S. Takahashi, H. Imamura, and S. Maekawa: “Spin Imbalance and Magnetoresistance in Ferromagnet/Superconductor/Ferromagnet Double Tunnel Junctions.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, No. 19, pp. 3911–3914 (1999).
- [141] H. Yang, S.-H. Yang, S. Takahashi, S. Maekawa, and S. S. P. Parkin: “Extremely long quasiparticle spin lifetimes in superconducting aluminium using MgO tunnel spin injectors.” *Nature Mater.*, Vol. 9, No. 7, pp. 586–593 (2010).
- [142] F. Pobell: *Matter and Methods at Low Temperatures*. Springer, 3rd edition (2007).
- [143] J. Xia, V. Shelukhin, M. Karpovski, A. Kapitulnik, and A. Palevski: “Inverse Proximity Effect in Superconductor-Ferromagnet Bilayer Structures.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 102, No. 8, p. 087004 (2009).
- [144] K. Xia, P. J. Kelly, G. E. W. Bauer, and I. Turek: “Spin-Dependent Transparency of Ferromagnet/Superconductor Interfaces.” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 89, No. 16, p. 166603 (2002).
- [145] E. M. González, A. D. Folgueras, R. Escudero, J. Ferrer, F. Guinea, and J. L. Vicent: “Spin polarized current and Andreev transmission in planar superconducting/ferromagnetic Nb/Ni junctions.” *New J. Phys.*, Vol. 9, No. 2, p. 34 (2007).

発表文献

- [1] K. Ohnishi, T. Kimura, and Y. Otani: “Improvement of Superconductive Properties of Mesoscopic Nb Wires by Ti Passivation Layers.” *Appl. Phys. Exp.*, Vol. 1, No. 2, p. 021701 (2008).
- [2] K. Ohnishi, T. Kimura, and Y. Otani: “Pure Spin Current Injection into Superconducting Niobium Wire.” *Proceedings of ISQM-TOKYO’08*, pp. 138–141 (2009).
- [3] M. Morota, K. Ohnishi, T. Kimura, and Y. Otani: “Spin Hall effect in Molybdenum wires.” *J. Appl. Phys.*, Vol. 105, No. 7, p. 07C712 (2009).
- [4] K. Ohnishi, T. Kimura, and Y. Otani: “Nonlocal injection of spin current into a superconducting Nb wire.” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 96, No. 19, p. 192509 (2010).
- [5] K. Ohnishi, T. Kimura, and Y. Otani: “Non-local Quasi-Particles Current in the Lateral SNS Junction with Transparent Interfaces.” *J. Supercond. Nov. Magn.*, Vol. 24, No. 1, pp. 303–306 (2011).
- [6] M. Morota, Y. Niimi, K. Ohnishi, D. H. Wei, T. Tanaka, H. Kontani, T. Kimura, and Y. Otani: “Indication of intrinsic spin Hall effect in $4d$ and $5d$ transition metals.” *Phys. Rev. B*, Vol. 83, No. 17, p. 174405 (2011).
- [7] T. Wakamura, K. Ohnishi, Y. Niimi, and Y. Otani: “Large Spin Accumulation with Long Spin Diffusion Length in Cu/MgO/Permalloy Lateral Spin Valves.” *Appl. Phys. Exp.*, Vol. 4, No. 6, p. 063002 (2011).
- [8] K. Ohnishi, T. Wakamura, Y. Niimi, and Y. Otani: “Suppression of pure spin current absorption caused by superconducting transition,” *in preparation*.