

電子 372

学位請求論文

集束イオンビームを用いた

YBaCuO 共プレーナ型ジョセフソン接合の研究

指導教官 岡部 洋一 教授

東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻

57118 五月女 悦久

平成9年12月19日提出

目次

1	序論	1
1.1	本研究の背景・目的	1
1.2	本論文の構成	2
2	酸化物高温超伝導体ジョセフソン素子について	4
2.1	酸化物高温超伝導体について	4
2.2	酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子	7
2.3	酸化物高温超伝導体の特徴を活かした接合構造	15
2.4	酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子の現状	17
3	パルスレーザー堆積法を用いた高品質 YBCO 薄膜の作製	23
3.1	高品質酸化物高温超伝導体薄膜の必要性	23
3.2	パルスレーザー堆積法	24
3.3	パルスレーザー堆積法を用いた YBCO 薄膜の作製	26
3.4	作製された薄膜の特性評価	29
4	基板ダメージ型 FIB 接合の作製と評価	39
4.1	集束イオンビーム	39
4.2	基板ダメージ型 FIB 接合の構造および特徴	41
4.3	作製プロセス	43
4.4	基本特性 (電流電圧特性、マイクロ波応答) の評価	51
4.5	磁場特性による接合部分の均一性の評価	55
4.6	膜厚変化による特性の変化および接合部分の解析	60
5	照射ダメージ型 FIB 接合の作製と評価	71
5.1	照射されたイオンが YBaCuO 薄膜へ及ぼす影響	71
5.2	モンテカルロ・シミュレーションによるイオンの注入分布の解析	73
5.3	照射ダメージ型 FIB 接合の提案	76
5.4	Ga イオン照射時の YBaCuO 薄膜の特性の変化	78
5.5	Be イオン照射による YBaCuO 共プレーナ型ジョセフソン素子の作製	82
5.6	基本特性 (電流電圧特性、マイクロ波応答、磁場特性) の評価	84
5.7	接合部分の評価	97
5.8	接合部分の伝導状態の解析	105
5.9	デバイスとしての評価	109
6	結論	113

目次

謝辞	116
A 臨界電流値の磁場依存性測定装置について	117
参考文献	121
図目次	124
発表文献	129

第 1 章： 序論

1.1 本研究の背景・目的

酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子は、従来の金属系超伝導体を用いたジョセフソン素子と比べて高温での動作が期待されるが、素子の信号出力の大きさの目安となる $I_c R_n$ 積 (I_c :素子の臨界電流値、 R_n :素子の常伝導状態における抵抗) は、77K における値が金属超伝導体ジョセフソン素子の値と比べて小さく、大きな $I_c R_n$ 積を持つジョセフソン素子を作製することが課題となっている。また、酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子においては、現状では均一な接合部分を作製することは従来の金属系超伝導体の場合と比較して容易でなく、均一な接合部分を実現することも大きな課題となっている。

酸化物高温超伝導体は、異方性のある結晶構造を持ち、超伝導電流は結晶中の Cu(銅) と O(酸素) で構成された平面 (Cu-O 面) に沿って流れやすい性質を持っている。よって、より大きな素子電流を得るためには、Cu-O 面方向に電流が流れるような素子構造が有利である。また、回路応用等を考慮した場合、複数のジョセフソン素子を同一基板上に作製する必要があり、超伝導薄膜を Cu-O 面が基板と平行になるように堆積し、電流が基板表面に対して平行に流れるような共プレーナ構造が有利となる。

ジョセフソン素子は、超伝導薄膜を局所的に変質させ弱結合部分を形成することによっても作製可能である。酸化物高温超伝導体薄膜の超伝導性は、薄膜中の酸素の含有率、結晶性の劣化、不純物などに敏感であり、基板表面のダメージや薄膜に注入されたイオン、照射ダメージにより超伝導性が劣化することが知られている。そこで、マスクレスで $0.1\mu\text{m}$ 程度のエッチングやイオンの注入などの微細加工が可能な FIB を用いて薄膜の一部を局所的に変質させ、ジョセフソン接合を形成することが可能であると考えられる。

本研究では、より大きな $I_c R_n$ 積が得られる共プレーナ構造を持ち、均一な接合部分を有するジョセフソン素子の作製を目的として行った。まず、接合の均一性に大きく影響する超伝導薄膜の作製においてパルスレーザ堆積法による薄膜作製装置を製作し、薄膜を作製し特性評価を行った。つぎに、基板上に FIB を用いて一次元的にスキャンさせることにより、サブミクロンの幅を持つ直線のダメージを与え、ダメージを受けた基板上に異常成長する YBCO を弱結合部分とした基板ダメージ型 FIB 接合について、接合の作製および特性の評価を行った。さらに、YBCO 薄膜にベリリウム (Be) イオンビームを局所的に照射して、注入したイオンが留まることによって与える影響ではなく、イオンの通過時に与えるダメージにより弱結合部分を形成する照射ダメージ型 FIB 接合を独自に考案し接合を作製し、特性の評価および接合部分の均一性の評価を行い、接合部分の構造解析を行った。

1.2 本論文の構成

第一章 序論

本研究の背景および目的について、酸化物高温超伝導体を用いたデバイス応用の観点から述べるとともに、本論文の構成について主要な流れを概観する。

第二章 酸化物高温超伝導体ジョセフソン素子について

液体窒素温度 (77K) 以上で動作する酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子について、様々な観点から解説を行う。まず、酸化物高温超伝導体の物性・特徴について解説し、続いて酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子における、素子構造、基本特性、評価パラメータについて述べる。さらに、現状における酸化物高温超伝導ジョセフソン素子について各特性と問題点について述べ、酸化物高温超伝導体の特性を活かしたジョセフソン素子の構造について述べる。

第三章 パルスレーザー堆積法を用いた高品質 YBCO 薄膜の作製

酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子を作製する場合、使用する超伝導薄膜の品質は接合に重大な影響を与える。また、均一な接合部分の形成や接合パラメータのばらつきを抑えるためには、薄膜の均一化・高品質化が必要となる。この章では、本論文で使用する YBaCuO 薄膜について、薄膜の高品質化の必要性について解説し、比較的容易に高品質 YBaCuO 薄膜が作製可能なパルスレーザー堆積法 (以下、PLD 法と略す。PLD とは Pulse Laser Deposition の略称) についてその原理と作製法について述べる。さらに、実際に PLD 法による薄膜作製装置を製作し、薄膜を作製して薄膜の特性評価を行ったのでその点について詳述する。

第四章 基板ダメージ型 FIB 接合の作製と評価

酸化物高温超伝導体薄膜の超伝導性は、薄膜中の酸素の含有率、結晶性の劣化、不純物などに敏感であり、基板表面のダメージや薄膜に注入されたイオン、照射ダメージにより超伝導性が劣化することが知られている。そこで、マスクレスで $0.1\mu\text{m}$ 程度のエッチングやイオンの注入などの微細加工が可能な集束イオンビーム (FIB) を用いて薄膜の一部を局所的に変質させ、ジョセフソン接合を形成することが可能であると考えられる。この章では、基板ダメージ型 FIB 接合について、まず素子構造および特徴について解説し、作製プロセスについて詳述する。さらに、作製した接合の特性の評価および接合部分の均一性の評価、接合部分の構造解析について述べる。

第五章 照射ダメージ型 FIB 接合の作製と評価

本章では、YBCO 薄膜にイオンビームを局所的に照射して、弱結合部分を形成する照射ダメージ型 FIB 接合について述べる。まず、照射されたイオンが YBaCuO 薄膜へ及ぼす影響について解説し、モンテカルロ・シミュレーションを用いて、YBCO 薄膜中のイオンの軌跡・分布について解析を行う。その結果を基に、照射ダメージ型 FIB 接合の提案を行い、Ga イオン照射時の YBaCuO 薄膜の特性の変化および、Be イオン照射による YBaCuO 共プレーナ型ジョセフソン素子を作製し、接合のジョセフソン特性の評価を行い、イオン照射量による特性の変化、接合部分の構造の解析を行った。

第六章 結論

本研究で得られた結果を総合的にまとめるとともに、得られた成果について述べ、酸化物高温超伝導体ジョセフソン素子としての総合的な評価を行い。締めくくる。

第 2 章： 酸化物高温超伝導体ジョセフソン素子について

酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子は、液体窒素温度 (77K) 以上で動作するという点において、既存の金属系超伝導体を用いたジョセフソン素子よりも非常に大きな可能性を秘めている。これまで、冷媒として高価な液体ヘリウムを使うためにジョセフソン素子の実用化は困難とされてきたが、この発見により比較的安価な液体窒素を冷媒とすることで、ジョセフソン素子の動作が可能になり実用化へ向けて大きな一歩が踏み出されている。また、酸化物高温超伝導体が金属系超伝導体にはない物性を示すことから、その特性を活かしたジョセフソン素子の作製が必要となっている。

この章においては、まず、酸化物高温超伝導体の物性・特徴について解説し、続いて酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子における、素子構造、基本特性、評価パラメータについて述べる。さらに、現状における酸化物高温超伝導ジョセフソン素子について各特性と問題点について述べ、酸化物高温超伝導体の特性を活かしたジョセフソン素子の構造について述べる。

2.1 酸化物高温超伝導体について

1986 年に J.G.Bednorz と K.A.Muller によってランタン系酸化物高温超伝導体が発見 [1] されて以来、超伝導の転移温度が急激に上昇し、液体窒素温度 (77K) 以上で超伝導状態となる物質が次々に発見された。

酸化物高温超伝導体は従来の金属系超伝導体とは大きく異なり、超伝導を示す元素を含まない酸化物である。また、酸化物高温超伝導体はペロブスカイト構造という結晶構造を共通に持ち、この構造が超伝導現象の発現に寄与していると考えられている。現在、最も臨界温度の高いものは、Hg 系酸化物超伝導体で 160K 程度を示している [2]。図 2.1 に、酸化物高温超伝導体の中でも代表的な $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) の結晶構造を示す [4]。

YBCO はランタン系酸化物超伝導体の次に発見された物質で、超伝導の臨界温度 (T_c) は 92K を示す。比較的早くから発見されたことと他の高温超伝導体と比べて容易に液体窒素温度 (77K) 以上の臨界温度を持つ超伝導体を作製できることから高温超伝導体のなかで最も広く応用されている。本研究においても YBCO を用いてジョセフソン素子を作製している。

図 2.1 に示すように、YBCO は結晶異方性を持った斜方晶である。各結晶軸に対して、a 軸、b 軸、c 軸と名付けられている (図 2.1 参照)。各軸方向の格子定数 (a, b, c) は、

$$a = 3.82[\text{\AA}], b = 3.88[\text{\AA}], c = 11.68[\text{\AA}]$$

である。そのため、結晶成長時に配向が揃わない場合結晶中に粒界が発生する(図2.3参照)。酸化物超伝導体において結晶粒界はジョセフソン効果を引き起こすことが知られており、薄膜の成長を行う場合には、配向を制御し配向の揃った均一な成長を行う必要が生じる。

YBCOの結晶は、酸素の欠損量を増やしていくと、臨界温度以上で金属的な抵抗-温度特性を示す斜方晶系(オルソ I)から、臨界温度以上で半導体的な抵抗-温度特性を示す斜方晶系(オルソ II)に変化し、さらに欠損量が増加すると、超伝導性を示さない正方晶系(テトラ相)へと変化する。各相の抵抗-温度(R-T)特性を図2.2に示す。オルソ I 相が最も高い臨界温度を持ち、高い超伝導性を示す。よって、良好な超伝導性を得るには、YBCO 結晶中の酸素の含有率を高くする必要がある。

酸化物超伝導体における超伝導電子対の伝導メカニズムはいまだに明確な理論が確立されていないが、YBCOの場合、高い臨界温度は結晶中のCuとOの結合が大きな役割を果たしていると考えられている。特に結晶中のab面(a軸とb軸によって張られる面)方向にCuとOによって構成される平面(Cu-O面)に沿って流れやすくなっていて、超伝導電流は二次元伝導性を有する(図2.3参照)。Cu-O面に垂直に超伝導電流は全く流れない訳では無いが、c軸方向の臨界電流密度はa,b軸方向の数十分の一程度であることが知られている。

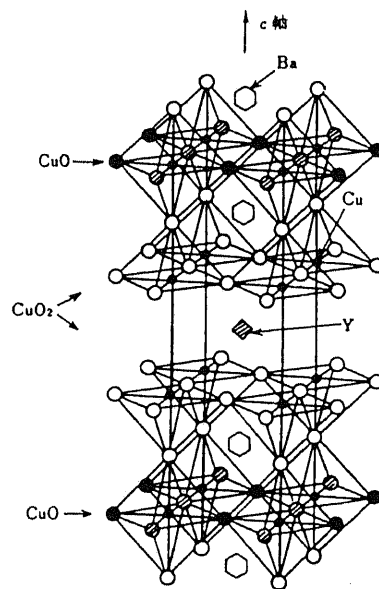


図 2.1: YBCO の結晶構造

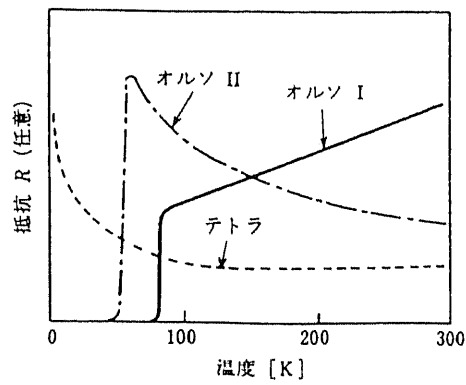


図 2.2: YBCO の各相の R-T 特性

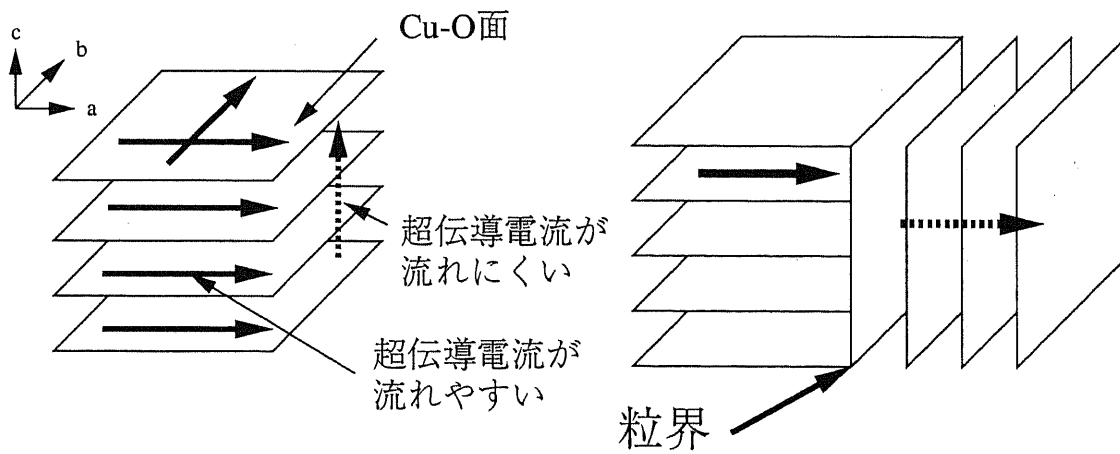


図 2.3: YBCO の異方性と二次元伝導性

2.2 酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子

2.2.1 ジョセフソン効果

超伝導体の電子系では2個の電子が対を形成した状態が安定である。この電子対はボーズ粒子として扱うことが可能で、超伝導電子対はボーズ凝縮状態にある。ボーズ凝縮状態では、粒子系全体が一つの量子状態占めているので一電子状態と等価で、波動関数を単一の位相で定義できる。よって、超伝導体内の電子はマクロな量子状態にあるということが出来る。

二つの超伝導体の間に非常に薄い絶縁体もしくは常伝導体をバリア層として挟んだ場合、この部分に電流を流すと超伝導電流が流れるが、バリアの両端には電圧は発生しない。この超伝導特有の効果は直流ジョセフソン効果と呼ばれている。このときに流れる超伝導電流 (I) は、両超伝導体間の位相差を θ とすると、

$$I = I_c \sin(\theta) \quad (2.1)$$

として表される (I_c は臨界電流値)。また、この電流は磁場に対して磁束量子を周期とした依存性を示す。この部分に有限の電圧を印加すると、電圧 V に比例して位相が変化し位相の変化率に等しい角周波数 ω の交流超伝導電流が発生する。このとき、発生角周波数と電圧との関係式は、

$$\omega = \frac{d\theta}{dt} = \frac{2\pi V}{\Phi_0} \quad (2.2)$$

で表される (Φ_0 は磁束量子)。この振動は交流ジョセフソン効果と呼ばれる。ジョセフソン効果によって動作する素子がジョセフソン素子と呼ばれ、さらにこの効果が起こっている部分をジョセフソン接合と呼ぶ。

2.2.2 トンネル型接合と弱結合型接合

ジョセフソン効果は、二つの超伝導体の間に非常に薄い絶縁体をバリア層として挟んだトンネル接合を介して発生するか、もしくは弱結合部分を介して発生する。絶縁体を用いた場合は、超伝導体-絶縁体-超伝導体 (SIS) 間のトンネル効果によって超伝導電流がながれることとなる。この場合の電流-電圧特性は図 2.5a に示すような、ゼロ電圧とギャップ電圧の間でヒステリシスを生じるような特性を示す。酸化物高温超伝導体においてトンネル効果を引き起こす構造を作製するには原子層オーダーでの薄膜の成長制御が必要であり、現状では困難である。人工的ではないが、Bi 系超伝導体の単結晶を微細加工によって、Cu-O 面に垂直に電流を流した場合、SIS 的な電流-電圧特性が得られている [3]。これは、Bi 系超伝導体の結晶内の層間において自然な SIS 接合が形成されていると考えられているが、酸化物高温超伝導体を用いたトンネル接合として注目されている。

弱結合部分とは超伝導電子対の結合が弱くなる部分のことであり、ポイントコンタクト、マイクロブリッジ、近接効果などによって形成される。特に酸化物高温超伝導体においては結晶粒界も弱結合部分となる。酸化物高温超伝導体を用いた超伝導回路への応用

には、集積化・素子パラメータの制御性が重要となるため、人工粒界による接合と近接効果による接合が多く用いられている。各接合の構造と結合方式について図2.4に示す。

人工粒界とは、酸化物高温超伝導体において薄膜成長時に人工的に発生させる粒界である。結晶配向の異なる基板を張り合わせたバイクリスタル基板上に薄膜を成長し、張り合わせ部分に粒界を発生させたり、薄膜成長基板をエッチングして段差を形成し、段差部分に粒界を発生させることなどで人工粒界の作製が可能である。粒界による弱結合部分は非常に小さいため、大きなジョセフソン効果が得られ、比較的大きな電流を流すことが可能である。

近接効果とは、超伝導材料と常伝導材料を清浄な表面を介して接合すると界面で超伝導電子は常伝導層に、常伝導電子は超伝導層に浸み出し、超伝導層では超伝導性が低下し、常伝導層は超伝導性を帯びる効果のことである。超伝導/常伝導/超伝導接合(SNS接合)を作製し、常伝導層の厚さを超伝導電子の浸み出す距離より短くすることによって、常伝導層を介して超伝導電流を流すことが可能である。近接効果により常伝導層側に浸み出す超伝導電子対の量は、浸み出す距離に比例して指数関数的に減少する。よって、常伝導層の厚さを変化させることによって接合中を流れる超伝導電流の量を制御することが可能である。常伝導層の厚さはトンネル接合に必要な絶縁層の厚さよりも厚くできるため、酸化物高温超伝導体を用いたSNS接合が作製されている。近接効果によるSNS接合の電流-電圧特性は、トンネル接合とは異なり図2.5bに示すような、ヒステリシスを持たない特性を示す。

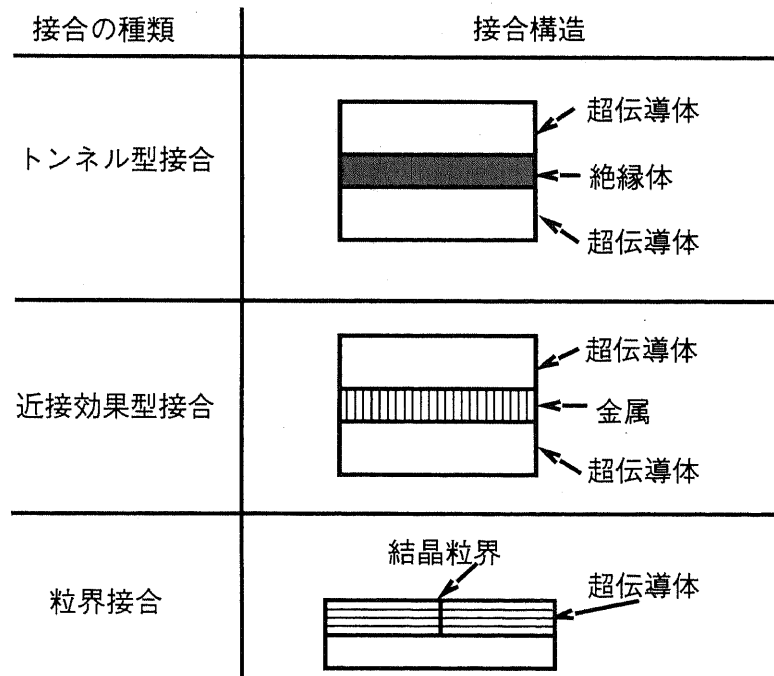


図 2.4: ジョセフソン接合の構造と結合方式

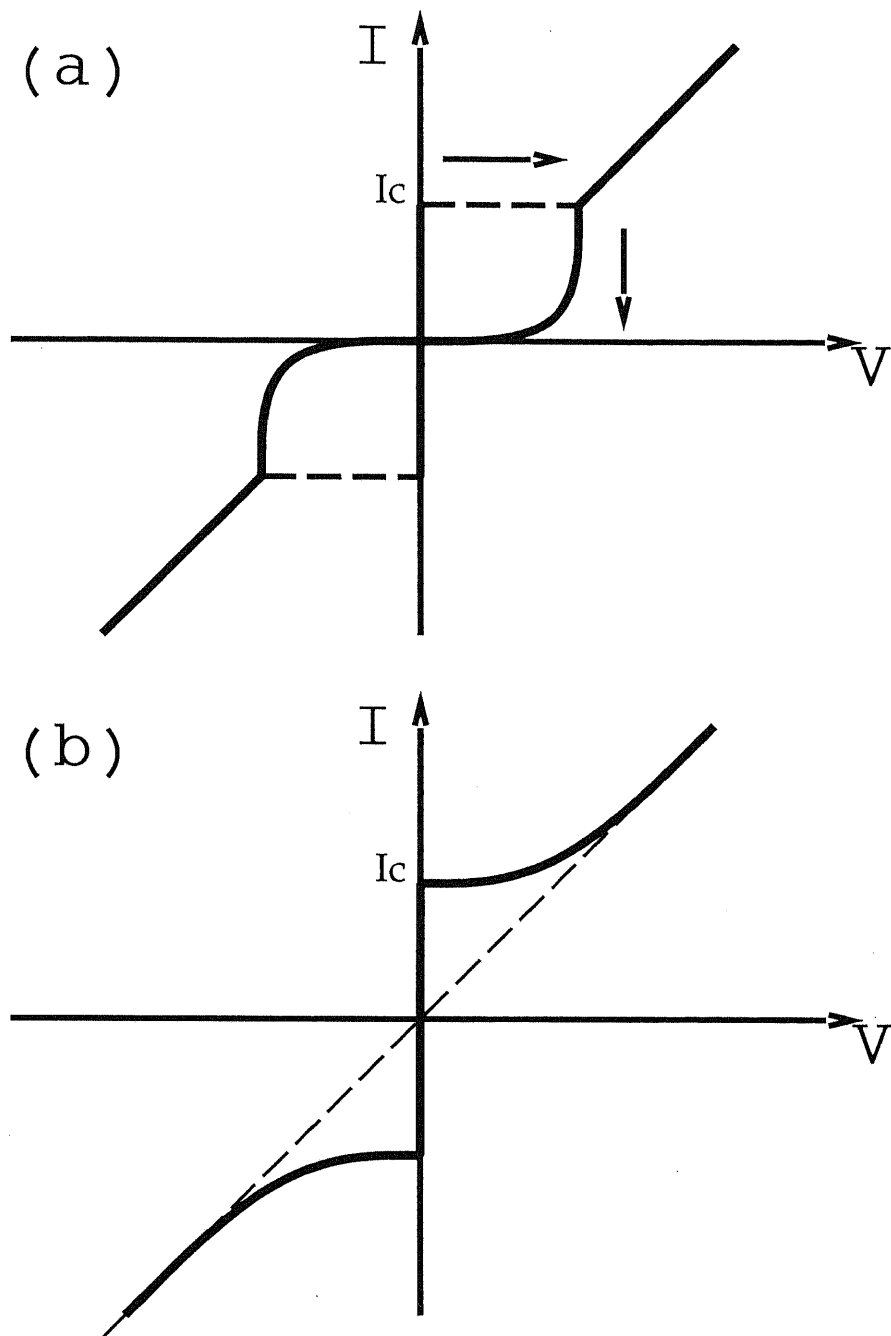


図 2.5: トンネル接合と SNS 接合の電流-電圧特性: (a) トンネル接合
(b) SNS 接合

2.2.3 酸化物超伝導体ジョセフソン素子の基本特性

電流-電圧特性

ジョセフソン接合は電圧発生時には交流振動するため電流-電圧特性はその時間平均(静特性)で表される。実際のジョセフソン素子については、図2.6に示すような、ジョセフソン電流源 ($I = I_c \sin(\theta)$) と並列に非線形抵抗 ($R(V)$) と容量 (C) を接続した等価回路で表される。定電流源 I_0 が接続された場合に等価回路を流れる電流は、

$$C \frac{dV}{dt} + \frac{1}{R(V)} V + I_c \sin(\theta) = I_0 \quad (2.3)$$

で表される。式2.2を用いて、位相 θ についての式に変換すると、

$$\frac{\Phi_0 C}{2\pi I_c} \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\Phi_0}{2\pi R(V) I_c} \frac{d\theta}{dt} + \sin(\theta) = \frac{I_0}{I_c} \quad (2.4)$$

となる。更に、時間 t を $\tau (= 2\pi R(V) I_c t / \Phi_0)$ で規格化すると、

$$\beta_c \frac{d^2\theta}{d\tau^2} + \frac{d\theta}{d\tau} + \sin(\theta) = \frac{I_0}{I_c} \quad (2.5)$$

$$\beta_c = \frac{2\pi}{\Phi_0} I_c C R(V)^2 \quad (2.6)$$

となり、接合の特性は β_c だけで決定される。 β_c はマッカumber・パラメータと呼ばれている。この式を解くことにより素子に流れる電流、電圧の特性を表すことが可能であるが、二次微分の項が十分無視できる場合(すなわち容量成分が無視できる程小さい場合($\beta_c \ll 1$))を除いて、解析的に解くことは不可能である。容量成分が存在する場合、電流-電圧特性はヒステリシスを持ち、トンネル接合の電流-電圧特性に良く一致している。

容量が無視できる程小さく抵抗成分が一定である場合、式2.5を解析的に解くことができ、電圧の時間平均は、

$$V = 0 \quad (0 \leq I_0 < I_c) \quad (2.7)$$

$$V = I_c R \sqrt{\left(\frac{I_0}{I_c}\right)^2 - 1} \quad (I_0 \geq I_c) \quad (2.8)$$

で表され、近接効果による SNS 接合や粒界接合が示す図2.5bのようなヒステリシスを持たない電流-電圧特性となる。

酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子の電流-電圧特性は主に図2.7aや図2.7bのような傾向を示し、臨界電流値 I_c 以下ではジョセフソン電流が流れ超伝導状態になっている。図2.7aの特性は、図2.6に示す等価回路において、抵抗値が電圧によらず一定で表される RSJ(Resistive Shunted Junction) モデルで説明がなされ、図2.7bの特性は、接合中の磁束量子の移動による磁束流(Flux Flow)モデルで説明されている[16]。FluxFlow型の素子は接合中にマイクロショートが存在するような場合や、磁場依存性が弱く接合部分が均一でないなど単一のジョセフソン素子としての良好な特性が得られていない。

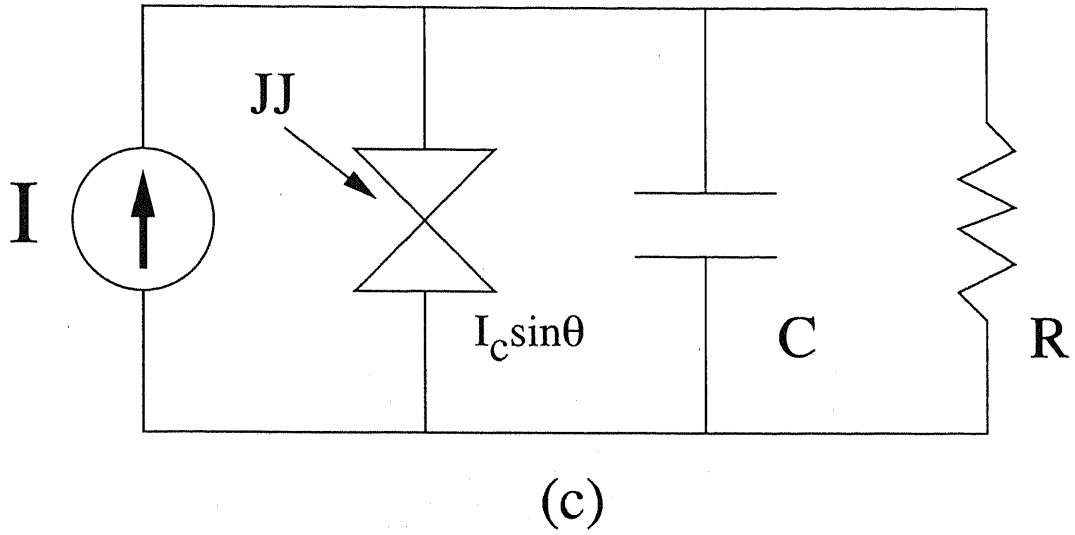


図 2.6: ジョセフソン素子の等価回路

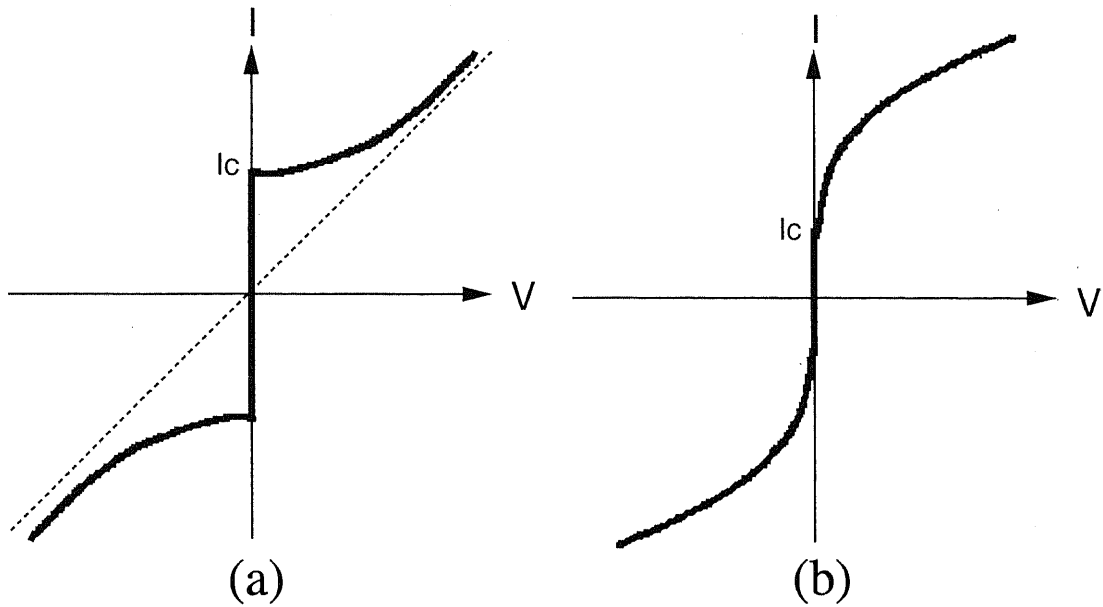


図 2.7: 弱結合素子の電流-電圧特性: (a)RSJ 型, (b)FluxFlow 素子型

シャピロステップ現象

シャピロステップ現象とは、ジョセフソン接合にマイクロ波を照射した場合に、図 2.8 のように電流-電圧特性に、ある一定電圧の整数倍ごとに現れる電流ステップのことで、照射するマイクロ波の周波数を f としたとき、 $V_s = \pi \hbar f / q$ ごとにステップが現れる。この現象はジョセフソン素子特有の現象であり、交流ジョセフソン効果が起こっている証拠である。マイクロ波の最大応答周波数は、(印加周波数) \times (ステップの段数) である。よって、たくさんの段数が現ればより高速な応答が可能であるが、上限は素子の $I_c R_n$ 積 (後述) に依存する。例えば、印加周波数 8GHz で、50 段まで観測されれば、400GHz までの応答が可能である。

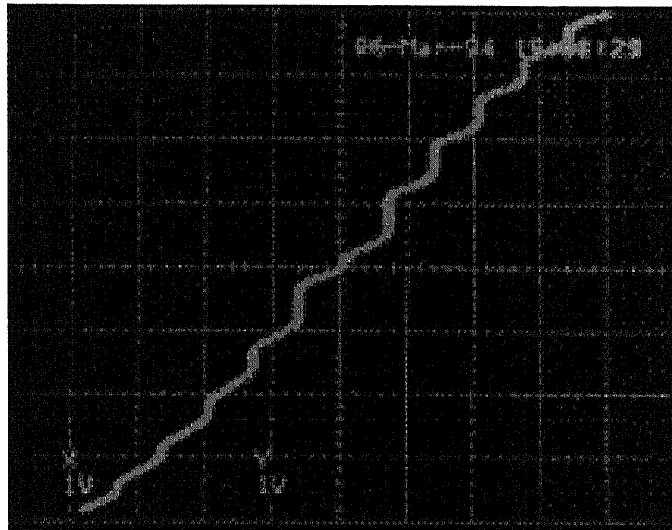


図 2.8: シャピロステップ

臨界電流値の磁場依存性

臨界電流値の磁場依存性は、ジョセフソン接合に磁場を外部から印加した場合、図 2.10 のように臨界電流値が磁場の強さに伴い変化し、磁束量子 ($\Phi_0 = 2.06 \times 10^{-15} \text{ Wb}$) の整数倍ごとに臨界電流値が 0 になる。この形はフラウンフォーファー回折像と呼ばれている。この特性は接合部分の電流密度分布と対応関係にある。接合部分に均一に電流が流れていると、磁場特性はフラウンフォーファー回折像を示す。逆に、接合部分が不均一であれば磁場に応答しない場合もあり、シャピロステップが現れても磁場に応答しない素子が存在する。

臨界電流値の磁場依存性は、接合部分を通る電流分布を反映している。接合長 d 、接合幅 L 、膜厚 W である図 2.9 のような方形接合を仮定する。電流は z 軸方向に流れ、磁場は y 軸方向から印加されるとする。接合部分に流れる電流面密度 $J(x, y)$ は、 y 軸方向に一様であると仮定すると、 $W * J(x)$ で与えられる。磁場 B_y を印加した場合に、接合部分に流れる電流の最大値は、

$$I(B_y) = \left| \int_{-L/2}^{+L/2} WJ(x)e^{jkx} dx \right| \quad (2.9)$$

で与えられる。但し、 $k = 2\pi dB_y/\Phi_0$ とする (Φ_0 は磁束量子)。 $|x| > L/2$ において、 $J(x) = 0$ であるから、式 2.9 は、

$$I(B_y) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} WJ(x)e^{jkx} dx \right| \quad (2.10)$$

と同値であり、臨界電流値の磁場依存性 $I(B_y)$ は、電流密度分布 $J(x)$ フーリエ変換の係数として表されることが分かる。例えば、接合内において流れる電流が均一な場合、 $J(x) = J_1 = \text{一定}$ であるとする、臨界電流値の磁場依存性は、

$$I\left(\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) = I_1 \left| \frac{\sin \pi \frac{\Phi}{\Phi_0}}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right| \quad (2.11)$$

となり (但し、 $\Phi = B_y Ld$ は接合中を通る磁束、 $I_1 = J_1 W L$ である)、図 2.10 のようなフラウンフォーファー回折パターンとなる。均一性が乏しい場合は、このパターンから形が崩れ、不均一な電流分布がフーリエ変換された形で臨界電流値の磁場依存性に現れる。

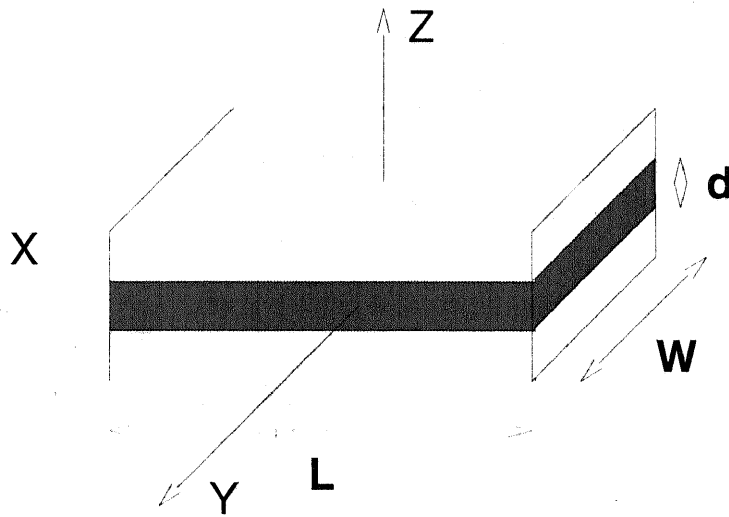


図 2.9: 接合の形状

2.2.4 主な評価パラメータ

ジョセフソン素子を評価する場合、多くの評価パラメータが用いられるが、本論文において用いられる主なパラメータについて詳述する。

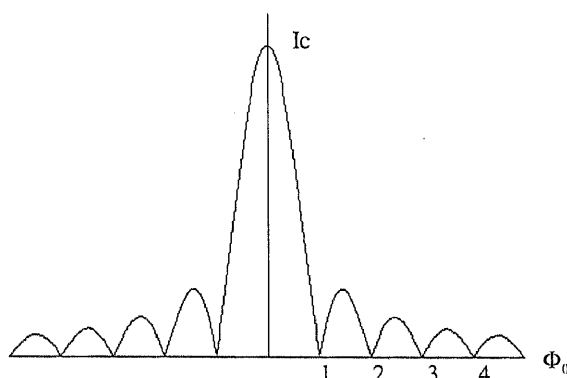


図 2.10: フラウンフォーファー回折像

$I_c R_n$ 積

$I_c R_n$ 積とは、ジョセフソン素子の臨界電流値 I_c に、磁場やマイクロ波を印加して超伝導を壊したときの素子の持つ抵抗値 R_n を乗じた値である。 $I_c R_n$ 積はトンネル接合においては、電圧状態にスイッチした場合の発生電圧を示しており、回路応用における信号レベルを決定する重要なパラメータである。特に、集積回路応用では $I_c R_n$ 積が大きい方がより高速なスイッチング動作を行うためよいとされている。また、素子の寸法によらない値なので、様々なタイプのジョセフソン素子の性能を比較するパラメータとして用いられている。 $I_c R_n$ 積の具体的な値としては、金属系超伝導体を用いたトンネル接合の場合、液体ヘリウム温度で $10 \sim 40 \text{ mV}$ 程度、酸化物高温超伝導体を用いた接合の場合は、液体ヘリウム温度で 5 mV 程度である。

ジョセフソン接合の臨界温度

酸化物高温超伝導体は液体窒素温度以上で超伝導となるが、超伝導薄膜とジョセフソン素子の臨界温度は同一であるとは限らない。近接効果接合の場合、常伝導層に超伝導電子が浸み出す距離は温度が高くなるにつれ減少するため、常伝導層のバリア厚さによってはある温度でジョセフソン結合が消失してしまう。よって、作製されたジョセフソン素子の臨界温度は、動作温度を決定する上で重要なパラメータである。酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子では粒界接合は比較的薄膜の臨界温度に近い値を示し、SNS 接合では $10 \text{ K} \sim 20 \text{ K}$ 程度低下した値が得られている。

ジョセフソンの磁場侵入長

ジョセフソン素子を設計する場合、接合寸法は特性に重要な影響を及ぼすことになる。良好なジョセフソン特性を示すには接合部分の電流分布が均一でなくてはならないが、接合幅がジョセフソンの磁場侵入長 (λ_j) と比べて十分大きい場合、接合部分が均一であっ

でも電流は接合全体に流れず、接合の両端に集中して流れてしまい、一様な電流分布を示さない。よって、接合中の電流分布を均一に保つには、接合幅がジョセフソンの磁場侵入長と同程度に設計する必要がある。ジョセフソンの磁場侵入長は接合の形状によって算出法が異なるが、図2.9に示すような接合の場合、ジョセフソンの磁場侵入長(λ_j)は、

$$\lambda_j = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 J_c(2\lambda + d)}} \quad (2.12)$$

で表される(J_c は臨界面電流密度、 d はバリア厚さ、 λ はロンドンの侵入長を示す)。ジョセフソンの磁場侵入長は接合を流れる電流の臨界電流密度の平方根に反比例するため、臨界電流密度が高い接合は接合幅を小さくしなければならない。また、温度によって臨界電流密度が変化するため、動作温度によってジョセフソンの磁場侵入長が変化することに注意が必要である。

2.3 酸化物高温超伝導体の特徴を活かした接合構造

回路へのジョセフソン素子の応用を考えた場合、以下のような点が必要となる。

- 大きな臨界電流密度(大きな信号電流)
- 高い臨界温度(高温動作)
- 接合パラメータ(臨界電流密度、 $I_c R_n$ 積)の制御性
- 接合パラメータの再現性・小さなばらつき

現段階では、プロセス技術が未熟な点もありすべてを満たすジョセフソン素子は作製されていない。

ところで、酸化物高温超伝導体は以下のように、金属系超伝導体とは異なる特性を持っている。

- 結晶構造に起因して、ab 面方向の二次元伝導性が強い
- 結晶粒界がジョセフソン結合となっている
- コヒーレンス長が短く、結晶方位に対して異方性を示す

よって、以上の特性を踏まえて、良好な特性を示す接合(高い臨界温度、高い臨界電流密度、均一な接合部分)を作製する必要がある。

まず、超伝導電流の二次元伝導性については、酸化物高温超伝導体は、異方性のある結晶構造を持ち、超伝導電流は結晶中の Cu(銅) と O(酸素) で構成された平面(Cu-O 面)に沿って流れやすい性質を持っている(図2.11参照)。よって、より大きな素子電流を得るためには、Cu-O 面方向に電流が流れるような素子構造が有利である。回路応用等を考慮した場合、複数のジョセフソン素子を同一基板上に作製するため、超伝

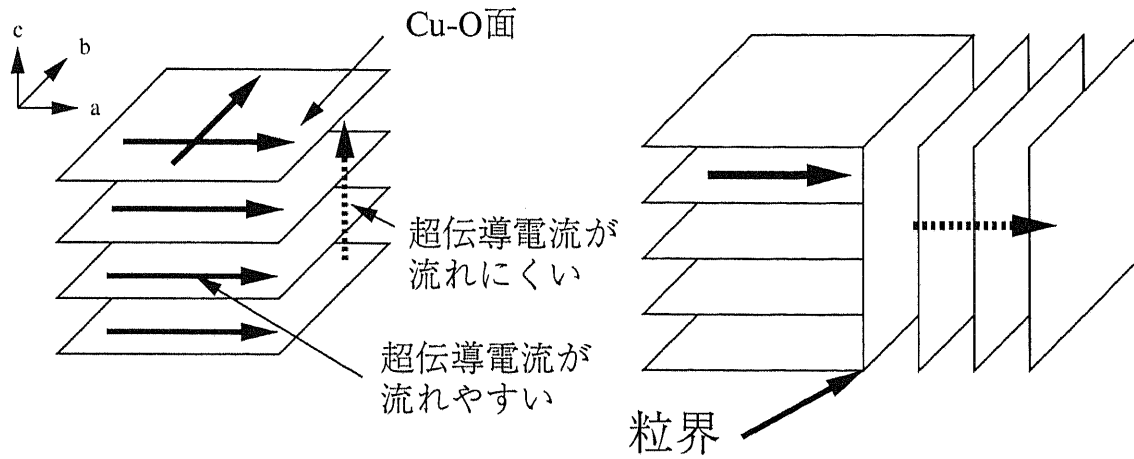


図 2.11: 酸化物高温超伝導体の二次元伝導性

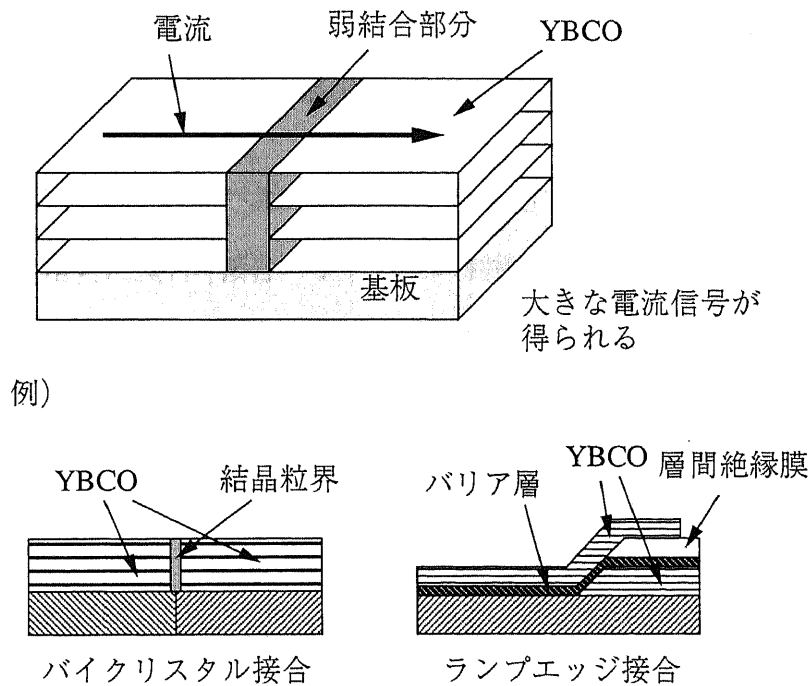


図 2.12: 共プレーナ構造

導薄膜を Cu-O 面が基板と平行になるように堆積し、接合部分の電流が基板表面に対して平行に流れるような共プレーナ構造 (図 2.12) が有利となる。

次に、結晶粒界がジョセフソン結合するという特徴は、人工的に結晶粒界を作製することによって、ジョセフソン接合が作製可能であるという点で重要な意味を持っている。しかし、逆に結晶粒界が存在するとそこにはジョセフソン接合が存在してしまうため、結晶粒界のない薄膜成長、回路作製が必要である。また、結晶粒界を介したジョセフソン接合の特性は良好であるが、臨界電流密度の制御においては非常に困難である。接合パラメータの広がりも大きく、多数の同一パラメータを持った接合を作製するには不向きである。

最後のコヒーレンス長が短く、結晶異方性があるという特徴は、近接効果接合などのバリア層を用いる場合に、バリアの厚さに関係する点で非常に重要である。一般にコヒーレンス長が短い場合近接効果による減衰長も短くなるため、大きな電流密度を得るには同じバリア厚さでもコヒーレンス長が長い方がより大きな結合が得られるため有利である。YBCO のコヒーレンス長は ab 面方向で数 nm、c 軸方向で ab 面方向の十分の一度程度の長さである (現在様々な方法でコヒーレンス長が測定されているが、正確な値は不明である)。よって、大きなジョセフソン電流密度を得るには ab 面方向でジョセフソン結合を形成することは有利となる。また、酸化物高温超伝導体を用いた SNS 接合の場合、結晶界面において界面抵抗が無視できない程度に大きく、近接効果による減衰長が短くなってしまう。よって、超伝導層と常伝導の界面の接続性の向上も重要な点である。

また、結晶異方性により ab 面方向と c 軸方向では臨界電流密度が異なる (ab 面方向に流れる電流の臨界電流密度の方が高い) ため、ab 面に流れている電流を c 軸方向に流す場合に、超伝導線路の寸法により超伝導性が破壊される恐れがあるため注意を要する。

以上の点を踏まえた場合、酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子には、次のような構造が求められる。

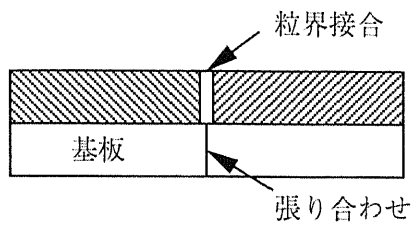
- c 軸配向した薄膜を用いた共プレーナ構造 (大きな信号電流)
- バリア層を用いた接合 (接合パラメータの制御性、均一性)
- バリアと超伝導層の良好な接続性 (大きな信号電流)

c 軸配向した薄膜を用いた共プレーナ接合の場合、超伝導電流は面内方向にのみ流れるため、立体的な回路を作製する場合は、どうしても一部分で c 軸方向に電流を流さなければならない、よってその部分においては他の部分に比べて大きな面積を取り、電流による超伝導性が失われないような工夫が必要である。

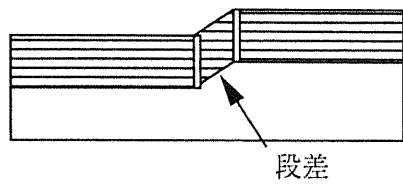
2.4 酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子の現状

酸化物高温超伝導体の特徴を活かしたジョセフソン素子として、図 2.13 に示すように、様々なタイプのジョセフソン接合が作製されている [17]。大きく分けて、粒界を用いた接合と人工バリアを用いた接合の二種類となる。バイクリスタル接合、段差型接合、積層接合、ランプエッジ接合については、後の項で詳述する。

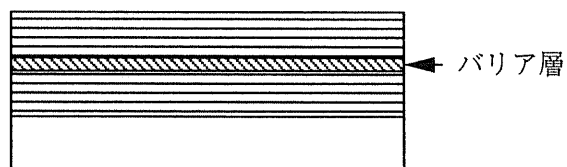
(a) バイクリスタル接合



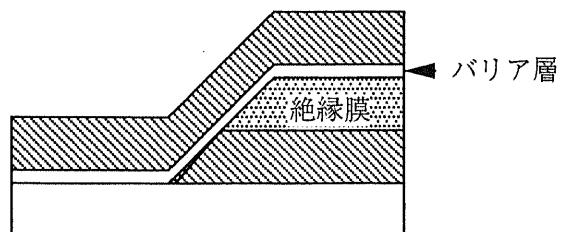
(b) 段差接合



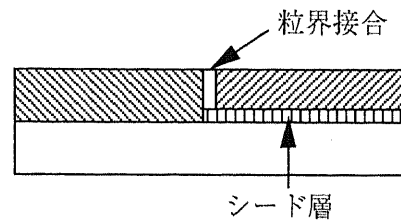
(c) 積層接合



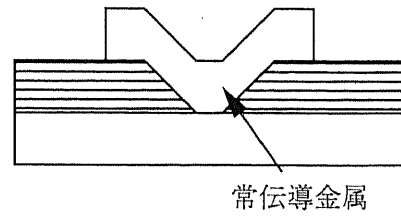
(d) エッジ接合



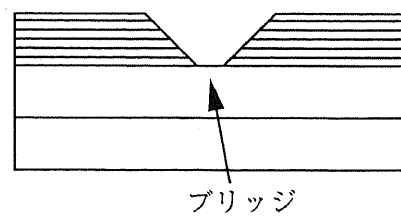
(e) バイエピタキシャル接合



(f) 近接効果型ブリッジ接合



(g) 平面型ブリッジ接合



(h) ステップエッジブリッジ接合

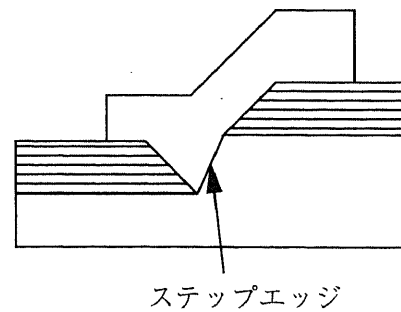


図 2.13: 高温超伝導体を用いた様々なタイプのジョセフソン素子

2.4.1 粒界接合

バイクリスタル接合

図 2.13(a) はバイクリスタル接合と呼ばれるもので、結晶方位の異なる 2 種類の基板を貼り合わせ、その上に高温超伝導体を成膜すると基板の貼り合わせ部分に粒界が生じる。その粒界をまたいでブリッジを架けることによってその部分がジョセフソン接合となる。

この接合は、RSJ モデルに従う電流-電圧特性を示し、77K において約 10^4 A/cm^2 の臨界電流密度を示し、約 $100 \mu\text{V}$ の $I_c R_n$ 積を有している。バイクリスタル基板上に酸化物高温超伝導体薄膜を堆積しパターンニングすれば接合が作製できる簡便さのため、非常に多数の研究がなされ、雑音の少ない高性能の SQUID (超伝導量子干渉素子) も作製されている。接合パラメータの制御性も、貼り合わせる結晶基板の不整合な角度を変えることによって調整が可能である報告なされている [5]。

しかし、バイクリスタル接合は基板貼り合わせ部分にのみ粒界が発生するため、素子の配置の自由度が非常に限定される。ある程度複雑な論理回路を設計することは困難であるか、回路の種類によっては全く不可能である。更に、接合パラメータのばらつきは同じ粒界上に形成された接合の場合でさえも非常に大きく、約十個程度のジョセフソン接合の場合でも接合パラメータのばらつきが大きく、実用に耐えない。ただし、ジョセフソン素子単体の特性が良いことから、ジョセフソン素子を 2 個用いた DC-SQUID への応用には非常に良く適していて、磁気センサへ広く応用されている。

段差接合

図 2.13(b) は段差接合と呼ばれるもので、薄膜成長前にフォトリソグラフィ技術とアルゴンイオンエッチング法によって、基板表面の一部をエッチングして段差を形成する。その上に超伝導薄膜をエピタキシャル成長させると、段差の頂上と底部にそれぞれ粒界ができる。よって、段差をまたぐようにブリッジを架ければジョセフソン素子が形成される。臨界電流密度はステップの高さや角度、薄膜の厚さに依存する。

この接合の臨界温度は典型的な値で 85K と非常に高く、臨界電流密度も 77K で 10^5 A/cm^2 の大きな値が得られている。また、この接合は、バイクリスタル接合と比べて、段差を形成するパターンが設計できるため粒界の配置に自由度がある点で実用化への可能性が高い。

しかし、その再現性に大きな問題があり、粒界発生のプロセスがランダムな振舞を示し、段差部分の粒界の数、形状なども正確に制御することができない。その結果、接合のパラメータの広がり是非常に大きくなり、接合の数が少数の回路にしか適用できない。

粒界接合としては、そのほかにも図 2.13(e) に示すバイエピタキシャル接合があるが、基本的に粒界の発生位置を制御するだけであり、粒界の成長過程を制御するわけではない。よって、接合パラメータを制御することは非常に困難である。近年、粒界の微視的な観察によって、粒界は直線を形成せず薄膜成長部と薄膜の欠陥部分の間を曲がりくねっていることが示された [6]。よって、接合部分は均一でなく局所的に臨界電流密度が高い部分が存在すると考えられる。

粒界接合については、容易に接合が作製でき非常に高い臨界温度 (薄膜の臨界温度より数 K 程度低い温度) を持ち、高温 (77K 程度) で良好な特性を示すことは注目すべき点である。しかし、その再現性の低さ、大きなばらつきは多数のジョセフソン素子を用いた回路には応用できないが、DC-SQUID のような非常に少数の接合を用いた場合には応用が可能である。

2.4.2 積層接合

図 2.13(c) は積層接合と呼ばれるもので、基板に対して、超伝導層/バリア層 (常伝導体、絶縁体) /超伝導層の順に 3 層を積み、接合を形成する。制御の容易さからバリア層には常伝導体を用いられている。酸化物高温超伝導体を用いた場合、結晶異方性により c 軸配向膜を用いた場合と a 軸配向膜を用いた場合とがある。また、最上位層の超伝導薄膜の結晶性を保持するためバリア層には酸化物高温超伝導体と同じ基本結晶構造であるペロブスカイト構造を持つ物質が用いられている。

この接合は、バリア層を変えることで接合パラメータを大きく変化させることが可能であり、バリアの厚さ、接合寸法の制御が可能である。また、多層構造も可能であり多くの接合が作製できるため、集積回路に適していると考えられている。

c 軸配向の YBCO 薄膜は比較的安定に成膜できるため、初めは c 軸配向の積層接合が多数研究され、バリア層には常伝導体であると当時考えられていた (現在では単結晶引き上げ技術の向上により、低温で超伝導体となることが確認された) $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ 薄膜が用いられた。 PrBaCuO は YBCO と結晶構造が類似しているため、上部の超伝導層の特性も良好で、接合は、RSJ 的な I-V 特性を示し、交流ジョセフソン効果や磁場依存性なども示した。しかし、接合部分はバリア層と超伝導層間の界面の粗さに起因する可能性のあるマイクロショートが存在や、 PrBaCuO と YBCO 間の界面抵抗の存在により臨界電流密度が低下するという問題を抱えている。

ジョセフソン結合の結合度を上げるためには、Cu-O 面方向の結合が必要であることから、a 軸配向の YBCO 薄膜を成長し積層接合が作製され、c 軸配向の積層接合と同様の比較的良好なジョセフソン特性を示した。しかし、a 軸配向の YBCO 薄膜は不安定で結晶内のストレスやクラックによって簡単に酸素が失われ超伝導性を大きく低下させてしまう。よって、加工時には特別の配慮が必要となり複雑なプロセス工程を要する。また、接合部分においては Cu-O 面に沿って電流が流れるが、複数の素子を接続した場合、超伝導線路において Cu-O 面に垂直に電流が流れるため、その部分の超伝導性が電流によって破壊されないように注意する必要がある。

YBCO 薄膜については最近薄膜成長技術が進歩し原子層レベルでの成長制御が可能となった報告もあり、バリア層に SrTiO_3 を用いた積層型トンネル接合 (バリア厚さ 4.8nm) が作製され、ギャップを持った電流-電圧特性が得られている。

また、Bi 系超伝導体や Tl 系超伝導体の層状化合物を用いて薄膜を成長して微細加工を施すことにより縦型のブリッジを形成し、層構造に垂直に電流を流すと、複数の SIS 接合がスタック状に接続された特性を示すことが報告されている [7]。この接合は、イントリンシック接合と呼ばれ、Bi 系超伝導体や Tl 系超伝導体の層状化合物の結晶構造

中に自然に存在する接合である。よって、これらの層状化合物が MBE 等を用いて原子層単位で成長が可能であれば、積層の SIS トンネル接合が作製可能である。

積層接合は、多層構造が可能であると点で集積化に向いており、原子層単位の薄膜の成長制御が完全に可能となれば、超伝導電流の二次元伝導性に起因する問題を除いて、ばらつきの少ない良好な接合を多数作製することは将来的には可能であると思われる。

2.4.3 ランプエッジ接合

図 2.13(d) はランプエッジ接合と呼ばれるもので、 c 軸配向した超伝導薄膜をエッチングして平らな斜面(ランプ)を形成し、その部分にバリア層と上部の超伝導薄膜を堆積することで作製される [8]。この接合は、接合中を流れる電流が Cu-O 面に沿って流れる共プレーナ構造をとっているため臨界電流密度が高く、バリア層の制御も可能である。また、接合を形成したい場所にランプ構造を配置すれば良く、素子配置の自由度は非常に高い。

この構造の接合には、バリア層上に c 軸配向の超伝導薄膜が成長できれば良いため、積層構造に比べて多くのバリア材料を用いることが可能である。よって、高抵抗の材料 (Ga をドープした PrBaCuO) から低抵抗の材料 (Co をドープした YBCO) まで広範囲の特性のバリア材料の使用が可能である。 Co をドープした YBCO をバリア層に用いた場合、77K での動作が可能であるが、 Co のドープ量によってある低温の温度以下で超伝導になってしまい、動作温度の範囲が限定されてしまう。 Ga をドープした PrBaCuO をバリア層に用いた場合、全温度範囲でジョセフソン特性を示すが、接合の臨界温度が低く 77K での動作が現在のところ不可能である。

接合の特性は良好で、 I - V 特性は RSJ 的な振る舞いを見せ、磁場にも応答している。接合の評価パラメータである $I_c R_n$ 積は、最大で 10mV 近くまで得られている。

Ga をドープした PrBaCuO をバリア層においては Ga のドープ量によってバリア層の抵抗率が変化することが報告されている [9]。よって、臨界電流密度 J_c はバリア層の厚さを変えることで、常伝導抵抗値は Ga のドープ量を変えることによって、それぞれ独立に制御可能であり、制御性に自由度が生じている。

作製プロセスの点では、プロセス工程が複雑であり、電極も含めて 5 層の薄膜堆積と複数回のエッチングを必要とする。また、一度ランプの部分が大気にさらされるため、界面の劣化が激しく、バリア層の堆積の直前に酸素アニールや Ar イオンによるクリーニングが行われている。バリア層の厚さは 5~20nm 程度と非常に薄い。さらに、ランプの傾斜によって接合の特性が異なるため、エッチング、成膜ともに精度の高いプロセス工程が必要となる。

最近、ランプ構造においてバリア層を用いず、ランプ形成後にランプの部分を高真空中でアニールし Ar と O_2 のプラズマ処理を施して表面変質層を形成し、その部分をバリアとする接合が報告されている、この接合の特徴は臨界電流値のばらつきが非常に小さくばらつきの尺度である $1\sigma = 8\%$ という結果が示されている。

ランプエッジ接合は共プレーナ構造でありながら接合パラメータが制御可能なバリア層を有している点で非常に有利な構造となっている。また、作製された素子の特性も非常に良好で、一部では非常にばらつきが少ない結果が得られている。その反面、プロセ

第 2 章: 酸化物高温超伝導体ジョセフソン素子について

ス工程は非常に複雑であり、非常に高度なプロセス工程を用いなければ良好な接合を作製することは困難である。回路応用において最も将来性の高い素子構造であろう。

第 3 章 : パルスレーザー堆積法を用いた高品質 YBCO 薄膜の作製

酸化物高温超伝導体を用いたジョセフソン素子を作製する場合、使用する超伝導薄膜の品質は接合に重大な影響を与える。また、均一な接合部分の形成や接合パラメータのばらつきを抑えるためには、薄膜の均一化・高品質化が必要となる。この章では、本論文で使用する YBaCuO 薄膜について、薄膜の高品質化の必要性について解説し、比較的容易に高品質 YBaCuO 薄膜が作製可能なパルスレーザー堆積法 (以下、PLD 法と略す。PLD とは Pulse Laser Deposition の略称) についてその原理と作製法について述べる。さらに、実際に PLD 法による薄膜作製装置を製作し、薄膜を作製して薄膜の特性評価を行ったのでその点について詳述する。

3.1 高品質酸化物高温超伝導体薄膜の必要性

酸化物高温超伝導体は、YBaCuO などに見られるように、3~4 種類の元素と酸素によって構成されている。よって、結晶成長時の条件は単元素の金属超伝導体に比べて非常に複雑となる。超伝導特性は、組成比、酸素の含有量、結晶性などに敏感で、容易に超伝導性が低下・消失してしまう。

また、酸化物高温超伝導体は、結晶粒界や超伝導性の弱い部分がジョセフソン効果を示してしまうため、ジョセフソン素子を作製する場合、粒界や薄膜中に自然発生する弱結合部分の無い超伝導薄膜を用いる必要がある。また、酸化物高温超伝導体特有の結晶異方性により、配向の異なる部分に結晶粒界が発生してしまうため、結晶配向も制御する必要がある。更に、接合の製作や回路に多層構造を用いる場合、薄膜表面の平坦性が重要となる。

ジョセフソン素子を用いた集積回路を作製する場合、素子パラメータのばらつきは回路の動作マージンに大きく影響するため、なるべく小さく押さえる必要がある。現在、酸化物高温超伝導ジョセフソン素子を用いた回路が作製されているが、素子パラメータのばらつきが金属超伝導体を用いたジョセフソン素子に比べて大きいいため、大規模な回路を作製することは現状では困難である。その原因としては、超伝導薄膜の不均一性が挙げられている。

以上のことから、ジョセフソン素子を作製するための酸化物高温超伝導体薄膜は、超伝導特性が良いだけでなく、均一性、薄膜表面の平坦性のよいものが必要であり、薄膜作製にあたっては、組成・配向制御、高酸化率、平坦性の高い成長制御など複雑な条件をクリアする必要がある。

3.2 パルスレーザー堆積法

YBCO に代表される酸化物高温超伝導体薄膜を成長させる方法として、スパッタリング法やイオンビーム蒸着法、MBE 法等が挙げられるが、前述のように薄膜成長時の制御が難しく、常に高品質な YBCO 薄膜を作製するには様々な最適条件の探索を行う必要があり膨大な手間を要する。近年、「パルスレーザー堆積法 (PLD 法)」によってこの問題を軽減し比較的容易に高品質な酸化物高温超伝導体薄膜を作製することが可能となっている。

3.2.1 パルスレーザー堆積法の原理

PLD 法の模式図を図 3.1 に示す。20~30ns のパルス幅を持ったレーザー光 (酸化物高温超伝導体薄膜の作製には紫外領域の波長のレーザーが多く用いられている) をレンズによって $0.1\sim 10\text{J}/\text{cm}^2$ のエネルギー密度に集光し、窓を通して真空装置内の超伝導体ターゲットにフォーカスして、ターゲット表面を蒸発、アブレートする。アブレートの詳細なメカニズム、放出されたターゲット粒子の挙動については不明な点が多く、現在様々な研究が行われている。ターゲットから放出された粒子は、プルームと呼ばれる発光柱を形成し、ターゲットに対向する形で、設置・加熱された基板に凝縮し薄膜を形成する。プルームはレーザーの入射角によらずターゲットに対して垂直方向に発生する。

さらに、酸化物高温超伝導体の場合は、真空装置内を適度な酸素濃度で満たすことにより、薄膜成長時の酸化を促し酸素欠損を防いでいる。PLD 法の特徴は、短パルスを用いることにより、短時間に固体表面に高いエネルギーを集中させるので、酸化物高温超伝導体のような高融点の材料でも全成分を一瞬で蒸発し、組成ずれの少ない膜を堆積することが可能である (特に YBCO の場合、ほぼターゲット組成通りに成膜される)。また、パルス単位でアブレートが行われるため段階的な成長が可能である。

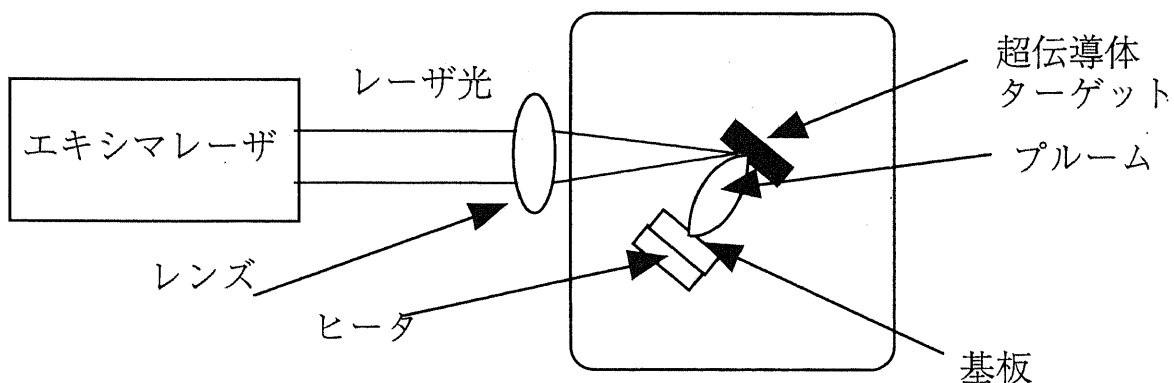


図 3.1: パルスレーザー堆積法 (PLD 法)

3.2.2 パルスレーザー堆積法の利点・問題点

以上のような原理により、PLD 法によって YBaCuO が成長するが、この方法による成膜においてその利点および問題点がさまざまな研究によって示されている。まず、利点については以下の点が挙げられる。

- YBaCuO については、成長した薄膜の組成ずれがほとんどない
- 成膜時間が他の成長法と比べて短い (成長レートが高い)
- パルス単位で成長するため、膜厚などの制御が容易

酸化物高温超伝導体薄膜を成長する場合、スパッタリング法などでは元素によって粒子の挙動が異なるため、超伝導体ターゲットの組成と成長した薄膜の組成が異なってしまう、薄膜の組成比を調整するためターゲットの組成を変化させる必要が生じる。しかし、PLD 法では、短時間に固体表面に高いエネルギーを集中させるので、全成分が一瞬で一様に蒸発し、組成ずれの少ない膜を成長することが可能である。

成膜時間については、1shot のパルスによってある量の超伝導物質がアブレートされ薄膜成長するため、時間単位でなくパルスの shot 回数で薄膜の堆積量が決定される。一般的な成長速度は、0.2nm/shot である。繰り返し周波数を 2Hz とすると、24nm/min である。スパッタリングの場合、2.5nm/min 程度の成長速度であることを比較すると非常に短時間で薄膜成長が可能である。

また、パルス単位の成長が可能であるため断続的な成膜が可能であり、RHEED 等により薄膜表面の結晶状態をモニターしながら成膜することができる。さらに酸化物高温超伝導体の場合、成長時の酸化過程が重要であるため成長過程と酸化過程を短時間のうちに交互に行うことで酸素含有量の高い薄膜が成長可能である。

以上の利点により、現在では薄膜の臨界温度 $T_c = 91.5\text{K}$ 、77K における臨界電流密度 $J_c > 3 \times 10^6 \text{A/cm}^2$ という超伝導性の非常に高い薄膜が作製されている [10]。しかしながら、PLD 法にも解決しなければならない問題点がいくつか存在している。

まず、薄膜の平坦性の悪さが挙げられている。その原因としては、ターゲットから放出される粒子とともにターゲット材料の固まりが蒸発せずに直接飛散して基板に付着する Droplet と、薄膜成長中の不純物の析出による Particle によるものであるとされている [12]。Droplet については、ターゲット-基板間距離を離したり、遮蔽板を間に設置してプルームの周囲のみを基板に届かせる eclipse 法 [13] など、直接飛散する大きな粒子を基板に届かせないようにする工夫によって除去することが可能である。Particle については、YBCO が多元系の化合物であるため結晶成長時に微妙な平均組成ずれや空間的な不均一性により不純物の析出が起きやすく、特に YBCO の場合、YBCO の結晶性が良い成長条件では他の組成の不純物の析出が大きくなってしまい、不純物が薄膜表面に析出してしまふ [11]。析出量は、成長条件を変化させることである程度軽減できるが、完全に取り除くまでには至っていないのが現状である。

もう一つの問題点として大面積に一様に薄膜を堆積できないことにある。レーザー光を集束して高密度エネルギー領域を発生させるため、プルームの直径も 2~3cm 程度であ

り、一様に成長する領域は直径 2cm 程度の領域であり、大きな面積に一様に薄膜を堆積させるためには、高エネルギーのレーザーを用意する必要がある。

3.3 パルスレーザー堆積法を用いた YBCO 薄膜の作製

前述のように、PLD 法を用いることで比較的容易に超伝導特性の良い薄膜が作製できることから、PLD 法による超伝導薄膜作製装置を構成し、実際に YBCO 薄膜を作製した。

3.3.1 装置の構成

PLD 法薄膜堆積装置の構成を図 3.2 に示す。排気系はターボ分子ポンプとロータリーポンプによる構成で、到達真空度は $2 \times 10^{-7} \text{ Torr}$ 程度である。レーザーは、Lambda Physik 社製のパルス発射型エキシマレーザー (KrF、波長 248nm、最大エネルギー 400mJ/pulse) を使用した。水平方向にレーザーを発射し、途中レンズによって集束して、真空チャンバにはサファイアガラスのビューポートを通して入射し、ターゲット表面で焦点を合わせている。

ターゲットホルダは直径 2cm のターゲットが 6 元まで収納可能で回転することにより真空チャンバ内でアブレートするターゲットが真空を破らずに変更可能である。PLD 法では超伝導体の他にも誘電体や金属をターゲットに用いれば成膜が可能であるので、本論文では実施しなかったが in-situ で多層成膜のプロセスが可能である。酸素ガスはマスフロー制御により 0~500sccm まで流量を制御して導入される。700 度~800 度の高温で成長を行うため、ステンレスの基板ホルダおよび 1kW のシースヒータによる加熱・温度制御機構が組み込まれている。基板は直径 3cm 程度のものまで導入可能である。基板への温度伝達はホルダ部分接触による熱伝導によるものである。超伝導体ターゲットには市販の YBCO (Y:Ba:Cu=1:2:3) 焼結体ターゲットを用いた。

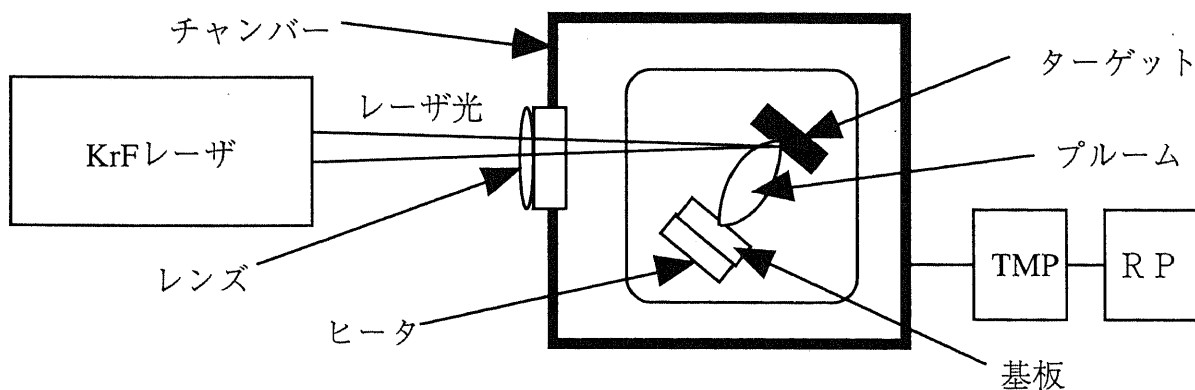


図 3.2: PLD 薄膜堆積装置の構成図

3.3.2 成膜プロセスおよび成膜条件

PLD 薄膜作製装置による YBCO 薄膜作製の手順を示す。YBCO 薄膜を成長させる基板には、15mm×15mm×0.5mm の MgO(100) および SrTiO₃(100) 基板を用いた。まず、基板をエタノールで溶解させた Ag ペーストを用いて基板ホルダに接着させ基板の端部をステンレス製の圧着ブロックによって挟み込み圧着する。Ag ペーストを十分に乾燥させてから、基板ホルダを真空チャンバ内に導入し、室温でターボ分子ポンプにより 2×10^{-6} Torr 程度まで真空引きを行う。その後、真空引きを行ったままヒータによって基板加熱を開始し、基板温度が 700 °C 程度になるまで 40 分程度時間を要する。基板表面の温度を正確に測定するため、放射温度計を用いて基板表面の温度をビューポートを通して測定する。基板表面の温度が 700 °C 程度に近づいたところで、マスフローを通して純酸素を徐々に導入し、成膜条件の圧力になるまで、酸素流量と排気量（メインバルブの閉め具合によって調節）を調整する。調整後、所望の成膜温度に到達していることを確認して、レーザーを発射し、アブレーションを行う。アブレーション時のチャンバ内の状況を図 3.3 に示す。ターゲットからブルームが発生し基板に到達していることが観察される。ターゲットがアブレーションによって表面が劣化するため、ターゲット位置を若干変えることによってターゲット上のより広い面積にレーザーが当たるように回転させる。指定した時間（正確には shot 数）だけ成膜を行い、成膜終了後、基板表面の温度を再測定し、メインバルブを閉めて酸素を 1atm まで導入する。酸素導入後、450 °C まで温度を下げ、450 °C において 30 分間酸素アニールを行う。アニール終了後、室温まで自然冷却し基板を取り出す。

成膜条件を以下に示す（括弧内は調整範囲）。

- ターゲット： $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 焼結体 直径 2cm、厚さ 5mm
- レーザ： エキシマレーザー (KrF、波長 248nm) (Lambda Physik 社製)
- 繰り返し周波数： 2Hz (1~10Hz)
- レーザーの 1shot あたりのエネルギー： 230mJ (200~300mJ)
- ターゲット-基板間距離： 45mm (40mm~60mm)
- 基板表面温度： 690~730 °C （放射温度計により測定）
- ヒーター温度： 900 °C
- 成膜時 O₂ ガス圧力： 0.4Torr (0.2~0.6Torr)
- 成膜時酸素流量： 20sccm (最大 500sccm)
- 酸素アニール条件： 圧力：1atm、温度：450 °C、時間：30 分
- 冷却速度： 40 °C/min （温調で制御可能）
- 基板の固定： Ag ペーストおよび SUS ホルダによる圧着

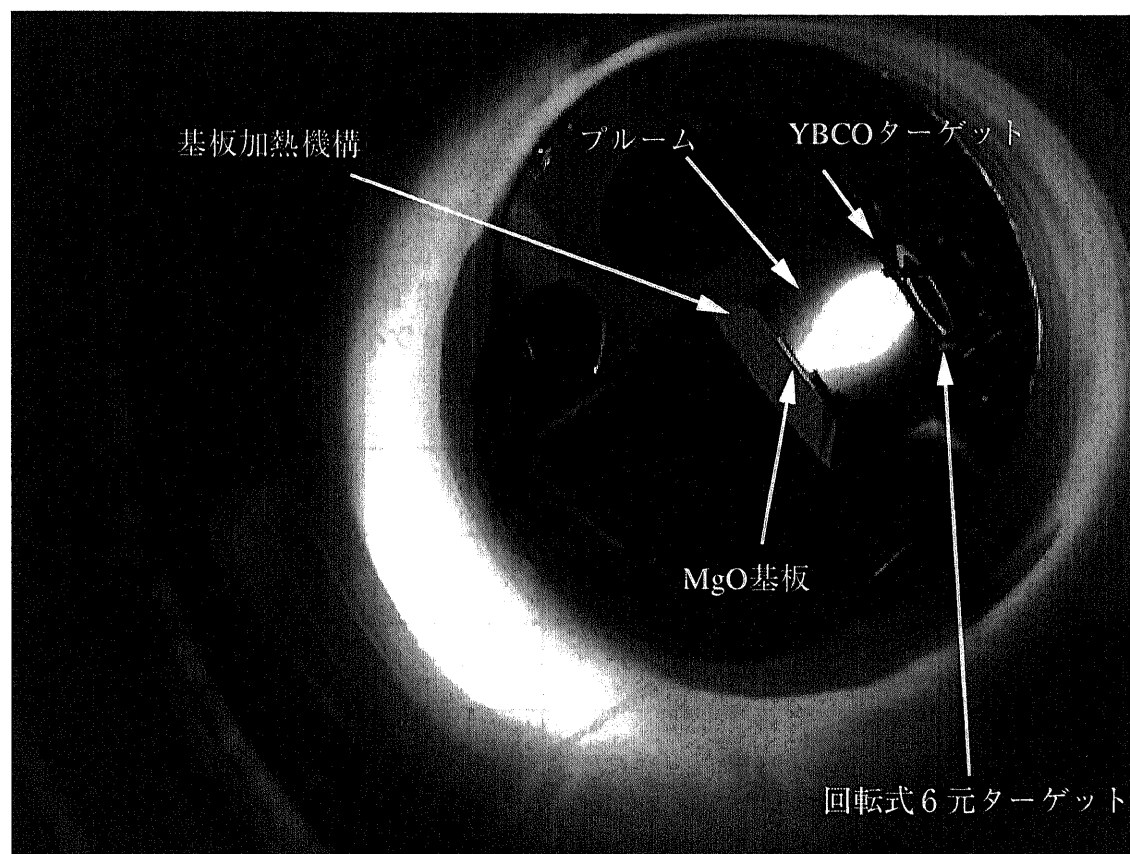


図 3.3: PLD 薄膜作製装置内のアブレーション時の状況

3.4 作製された薄膜の特性評価

作製された薄膜に対して、薄膜の超伝導特性 (抵抗-温度特性、臨界電流値の温度特性)、結晶性 (X 線回折)、表面の平坦性の評価を行った。さらに、バイクリスタル接合を作製し、薄膜が接合作製に適しているか評価を行った。

3.4.1 抵抗-温度特性

膜厚 300nm における薄膜の抵抗-温度特性を図 3.4 に示す。作製した YBCO 薄膜の T_c は 81K を示した。これは、YBCO バルク材の T_c である 92K と比べて 10K 程度低い値であるが、既存のスパッタ装置を用いて作製した薄膜の T_c (65K) と比べると 15K 程度の改善である。抵抗が急激に減少しはじめ、超伝導状態となるまでの温度 (ΔT) は、 $\Delta T = 83K - 81K = 2K$ と、小さく一様な T_c を持った超伝導相が形成されていると考えられる。また、残留抵抗 (抵抗が直線的に減少した線をそのまま伸ばして、0K の軸と交差した場合の抵抗値) は、300K における抵抗値の 10% 程度であり、薄膜部分がほぼすべて超伝導状態となっていることが分かる。

膜厚を変化させた場合の R-T 特性の変化を図 3.4~3.6 に示す。100nm まで減らして成膜しても T_c は減少せず、最小で 80nm 程度の薄膜でも 80K の T_c が得られた。

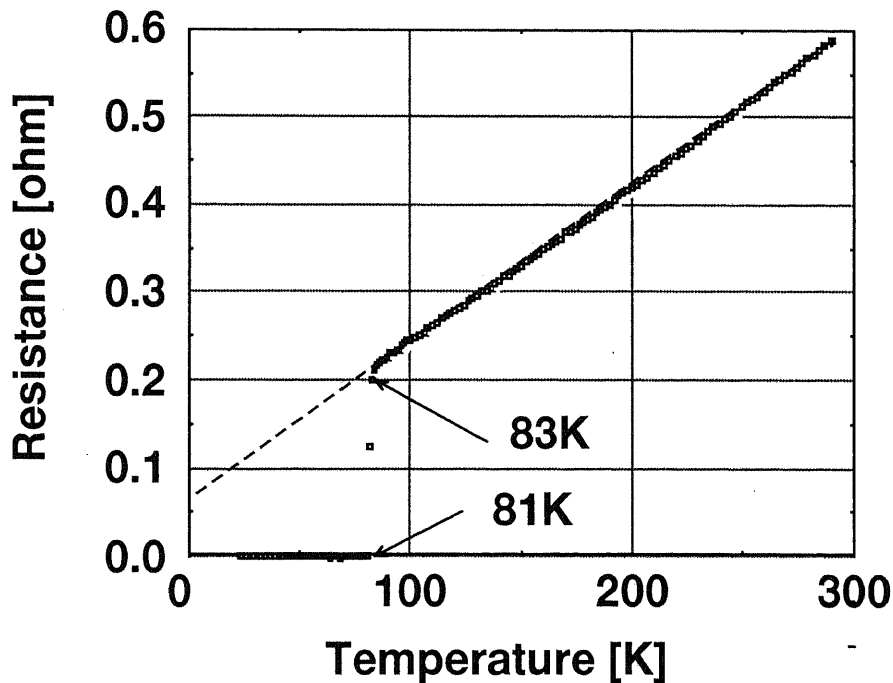


図 3.4: PLD 法により作製した薄膜 (膜厚 300nm) の抵抗-温度特性

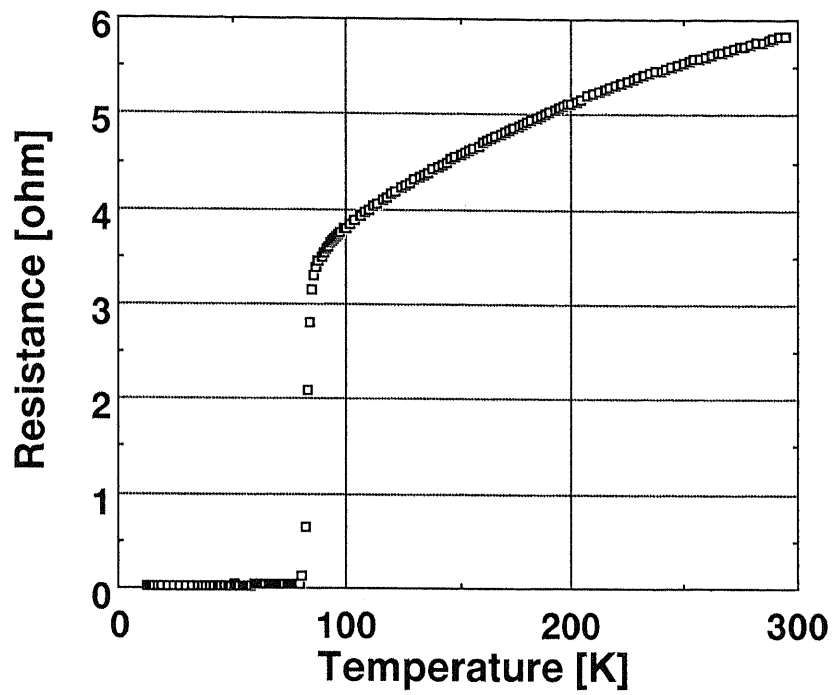


図 3.5: PLD 法により作製した薄膜 (膜厚 150nm) の抵抗-温度特性

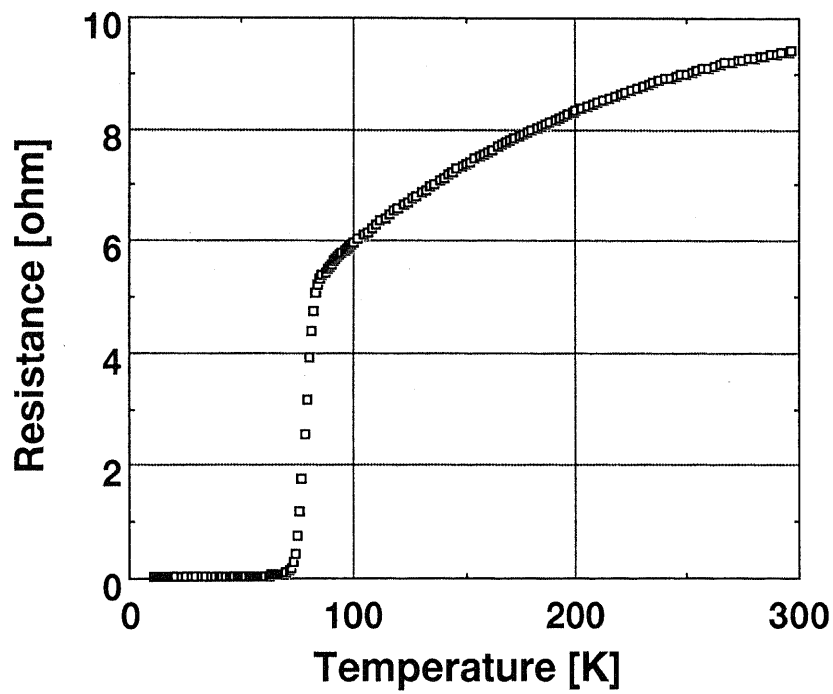


図 3.6: PLD 法により作製した薄膜 (膜厚 100nm) の抵抗-温度特性

3.4.2 薄膜の臨界電流値の温度依存性

超伝導体は超伝導転移温度以下であっても、臨界電流値以上の電流が流れると、超伝導性を失ってしまう。よって、超伝導電気特性の評価に対して臨界電流値の温度依存性が用いられる。薄膜の臨界電流値の温度依存性を図 3.7 に示す。薄膜が超伝導状態になると大電流を流す必要があるため、膜厚 300nm、幅 $15\mu\text{m}$ 、長さ $20\mu\text{m}$ の超伝導体ブリッジを形成し、臨界電流値の測定を行った。薄膜の T_c 以下になると指数関数的に臨界電流値 (I_c) が上昇し、77K (液体窒素温度) においてブリッジの電流面密度に換算して $5.6 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ の値が得られた。70K 以下では測定電流源の最大値を超えたため測定不能であった。

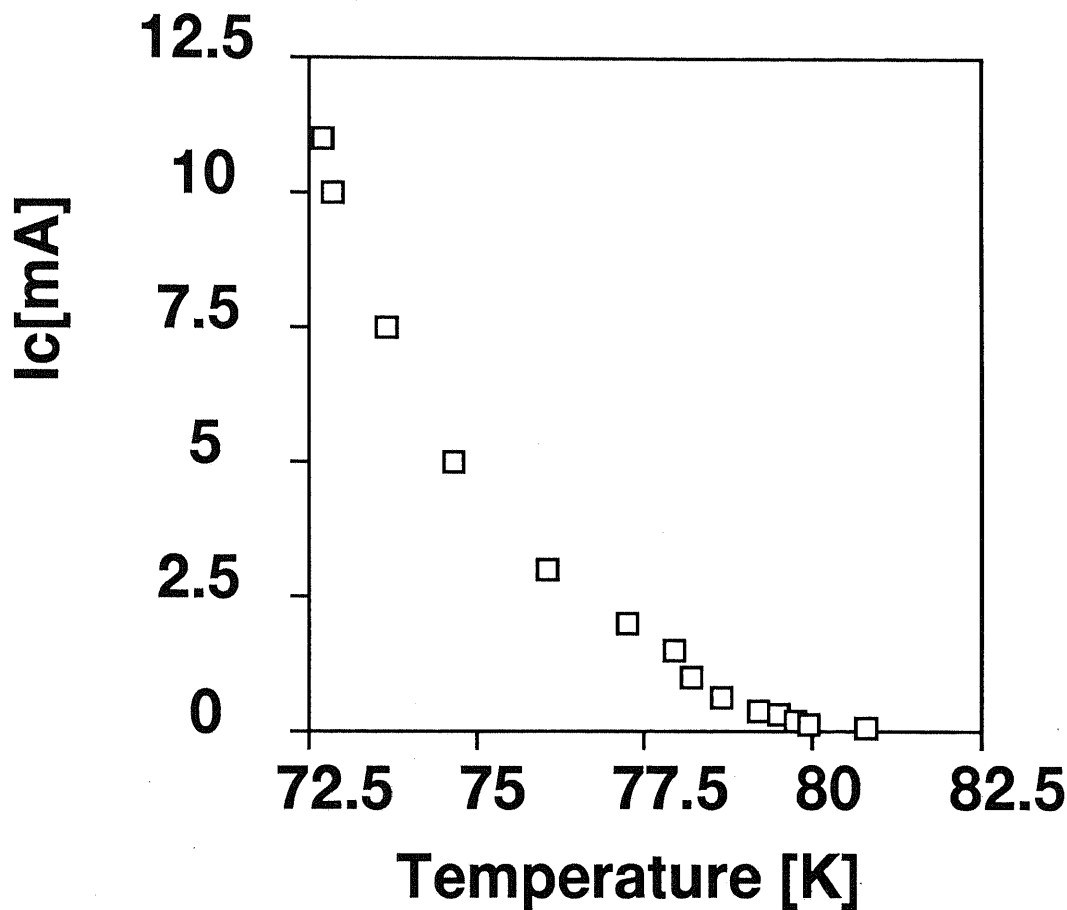


図 3.7: 薄膜の臨界電流値の温度依存性

3.4.3 X 線回折による薄膜の結晶性の評価

酸化物高温超伝導体は結晶異方性のために、均一な薄膜を作製するには結晶配向を揃える必要がある。よって、X 線回折によって結晶配向が揃っているか評価する必要がある。本研究では共プレーナ構造の接合を作製するため c 軸配向の YBaCuO 薄膜が必要と

なる。作製した膜厚100nmのYBCO薄膜のX線回折による回折像を図3.8に示す。この結果、c軸配向を示す(00n)のピークが(009)まで観察され、a軸配向を示すピークは見られなかった。また、(006)のピークから計算したc軸長は11.68Åであり、YBCO単結晶のc軸長に一致している。よって、この薄膜はc軸配向となっていることが示された。

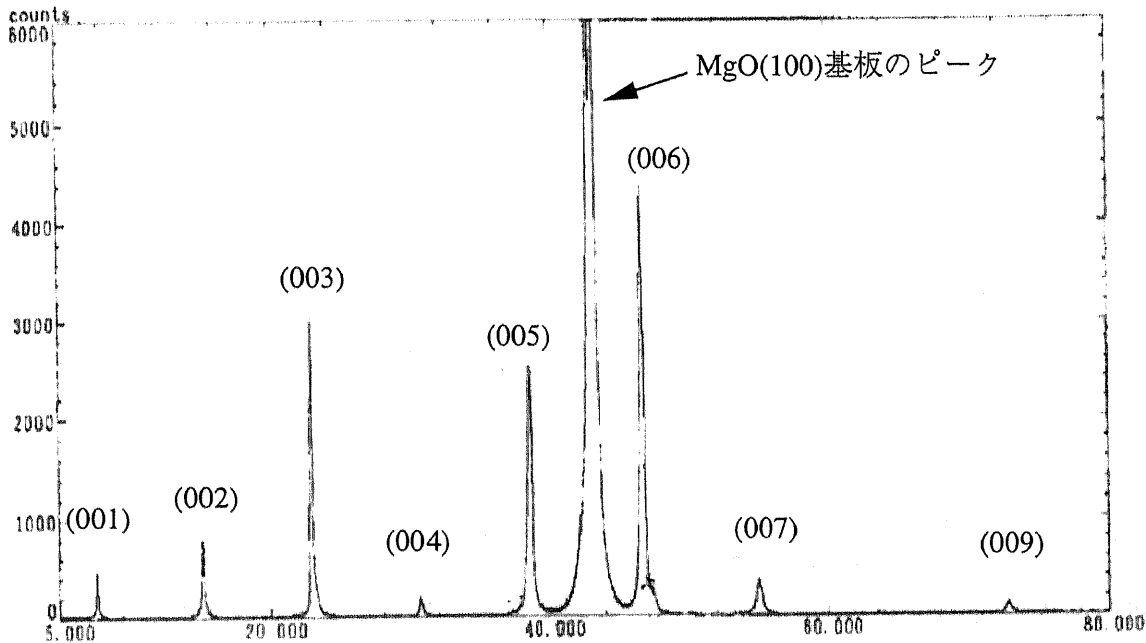


図 3.8: PLD 法で作製した YBCO 薄膜の X 線回折像

3.4.4 薄膜表面の平坦性の評価

薄膜表面の評価は、多層成膜を行う点において非常に重要となる。PLD 法で作製した薄膜の表面については、走査型電子顕微鏡 (SEM) による観察を行った。前述の通り、PLD 法により作製した薄膜は表面に Droplet と Particle が発生し、表面の平坦性が崩れてしまう問題がある。そこで、これらの問題を軽減するため、超伝導ターゲット-基板間距離を 40mm から 60mm まで変化させて、薄膜を作製し表面を SEM により観察した。薄膜表面の SEM 像を図 3.9～図 3.12 に示す。Droplet はターゲットから飛散するため、粒径が大きく $3\mu\text{m}$ ～ $10\mu\text{m}$ の大きさで、いびつな形状をしているものがほとんどである。それに対して、Particle は結晶表面に析出するため、粒系も小さくほとんどが $1\mu\text{m}$ 程度であり、形状も球形をしている。

ターゲット-基板間距離が 40mm の場合、Droplet、Particle の両方が薄膜表面に存在している。Droplet の割合が多くなっている。Droplet、Particle の無い部分の薄膜表面について図 3.9 に示す。表面に長方形の結晶が存在しているのが観察される。これは、a 軸配向した YBCO 結晶粒が存在していることを示している。よって、この薄膜は c 軸配向

部分に a 軸配向結晶が部分的に混在していると考えられる。YBCO の結晶成長時には、欠陥や基板の温度によって a 軸配向と c 軸配向の結晶が混在する場合があります、電気的特性は良好であるが均一な結晶の成長条件としては不十分であると考えられる。

ターゲット-基板間距離が 50mm の場合、Droplet の数が減ったが Particle が非常に多く存在している (図 3.10 参照)。薄膜表面の結晶状態は、40mm の場合に見られた a 軸配向した YBCO 結晶粒が見られるがその数は非常に少なくなっている (図 3.11 参照)。これは、結晶化条件が c 軸配向の条件になったため、a 軸配向結晶が成長しにくくなったためであると思われる。Particle 面密度は、 1.5×10^7 個/cm² である。

ターゲット-基板間距離が 60mm の場合、Droplet はほとんど見られず、Particle も 50mm の場合と比べて減少している。薄膜表面の結晶状態は非常に良好で、a 軸配向結晶は全く見られなかった (図 3.12 参照)。Particle 面密度は、 4×10^6 個/cm² である。この程度の Particle 数であれば、大規模回路には応用できないが、接合を作製する上で使用することが可能である。

各薄膜における臨界温度は 81K 程度ではほぼ同じであるため、薄膜の結晶性が部分的に変化していても、超伝導性に大きな影響を与えない程度であると考えられる。特に、超伝導体は一部分が超伝導状態になればその部分に集中して電流が流れるため、結晶の不均一性が電気的特性に現れにくいことも考えられる。

Particle はターゲット-基板間距離が 40mm の場合よりも 50mm の場合のほうが多くなっているが、これは結晶の成長状態に関係すると思われる。YBCO 薄膜が c 軸配向の成長を行う場合、横方向の成長が支配的であると均一な成長が行われることが知られている。また、縦方向の成長が支配的な場合や成長レートが高い場合、Particle は表面に析出することなく結晶中に取り込まれてしまう。よって、40mm の場合は、成長レートが高いか縦方向の成長が支配的で Droplet や Particle が薄膜中に取り込まれてしまい、表面に現れないと考えられる。

以上のことから、ターゲット-基板間距離が 50mm 以上の場合、Particle が存在するが、表面が平坦であり c 軸配向した薄膜が作製できることが示された。

3.4.5 バイクリスタル接合による接合の作製・評価

簡単なプロセスで作製が可能な、共プレーナ構造のバイクリスタル接合を作製し、薄膜が接合作製に際して使用可能であるかを評価を行った。接合寸法は、接合幅 $15\mu\text{m}$ 、膜厚 200nm とした。図 3.13 に 4.2K における電流電圧特性を示す。RSJ モデルで表される電流-電圧特性を示している。臨界電流値は、4.2K において 2~20mA の値が得られた。同一基板上に作製した 10 個すべての接合において RSJ モデルに従う電流-電圧特性を示した。接合パラメータである $I_c R_n$ 積は、4.2K で $0.5\text{mV} \sim 1.0\text{mV}$ の値が得られた。

図 3.13 の接合にマイクロ波を照射した場合の接合の電流-電圧特性を図 3.14 に示す。マイクロ波照射によりシャピロステップが現れている。シャピロステップの段数は 15~50 段程度まで観察された。50 段のステップが現れた時のマイクロ波周波数は 8.805GHz であるから、この接合は 440GHz まで応答する能力を示している。

接合部分の均一性を示す臨界電流値の磁場依存性について 4.2K における特性を図 3.15 に示す。磁場は基板に対して垂直に照射している。均一な接合が示すフラウンフォー

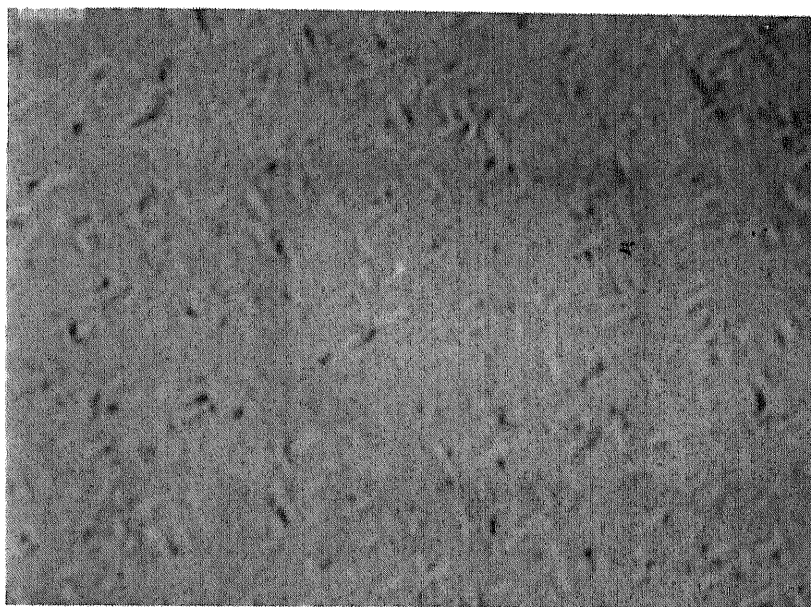


図 3.9: 薄膜(ターゲット-基板間距離 40mm) 表面の SEM 像(20000 倍)

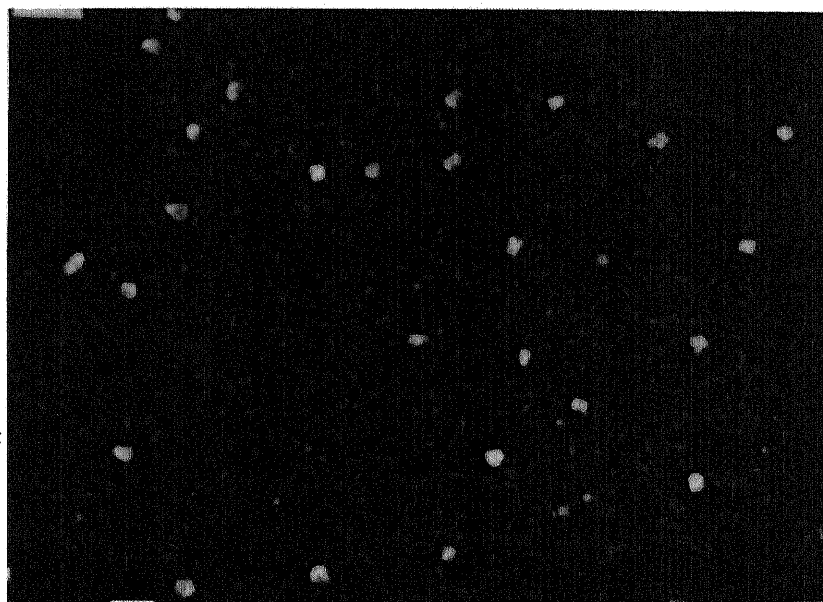


図 3.10: 薄膜(ターゲット-基板間距離 50mm) 表面の SEM 像(5000 倍)

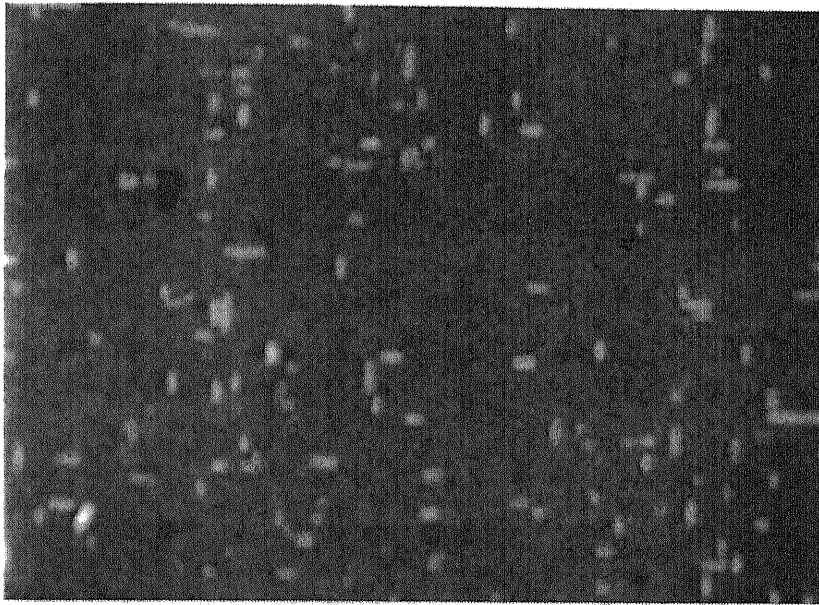


図 3.11: 薄膜(ターゲット-基板間距離 50mm) 表面の SEM 像(20000 倍)

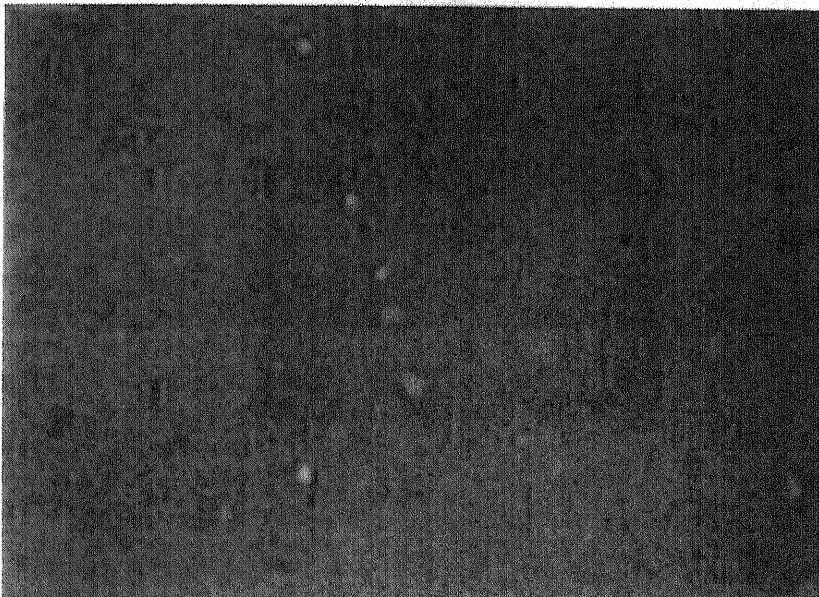


図 3.12: 薄膜(ターゲット-基板間距離 60mm) 表面の SEM 像(20000 倍)

ファーク折像とは外形では類似しているが、周期的な変調は見られなかった。この原因として、接合幅が $15\mu\text{m}$ であり、4.2K で臨界電流値が 10mA の場合、ジョセフソン侵入長 $\lambda_j = 2\mu\text{m}$ となり、接合の両端に電流が集中し、接合部分の電流分布が不均一となっていると考えられる。接合の臨界電流値の温度依存性を図 3.16 に示す。4.2K における値は 10mA である。40K 付近で減少率が変化するが、温度上昇につれて直線的に減少し、接合の臨界電流値は 80K を示している。薄膜の 82K とほぼ同程度の値を示している。

酸化物高温超伝導体を用いる大きな利点として液体窒素温度における動作が挙げられるが、作製したバイクリスタル接合の 77K における電流-電圧特性およびシャピロステップを図 3.17 に示す。77K においても RSJ モデルに従う電流-電圧特性を示し、明確なシャピロステップが現れている。77K における $I_c R_n$ は $30\mu\text{V}$ を示した。磁場特性についても 4.2K における特性と同様特性が得られた。これらの特性より、PLD 法によって作製した薄膜は接合作製に十分使用できる品質であると思われる。

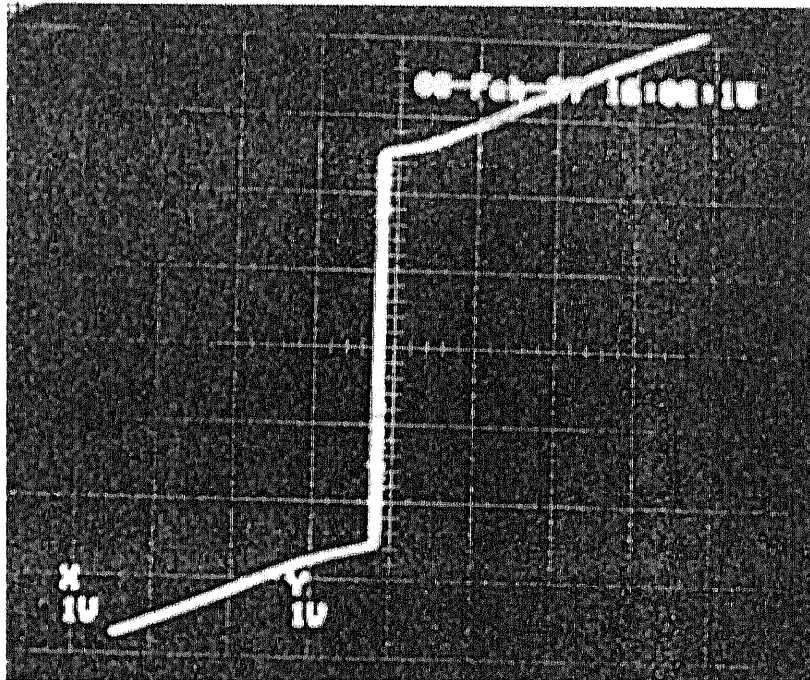


図 3.13: バイクリスタル接合の電流-電圧特性 (X 軸: $0.1[\text{mV}/\text{div}]$, Y 軸: $2.0[\text{mA}/\text{div}]$) $T = 4.2[\text{K}]$

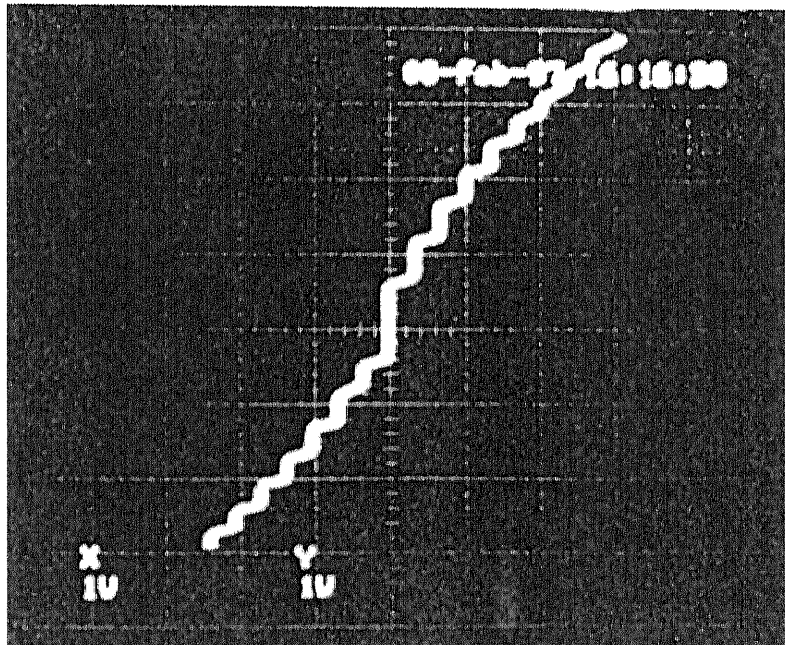


図 3.14: バイクリスタル接合のマイクロ波照射時の電流-電圧特性 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 1.0[mA/div]) $T = 4.2$ [K]

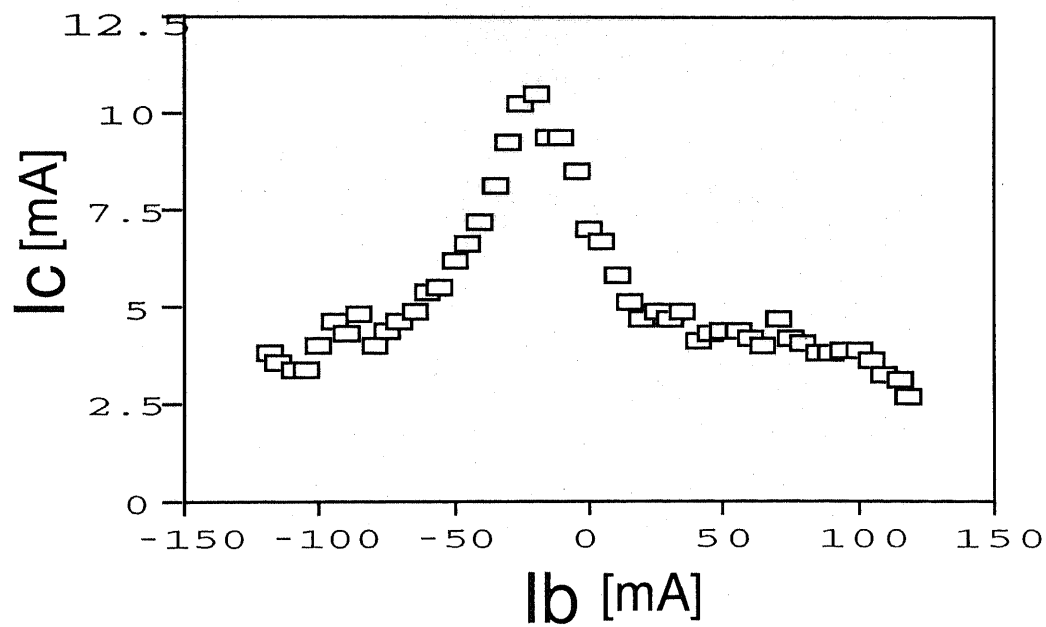


図 3.15: バイクリスタル接合の臨界電流値の磁場依存性

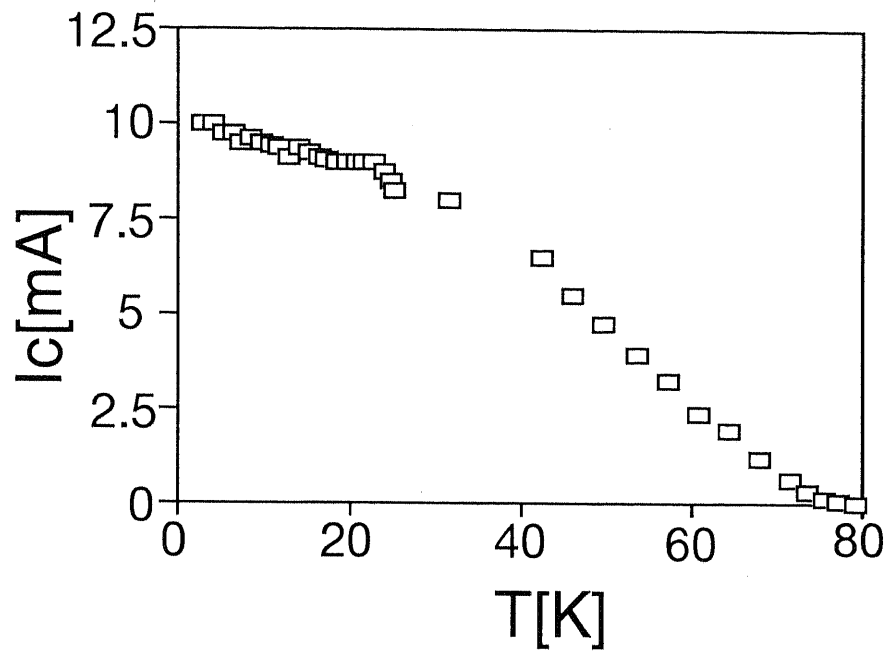


図 3.16: 臨界電流値の温度依存性

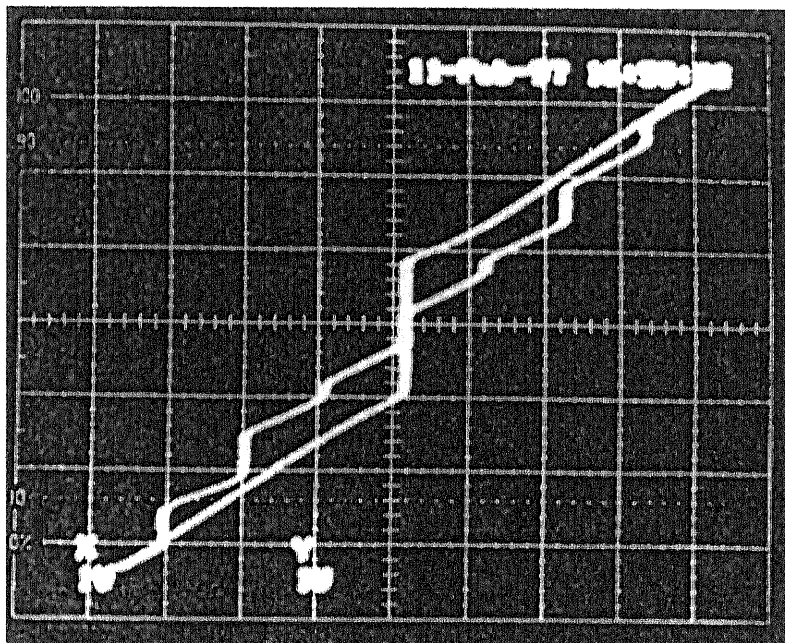


図 3.17: 77K におけるバイクリスタル接合の電流-電圧特性およびマイクロ波印加時のシャピロステップ (X 軸: 0.02[mV/div], Y 軸: 0.2[mA/div])
T = 77[K]

第4章：基板ダメージ型 FIB 接合の作製と評価

酸化物高温超伝導体薄膜の超伝導性は、薄膜中の酸素の含有率、結晶性の劣化、不純物などに敏感であり、基板表面のダメージや薄膜に注入されたイオン、照射ダメージにより超伝導性が劣化することが知られている。そこで、マスクレスで $0.1\mu\text{m}$ 程度のエッチングやイオンの注入などの微細加工が可能な集束イオンビーム (FIB) を用いて薄膜の一部を局所的に変質させ、ジョセフソン接合を形成することが可能であると考えられる。この章では、金 [14] によって考案された基板ダメージ型 FIB 接合について、まず素子構造および特徴について解説し、作製プロセスについて詳述する。さらに、作製した接合の特性の評価および接合部分の均一性の評価、接合部分の構造解析について述べる。

4.1 集束イオンビーム

集束イオンビーム (FIB: Focused Ion Beam) 装置は、液体金属をイオン化して放出されたイオンに高電界を印加して加速し、電磁レンズで集束することでサブミクロン径のビームを形成し、試料に照射することができる。加速され高エネルギー状態のイオンは、照射時に試料を構成する原子との置換、格子欠陥の生起、エッチング、結晶のアモルファス化などの影響を与える。FIB のビーム径は、 $0.1\mu\text{m}$ 程度まで絞れるため、非常に微小な領域にイオンを照射することが可能であり、サブミクロン領域のイオン注入・微細加工が可能である。

FIB 装置の構成を図 4.1 に示す。イオン源の液体金属には、低融点、低蒸気圧、不活性などの点から、Ga や Au-Si-Be 合金などが用いられる。高電界の下、ヒータによってイオン源を熱することで金属が蒸発しイオン化する。本研究で使用する FIB 装置の性能は、最大加速電圧 120KV、最小ビーム径 $0.1\mu\text{m}$ 以下、ビーム電流範囲 1pA~1nA である。また、イオンビームからの 2 次電子放出により、付属の SEM (Scanning Electron Micrograph) 装置で 2 次電子像を観察し、サンプルを観察することが可能である。合金系のイオンソースの場合は、 $E \times B$ マスフィルタによって、電界と磁界を印加して使用したいイオンのみを選択的に抽出可能となっている。ビームスキャンについては、外部に付属の計算機により照射時間、描画位置の制御が可能で、描画中心から半径 $100\mu\text{m}$ の範囲であれば、描画プログラムによって描画したい図形を計算機に入力すると自動的に描画することが可能である。

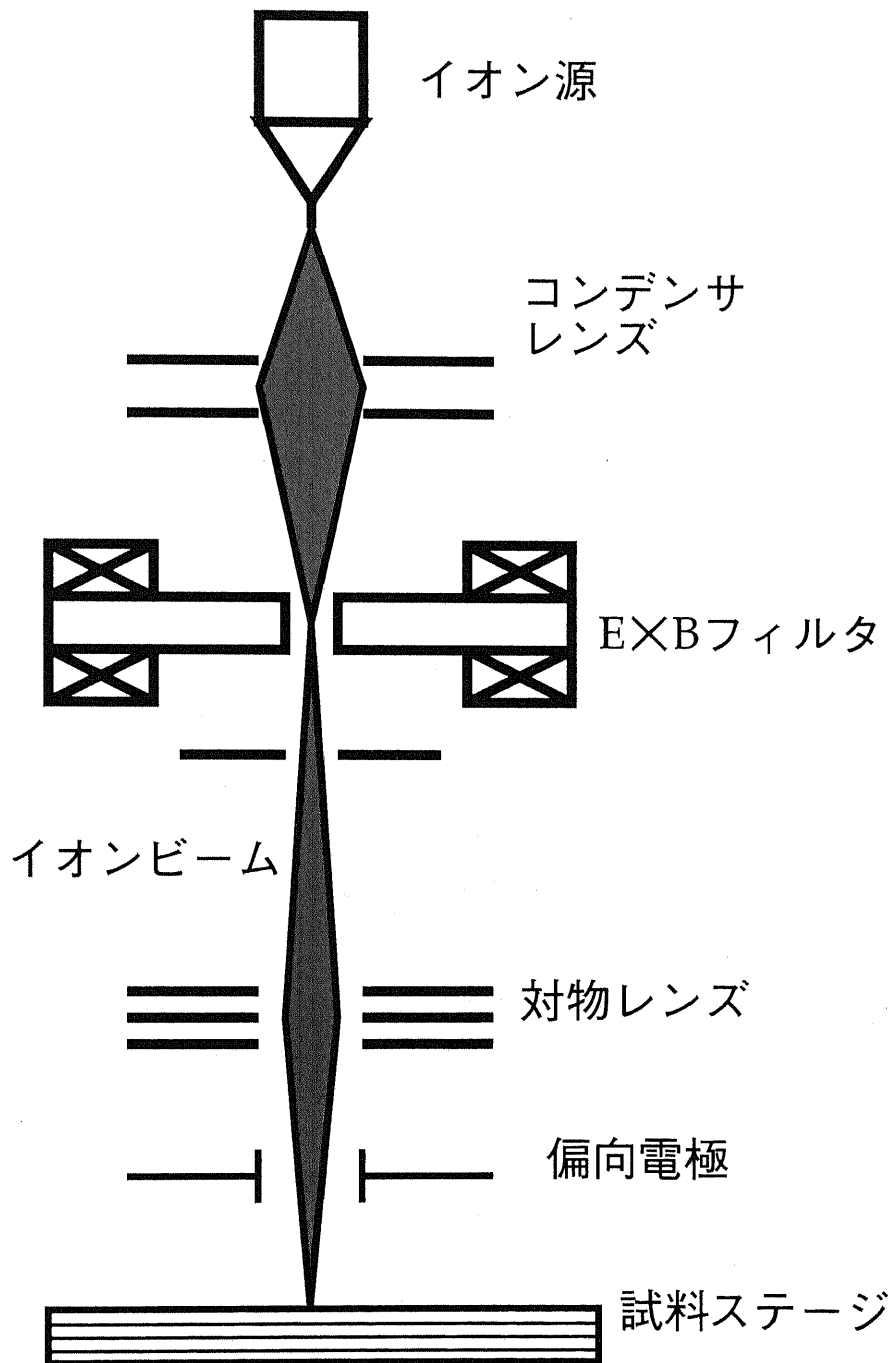


図 4.1: 集束イオンビーム装置

4.2 基板ダメージ型 FIB 接合の構造および特徴

イオンを高電界によって加速しターゲットに入射すると、固体中の原子との相互作用によりエネルギーを失いながら固体中にとどまる。また、イオンによって固体中の原子がはじき飛ばされ、格子欠陥が生じ表面付近では原子が飛散してスパッタリングが起こる。その結果、イオンビームが超伝導薄膜成長基板に照射されたとき、基板に対して以下のようなダメージが与えられる。[18]

- イオンの衝突による、格子欠陥やアモルファス化などの基板の結晶性の変化
- イオンと基板原子との衝突によるスパッタエッチング
- 照射したイオンの注入

照射するイオンの質量・エネルギーによって与えられるダメージの種類が異なるが、質量の大きいイオン(例えば Ga イオン)を用いる場合は、エッチングによる表面のモフォロジーの変化と結晶性の変化が激しいと考えられる。実際、表面の凹凸が激しくなっているのが SEM による観察によって確かめられている(図 4.6 参照)。結晶性の劣化した基板上に YBCO 薄膜を成長した場合、配向の揃わない結晶性の悪い薄膜が成長し、超伝導性が低下または消失してしまう。

基板上に FIB を用いて一次元的にスキャンさせることにより、サブミクロンの幅を持つ線状のダメージを与えることができる。ダメージを受けた基板全体に c 軸配向の YBCO 薄膜を成長させ、線状のダメージを横断するようにブリッジを作製すると、FIB によってダメージを与えられた基板上に成長した YBCO が異常成長し、ダメージを受けた部分のみが局所的に超伝導性が大きく劣化する。よって、図 4.2 に示すようにこのブリッジに局所的に弱結合部分が形成され、共プレーナ型ジョセフソン接合が形成される。線状のダメージの線幅を変化させることによって弱結合部分のバリア厚さを変化させることが可能であり、接合パラメータも制御が可能である。

この素子は、基板上に FIB によってダメージを与えてその上に YBCO 薄膜を成膜すれば接合が出来上がってしまうため、積層接合やランプエッジ接合と比べるとプロセス行程が少なく、作製が比較的容易である。また、FIB によるダメージ部分が接合となるため、接合を形成したい部分にビームを照射することができる。よって、基板上に YBCO 薄膜を成膜すれば同じく接合が出来上がるバイクリスタル接合と比べると、回路の作製時における素子の配置の制限が無く、非常に配置自由度が高い。(図 4.3 参照) さらに、接合が共プレーナ構造かつ YBCO 薄膜が c 軸配向であるため、超伝導電流が流れやすい ab 面方向に接合ができ、臨界電流値が高い素子が期待できる。

問題点としては、FIB によって素子毎に基板にダメージを与えるため、非常に大量の素子を作製するには描画時間が膨大になってしまうことが挙げられる。しかし、微細加工マスクパターンの転写技術が向上すれば、FIB による直接描画ではなく、基板上にマスク層を形成し、線状のダメージと同様の寸法の窓を開け、イオン注入装置で一括してイオンを注入し、窓が空いている部分だけダメージを与えることによって接合の大量作製が可能となるであろう。現段階のプロセス技術においては FIB による直接描画の方がより微細なパターンが形成できるため、FIB による方法を用いている。

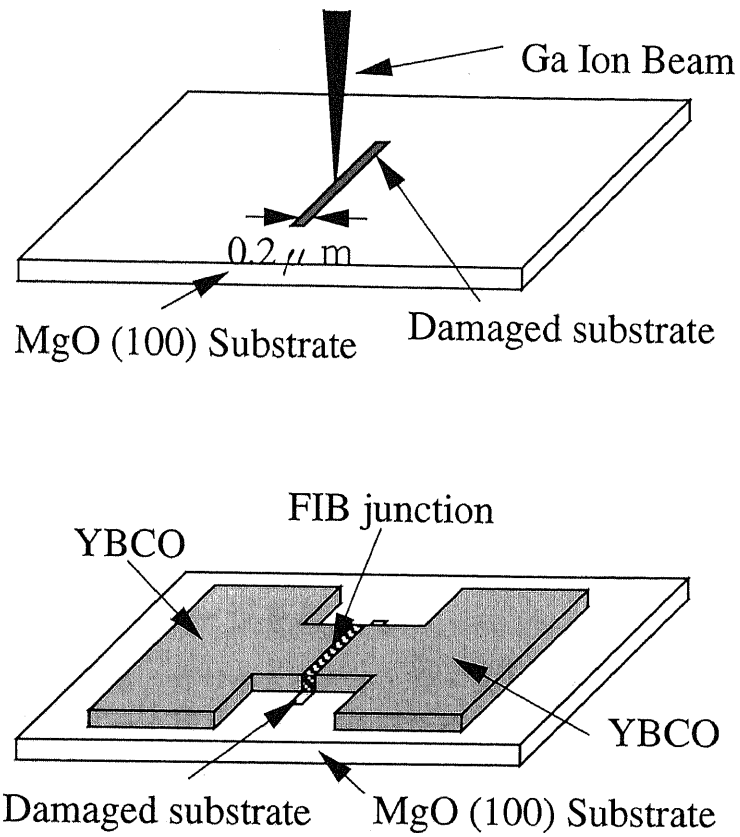
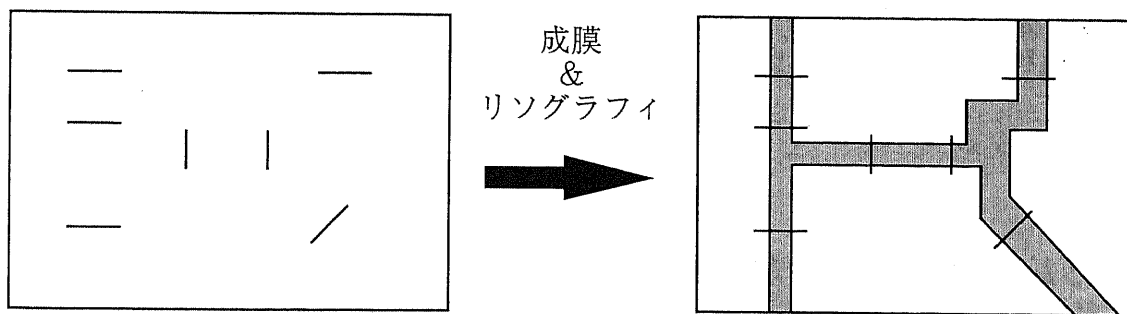


図 4.2: 素子構造



素子の配置に自由度がある・簡易なプロセス

図 4.3: 基板ダメージ型 FIB 接合の特徴

4.3 作製プロセス

トンネル型や積層構造型などの作製プロセスでは、少なくとも薄膜の結晶成長を3回行わなければならないが、この素子の場合は1回の成膜で素子が作製できてしまうため、プロセス行程が他の素子に比べて少ないことが特徴として挙げられる。

プロセスの行程の概略を図4.4に示す。ちなみに、基板にはYBCOがc軸配向(ab面が基板と平行)となるようにMgO(100)基板を用いている。

Au プロテクト層の蒸着

MgO 基板が絶縁体のために、FIB のビーム照射時にチャージアップ現象によって描画像がぼけてしまう。また、ビームの照射によって基板の表面がスパッタされて他の部分に再付着し、表面を汚染してしまうことが考えられる。そこで、チャージアップ防止と照射部分以外の基板の汚染を無くすために厚さ40nmのAuのプロテクト層を真空蒸着装置によって蒸着する。

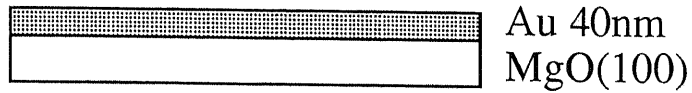
FIB を用いて基板にダメージを与える

集束イオンビーム装置は、ガリウムをイオンソースとして一価のイオンを用い、最大加速電圧120kV、最小ビーム径 $0.1\mu\text{m}$ の性能を持つものを使用した。ダメージを与える場合の条件は、安定度および再現性を考慮して、加速電圧80KV、ビーム径 $0.2\mu\text{m}$ 、ビーム電流65pAとした。接合を形成させるために、ビームを図4.5のようにスキャンさせてダメージを与えた。また、ビームスキャンのムラをなくするために1カ所の滞在時間を短くして何回も往復させて徐々にダメージを当てるようにした。1回のスキャンにおける1ヶ所の滞在時間は $43\mu\text{s}$ とした。ダメージ部分のSEM写真を図4.6に示す。イオンビームによって表面のAuプロテクト層は剥離し、MgOの表面に表面がエッチングされた浅い溝が形成されていることが分かる。溝の幅は、約 $0.2\mu\text{m}$ と見積もられる。この溝を $0.2\mu\text{m}$ おきに数本引くことによって、溝の幅を変えることができる。また、照射量を増やすことによって溝の深さを深くすることができる。しかし、深くなりすぎると溝の境界部分がステップエッジ接合となってしまうため、照射量は $1 \times 10^{17} \sim 5 \times 10^{17} \text{ ions/cm}^2$ の範囲とした。

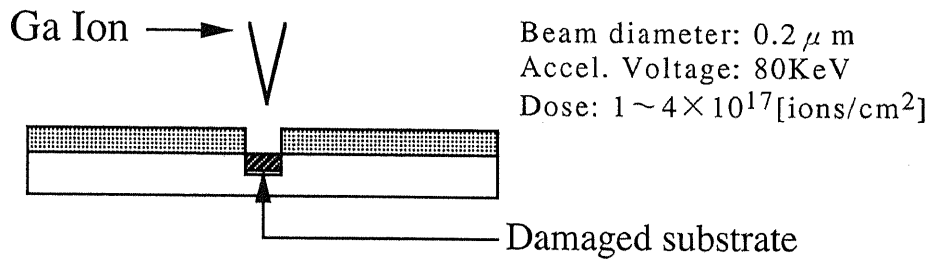
Au プロテクト層の除去

YBCO 薄膜を成長させるため、Auのプロテクト層を除去する。除去する方法として、中性原子ミリング装置を用いて物理的に除去する方法と、溶剤を用いて化学的に除去する方法を用いたが、ダメージ部分への中性原子の影響を考え、化学的エッチング法を用いた。溶剤としては、ヨウ素・ヨウ化カリウム溶液($KI + I_2$)を用い、1分間溶液中で基板を揺すりながら浸した。その後、アセトン溶液中で5分間超音波洗浄を行った。プロテクト層除去後のMgO基板表面を光学顕微鏡で観察したが、Auの残留物は見つからなかった。

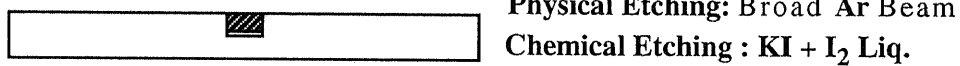
1. Deposit Au as a protection layer.



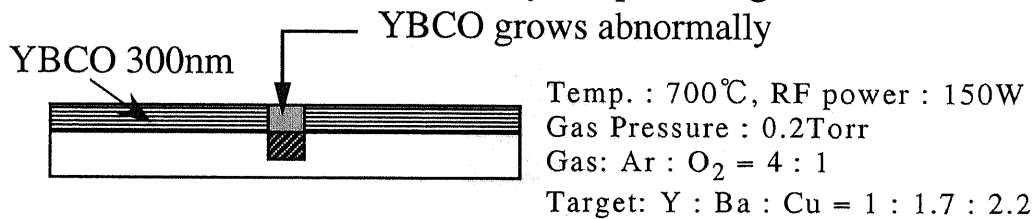
2. Damage to MgO substrate by FIB.



3. Remove Au layer.



4. Deposit YBCO thin film by rf sputtering.



5. Patterning Josephson Junction.

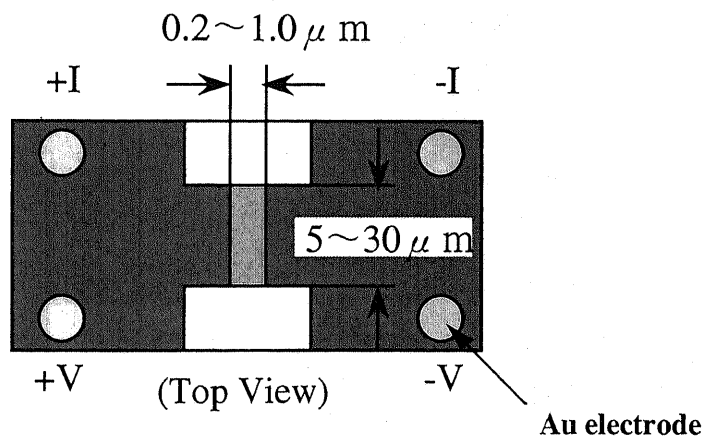


図 4.4: 素子作成プロセス

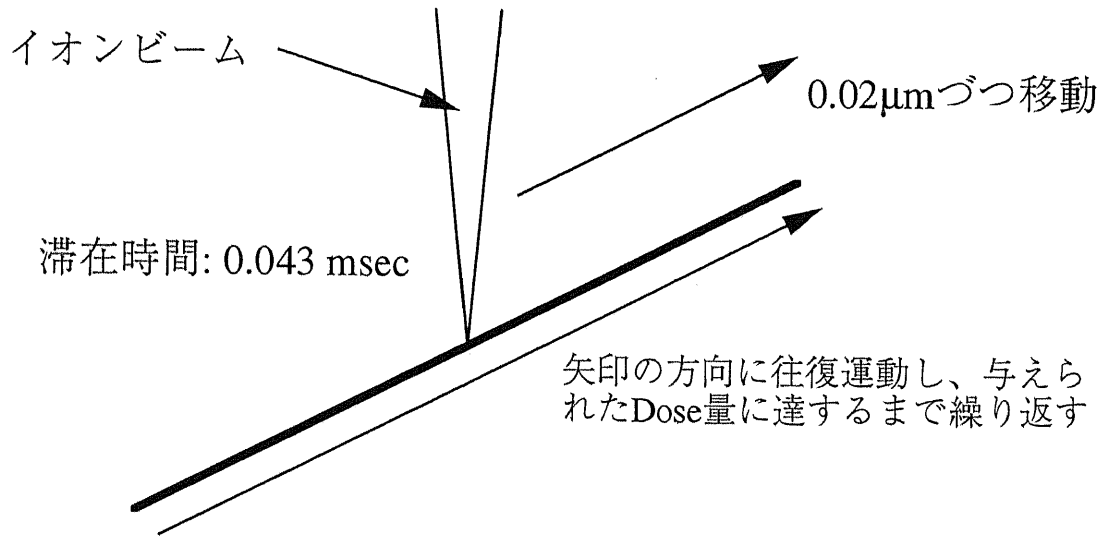


図 4.5: スキャンの方向

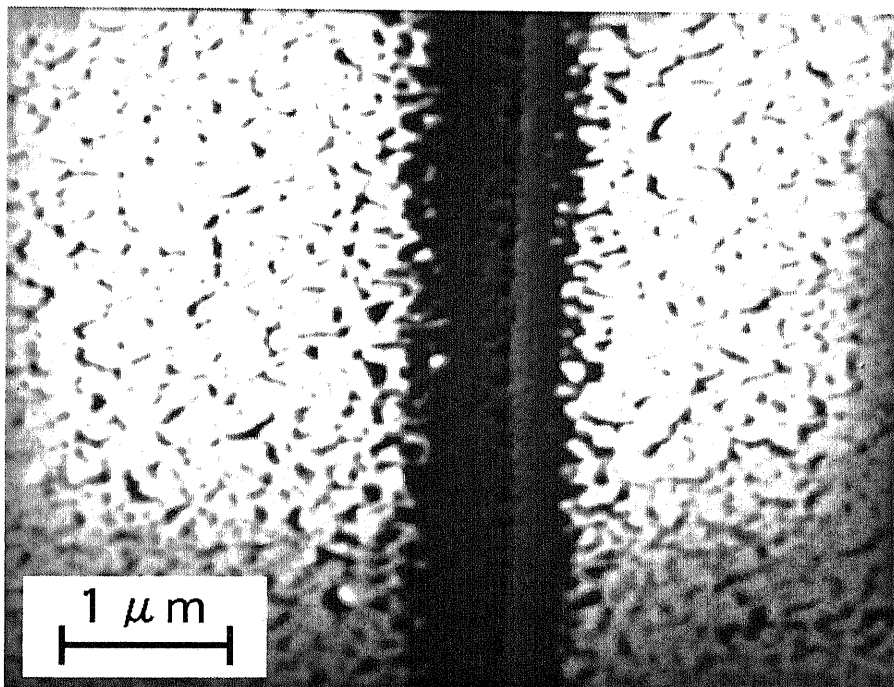


図 4.6: ダメージを受けた基板部分の SEM 写真

YBCO 薄膜の成膜

YBCO 薄膜の成長には rf マグネトロンスパッタ法と PLD 法を用いた。PLD 法については前章において詳述されているので省略し、rf マグネトロンスパッタ法による YBCO 薄膜の成長について述べる。スパッタ時の条件は、基板温度 700 度、ターゲット組成 $Y : Ba : Cu = 1 : 1.7 : 2.2$ 、ガス圧力: 0.2mTorr、ガス比率 $Ar : O_2 = 4 : 1$ 、rf の電力: 150W である。この条件における薄膜の成長レートは約 $1500 \text{ \AA}/\text{hour}$ である。薄膜中の酸素の量が欠如していると、超伝導性が失われてしまうため、薄膜成長後 450 度で 30 分間酸素雰囲気中でアニール処理を行っている。YBCO 薄膜のスパッタリングのタイムチャートを図 4.7 に示す。

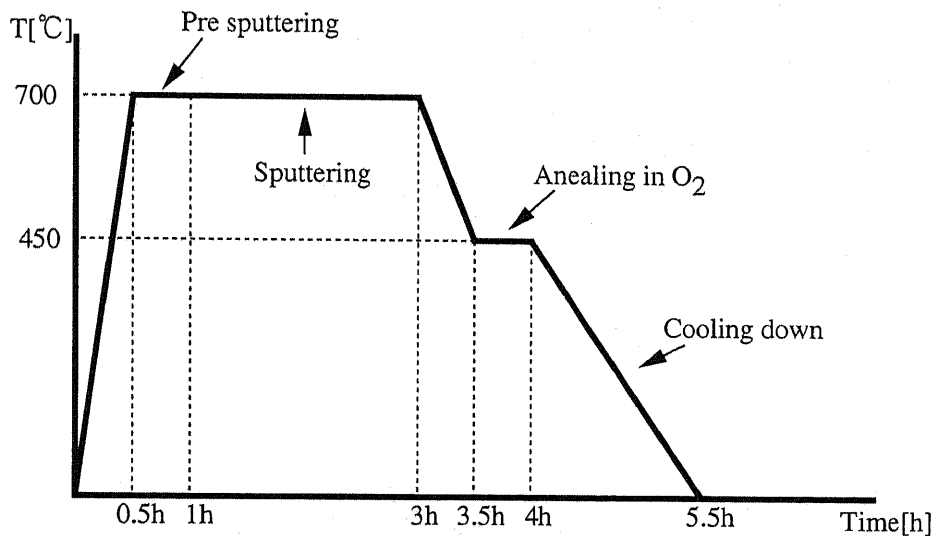


図 4.7: スパッタリングのタイムチャート

このようにして成膜した YBCO 薄膜は、基板が MgO(100) 配向基板であることから c 軸に配向する。よって、超伝導電流の流れやすい ab 面が基板に平行になり基板に沿った方向に超伝導電流が流れやすくなる。ダメージ部分に YBCO 薄膜を成膜した後の表面の SEM 写真を図 4.8、図 4.9 に示す。ダメージ部分の上に成長した YBCO 薄膜が変質しているのが分かる。

素子の形成および Au 電極の付加

素子の形成には、フォトリソグラフィによりパターンを転写しウェットエッチングを行った。レジストは OMR83-25CP を使用し、試料の上に数滴たらしてスピナーで、500rpm:5 秒→3000rpm:15 秒→6000rpm:30 秒の順に回転させレジストが均一に塗られるようにした。その後、100 °C で 30 分間プリベーキングを行いレジストを乾燥させた。パターンの転写には紫外線を線源として用い、照射時間は 1 秒とした。使用したマスクパターンを

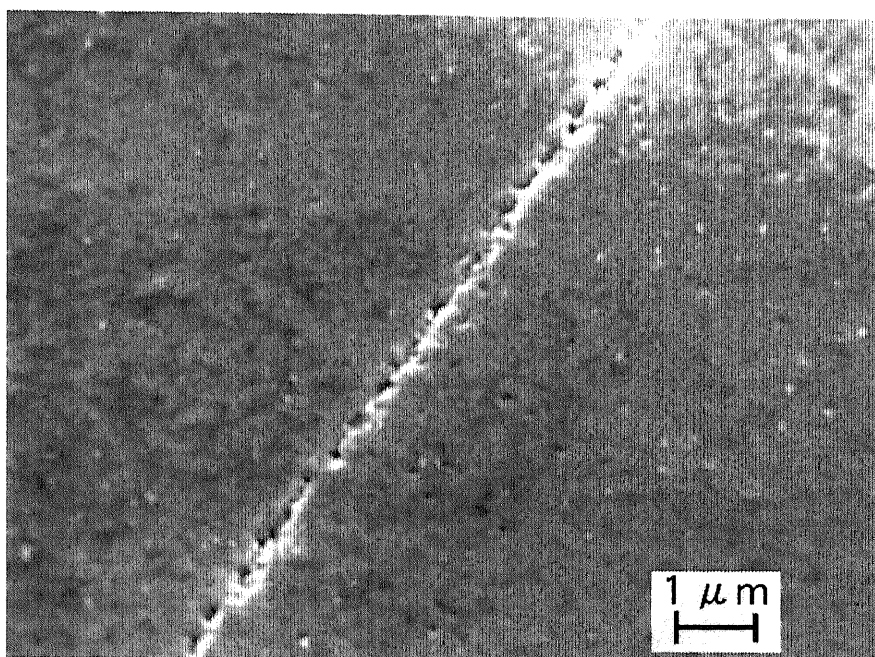


図 4.8: ダメージ部分に成長した YBCO 薄膜

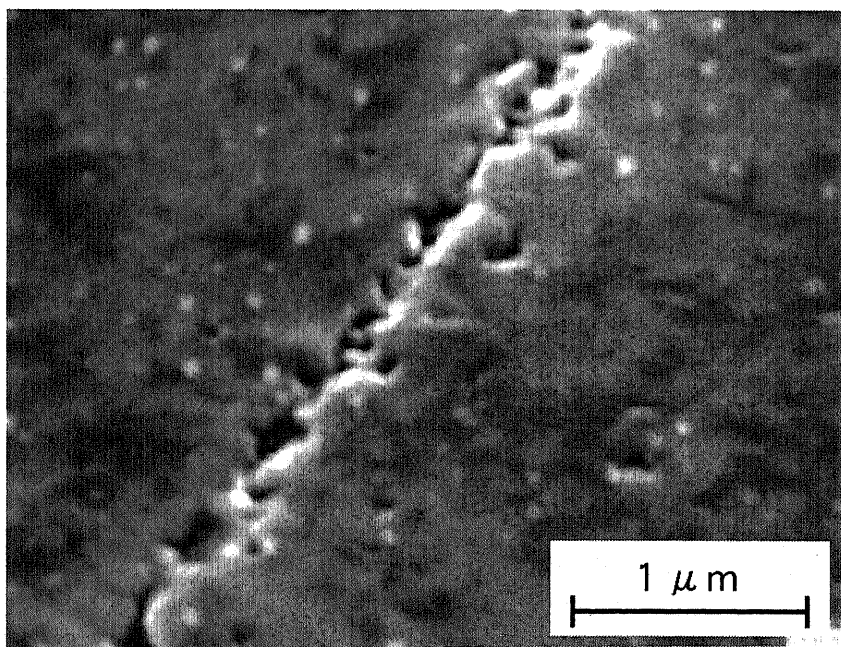


図 4.9: ダメージ部分に成長した YBCO 薄膜 (拡大図)

図 4.10に示す。1つの基板当たり4個のジョセフソン素子が形成されるよう配置を行った。FIB にるダメージがブリッジ部分を横切って接合部分を形成している。

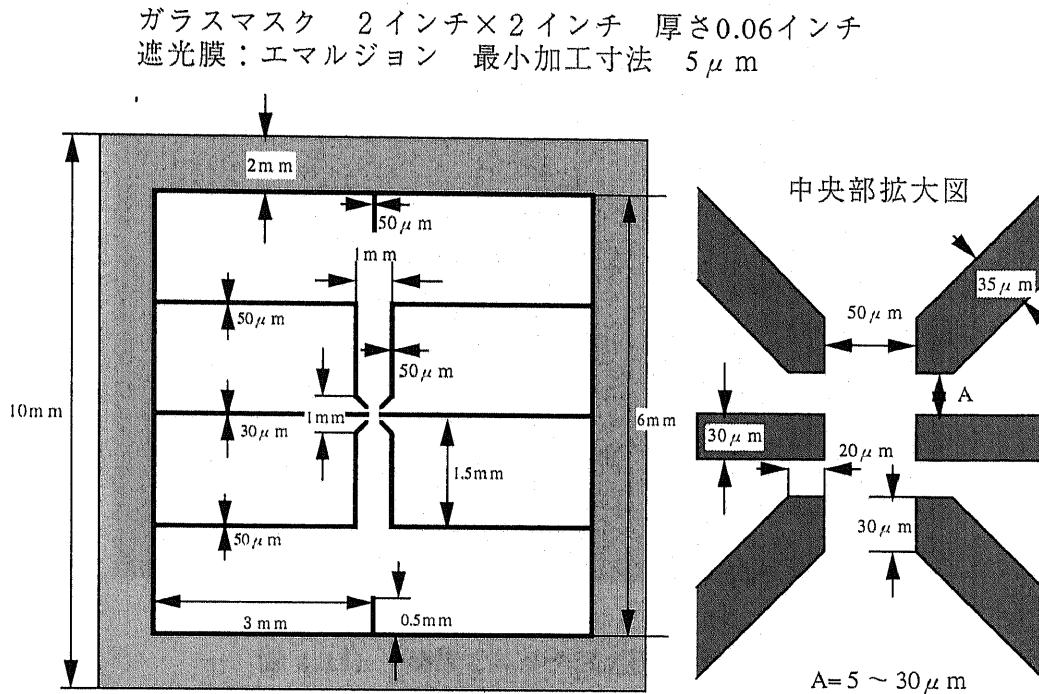


図 4.10: マスクパターン

パターンの転写後、現像液およびリンス液に1分間ずつ浸し、再び100℃で30分間ベーキングを行った。エッチングは、硝酸によるウェットエッチングを用いた。硝酸の濃度は1%で、エッチング時間は2~3秒とした。硝酸はエッチング能力が高く、サイドエッチングの効果が大きい。が、硝酸の濃度を薄くしたりエッチング能力が低いエッチャントを使った場合、エッチングむらが出てしまうため、上記の濃度としてさらにサイドエッチングの効果を最小限に抑えるためにエッチング時間を短くした。

硝酸によるエッチング後、不要になったレジストを除去するため、RIE装置により酸素プラズマ中でアッシングを行った。酸素圧力は0.05Torrで供給電力は100Wとした。プラズマ中では基板自体に熱が加わるため、その影響を軽減する対策としてアッシング時間を5分としてその間に試料冷却のためのインターバルを2分間置いて5回繰り返した。硝酸でエッチング後のパターンの顕微鏡写真を図 4.11に、レジスト除去後のパターンの顕微鏡写真を図 4.12に示す。パターンの幅は $10\mu\text{m}$ である。これらの図から硝酸によるサイドエッチングは $1\mu\text{m}$ 程度であると見積もられる。

最後に、メタルマスクを用いて4端子測定用のAu電極を真空蒸着により付加した。実際の素子の顕微鏡写真を図 4.13に示す。さらに、素子のSEM写真を図 4.14に示す。

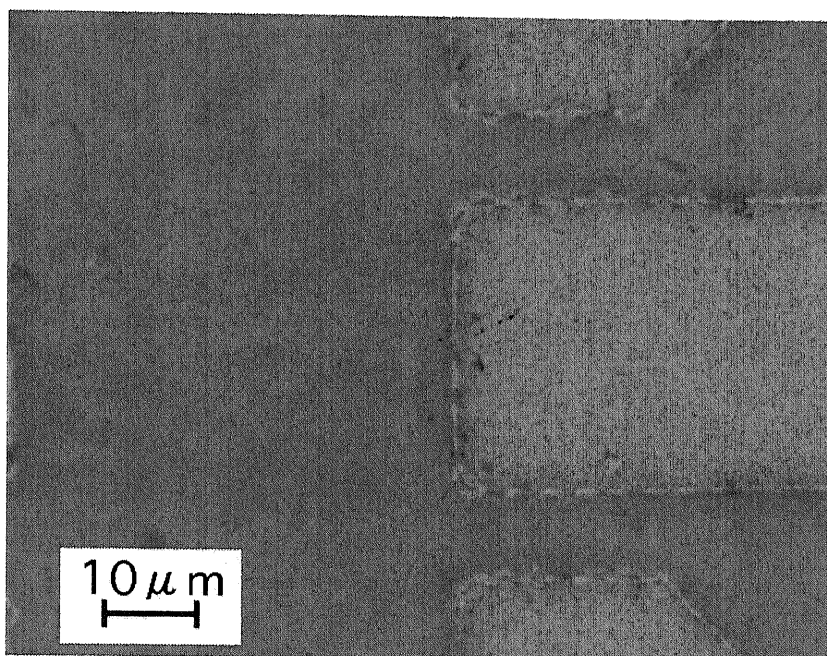


図 4.11: 硝酸でエッチング後のパターン

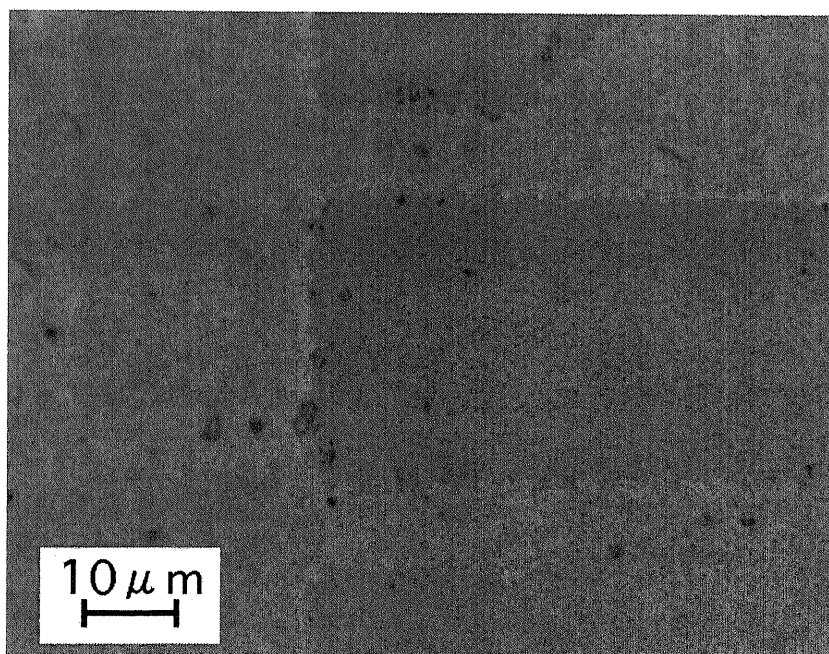


図 4.12: レジスト除去後のパターン

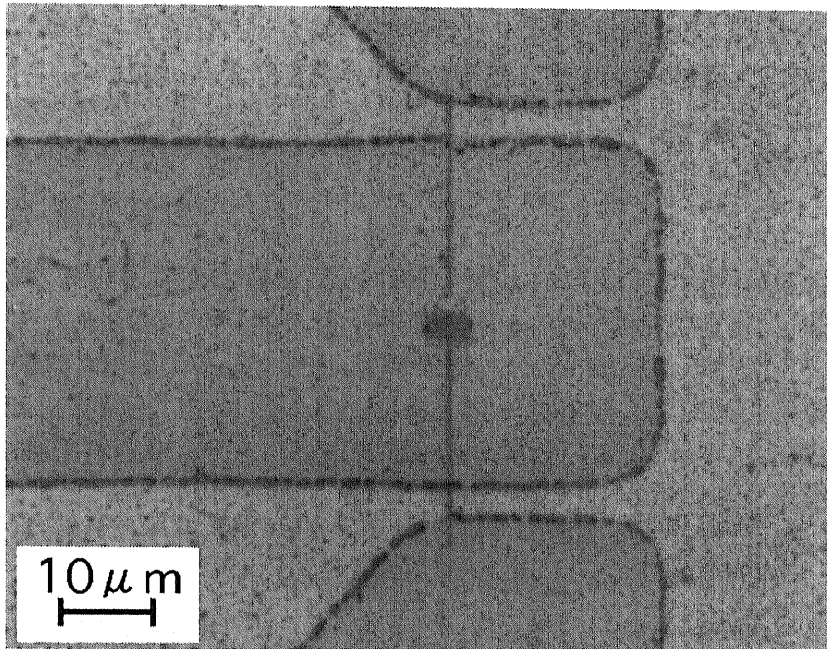


図 4.13: 素子の顕微鏡写真

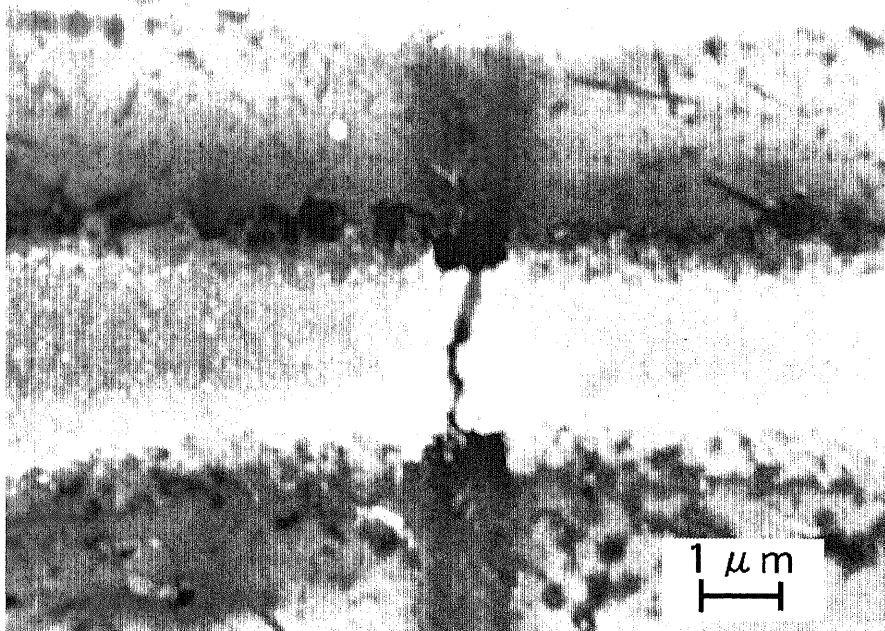


図 4.14: 素子の SEM 写真

4.4 基本特性 (電流電圧特性、マイクロ波応答) の評価

前述の作製プロセスを用いて、イオン照射量 $2 \times 10^{17} \text{ ions/cm}^2$ 、接合幅 $5\mu\text{m} \sim 30\mu\text{m}$ 、膜厚 200nm および 300nm の条件で基板ダメージ型 FIB 接合を作製し、特性を測定した。その結果、薄膜の膜厚によって二種類の異なる特性が得られた。

4.4.1 電流-電圧特性

膜厚 300nm における接合の電流-電圧特性を図 4.15 に示す。電圧発生付近では、RSJ モデルに従う特性を示しているが、全体的には flux-flow 素子的な電流-電圧特性を示している。接合幅は $30\mu\text{m}$ である。 $I_c R_n$ 積は 4.2K で $1 \sim 3\text{mV}$ を示した。

膜厚が 200nm の場合、電流-電圧特性は flux-flow 素子的な特性とは異なり、RSJ モデルに従う電流-電圧特性を示した。接合幅 $10\mu\text{m}$ の素子の 4.8K における電流-電圧特性を図 4.17 に示す。 $I_c R_n$ 積は 4.8K で 0.12mV となり、膜厚 300nm の場合と比べて大きく減少した。 4.2K における $I_c R_n$ 積は、 $0.1\text{mV} \sim 0.5\text{mV}$ の範囲が得られた。

4.4.2 マイクロ波応答

膜厚 300nm における接合は、マイクロ波に応答しシャピロステップが現れ、最高で第 16 ステップまで観察された。図 4.15 に示した素子にマイクロ波を照射した時のシャピロステップを図 4.16 に示す。照射するマイクロ波の周波数を f としたとき、 $V_s = hf/2e$ ごとに電流ステップが現れる。図 4.16 において印加したマイクロ波の周波数は 9.13GHz であるから、 $V_s = 18.8\mu\text{V}$ となる。図 4.16 により、第 3 ステップの電圧値は $55\mu\text{V}$ であり、1 段あたりのステップ幅は $18.3\mu\text{V}$ と求められ、 V_s によく一致している。また、最高 16 段までステップが現れたことにより、この接合が最高で 146GHz まで応答が可能である。

膜厚が 200nm の場合の図 4.17 に示した素子にマイクロ波を照射した場合の電流-電圧特性を図 4.18 に示す。マイクロ波周波数 $f = 8.05[\text{GHz}]$ より、 $V_s = 16.5\mu\text{V}$ である。図 4.18 において第 5 番目のステップが約 $80\mu\text{V}$ 付近にあることから、印加した周波数に対応して応答しているのが分かる。また、この素子では第 16 ステップまで観測されているので、 128.8GHz まで応答が可能となる。

4.4.3 臨界電流値の温度依存性

膜厚 300nm における素子の臨界電流値の温度依存性を図 4.19 に示す。温度が上昇するにつれて臨界電流が徐々に減少し、接合の臨界温度 (62K) 付近で急激に減少している。このような減少傾向は、超伝導薄膜の臨界電流値の温度依存性の傾向に類似している。

膜厚が 200nm の場合の典型的な臨界電流値の温度依存性を図 4.20 に示す。温度が上昇するにつれて臨界電流が徐々に減少し、 $40 \sim 50\text{K}$ で減少傾向が変化した。これは、この温度付近で接合の伝導状態が変化したと考えられる。 50K 以上における臨界電流値の温度依存性は、金属-超伝導体間の近接効果による接合の特性と同様の傾向を示している。接合の臨界温度は 67K であった。

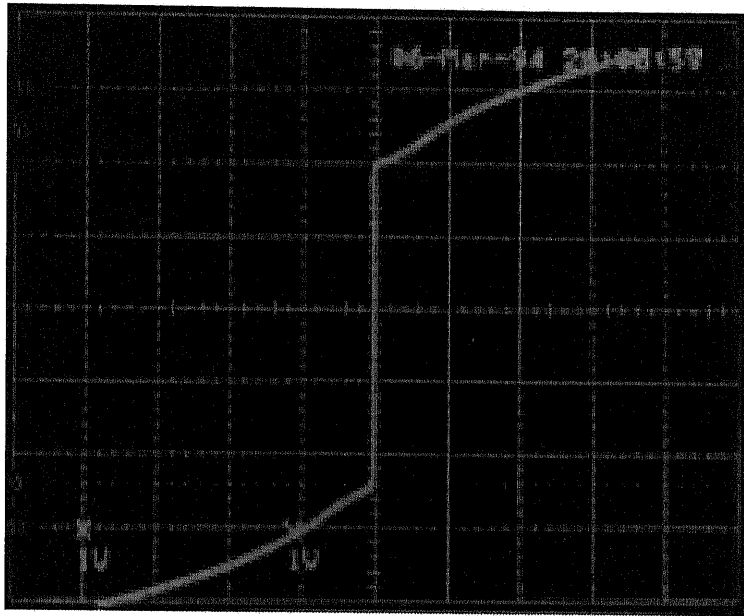


図 4.15: 膜厚 300nm における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.2[mV/div], Y 軸: 1.0[mA/div]) $T=4.2$ [K], $I_c=2.2$ [mA], $R_n=0.5$ [ohm]

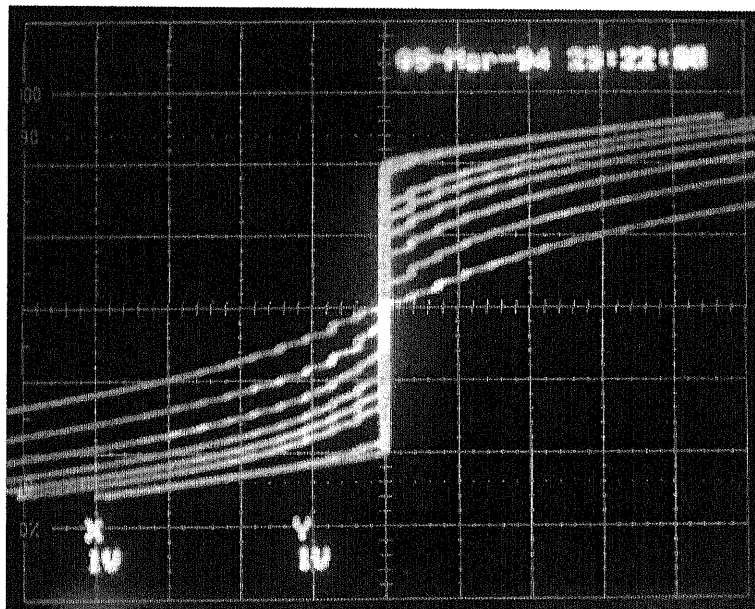


図 4.16: 膜厚 300nm における素子のシャピロステップ応答 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 1.0[mA/div]) $T=4.2$ [K] $f=9.13$ [GHz]

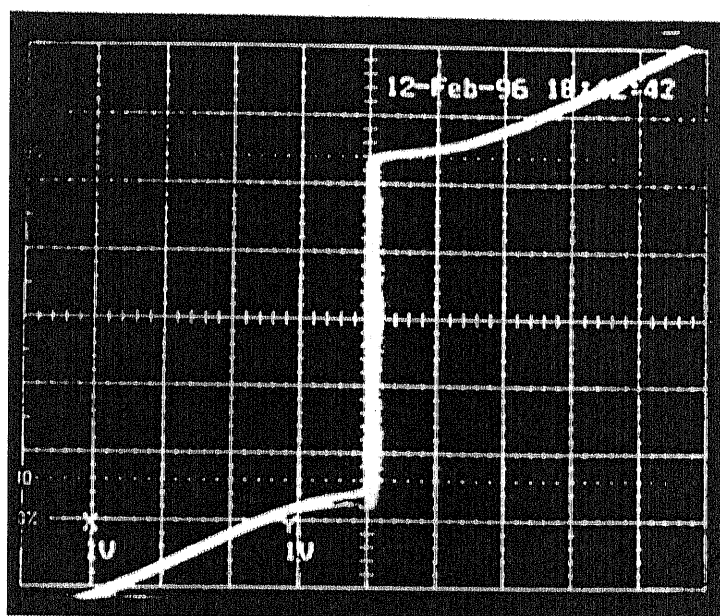


図 4.17: 膜厚 200nm における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 0.2[mA/div]) $T = 4.8[\text{K}]$, $I_c = 0.5[\text{mA}]$, $R_n = 0.24[\text{ohm}]$

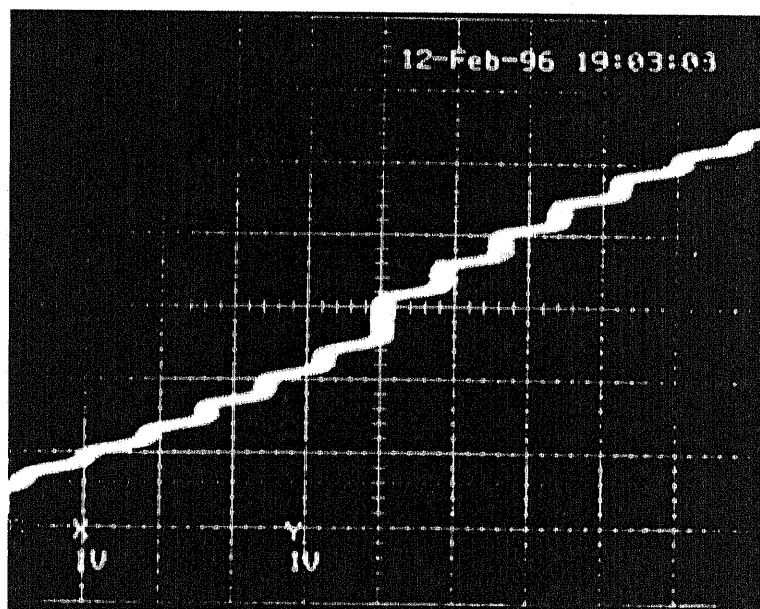


図 4.18: 膜厚 200nm における素子のシャピロステップ応答 (X 軸: 0.02[mV/div], Y 軸: 0.2[mA/div]) $T = 4.8[\text{K}]$ $f = 8.05[\text{GHz}]$

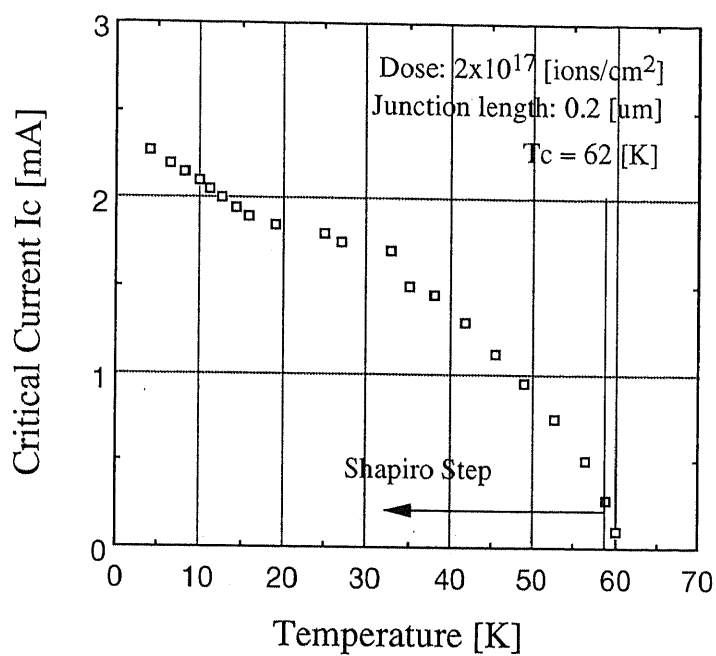


図 4.19: 膜厚 300nm の素子の臨界電流の温度依存性

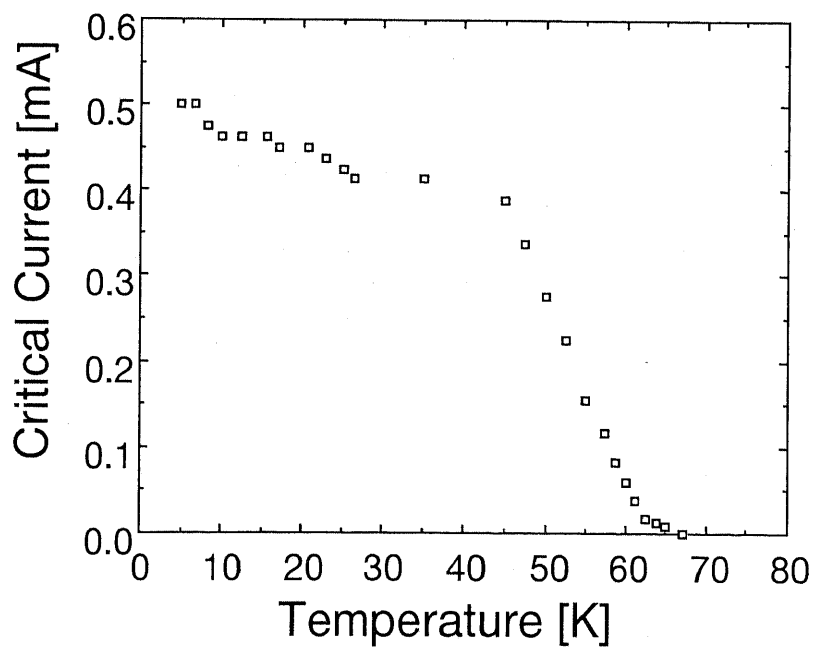


図 4.20: 膜厚 200nm の素子の臨界電流の温度依存性

4.5 磁場特性による接合部分の均一性の評価

ジョセフソン接合の臨界電流値の磁場依存性は、接合中の電流密度の空間分布が磁場依存性より得られるため、接合中を流れる電流の均一性を評価する上で非常に重要となる。接合部分に均一に電流が流れている場合、臨界電流の磁場特性は磁束量子 Φ_0 を周期とする図 2.10 のようなフラウンホーファー回折パターンとなる。また、接合幅 (L) がジョセフソンの侵入深さ (λ_j) に比べて大きい場合 ($L/\lambda_j > 4$ の場合)、接合中を流れる電流は両端に集中し、単一のジョセフソン接合と異なる磁場特性を示す [15]。よって、接合幅をジョセフソンの侵入深さと同等程度にする必要がある。

膜厚 300nm の薄膜を用いた素子の場合

膜厚 300nm、接合幅 $30\mu\text{m}$ の接合の場合、素子の臨界電流値は 4.2K で $2\text{mA} \sim 5\text{mA}$ を示した。この時の臨界電流密度 (面密度) J_c は、 $2.2 \times 10^4 \sim 5.5 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ である。ジョセフソンの侵入深さは、 $\lambda_j = \sqrt{\hbar/2e\mu d J_c}$ (d : 弱結合部分の実効的な長さ ($0.2\mu\text{m}$)) より、 $\lambda_j = 2.4\mu\text{m} \sim 1.5\mu\text{m}$ となる。よって、接合幅 $L=30\mu\text{m}$ に対して、 $L/\lambda_j = 20 \sim 12.5$ となり、非常に大きな値となっている。この場合、接合に流れる電流は接合中を一様には流れず、両端付近にのみ流れていると考えられる。よって、接合中を電流が一様に流れるためには、 $4\lambda_j$ と同等程度 ($10\mu\text{m}$ 以下) の接合幅にすることが必要である。

そこで、膜厚 300nm、接合幅が $5\mu\text{m}$ である接合を作製し、接合の臨界電流値の磁場特性を複数の温度条件のもとで測定した。4.2K における臨界電流値は $0.5\text{mA} \sim 2\text{mA}$ を示した。電流電圧特性およびシャピロステップは、接合幅 $30\mu\text{m}$ の場合と同様の特性を示した。このときの λ_j は $2 \sim 5\mu\text{m}$ で接合幅と同等程度となっている。4.2K において臨界電流値が 2mA である素子の磁場特性の温度依存性を図 4.21 に示す。

4.2K においては、磁場を印加しても素子の臨界電流値は変化しなかったが、温度を上昇させるに従って、磁場に応答し始め、27.3K では臨界電流値は磁場が大きくなるにつれて、小さく振動的に変化しながら減少している。また、測定温度が上昇するにつれて臨界電流値の最大値は減少するが磁場による変調度 (臨界電流値の周期的な変化) が増加していくのが分かる。図 2.10 の磁場特性と比較すると、周期的な変調は見られるが、概形は異なっていることから、接合部分の電流分布は不均一であると考えられる。また、図 4.21 中の 62.4K における臨界電流値の磁場依存性は、ジョセフソン素子を並列に 2 個接続した dc-SQUID が示す磁場依存性に類似している。よって、接合中に複数のジョセフソン接合が並列に存在している可能性を示している。

以上の結果より、膜厚 300nm の薄膜を用いた素子の場合、ジョセフソンの磁場侵入長と同程度の接合幅であっても 4.2K では磁場にほとんど応答しなかったのは、接合部分の不均一性により非常に結合が強い部分が存在し、電流分布が不均一となっていると考えられる。また、臨界温度付近での磁場特性は dc-SQUID に類似した特性を示していることから、高温領域では強く結合している部分の結合度が弱まり、接合中に複数のジョセフソン結合が存在し、磁場に応答していると考えられる。

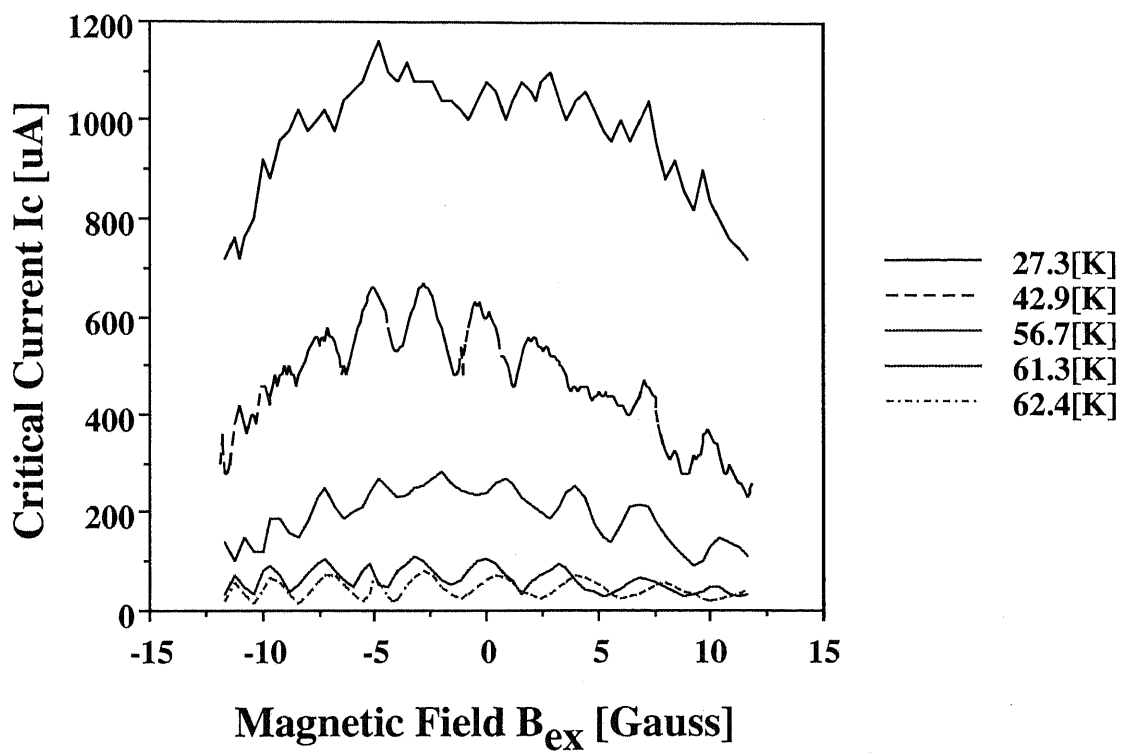


図 4.21: 膜厚 300nm、接合幅 $5\mu m$ の素子の臨界電流値の磁場依存性

膜厚 200nm の薄膜を用いた素子の場合

膜厚 200nm、接合幅 $10\mu\text{m}$ である接合の場合、4.2K における臨界電流値は $0.1\text{mA} \sim 0.6\text{mA}$ であり、 λ_j は $4 \sim 8\mu\text{m}$ となり、接合幅と同程度となっている。膜厚 200nm、接合幅 $10\mu\text{m}$ である接合の臨界電流値の磁場依存性を図 4.22～4.24 に示す。

4.2K では、磁場が大きくなるにつれて臨界電流値が減少するのみであるが、磁場に全く応答しない電流成分である過剰電流は磁場を印加しない場合の臨界電流値の 10% 程度であり、接合に流れるほとんどの電流がジョセフソン結合していることが分かる。測定温度を上昇させていくと 40K 付近で変調と思われる変化が現れ、図 4.23 に示す 45K においては磁場による周期的な変調が現れていることが分かる。過剰電流も 4.2K の場合と同様に磁場を印加しない場合の臨界電流値の 10% 程度である。

52K になるとさらに変調が増加し、フラウンホーファー回折パターンに類似した概形を示している。この変調周期は図 4.24 より、 $\Delta B = 37\text{Gauss}$ と見積られる。よって、変調周期から見積られる接合面積は $5.7 \times 10^{-9}\text{cm}^2$ となる。接合寸法から見積られる接合面積は、 $2.0 \times 10^{-8}\text{cm}^2$ となり、接合の $1/3$ 程度にジョセフソン結合した電子が流れていると考えられ、接合の一部分が単一のジョセフソン素子として動作していることが分かる。したがって、温度依存性と同様に 40K 付近を境にして接合中の電流分布が変化し、50K 以上では単一のジョセフソン素子として動作していると考えられる。

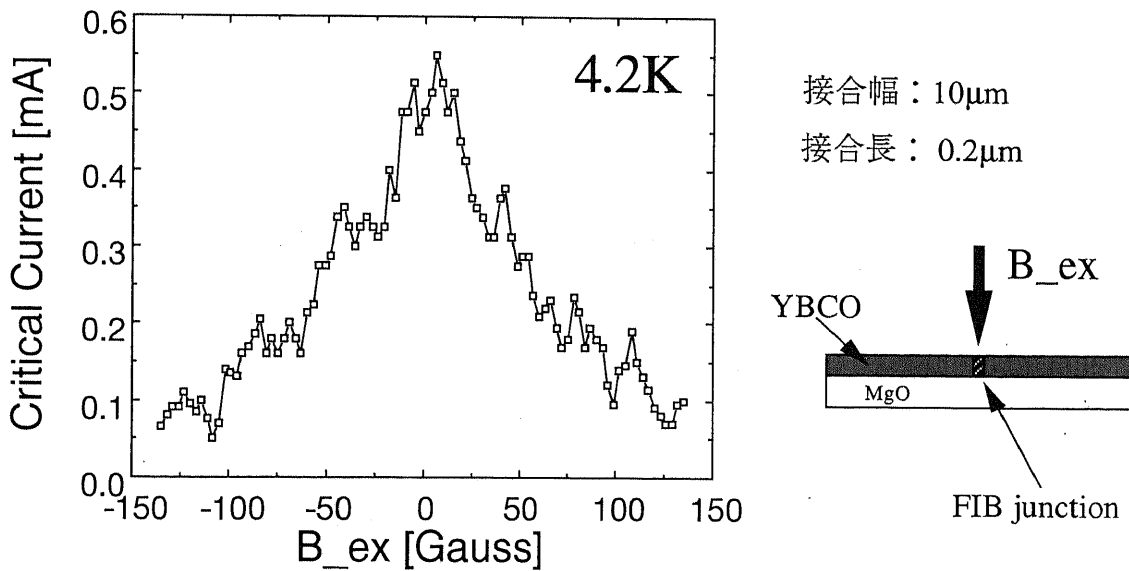


図 4.22: 膜厚 200nm、接合幅 $10\mu\text{m}$ の素子の臨界電流値の磁場依存性
($T = 4.2\text{K}$)

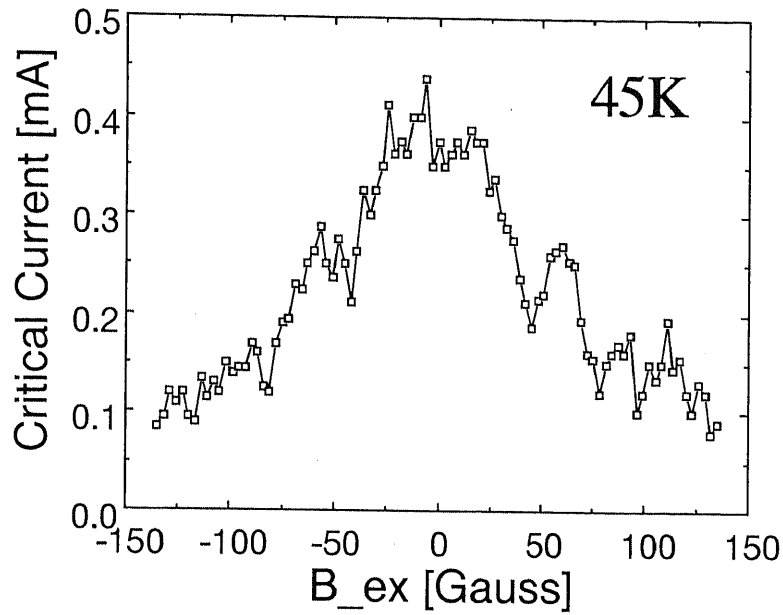


図 4.23: 膜厚 200nm、接合幅 $10\mu\text{m}$ の素子の臨界電流値の磁場依存性 ($T = 45\text{K}$)

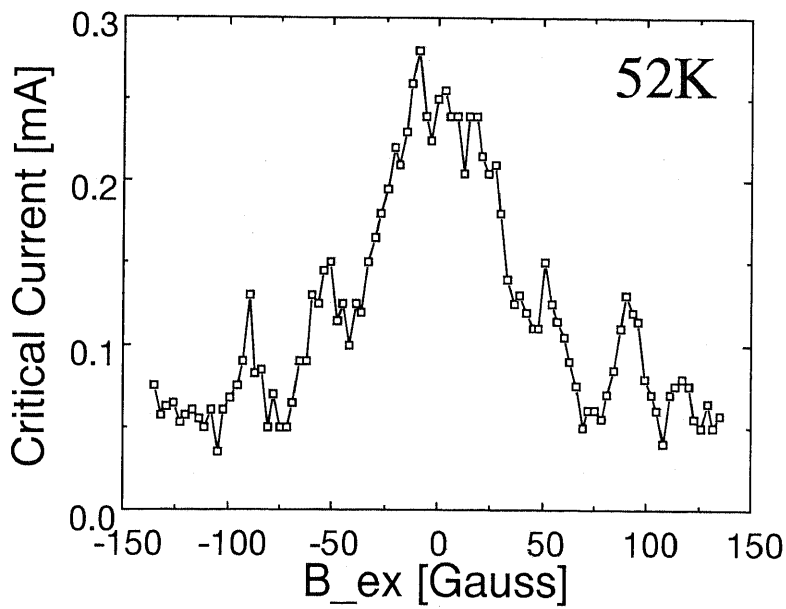


図 4.24: 膜厚 200nm、接合幅 $10\mu\text{m}$ の素子の臨界電流値の磁場依存性 ($T = 52\text{K}$)

さらに、接合幅を小さくした場合、4.2K においてもフラウンフォーファース的な磁場依存性が見られるようになった。図 4.25 に接合幅 $7\mu\text{m}$ の素子の 4.2K における臨界電流値の磁場依存性を示す。20% 程度の過剰電流が存在するが、変調パターンはフラウンフォーファース回折像に類似している。図中の実線はフラウンフォーファース回折パターンを現している。変調の周期は、図 4.25 より 40 Gauss と見積られ、変調周期から見積った接合面積は $5.0 \times 10^{-9} \text{cm}^2$ となる。接合寸法から見積られる接合面積は、 $1.4 \times 10^{-8} \text{cm}^2$ となる。よって、接合の 1/3 程度の領域においてジョセフソン結合になっていると考えられる。

以上のことから、膜厚 200nm の素子においては、膜厚 300nm の素子に比べて一様な接合部分が増加し、磁場特性も良好なものが得られている。これは、接合部分の均一性が薄膜の膜厚によって変化し、膜厚が大きくなるにつれ均一性が崩れるような接合部分となっていると考えられる。

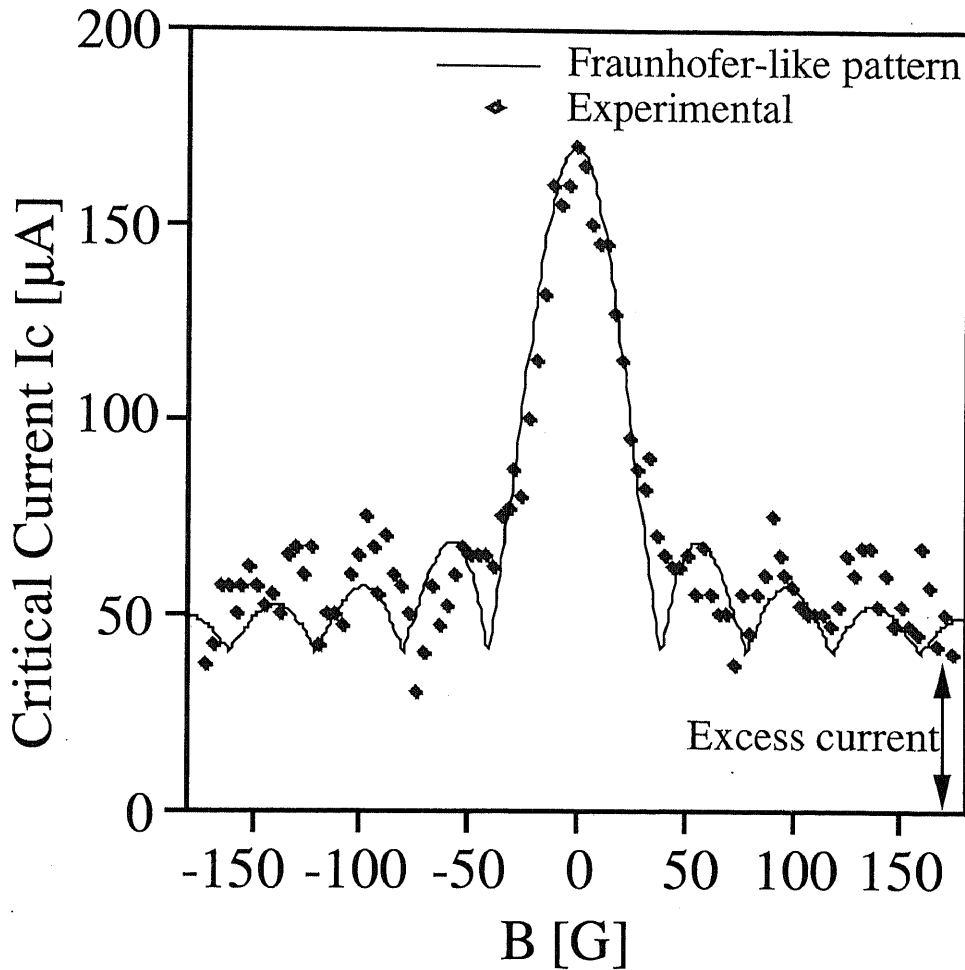


図 4.25: 膜厚 200nm、接合幅 $7\mu\text{m}$ の素子の臨界電流値の磁場依存性 (T=4.2K)

4.6 膜厚変化による特性の変化および接合部分の解析

膜厚が300nmと200nmの場合で、前述のように異なる特性が示された。これは、膜厚によって接合の構造が変化していることが考えられる。そこで、膜厚が150nm～330nmの間にある薄膜を用いてその他は同一の条件で基板ダメージ型 FIB 接合を作製し（接合幅は10 μ m）特性の評価を行った。膜厚による薄膜自体の特性の変化を防ぐため、薄膜はPLD法を用いて作製した。なお、PLD法を用いて作製した場合に置いても、同様の膜厚依存性が得られている。

4.6.1 臨界電流密度の変化

膜厚変化による4.2Kにおける接合の臨界電流密度(J_c)の変化を図4.26に示す。特性の変化を分かりやすくするため、膜厚が300nmの場合に現れた素子の特性(flux-flow素子的な電流電圧特性、磁場応答が小さい)を示したType1、膜厚が200nmの場合に現れた素子の特性(RSJモデルに従う電流電圧特性、磁場応答大)をType2とする。

膜厚が150nm～270nmの範囲でType2が、膜厚が250nm～330nmの範囲でType1が得られ、膜厚が250nm付近では接合によってType1とType2の特性を持つような混在状態となった。また、膜厚が250nm付近では同じ膜厚の場合、Type1とType2ではType1の臨界電流密度がType2より5～10倍程度大きくなっている。よって、Type1とType2では接合部分の伝導状態が異なっていると考えられる。

接合の臨界電流密度の膜厚依存性は全体的には右上がりの傾向を示している。もし、膜厚方向に均一な接合が形成されていれば、接合の臨界電流密度は膜厚に対して一定である。よって、膜厚方向に分布を持つような接合が形成されていると考えられる。

4.6.2 電流-電圧特性の変化

膜厚を150nm～330nmの間で変化させて作製した接合の電流-電圧特性を図4.27～4.32に示す。測定温度は、液体ヘリウム温度程度である。図4.27に示す電流-電圧特性はRSJモデルに従う特性を示すが、膜厚が150nmと小さいため、接合の持つ常伝導抵抗(R_n)が4 Ω と他の素子と比べて大きくなっている。

膜厚が270nmにおける電流-電圧特性はType1とType2では臨界電流値が大きく異なり、電圧発生状態の特性も、Type2の場合はRSJモデルに従う概形を呈しているのに対し、Type1の場合は、臨界電流値付近に小さな電圧状態のヒステリシスが現れ、flux-flow素子的な電圧の上昇曲線を描いている。Type1の電流-電圧特性は、電圧発生状態付近ではRSJモデルに従うような電圧の上昇曲線を描くが、その後flux-flow素子的な電圧の上昇曲線を示す。このような特性は一般に、ナノブリッジ接合など接合面積の非常に小さい接合に見られ、電圧発生状態では電圧が上昇するにつれ熱的な影響が大きく、RSJモデルから外れいくため、このような特性が現れている。また、接合部分に2つの特性を示す部分が混在している場合も考えられる。

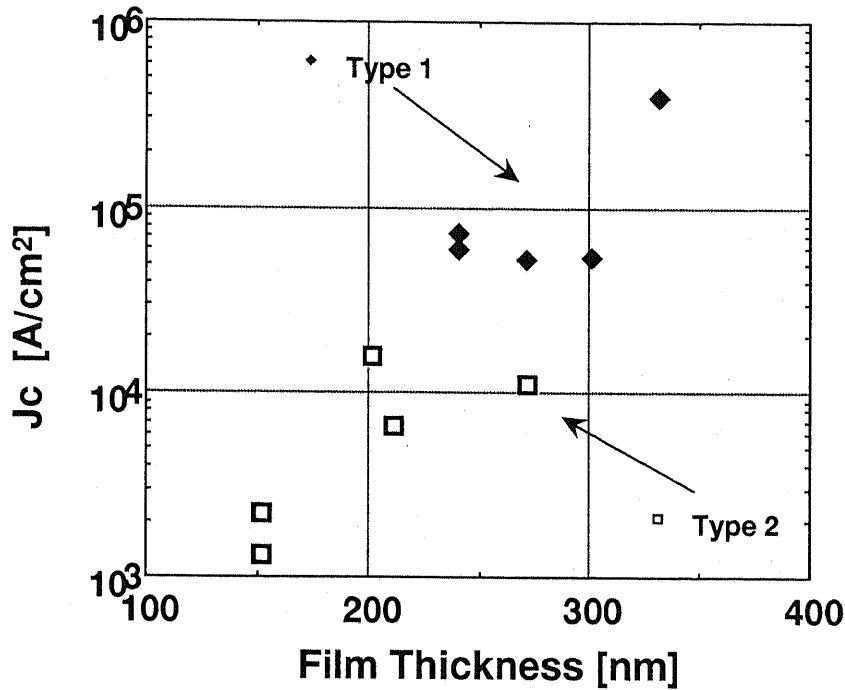


図 4.26: 膜厚変化による臨界電流密度 (J_c) の変化

4.6.3 臨界電流値の温度依存性の変化

臨界電流値の温度依存性を図 4.33、4.34 に示す。薄膜の臨界温度は 81K である。接合の T_c は、Type1 の場合、膜厚 330nm で 77K、膜厚 270nm で 74K であるのに対し、Type2 の場合は、膜厚 270nm で 68K、膜厚 210nm で 68K、膜厚 150nm で 63K と接合の T_c が低い事が分かる。さらに、膜厚の増加に伴って接合の T_c が上昇している。接合の T_c 付近の臨界電流値の特性は、Type1 の場合は温度低下とともに指数関数的に増加している。Type2 においては温度が低下するにつれて、臨界電流値が直線的な増加を示し、低温になるにつれて増加率が飽和するような傾向を示している。

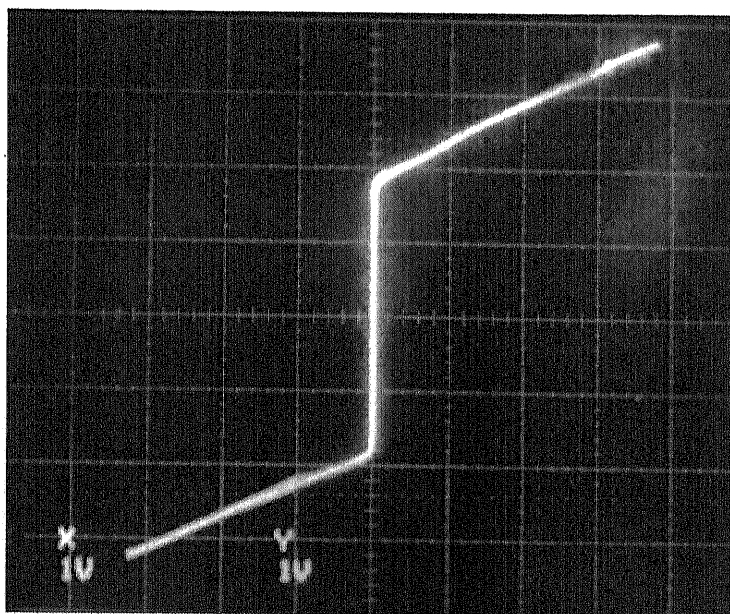


図 4.27: 膜厚 150nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸:0.2mV/div, Y 軸: 50 μ A/div, T = 4.8K)

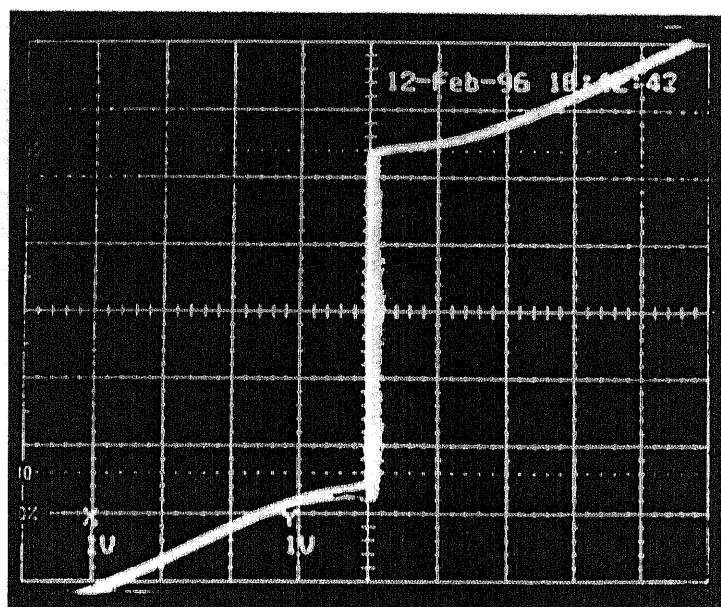


図 4.28: 膜厚 200nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸:50 μ V/div, Y 軸: 0.2mA/div, T = 4.8K)

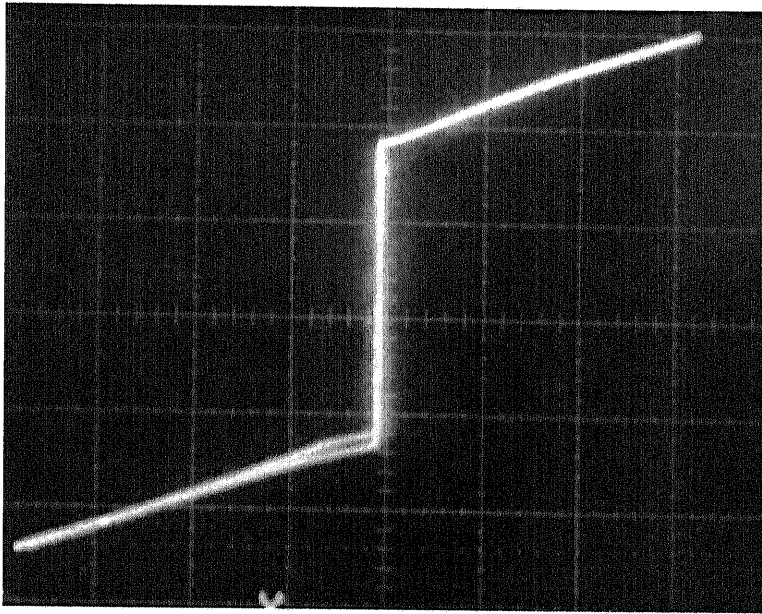


図 4.29: 膜厚 270nm における接合の電流-電圧特性 (Type2)(X 軸: 0.2mV/div, Y 軸: 0.2mA/div, $T = 4.2\text{K}$)

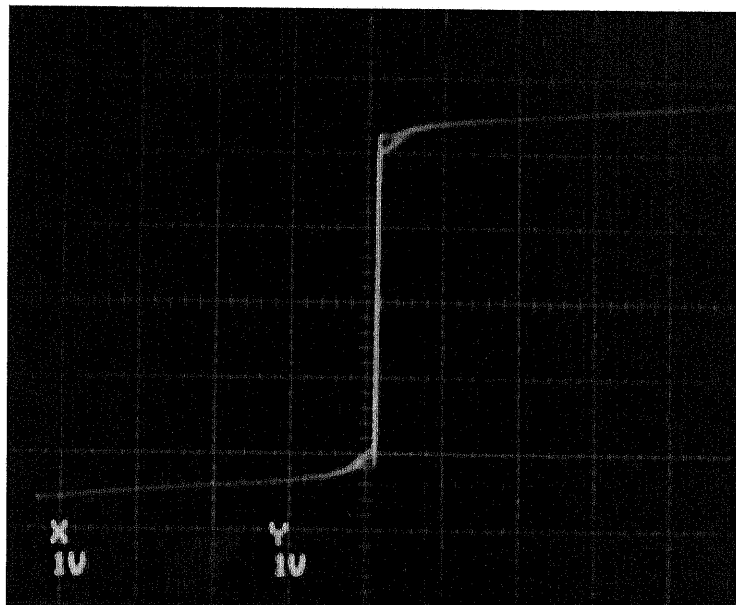


図 4.30: 膜厚 270nm における接合の電流-電圧特性 (Type1) (X 軸: 1mV/div, Y 軸: 1mA/div, $T = 4.2\text{K}$)

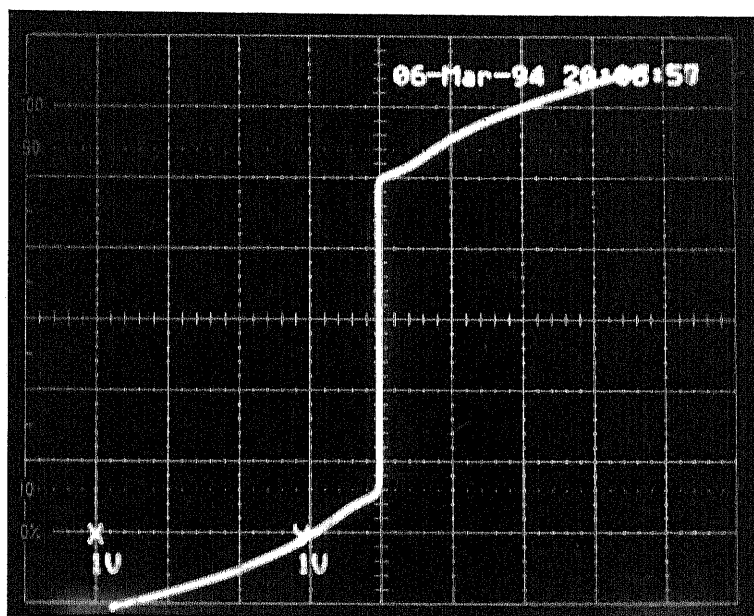


図 4.31: 膜厚 300nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸: 0.2mV/div, Y 軸: 1mA/div, $T = 4.2\text{K}$)

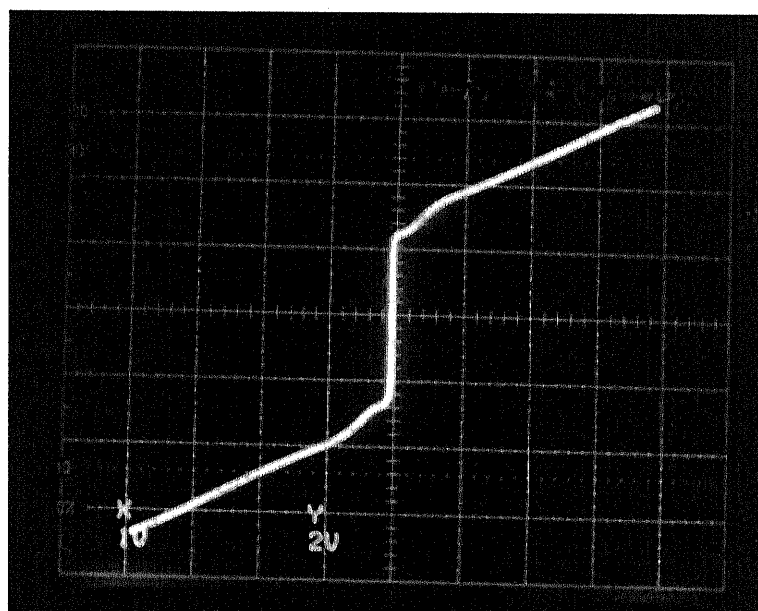


図 4.32: 膜厚 330nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸: 50mV/div, Y 軸: 10mA/div, $T = 4.2\text{K}$)

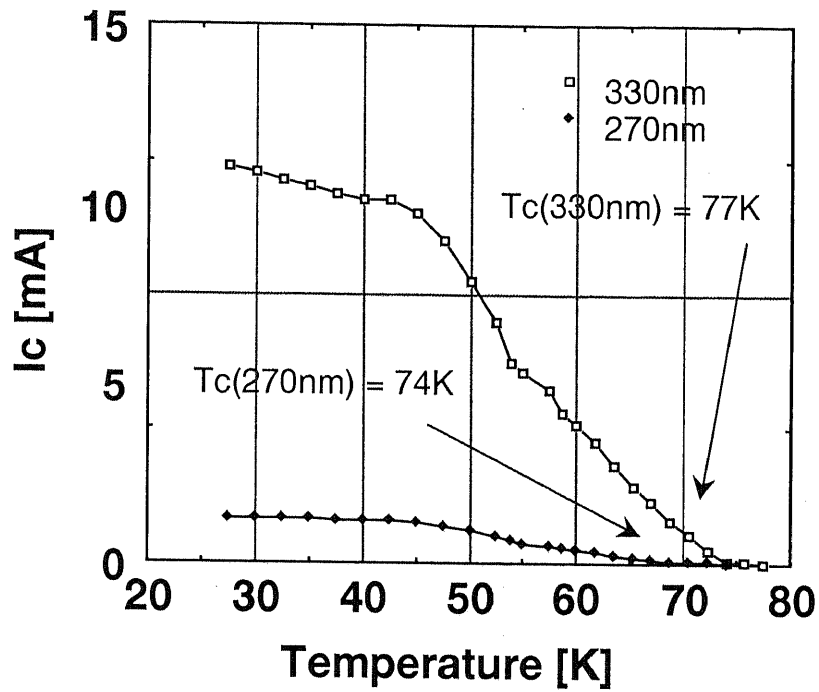


図 4.33: 膜厚変化による臨界電流値の温度依存性の変化 (Type1)

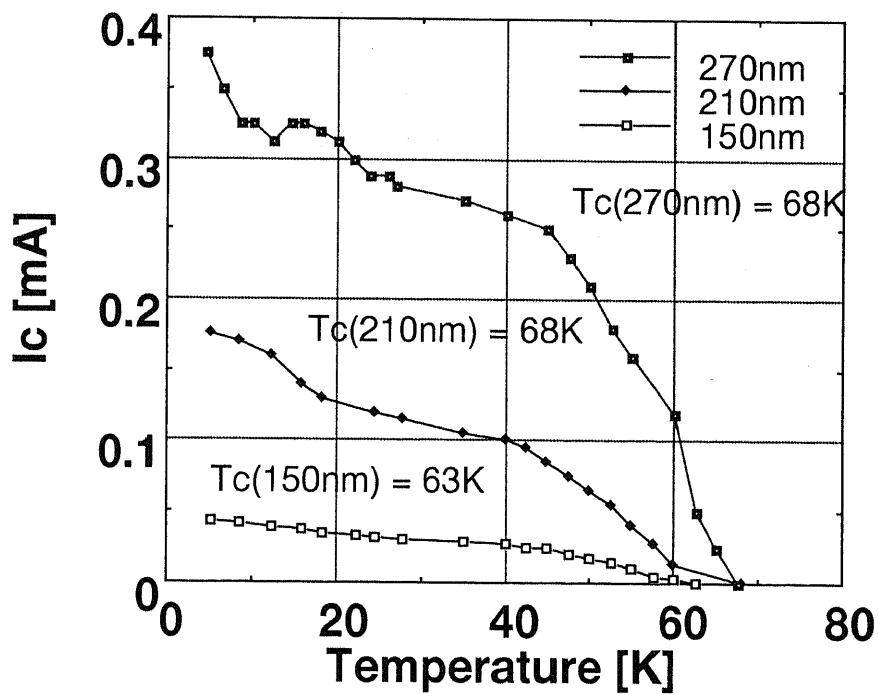


図 4.34: 膜厚変化による臨界電流値の温度依存性の変化 (Type2)

4.6.4 接合表面の変化

接合の特性が膜厚依存性を示すことから、基板ダメージ型 FIB 接合は膜厚方向において分布を持つような接合が形成されていると考えられる。そこで、膜厚 150nm、200nm、300nm における接合表面を電子顕微鏡 (SEM) によって観察し接合部分の変化について考察を行った。SEM 像を図 4.35~4.38 に示す。FIB の条件は、加速電圧 80KV、照射量 $2 \times 10^{17} \text{ ions/cm}^2$ 、ビーム径 $0.2 \mu\text{m}$ とした。

膜厚 150nm における接合部分の SEM 像を図 4.35 に示す。YBCO ブリッジは横方向に向いていて、中央部縦方向に FIB によるダメージが直線状に位置している。FIB によるダメージ部分がイオンによるエッチング効果により小さな段差を形成しているが、基板ダメージ部分に異常成長した YBCO と非ダメージ部分に成長した YBCO の境界ははっきり分かれ、ビーム径と同等の接合長 $0.2 \mu\text{m}$ のバリア層が形成されている。

膜厚 200nm における接合部分の SEM 像を図 4.36 に示す。硝酸によるウェットエッチングを行っているため、接合部分の両端 $2 \mu\text{m}$ 程度が YBCO ブリッジと比べてサイド・エッチングされている。この影響で、接合幅は $6 \mu\text{m}$ 程度となる。膜厚が 200nm になると、直線状ダメージ部分が波線状に変化していることが分かる。これは、ダメージを与えていない基板上に成長した YBCO が横方向の成長に伴って、異常成長部分を両側から挟むように成長し、接合部分の接合長が部分的に減少していることが分かる。また、異常成長部分と正常に成長した YBCO 部分の段差が膜厚さ 150nm の場合と比べてより明確になっているが、これは、ダメージを受けた基板上に成長する YBCO とダメージを受けていない基板上に成長する YBCO に成長速度の差が生じていると考えられる。

さらに、膜厚 300nm における接合部分の SEM 像を図 4.37 に示す。膜厚 300nm においては接合部分の両側の YBCO 薄膜の横方向の成長により、異常成長部分をほとんど覆っていることが分かる。図 4.38 の接合部分の拡大図によると複数の部分で両側から成長している YBCO が接合上部でつながっていることが観察された。これは、接合上部に YBCO のマイクロショートが存在していることを示している。また、異なる部分から成長した YBCO であることから、接合上部で粒界が生じていることも十分考えられる。

よって、接合表面の膜厚による変化を SEM により観察した結果、接合の構造的にも、膜厚によって変化していることが示された。具体的には、膜厚が 200nm 程度であれば、ダメージを受けた基板上に異常成長した YBCO を介した接合が作製されているが、それ以上の膜厚では接合上部でダメージ部分の両側から成長してきた正常に成長した YBCO によって異常成長した YBCO 部分が縮小され、膜厚 300nm においては、一部接合上部が正常に成長した YBCO によって覆われ、マイクロショートが形成されていることが示された。

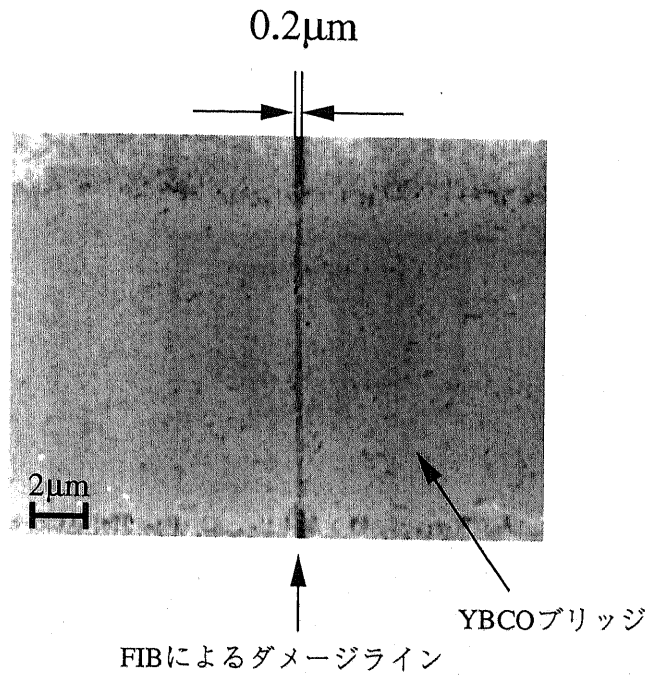


図 4.35: 膜厚 150nm における接合表面を電子顕微鏡像

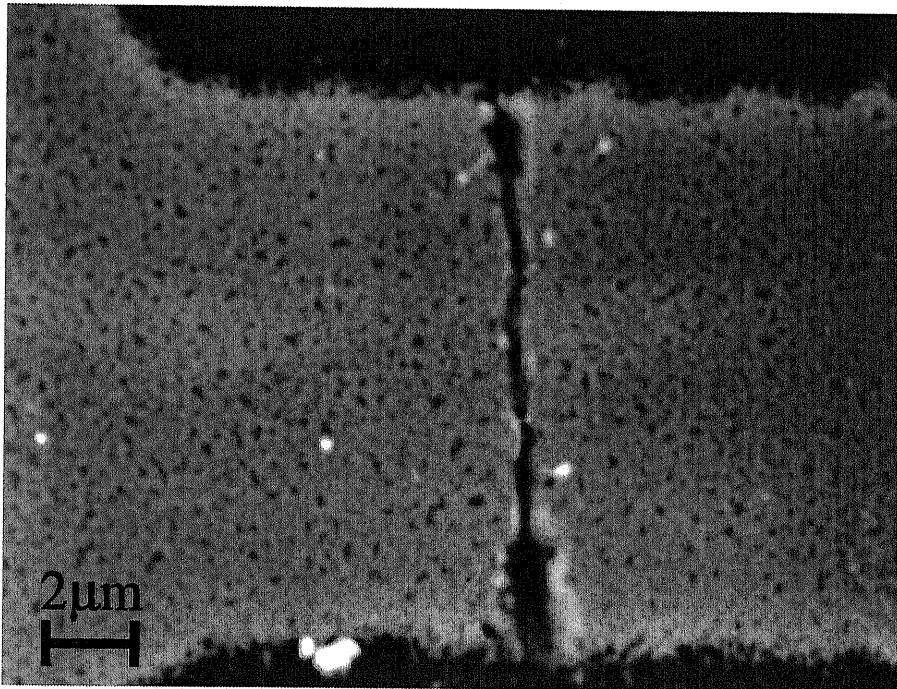


図 4.36: 膜厚 200nm における接合表面を電子顕微鏡像

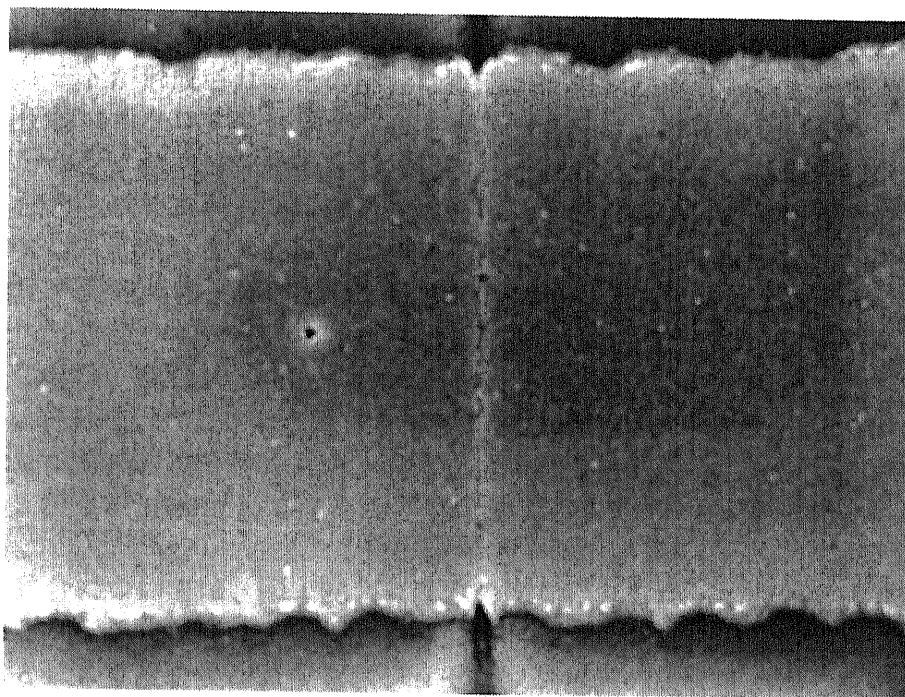


図 4.37: 膜厚 300nm における接合表面を電子顕微鏡像

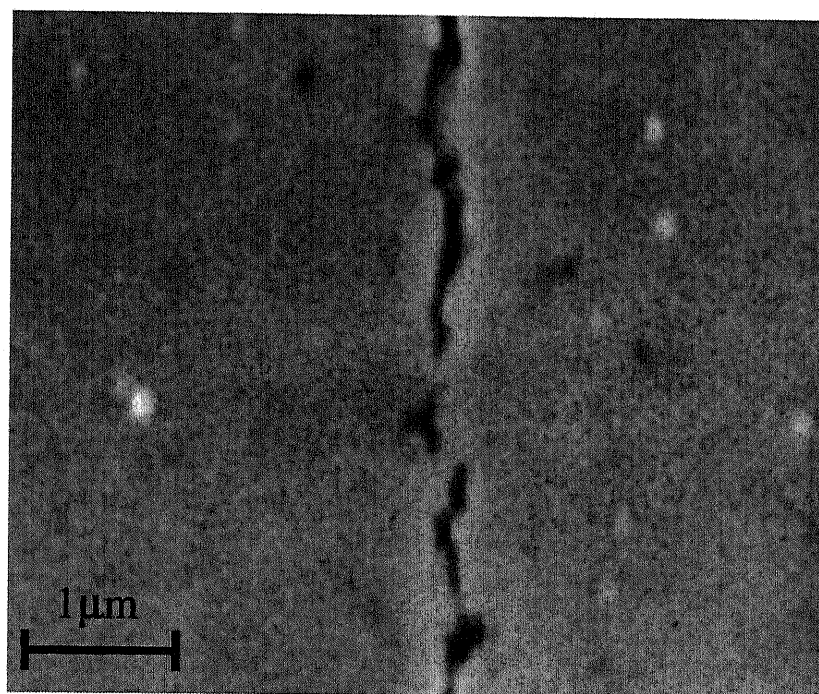


図 4.38: 膜厚 300nm における接合表面の拡大図

4.6.5 接合部分の考察

接合上部の観察により、図 4.38 に示すように膜厚が 300nm 程度になると接合上部でマイクロショートが形成され、その部分に電流が支配的に流れることが考えられる。このような超伝導マイクロブリッジが存在すると、ブリッジ自体がジョセフソン特性を示す。この部分がジョセフソン効果を引き起こしているとする、接合面積は非常に小さい（接合寸法から求められる面積の 1/100 程度）ため、磁場による臨界電流密度の変化を得るためには、非常に大きな印加磁場が必要となる。よって、接合寸法から求めた接合面積に対応する磁場の大きさでは、臨界電流の変化がほとんど観察されない。また、このようなマイクロショートが複数存在すると、dc-SQUID が示す磁場特性に類似の特性を示す。これは、膜厚が 300nm における接合 (Type1) が示す磁場特性を説明することができる。さらに、マイクロショート部分の超伝導性は異常成長した YBCO 部分に比べて大きな超伝導結合度を持つため、大きな臨界電流値を得ることが可能である。以上のことから、膜厚が 300nm における接合の特性はマイクロショートによるものであると考えられる。

Type2 の接合については、図 4.26 より膜厚の増加にともなって臨界電流密度が増加する傾向にあるが、これは図 4.39 に示すようにダメージ部分の幅が膜厚の増加にともない減少することにより接合長が減少し、ジョセフソン電流の結合度が高くなったことによるものであると考えられる。

Fujimoto らの発表によると、同様の構造の FIB 接合の断面 TEM 像の観察により、ダメージ部分に成長した YBCO 中に結晶粒界が存在しているとの報告があり、この部分がジョセフソン特性を示しているとも考えられるが、粒界接合の場合、膜厚によって大きく臨界電流値密度が変化することはない。よって、異常成長した YBCO 部分がバリア層となって、近接効果による SNS 接合となっていると考えられる。しかし、近接効果接合の場合、接合長は長くても 80nm 程度であり、それ以上長い場合は、近接効果が起こらないとされている。イオンビームのビーム径を接合長とすると、 $0.2\mu\text{m}$ であることから、近接効果は起こり得ないと考えられるが、接合部分が膜厚の増加によって縮小することを考えると、150nm 以上における接合長は $0.2\mu\text{m}$ より小さくなっていると考えられ、その部分において近接効果が起こっていると考えられる。

超伝導体-金属間の近接効果による近接効果型ジョセフソン接合 (SNS 接合) の場合、接合長に比例して臨界電流密度が指数関数的に減少することが知られている。よって、図 4.26 より膜厚増加により臨界電流密度が指数関数的に増加していることは膜厚増加により接合長が短くなったためであると考えられ、Type2 の接合は異常成長した YBCO を障壁層とした SNS 接合となっていると考えられる。

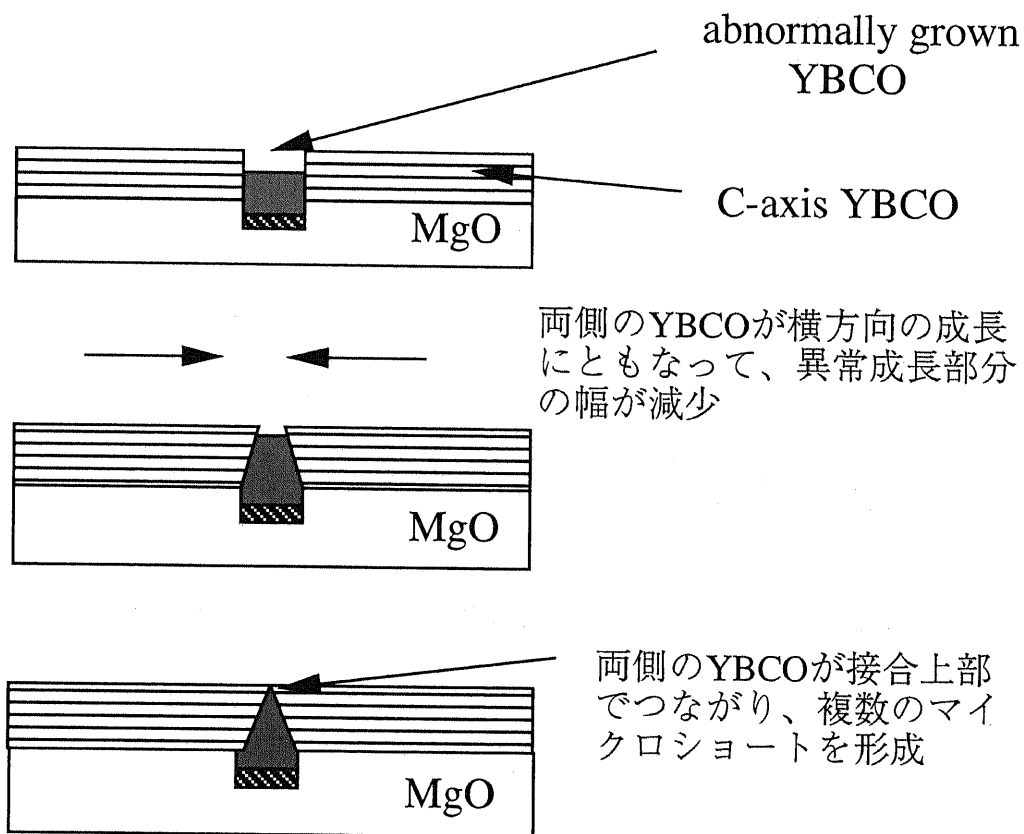


図 4.39: 接合部分の成長状態の模式図

第 5 章： 照射ダメージ型 FIB 接合の 作製と評価

本章では、YBCO 薄膜にイオンビームを局所的に照射して、弱結合部分を形成する照射ダメージ型 FIB 接合について述べる。まず、照射されたイオンが YBaCuO 薄膜へ及ぼす影響について解説し、モンテカルロ・シミュレーションを用いて、YBCO 薄膜中のイオンの軌跡・分布について解析を行う。その結果を基に、照射ダメージ型 FIB 接合の提案を行い、Ga イオン照射時の YBaCuO 薄膜の特性の変化および、Be イオン照射による YBaCuO 共プレーナ型ジョセフソン素子を作製し特性の評価を行った。

5.1 照射されたイオンが YBaCuO 薄膜へ及ぼす影響

酸化物高温超伝導体薄膜の超伝導性は、薄膜中の酸素の含有率、結晶性の劣化、不純物などに敏感であり、注入されたイオンによる置換や照射ダメージによる超伝導の特性制御が行われている。

松井ら [29] は 200KeV の Ne を YBCO 薄膜および BiSrCaCuO 薄膜にイオン注入装置を用いて注入し、薄膜の特性の変化について調べている。YBCO 薄膜については、イオンの照射量が $10^{14} \text{ ions/cm}^2$ 以上では超伝導性が劣化して、抵抗率が増大し薄膜の臨界温度 (T_c) が低下している。照射量が大きくなるほどその傾向は強まり、照射量が $10^{16} \text{ ions/cm}^2$ 以上では超伝導性が消滅するという結果が得られている。また、照射量 $10^{16} \text{ ions/cm}^2$ の YBCO 薄膜を 940 °C 4 時間酸素アニールすることで、薄膜の臨界温度がイオン未注入の薄膜の臨界温度と同等の温度まで回復する結果が得られ、イオン注入した薄膜をアニールすることで再結晶化が可能であることを示している。

このように、YBCO 薄膜中にイオンを注入して超伝導性を消滅させることが可能であることから、Koch ら [32] は、O, As イオンを Au マスクによってパターンニングされた YBCO 薄膜に注入することにより、注入部分の超伝導性を消失させて、超伝導 weak-link を形成して SQUID を試作している。パターンニングを行う際、不要な部分をエッチングするのではなく、イオン注入によって高抵抗化させることでパターン形成が可能である。

FIB を用いた例では、Zani ら [33] によって、ビーム径 70nm、300KeV の Si^{++} イオンを ErBaCuO ブリッジにブリッジを横切るように直線状にイオンビームをスキャンすることにより、局所的に ErBaCuO ブリッジにイオンを注入させて弱結合部分を形成しジョセフソン接合を作製している。この接合の電流電圧特性は flux-flow 素子的な特性を示し、シャピロステップも観察されている。DC-SQUID を作製することにより、磁場応答も得られている。 $I_c R_n$ 積は 4.2K で 1mV 程度の値が得られているが、 R_n の温度依存性が金属的なフィラメントの特性に類似していることから、イオン注入領域にマイクロショートが存在しその部分が weak-link となっていると考察されている。

また、電子ビーム露光によってサブミクロンのパターンを形成した金属マスクによって、微細な窓を開け、100KeV の酸素イオンをイオン注入によって厚さ 100nm の YBCO 薄膜に照射し、物理的なダメージを薄膜に局所的に与えることによって、弱結合領域を形成しジョセフソン特性が、Hollkott ら [34] によって得られてる。これまでは、イオン注入が中心であったがイオンによるダメージを用いるという点が他と異なっている。ダメージを受けた YBCO 薄膜の透過電子顕微鏡像からは、酸素イオンによって格子欠陥が生成され、結晶が一部アモルファス化していることが観察されている。作製されたジョセフソン素子は、77K で $I_c R_n$ 積が $24\mu V$ と小さいが SNS 接合的な特性を示し、DC-SQUID を作製して磁場応答も得られている。接合の臨界温度付近ではシャピロステップが観察されるが、30K 以下の低温領域では電流電圧特性が flux-flow 素子的な特性となり、シャピロステップ応答が消失した。よって、酸素イオンによってダメージを受けた部分は超伝導性が劣化したが、臨界温度が低下した超伝導体となっている可能性が高い。

イオンとは異なるが、集束した電子ビームを YBCO に照射することによって、局所的にダメージを与え、弱結合部分を形成しジョセフソン素子を作製することが Pauza ら [35] によって行われている。高エネルギーの電子を YBCO 薄膜に照射すると、電子の持つエネルギーは主に熱的エネルギーに変換されるため局所的に温度が上昇しアニール効果が生じる。このアニール効果により YBCO 中の酸素が欠損し、電子ビームが照射されている領域のみが酸素欠損により超伝導性が劣化し、弱結合が形成される。350keV、ビーム径 5nm 以下の電子ビームを厚さ 200nm の YBCO 薄膜に直線状に照射してジョセフソン接合が作製され、RSJ モデルにしたがう電流電圧特性を示し、シャピロステップも観察され、磁場にも応答する素子が得られている。 $I_c R_n$ 積は 4.2K において 2mV 程度の値が得られている。電子ビームはイオンビームよりもビーム径を小さく絞れるため、ダメージ部分の寸法をより小さくすることが可能である。しかし、アニールによって酸素を欠損させるため熱サイクルに弱く、200℃程度の温度においてダメージ部分が回復してしまう傾向が見られている。

以上のように、YBCO にイオンを照射することによって、格子欠陥やアモルファス領域、酸素欠損部分などが形成可能であり、超伝導性を低下または消失させることが可能である。しかし、局所的にイオンを照射して弱結合を形成する場合以下に述べるような問題が存在している。

まず、局所的にイオンを注入する場合の問題として、イオンの横方向への拡散が挙げられる。注入後のイオンの横方向の拡散が大きいと弱結合部分が広がってしまい、接合長が伸びるため結合度が弱く大きな $I_c R_n$ 積を持つ接合が得られない。よって、この問題を解決するために、加速電圧を大きくして横方向の拡散を抑えたり、非常に小さいビーム径を用いて注入を行うことが必要となる。

また、注入されたイオンは注入後、不純物として薄膜中にとどまっている場合は、薄膜アニールなどによって薄膜中を拡散してしまう問題があり、イオン注入による接合の形成を困難にしている。

さらに、イオン注入時の薄膜に与える影響は様々であるため、複数の影響による YBCO 薄膜へのダメージは制御する上でも複雑となる。よって、イオンの与えるダメージの種類について分割し、ダメージの種類を選別してダメージを与えることも必要となる。

5.2 モンテカルロ・シミュレーションによるイオンの注入分布の解析

一般にイオン注入において、薄膜に均一にイオンが照射されるため横方向の拡散について考慮する必要がなかったが、FIB によりイオンを微小領域に注入する場合、横方向の拡散を考慮する必要が生じる。注入されたイオンの三次元的な静止分布については、LSS 理論とよばれる輸送方程式による解法やモンテ・カルロ法による算出法が存在する。横方向の広がりについては、定性的には同じ加速電圧における場合、軽いイオンほど大きく、重いイオンは横方向への拡散は少ない傾向を示している（その代わり重いイオンほど深く注入されない）。

注入されたイオンによるダメージについて考察すると、イオンが通過するときに与えるダメージも考慮する必要があり、静止分布だけでなく静止するに至るまでの軌跡も求める必要がある。そこで、イオンの注入分布および軌跡をシミュレートする場合、非常に多く用いられているモンテカルロシミュレータ「TRIM」を用いて、ある一点にイオンを集中的に照射した場合の、ターゲット中でのイオンの軌跡をシミュレートした。「TRIM」は、打ち込むイオンの原子量、加速エネルギー、入射角と打ち込まれる物質の原子量、組成比および密度を入力することで、イオンの注入シミュレーションが可能である。イオンについては、FIB で照射可能なイオンのうち重いイオン (Ga) と軽いイオン (Be) を用いた。イオン数は 300、加速電圧は 100keV とし、ターゲットには YBCO (密度 6.54g/cm^3) を設定した。

まず、FIB で一般的に用いられる Ga イオンの注入分布を図 5.1 に示す。横軸が深さ方向であり、イオンは図 5.1 の左から水平に入射し、ターゲット中に拡散し軌跡を描いている。Ga イオンの場合、イオンの侵入深さと横方向への拡散が同程度であり。注入深さは中心が 40nm、最も深くて 80nm 程度である。よって、膜厚が 80nm 程度の薄膜を用いることで Ga イオンを用いて照射ダメージおよびイオン注入による弱結合部分の形成が可能となる。Ga イオンによる弱結合部分の形成を行うためにはイオンによるエッチング効果も考慮すると 100nm 程度の膜厚の YBCO 薄膜が必要である。これは、前述の Si イオン FIB 注入によるものと同様の効果が得られると考えられる。

図 5.2 に軽いイオンである Be イオンの注入軌跡・分布を示す。Be イオンの場合は、非常に深くまで打ち込まれ、シミュレータにより注入深さの中心は 230nm と見積もられた。注入されたイオンは浅い部分ではほぼ直進し横方向への拡散は少ないが、深くなるにつれて横方向への拡散が大きくなり、注入深さの中心においては、半径 40nm 程度の横方向の広がりが計算されている。しかし、深さ 100nm 程度までの浅い部分に注目すると、照射されたイオンは横方向への拡散が抑えられ、静止することなく同じ部分を通過していることが分かる。よって、厚さ 100nm 程度の YBCO 薄膜を用いることによってこの部分における照射ダメージのみを YBCO 薄膜に与え、横方向の広がりを抑えた弱結合部分の形成が可能であると考えられる。

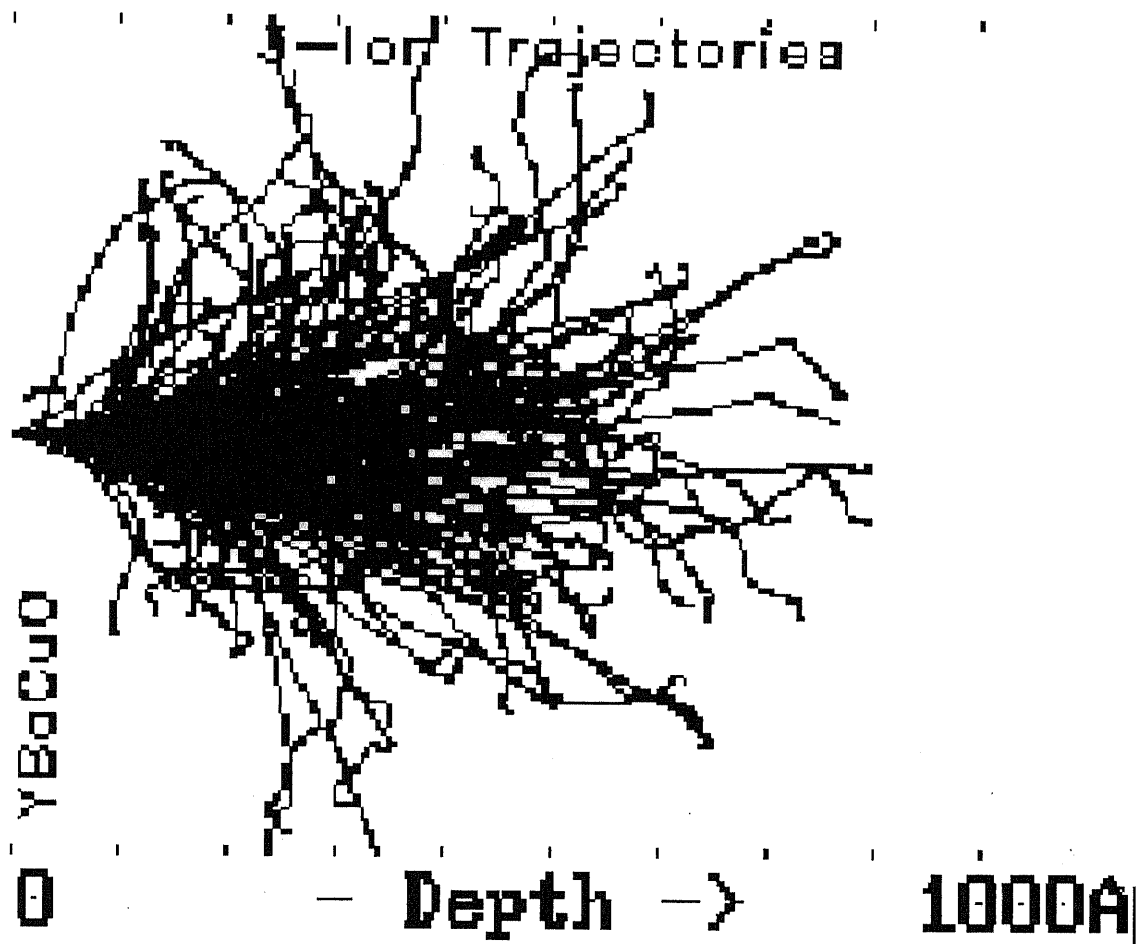


図 5.1: Ga イオンの注入分布

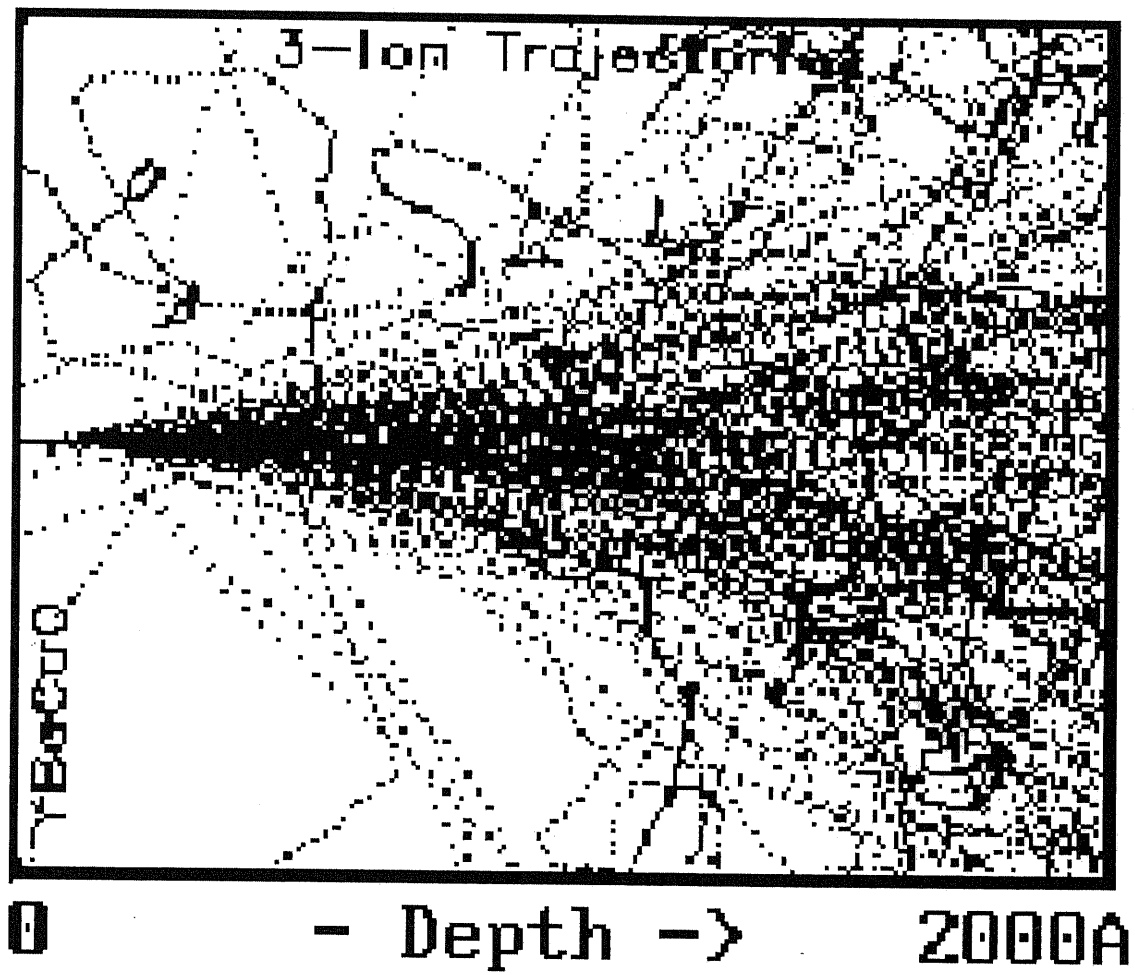


図 5.2: Be イオンの注入分布

5.3 照射ダメージ型 FIB 接合の提案

イオン注入による超伝導薄膜の特性の変化、前述のイオンの注入軌跡・分布において特に Be イオンの場合に注目し、図 5.3 に示すような照射ダメージ型 FIB 接合を提案する。

Be イオンの場合は、図 5.2 に示すように非常に深くまで打ち込まれ、注入分布の横方向の広がり Ga イオンに比べて大きい。照射ダメージにのみ注目すると、浅い部分においては横方向への広がり小さく抑えられている。よって、100nm 程度の YBCO 薄膜に Be イオンを照射し、注入したイオンが留まることによって与える影響ではなく、イオンの通過時に与えるダメージのみが超伝導薄膜に与えられるような構造をとることによって弱結合部分を作製することを考える。Be イオンは 1 価と 2 価のイオンを照射することが可能であるが、同じ加速電圧でより大きなエネルギーが得られる 2 価のイオンを用いることにする。

まず、膜厚 100nm の c 軸配向 YBCO 薄膜を PLD 法を用いて MgO 基板上に成膜し、YBCO 薄膜に FIB を用いて、Be イオンを直線状にスキャンしてイオンを照射する。照射されたイオンは YBCO 薄膜中をダメージを与えながら進み、YBCO 薄膜を通過して基板中に注入される。その結果、YBCO 薄膜にはイオンビームのビーム径程度の線が描画され、その部分を横断するようにブリッジを形成すると、局所的な弱結合部分を持った、YBCO 共プレーナ素子が作製可能である。

照射ダメージ型 FIB 接合には以下に示すような特徴がある。

- 共プレーナ構造で接合界面の接続性が良好
- 素子配置自由度が高い
- プロセス工程が簡易で自由度が高い

まず、この素子は共プレーナ構造であり Cu-O 面に平行に超伝導電流を流すことが可能であり、大きな素子電流を得ることが期待できる。また、弱結合部分はイオンによるダメージを受けた YBCO であることから、弱結合部分と超伝導部分の接続性は良好で、接合界面の接続性が良好で YBCO / PrBaCuO ヘテロ界面に存在するような大きな界面抵抗は存在しない。

次に、接合を作製したいところに FIB を用いて、イオンを局所的に照射することで接合が作製されるため、素子の配置自由度が非常に高いことが挙げられる。また、薄膜に直接イオンを照射するので基板ダメージ型 FIB 接合と比較しても、パターン形成後に追加的に素子を作製することも可能であり、非常にプロセス自由度が高いことも挙げられる。

さらに、c 軸配向 YBCO 薄膜を基板上に一度成膜してイオンを照射するだけで接合が作製されてしまうため、非常にプロセス工程が簡易である。問題点としては、基板ダメージ型 FIB 接合と同様に接合一つ一つにイオンを照射するため、多数の素子作製には非常に時間がかかることになるが、微細加工マスクパターンの転写技術が向上すれば、FIB による直接描画ではなく、YBCO 薄膜上にマスク層を形成し、線状のダメージと同様の寸法の窓を開け、イオン注入装置で一括してイオンを注入し、窓が空いている部分だけダメージを与えることによって接合の大量作製が可能となるであろう。

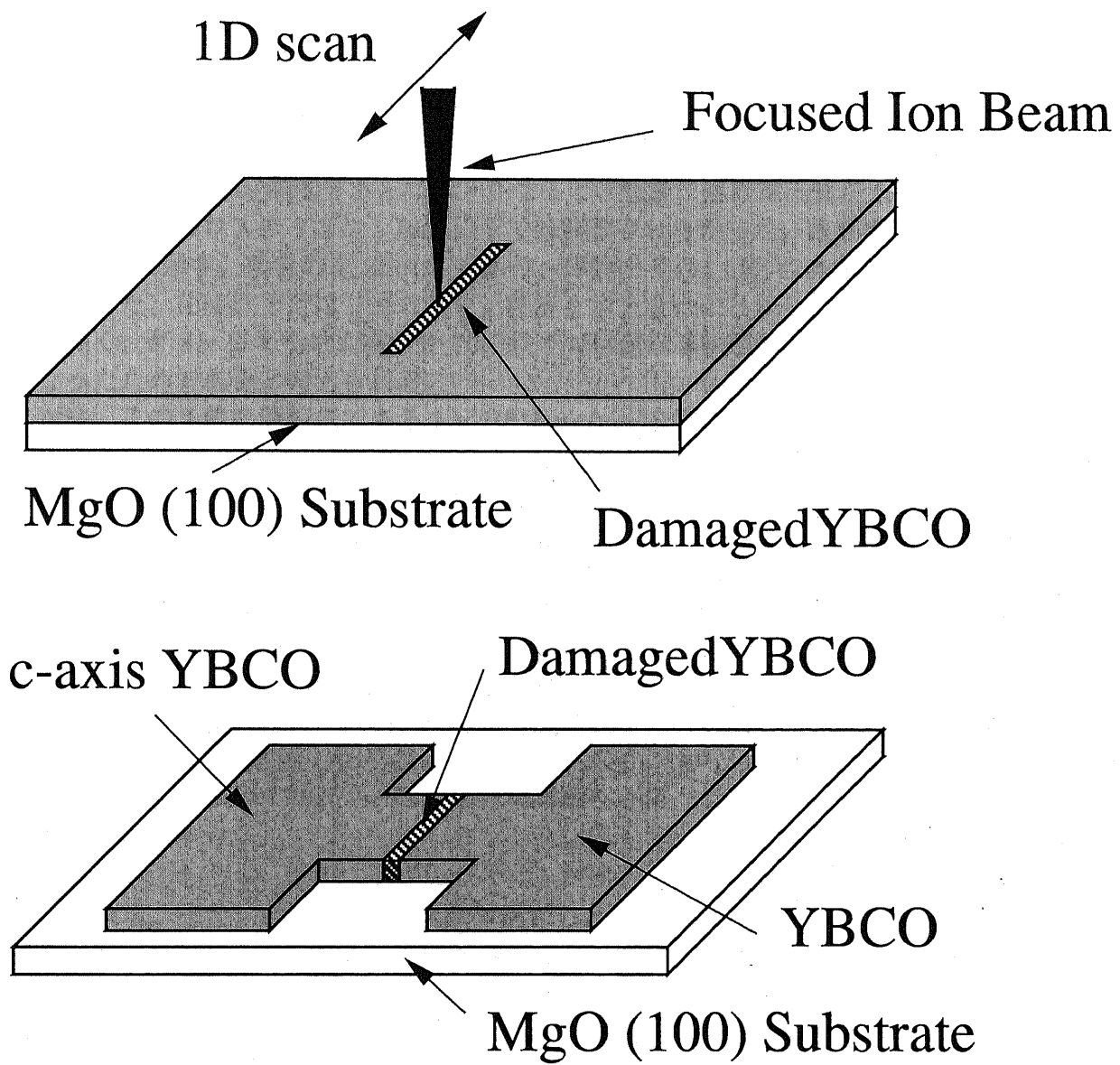


図 5.3: 照射ダメージ型 FIB 接合

5.4 Ga イオン照射時の YBaCuO 薄膜の特性の変化

Ga イオンにおいてもある程度横方向の広がりが抑えられた注入が可能であることから、膜厚 100nm の YBCO 薄膜に Ga イオンを局所的に照射することによってブリッジを形成し、特性を測定した。ビーム径 $0.1\mu\text{m}$ 、加速電圧 100KeV、照射量を $1 \times 10^{13}\text{ions}/\text{cm}^2 \sim 1 \times 10^{15}\text{ions}/\text{cm}^2$ の範囲で段階的に変化させて照射し、接合幅 $10\mu\text{m}$ のブリッジを作製して特性を測定した。

その結果、 $5 \times 10^{13}\text{ions}/\text{cm}^2$ の照射量において、薄膜の $T_c(81.5\text{K})$ 付近でジョセフソン特性が示された。電流電圧特性を図 5.4 に、マイクロ波照射時のシャピロステップを図 5.5 に示す。電流電圧特性は flux-flow 素子的な特性を示し、77.5K における $I_c R_n$ 積は $80\mu\text{V}$ であった。測定温度をさらに低下させると、急激に臨界電流値が上昇し、マイクロ波によるシャピロステップは、70K 以下では観察されなかった。臨界電流値の温度依存性を図 5.6 に示す。接合の T_c は 81K であり、薄膜の $T_c(81.5\text{K})$ に非常に近い値を示している。また、70K 以下ではジョセフソン特性を示さないことから、イオンによるダメージが弱く、ダメージを受けた部分が 70K 以下では超伝導状態となり弱結合特性を示さなくなったためであると考えられる。

次に、この 2 倍の照射量である $1 \times 10^{14}\text{ions}/\text{cm}^2$ を照射した素子の 5K における電流電圧特性を図 5.7 に示す。超伝導性は示さず、抵抗が非線形的に変化するような特性を示しマイクロ波を照射することにより抵抗値が 4Ω から 35Ω に増加した。しかし、シャピロステップは現れなかった。これは、接合部分はジョセフソン特性を示さず、金属的な抵抗特性を示していると考えられる。また、マイクロ波照射による抵抗値の増加は、Ga イオンにより超伝導性が劣化した部分が抵抗化した部分の周囲に存在し、マイクロ波照射によって超伝導性が破壊され抵抗となったことが考えられる。

照射量が $5 \times 10^{13}\text{ions}/\text{cm}^2$ から $1 \times 10^{14}\text{ions}/\text{cm}^2$ の間で、急激に特性が変化していることから、この間において弱結合部分が形成されると思われる。FIB による照射量の制御において最小の制御量は本装置の制御限界から $1 \times 10^{13}\text{ions}/\text{cm}^2$ であり、実際に 4.2K においてジョセフソン特性を示す素子は得られなかった。

前述のモンテカルロ・シミュレーションによると Ga イオンは 80nm 程度までしか注入されないことから、薄膜の底部までイオンが注入されず、底部でショートすることも考えられる。また、Ga イオンは質量が重いことからエッチング効果が高く、照射量を増加させて行くと、表面がエッチングされ注入分布もより深い方へとシフトしてくと考えられ、ちょうど膜厚変化型接合のような構造になっているとも考えることができる。図 5.8 に膜厚が 250nm の場合の照射量を変えた場合の、YBCO ブリッジの臨界電流値の温度依存性を示す。照射量が $1 \times 10^{15}\text{ions}/\text{cm}^2$ 以下では超伝導性の劣化は見られず、 $5 \times 10^{15}\text{ions}/\text{cm}^2$ 以上で特性が変化し、照射量の増加によって臨界電流値および臨界温度が低下している。 $2 \times 10^{17}\text{ions}/\text{cm}^2$ 以上では超伝導性を示していない。この場合、膜厚が Ga の注入深さ (100nm) より 2 倍程度大きいため、 $1 \times 10^{15}\text{ions}/\text{cm}^2$ の照射量までは薄膜の底部のショートにより超伝導性が変化しないことが分かる。しかし、照射量による超伝導特性の劣化は、膜厚が 100nm の場合と比べて緩やかであり、100nm における特性の急激な変化は、膜厚変化によるものではなく、イオンのダメージの急激な変化

によるものであると考えられる。

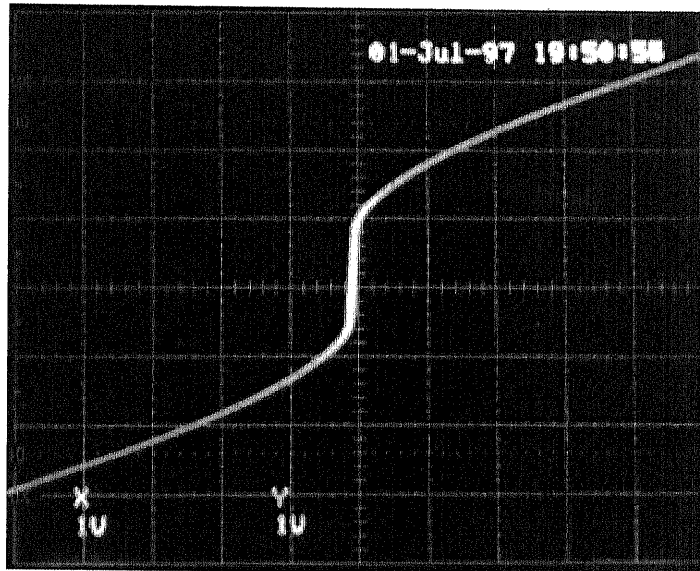


図 5.4: 照射量 $5 \times 10^{13} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: $0.05 [\text{mV/div}]$, Y 軸: $2 [\text{mA/div}]$) $T = 77.5 [\text{K}]$

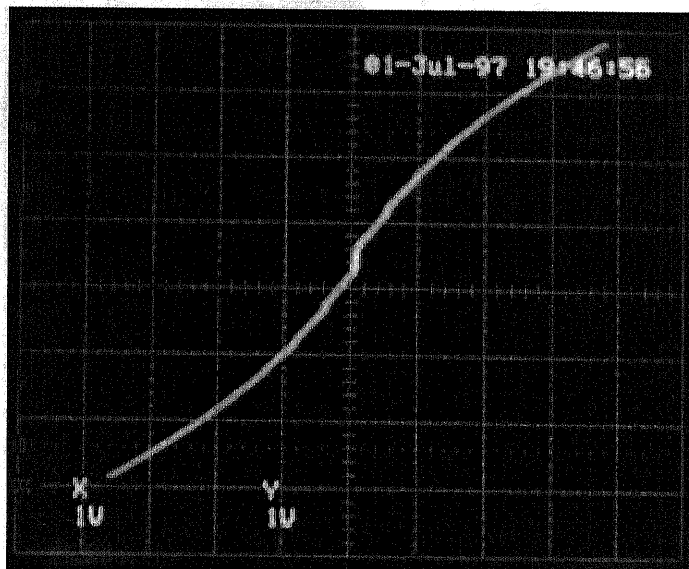


図 5.5: 図 5.4 の素子のシャピロステップ応答 (X 軸: $0.05 [\text{mV/div}]$, Y 軸: $1.0 [\text{mA/div}]$) $T = 77.5 [\text{K}]$ $f = 10.7 [\text{GHz}]$

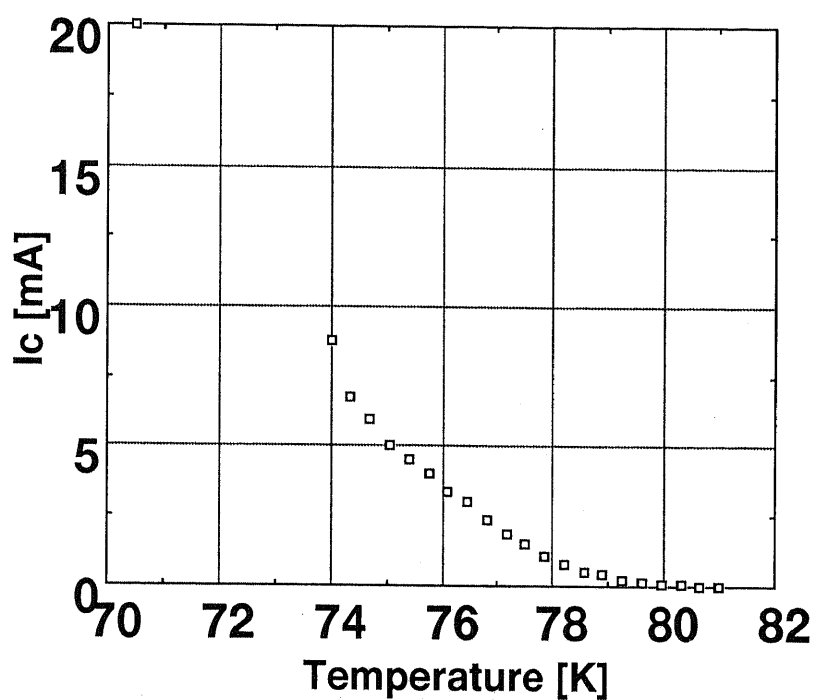


図 5.6: 図 5.4 の素子の臨界電流値の温度依存性

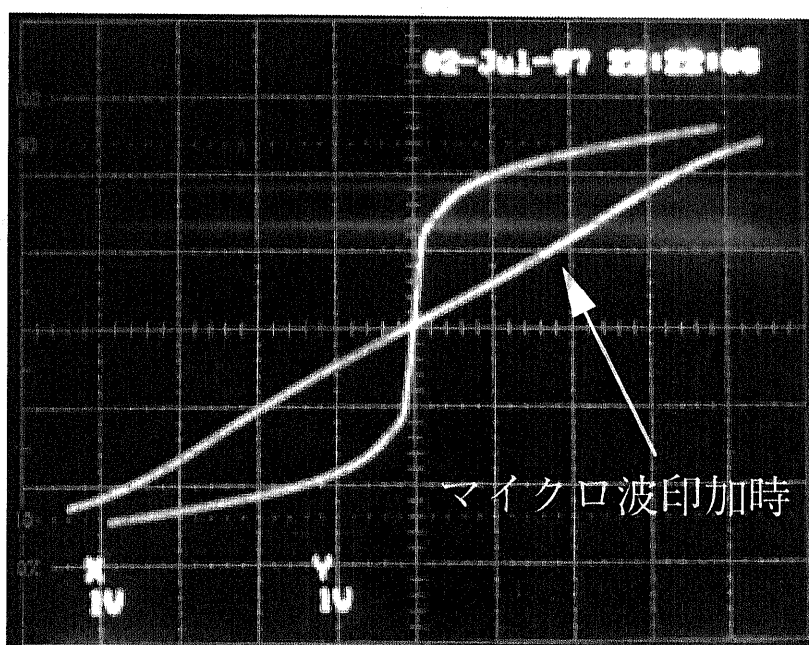


図 5.7: 照射量 $1 \times 10^{14} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: $10 [\text{mV/div}]$, Y 軸: $0.5 [\text{mA/div}]$) $T = 5.0 [\text{K}]$

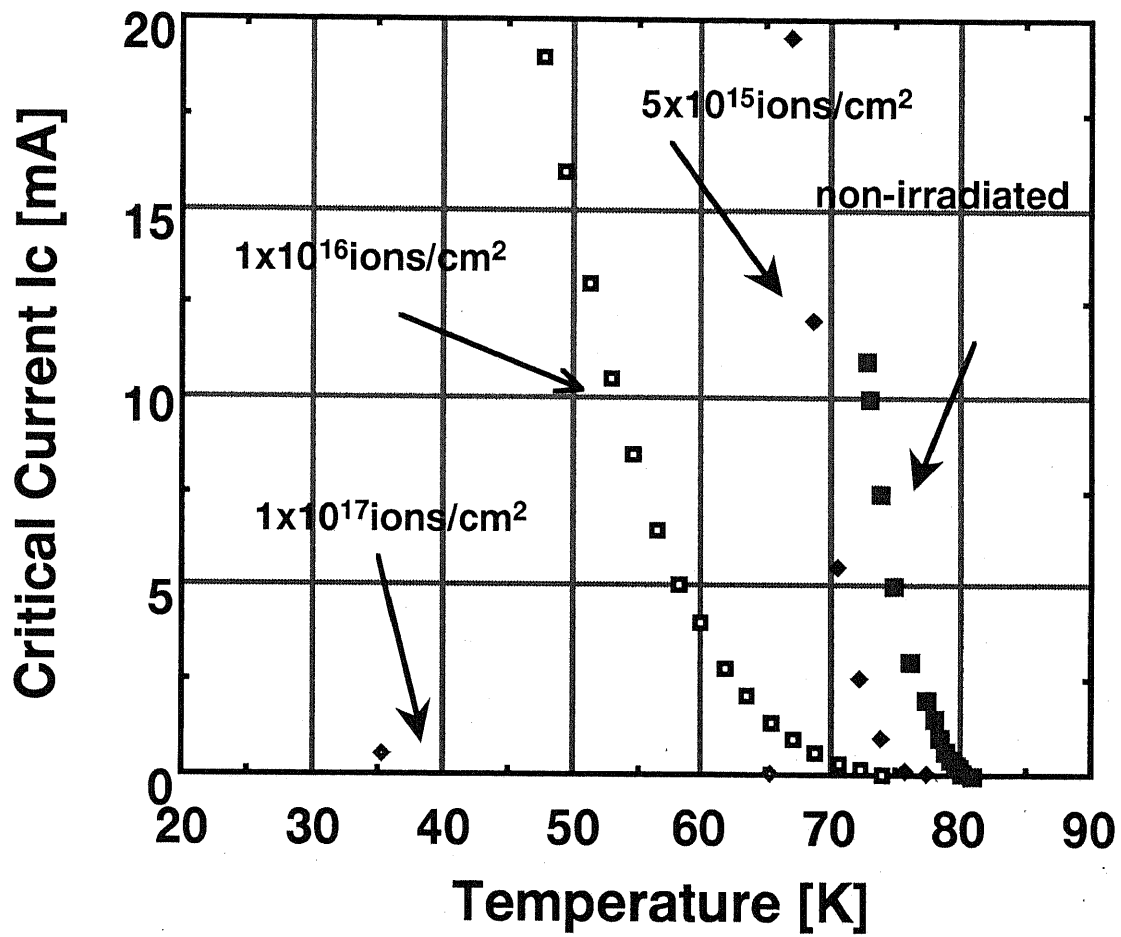


図 5.8: 膜厚 250nm における照射量を変化させた場合の YBCO ブリッジの臨界電流値の温度依存性

5.5 Be イオン照射による YBaCuO 共プレーナ型ジョセフソン素子の作製

100nm 程度の膜厚である YBCO 薄膜に Be イオンを照射し、注入したイオンが留まることによって与える影響ではなく、イオンの通過時に与えるダメージのみが超伝導薄膜に与えられるような構造をとることによって弱結合部分を作製する。具体的な作製プロセスを以下に述べる。おおまかな手順は基板ダメージ型 FIB 接合と同じであるので、異なる部分についてのみ詳述する。

基板は MgO(100) を使い、YBCO 薄膜は c 軸配向膜を膜厚 100nm の厚さで PLD 法により成膜した。FIB は基板ダメージ型接合と同様の装置を使い、イオン源に Au-Si-Be の合金を用いた。Be イオンは 1 価と 2 価のイオンを照射することが可能であるが、同じ加速電圧でより大きなエネルギーが得られる 2 価のイオンを用いる。イオンの照射条件は、加速電圧 100KV、ビーム電流 4pA、Au-Si-Be の合金イオンビームから E×B マスフィルタによって Be^{2+} のみを選択して照射している。ビーム径は Au-Si-Be の合金イオンビームで $0.1\mu\text{m}$ であった。焦点調節用の金属に Be イオンビームをスポット状に照射した結果、それにより開いた穴の径は、40~50nm であった。よって、Be イオンビームのビーム径を 45nm とした。ビームのスキャン方法は一次元方向に指定回数だけ繰り返しスキャンを行った。ラインの長さは $150\mu\text{m}$ である。薄膜にイオンを照射後、パターンニングをおこない YBCO ブリッジを形成した。ブリッジ幅は $10\mu\text{m}$ である。詳細の条件は基板ダメージ型 FIB 接合と同様である。

接合の光学顕微鏡写真と電子顕微鏡像をそれぞれ図 5.9、5.10 に示す。光学顕微鏡像では、ダメージを受けた部分のみが他の部分と比べてサイドエッチングが顕著であり、ブリッジにくびれが観察されている。電子顕微鏡像では、YBCO ブリッジの表面には Be イオンによる表面のエッチング跡は見当たらないが、エッチングした基板上には Be によってダメージを受けた部分がエッチングレートが高いこともあってか、Be を照射した部分が若干深さの溝を形成しているのが観察される。よって、YBCO ブリッジにダメージが与えられていると考えられる。接合のパターンとしては、同一基板上に 4 個の接合が配置されるものと 12 個の接合が配置できるものを作製した。

素子の電気特性の測定には、液体ヘリウムのデュワーに、試料の入った測定子ホルダを差し込み、外部にリード線を出して四端子法で測定している。温度調節については、ホルダを液体ヘリウムのデュワーに差し込む高さを変え、ホルダに取り付けられている温度センサの出力をモニタしながら調節している。磁場の印加は、測定子ホルダーにコイルを取り付けて一緒に液体ヘリウム中に浸して電流を流して磁場を発生させている。

以上の条件で、照射量を $1 \times 10^{15} \text{ions/cm}^2$ から $1 \times 10^{17} \text{ions/cm}^2$ の間（但し、ビーム径が 45nm であると仮定した場合）で段階的に変化させて薄膜にダメージを与えて、幅 $10\mu\text{m}$ のブリッジの特性を測定した。その結果、 $2 \times 10^{15} \text{ions/cm}^2$ から $1 \times 10^{16} \text{ions/cm}^2$ の範囲においてジョセフソン特性が示された。

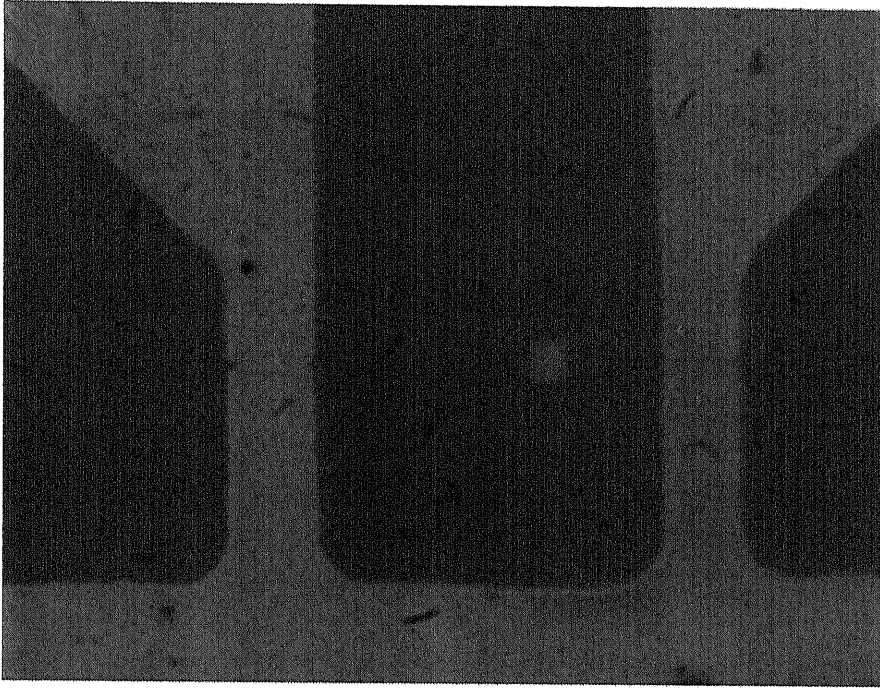


図 5.9: 照射ダメージ型 FIB 接合の光学顕微鏡像 (1000 倍)

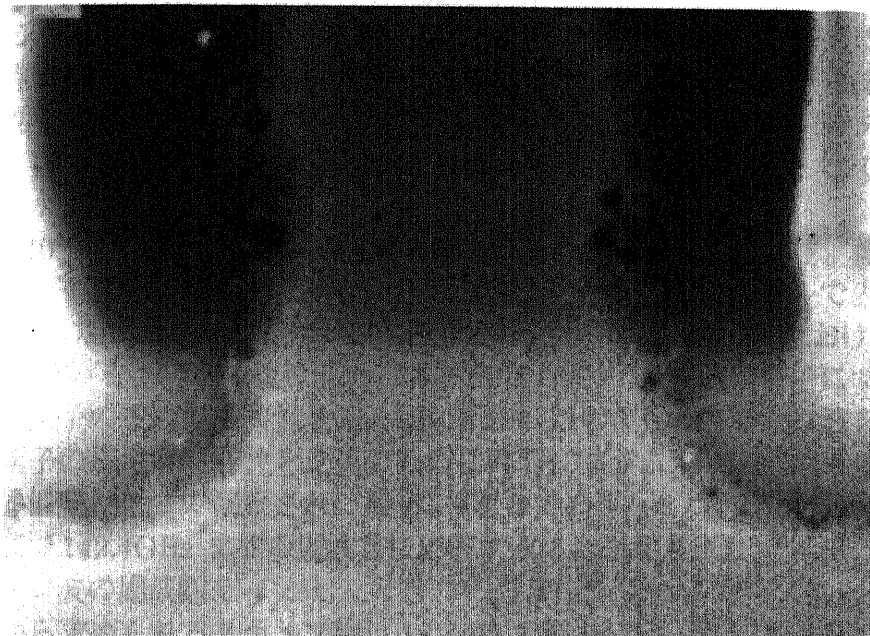


図 5.10: 照射ダメージ型 FIB 接合の電子顕微鏡像 (7500 倍)

5.6 基本特性（電流電圧特性、マイクロ波応答、磁場特性）の評価

ジョセフソン特性が得られた照射量の範囲において、照射量を段階的に変化させ素子を作製し、基本特性（電流電圧特性、マイクロ波応答、磁場特性、臨界電流値の温度依存性）を測定し評価を行った。

5.6.1 電流電圧特性およびマイクロ波応答

照射量 $1.8 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性を図 5.11 に示す。低温でも RSJ モデルに従う電流電圧特性を示し、6.5K における $I_c R_n$ 積は 0.4mV を示した。 I_c は $20 \mu\text{A}$ 程度と非常に小さく R_n が大きいことが特徴的である。マイクロ波にも応答し第五ステップまでのシャピロステップが観察された。しかし、接合の臨界温度は 35K と薄膜の臨界温度 (81K) と比べて大きく低下した。これは、照射量が多いため大きなダメージが与えられた影響とダメージ部分の広がりにより、接合部分の結合度が弱くなっていることが原因であると考えられる。

照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性を図 5.12 に示す。6.3K においては RSJ モデル的な特性と flux-flow 素子的な特性の中間の電流電圧特性を示している。6.3K における $I_c R_n$ 積は 1.1mV と比較的高い値を示した。 R_n の算出にはマイクロ波のパワーを十分印加して、抵抗状態での値を用いている。温度が上昇するにつれ電流電圧特性が RSJ モデルに従う特性に類似する傾向が見られた。接合の臨界温度は 63K と照射量 $1.8 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ の場合と比較して大幅に上昇した。マイクロ波にも応答し、最高 20 次までのシャピロステップが観察された。6.3K において図 5.12 の素子にマイクロ波を印加した時の素子の電流電圧特性を図 5.13 に示す。シャピロステップは接合の臨界温度付近まで観察され良好なジョセフソン特性が得られている。最高で第 20 ステップ（マイクロ波周波数 8.47GHz）まで応答したことにより、最高で 169.4GHz までの周波数に応答することが示された。

照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性を図 5.14 に示す。低温においては flux-flow 素子的な特性を示すが温度が高くなるにつれて RSJ モデルで表される特性に変化し、40K 以上では RSJ モデルに従う特性を示している。6.3K における $I_c R_n$ 積は 0.6mV を示している。接合の臨界温度は 64K であった。図 5.14 の素子にマイクロ波を印加した時の素子の電流電圧特性を図 5.15 に示す。この図にはマイクロ波を印加していない場合の素子の電流電圧特性を比較のために同時に写されている。シャピロステップは接合の臨界温度付近まで観察され、最高 16 次までのシャピロステップが観察された。よって、最高で 142.4GHz までの周波数に応答することが示された。ステップ幅は、照射するマイクロ波の周波数を f としたとき、 $V_s = hf/2e$ となるから、 $V_s = 18.5 \mu\text{V}$ であり、図 5.15 から求められるステップ幅は $18.3 \mu\text{V}$ でありほぼ一致している。

照射量 $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性を図 5.16 に示す。接合の臨界温度から 4.2K まで flux-flow 素子的な特性を示している。4.2K における $I_c R_n$ 積は 0.5mV を示している。 I_c は 4.2K で 12mA と大きい値を示しているが R_n が小さいため照射量に

よらず $I_c R_n$ 積は大きく変化していない。接合の臨界温度は 80K と非常に高く、薄膜の臨界温度 (81K) とほとんど変わらない値を示している。マイクロ波を印加した場合、低温でも良好な応答特性が得られている。図 5.16 の素子にマイクロ波を印加した時の素子の電流電圧特性を図 5.17 に示す。最高 18 次までのシャピロステップが観察された。よって、最高で 160.55GHz までの周波数に応答することが示された。

以上のように、照射量の違いによって、電流電圧特性の変化が現れた。照射量が多い場合、RSJ 的な電流電圧特性を示す傾向があり、照射量が少ないと flux-flow 素子的な特性を示す。また、温度によっても電流電圧特性の変化が現れ、低温領域では flux-flow 素子的な特性を示し、接合の臨界温度付近で、RSJ 的な電流電圧特性を示す傾向がある。これは、イオンによるダメージ部分の結合度の違いによって電流電圧特性が変化していると考えられることができる。

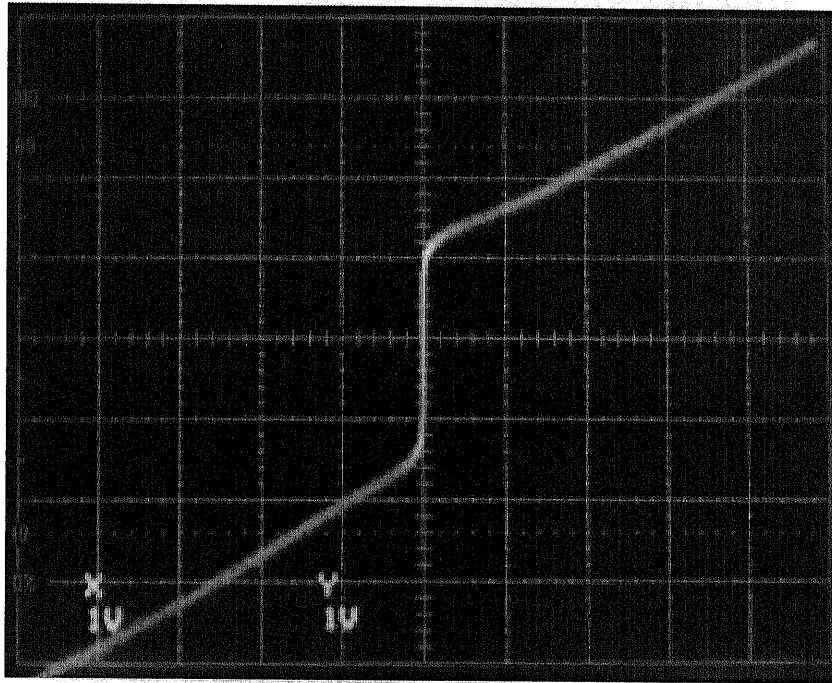


図 5.11: 照射量 $1.8 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.2[mV/div], Y 軸: 20[μ A/div]) $T = 6.5 \text{ [K]}$

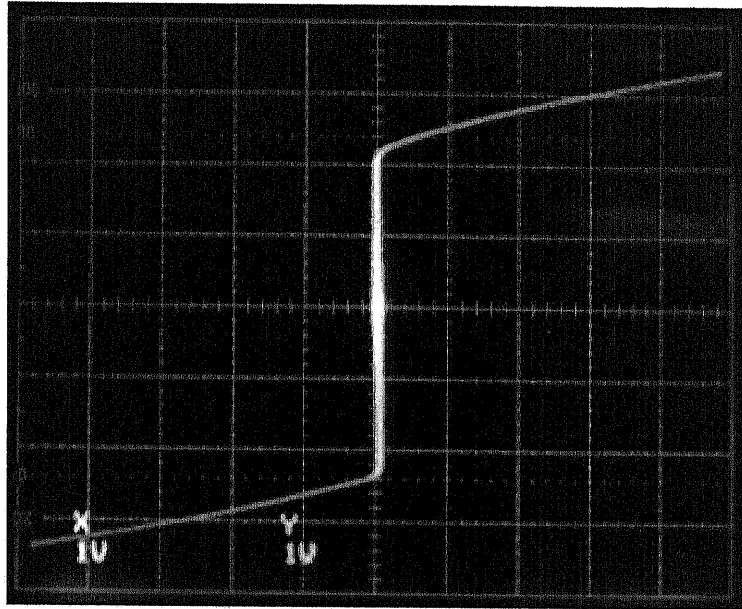


図 5.12: 照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: $0.1 [\text{mV/div}]$, Y 軸: $0.2 [\text{mA/div}]$) $T = 6.3 [\text{K}]$

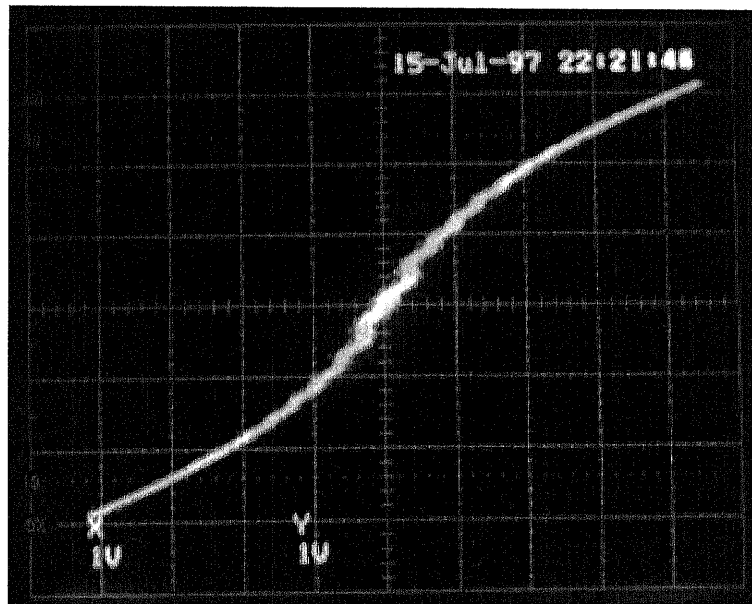


図 5.13: 照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子のシャピロステップ現象 (X 軸: $0.05 [\text{mV/div}]$, Y 軸: $0.1 [\text{mA/div}]$) $T = 6.3 [\text{K}]$ $f = 8.47 [\text{GHz}]$

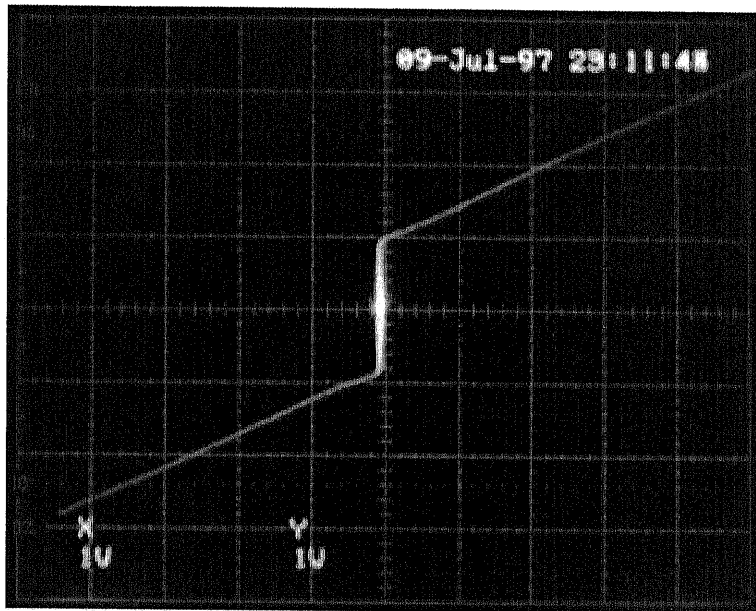


図 5.14: 照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: $0.1 [\text{mV/div}]$, Y 軸: $0.1 [\text{mA/div}]$) $T = 40 [\text{K}]$

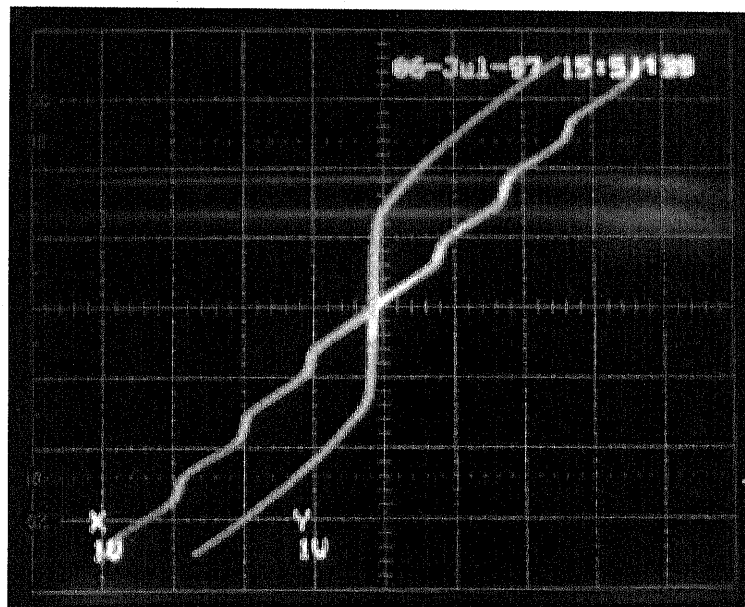


図 5.15: 照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子のシャピロステップ現象 (X 軸: $0.02 [\text{mV/div}]$, Y 軸: $50 [\mu \text{A/div}]$) $T = 45 [\text{K}]$ $f = 8.9 [\text{GHz}]$

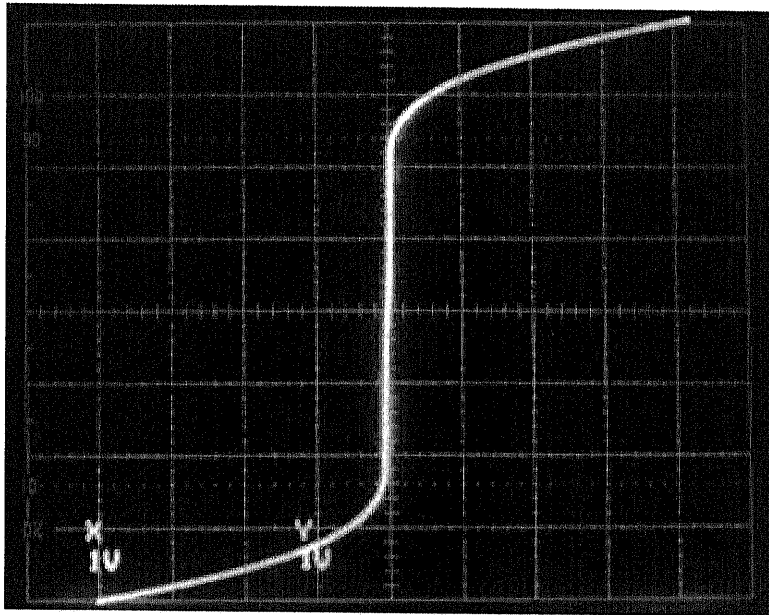


図 5.16: 照射量 $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.5 mV/div , Y 軸: 5 mA/div) $T = 4.2 \text{ [K]}$

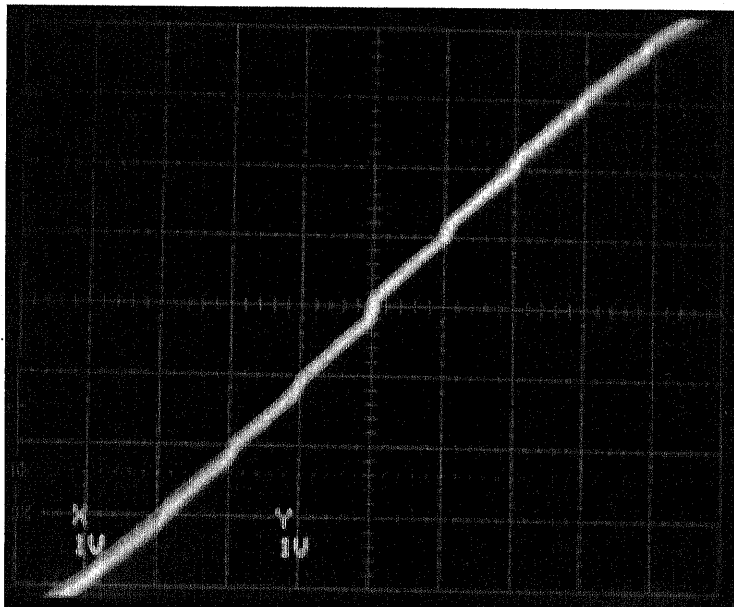


図 5.17: 照射量 $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ における素子のシャピロステップ現象 (X 軸: 0.02 mV/div , Y 軸: 0.5 mA/div) $T = 4.2 \text{ [K]}$ $f = 8.45 \text{ [GHz]}$

5.6.2 臨界電流値および接合抵抗の温度依存性

照射量 $1.0 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における接合の臨界電流値 (I_c) および接合抵抗 (R_n) の温度依存性を図 5.18 に示す。接合抵抗はマイクロ波を印加して接合の臨界電流値を 0 にしたときの抵抗値である。臨界電流値は温度の低下にともない接合の T_c 付近で指数関数的に増加し、その後直線的に増加する。接合抵抗は接合の T_c 以下ではほぼ一定であり、接合の T_c を超えると徐々に増加し、薄膜の T_c 付近で急激に増加する。この急激な増加は、薄膜自体の常伝導転移によるものであると考えられる。接合の T_c 以下で接合抵抗が変化しないことからダメージによって YBCO が完全に超伝導性を失い金属的な性質を示し、SNS 接合が形成されていることを示している。他の照射量の場合においても同様の傾向が示されている。

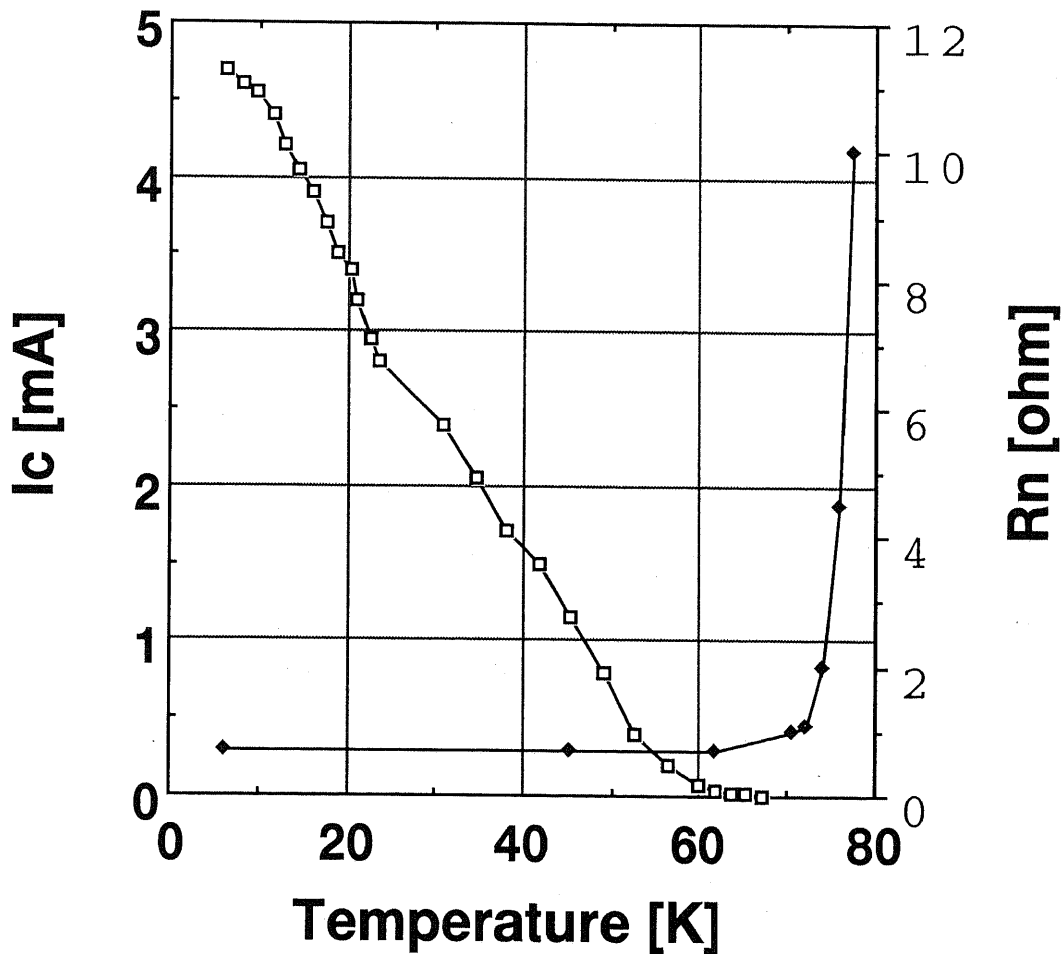


図 5.18: 照射量 $1.0 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における接合の臨界電流値 (I_c) および接合抵抗 (R_n) の温度依存性 (\square : 臨界電流値 I_c 、 \blacklozenge : 接合抵抗 R_n)

5.6.3 磁場特性

臨界電流値の磁場依存性は、接合中に流れる電流の均一性を評価する上で重要である。照射量が $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ 以上の素子については臨界電流値磁場依存性が現れた。

まず、「大きな接合」になっていないかを評価するために、ジョセフソンの磁場侵入長を算出すると、照射量が $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ 以上の素子については 4.2K における臨界電流面密度 J_c の最大値は、 $3.0 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ である。このときのジョセフソンの磁場侵入長 λ_j は、式 2.12 より $2.94 \mu\text{m}$ と見積もられる。よって、この値がジョセフソンの磁場侵入長の最小値であり、接合幅 (L) は $5 \sim 10 \mu\text{m}$ であることから、常に $L/\lambda_j < 4$ を満たしていることが分かる。

膜厚 100nm、接合幅 $10 \mu\text{m}$ 、照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における接合の臨界電流値の磁場特性を図 5.19 に示す。縦軸は臨界電流値（正負両方向）であり、横軸は磁場発生コイルに流れる電流値である。磁場に応答しない電流成分が存在するが、フラウンフォーファー回折像に非常に類似した特性を示している。よって、均一な接合部分が形成されていると考えられる。磁場による臨界電流値の変調度は、温度が接合の T_c に近づくほど大きくなり、4.2K で 10% 程度、最大で 80% の変調度が得られた。よって、超伝導性が非常に強い部分が若干存在するが比較的均一な接合が形成され単一のジョセフソン素子として動作していることが示された。

接合部分が均一であれば、磁場特性は温度変化に対して大きな影響を受けないが、接合中に超伝導の臨界温度が低下した S' が存在する場合、接合内の電流分布は温度によって大きく変化するため磁場特性も大きく変化する。そこで、磁場特性の温度変化を調べた。図 5.21、5.22、5.23 の順に温度が高くなっている。まず、図 5.21 においては 20% 程度しか変調していないが、変調部分の外形はフラウンフォーファー回折像に類似している。温度が上昇すると、変調度が増加するが変調部分の外形が崩れて図 5.22 のようになる。さらに温度を上昇させると、変調度が 80% 程度まで増加するが、変調パターンは SQUID の応答パターンに近いものとなっている。これは、温度が低い領域では、 S' の部分が超伝導体となり超伝導結合がショートしている部分が支配的であるが、温度が上昇するとショートしていた部分もジョセフソン効果を生じるようになり磁場に応答し並列に複数のジョセフソン結合が生じて SQUID 的な応答を示すと思われる。

磁場に応答しない部分は結合が強い部分と考えられ、接合中にマイクロショートのな部分が存在していると考えられる。そこで、照射量を若干増加させ、接合中に充分ダメージが与えられるようにした。

膜厚 100nm、接合幅 $7 \mu\text{m}$ 、接合長 50 nm 、イオン照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ の条件で作製した接合において、4.2K まで RSJ 的な I-V 特性を持ち、磁場に応答する素子が得られた。この接合に磁場を印加すると図 5.24 に示すように、臨界電流値が 1/4 程度まで減少する。 $I_c R_n$ 積は、 0.15 mV と見積もられる。図 5.25 に臨界電流値の磁場依存性を示す。20% 程度磁場に応答しない部分が存在するがフラウンフォーファー回折像に近い外形をしている。同じ条件で作製した別個の素子の臨界電流値の磁場依存性を図 5.26 に示す。高磁場領域にまで変調がみられ、フラウンフォーファー回折像に非常に近い概形をしている。

以上のことから、Be イオンによる照射ダメージにより作製された接合部分は、照射量

を適切な量に調節することによって均一な接合状態を形成できる。

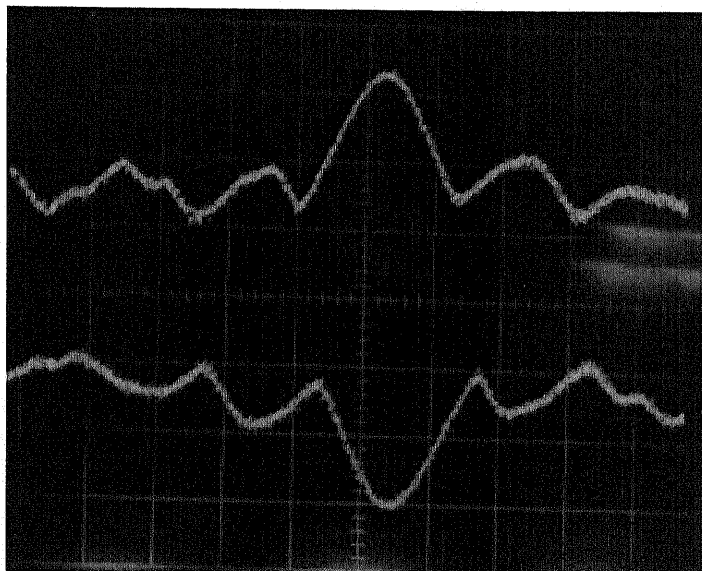


図 5.19: 照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での接合の磁場特性 (X 軸: 1 mA/div , Y 軸: $40 \mu \text{ A/div}$) $T=60[\text{K}]$

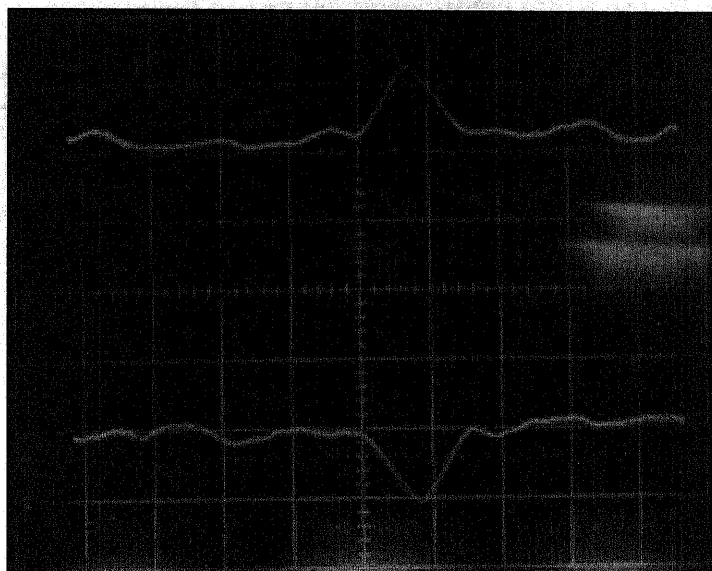


図 5.20: 照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での接合の磁場特性 (X 軸: 2 mA/div , Y 軸: $250 \mu \text{ A/div}$) $T=30[\text{K}]$

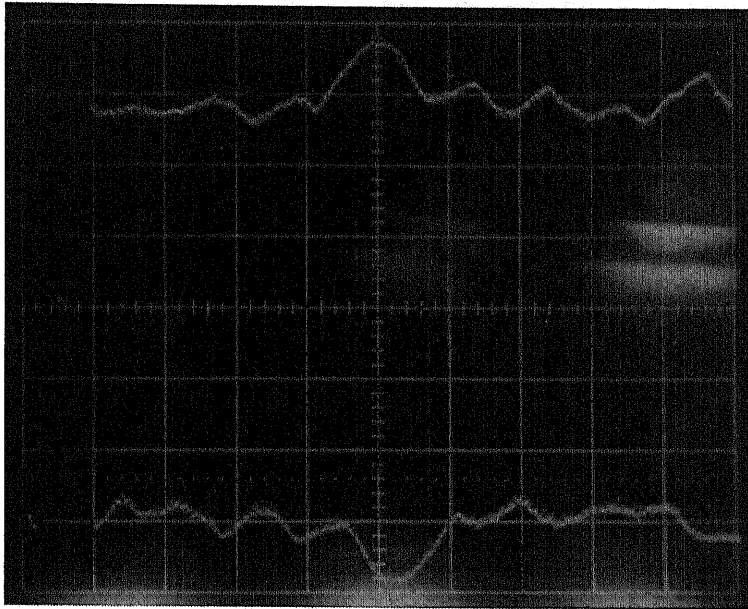


図 5.21: 4.2K における I_c の磁場依存性 X 軸:2mA/div,Y 軸:0.1mA/div

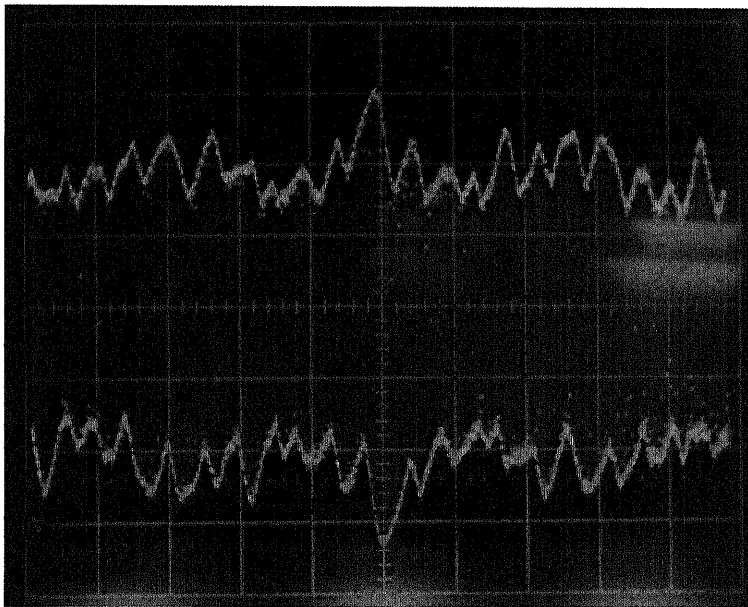


図 5.22: 図 5.21 の素子の 40K における I_c の磁場依存性 X 軸: 5mA/div,Y 軸: 0.05mA/div

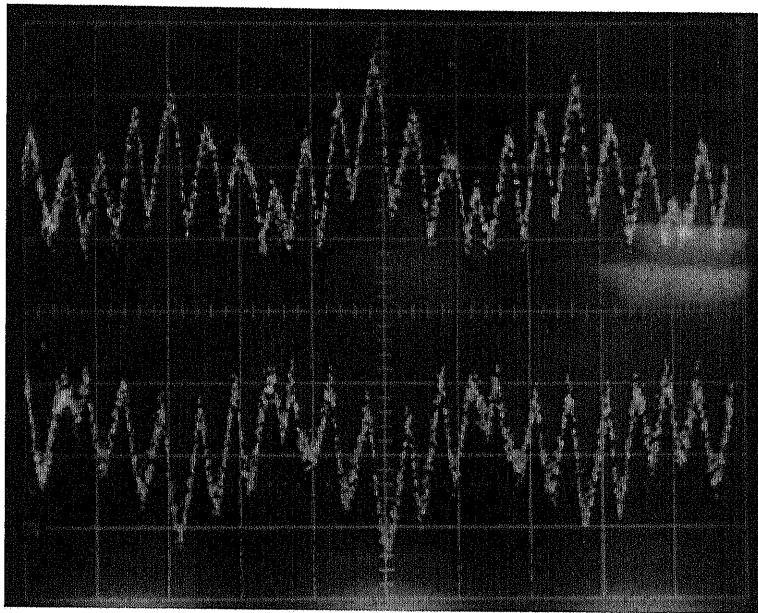


図 5.23: 図 5.21 の素子の 60K における I_c の磁場依存性 X 軸: 5mA/div, Y 軸: 0.01mA/div

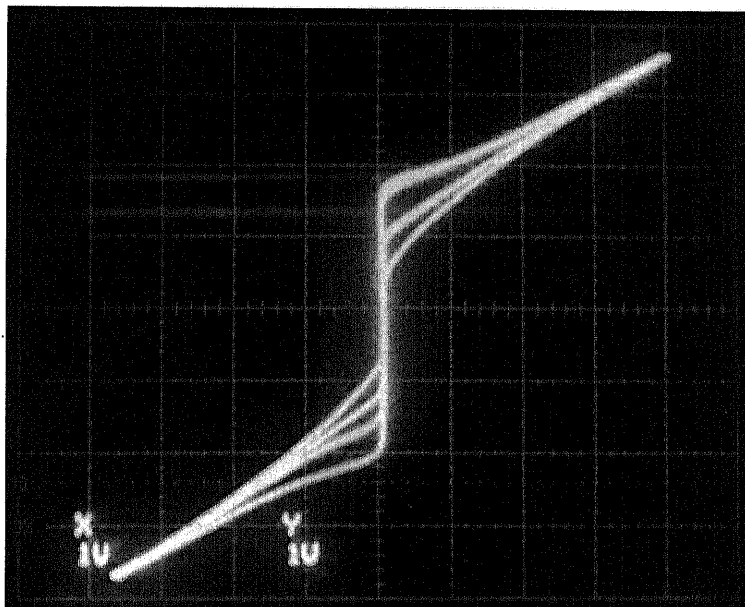


図 5.24: 照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での接合の磁場による I-V 特性の変化 X 軸: 0.05mV/div, Y 軸: 0.05mA/div, $T = 4.2\text{K}$

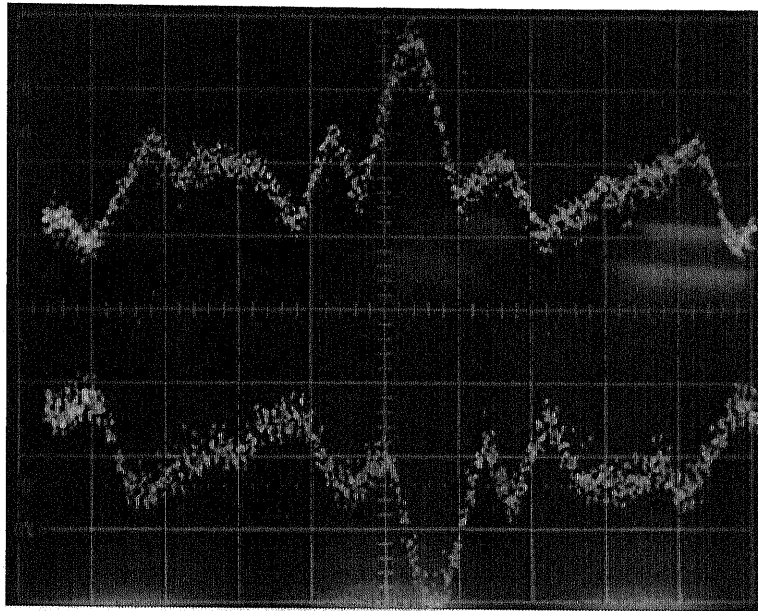


図 5.25: 照射量 $1.2 \times 10^{16}\text{ions/cm}^2$ での I_c の磁場依存性 X 軸:
 2mA/div , Y 軸: 0.01mA/div , $T = 4.2\text{K}$

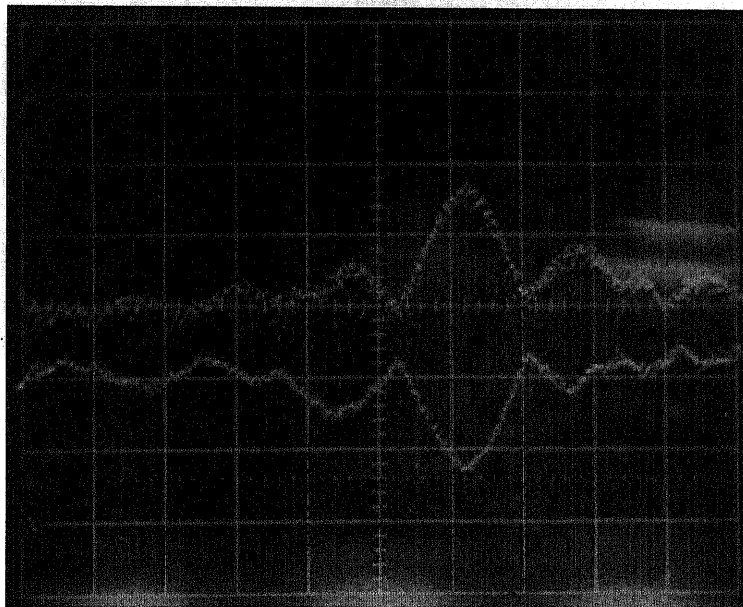


図 5.26: 照射量 $1.2 \times 10^{16}\text{ions/cm}^2$ での I_c の磁場依存性 X 軸:
 2mA/div , Y 軸: 0.025mA/div , $T = 50\text{K}$

5.6.4 dc-SQUID の作製

Be イオン照射による FIB 接合は単体で臨界電流値の磁場依存性を示すが、dc-SQUID を作製した場合の磁場特性を測定した。作製した dc-SQUID のパターンを図 10 に示す。細くくびれている部分に接合が位置している。ループインダクタンスを小さくするために、ループの幅は広くなっている。dc-SQUID の電流電圧特性は RSJ モデルに従う特性を示した。臨界電流値の磁場依存性を図 5.28 に示す。dc-SQUID にみられる変調周期が観察されている。しかし、変調度は 20% とあまり高くない。 LI_c 積が大きい場合変調度が低下するのでその影響が考えられるが、素子そのものに磁場に応答しないリーク電流が流れている可能性も考えられる。

また、dc-SQUID の $V-\Phi$ 特性についても測定を行った。結果を図 5.29 に示す。周期的な電圧変化が観察されている。バイアス電流を変化させることによって変調振幅も変化していることから、dc-SQUID として動作していることが分かる。

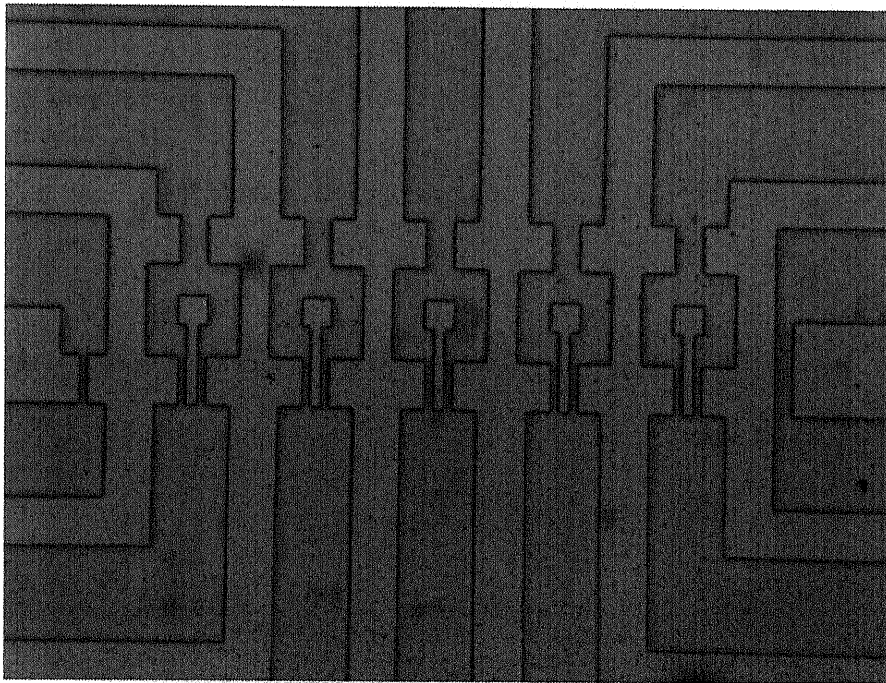


図 5.27: dc-SQUID のパターン (細いくびれの幅が $10\mu\text{m}$)

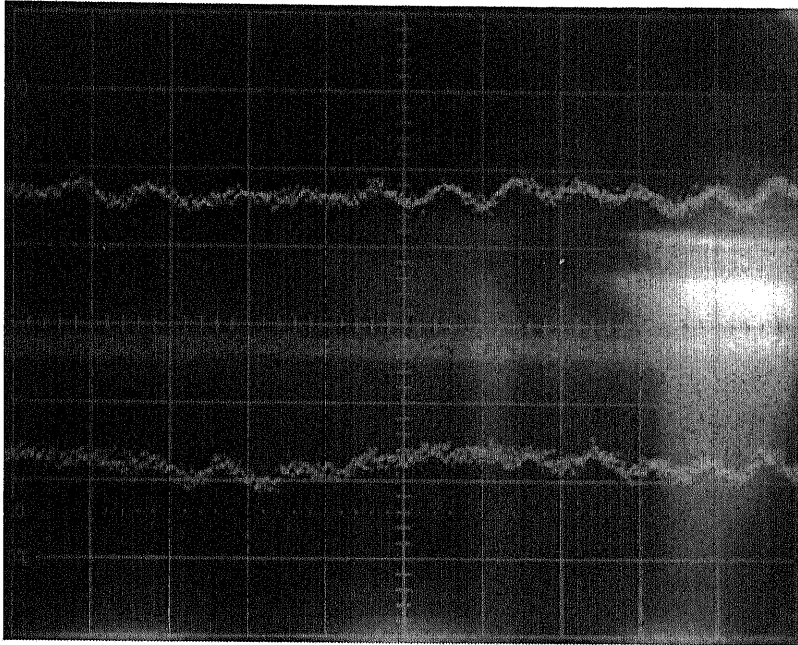


図 5.28: dc-SQUID の I_c の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 25 μ A/div

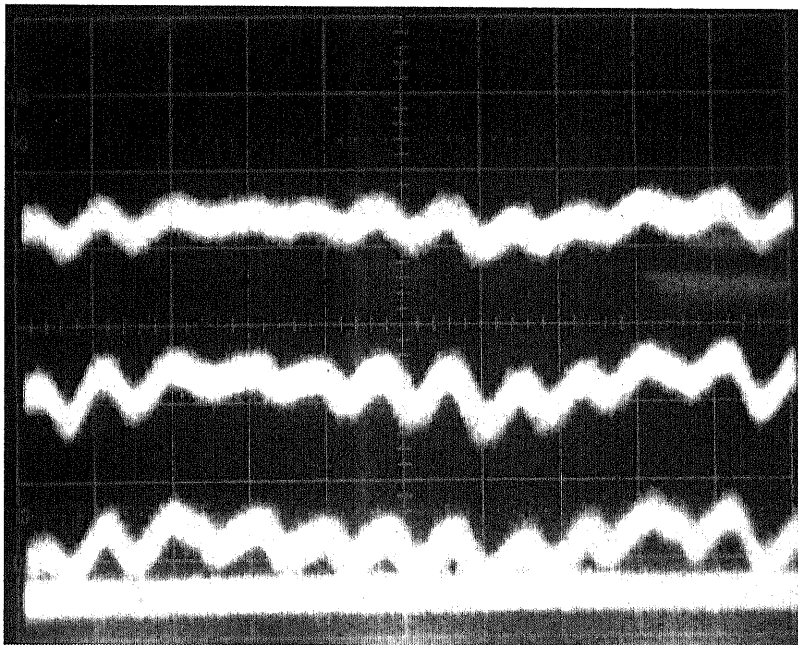


図 5.29: dc-SQUID の $V - \Phi$ 特性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 5 μ V/div

5.7 接合部分の評価

イオンビーム照射によりダメージ部分を形成する場合、接合パラメータの制御はビームのスキャン条件を変化させることで行う。よって、イオンビームの照射分布および照射条件による接合パラメータの変化について評価することが必要である。これまでは、ビーム径を 45nm と仮定しビーム径内での照射密度を一定として、イオンの照射密度を算出していたが、正確な接合長を見積るためには、照射密度の分布について考慮しなければならない。そこで、イオンビームの実効ビーム径の評価および照射分布の評価を行う。

5.7.1 Be イオンビームの実効ビーム径の評価

Be イオンビームを一次元スキャンして得られる弱結合部分において、Be イオンビームの実効ビーム径は接合の接合長(バリア厚さ)を決定する上で重要な意味を持つ。イオンの照射分布から実効的なビーム径を見積もる必要がある。よって、以下のような実験を行った。

ビームをスキャンする際に、制御プログラムによって一点に集中してイオンを一定時間照射し、照射した後設定したスポット間隔 d_{spot} だけ移動して、再び照射を行う。これを繰り返して一次元方向にスキャンし、図 5.30 に示すように YBCO ブリッジに点線状にイオンを照射する。スポット間隔 d_{spot} をさまざまに変化させた照射を行い、YBCO ブリッジの特性の変化を測定する。隣接するダメージ部分が重なればブリッジの超伝導性が低下すると考えられ、超伝導性が低下し始めるスポット間隔 d_{spot} が実効的なビーム径と考えられる。ビームの条件は、ビーム電流 3pA、滞在時間 8ms、スキャン回数は 1 回である。

スポット間隔による YBCO ブリッジの臨界温度の変化を図 5.31 に示す。イオン未照射時のブリッジの臨界温度との差を縦軸とした。スポット間隔が小さくなるにつれて指数関数的に超伝導性が劣化し、ブリッジの臨界温度が低下していることが分かる。イオン未照射時のブリッジの臨界温度から変化し始めるスポット間隔は、40~50nm であると思積もられる。よって、Be イオンビームの実効ビーム径は、40~50nm であると考えられる。これは、Ga イオンビームの場合の 100nm と比べて小さく、YBCO の SNS 近接効果接合に用いられるバリア層の厚さ (10~50nm) と同等のバリア厚を形成できることが分かる。

5.7.2 Be イオン照射によるダメージ部分の電気特性

Be イオンによってダメージを受けた YBCO 部分の電気的特性を測定するため、ジョセフソン結合が起こらない程度の接合長を持ったダメージ領域を形成し、照射量を変化させて抵抗温度特性を測定した。ダメージ領域の大きさは、接合幅 $10\mu\text{m}$ 、接合長 $0.5\mu\text{m}$ とした。照射量による接合部分の抵抗温度特性を図 5.32 に示す。照射量 $1 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ において、超伝導性が劣化し臨界温度が 40K に低下している。これは、ブリッジ全体に十分なダメージが与えられないことが原因である。照射量が $2 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ に増加すると、超伝導性が消失し、金属的な抵抗特性を示し 2Ω 程度の抵抗値を示している。この

ことから、Be イオン照射によるダメージを受けた YBCO は照射量を増やすことで S' 的な特性から金属的な電気特性に変化することが分かる。

ジョセフソン特性を示すのに必要な最小の照射量 $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ と比較すると、ダメージ部分は超伝導性を失い、金属的な抵抗特性を示す程度までダメージを受けていることが分かる。よって、接合では SNS 型の近接効果によるジョセフソン結合が生じていると考えられる。

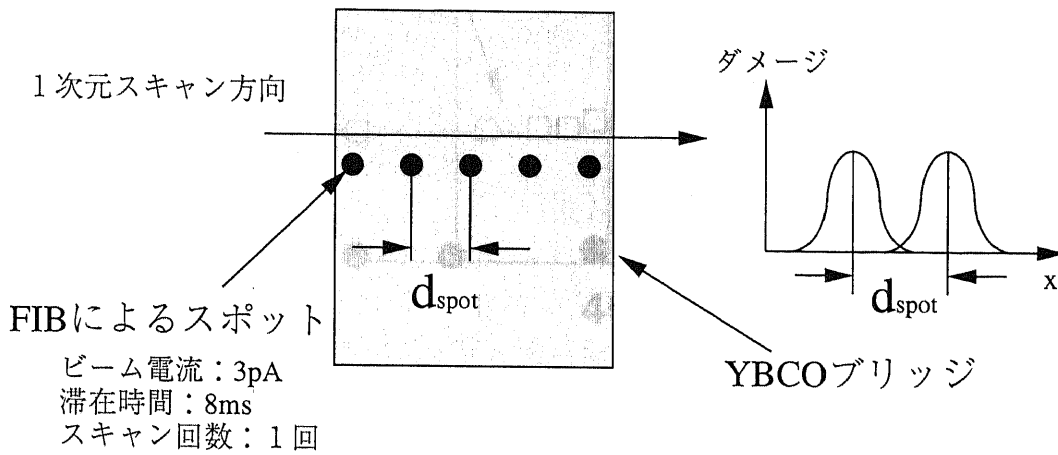


図 5.30: 実効的なビーム径を見積るための実験

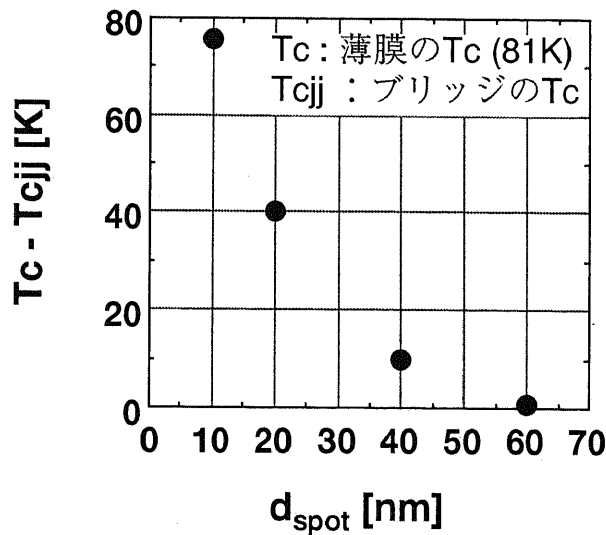


図 5.31: スポット間隔による YBCO ブリッジの臨界温度の変化

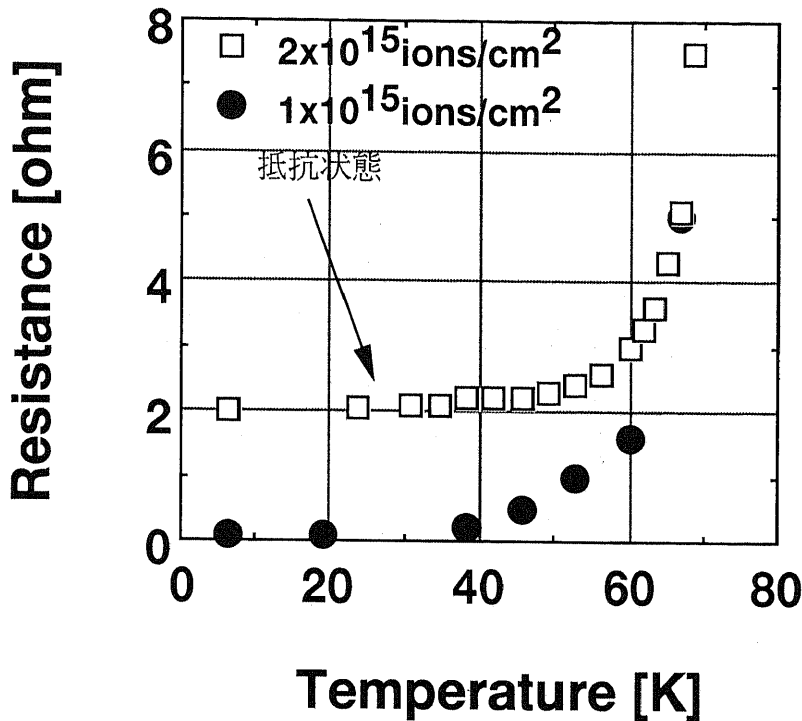


図 5.32: 照射量による接合部分の抵抗温度特性の変化

5.7.3 イオンビームの照射分布の評価

注入イオンが基板結晶中で静止した時の分布は、モンテカルロ法や LSS 理論に基づく輸送方程式の解から求められ、この分布はガウス分布によって近似できることが知られている。また、集束されたイオンビームの照射密度の分布についてもガウス分布で近似可能である。集束したイオンビームを一定の位置に照射した場合の照射密度の分布は、照射点の中心を原点とし、 z 軸方向を照射密度 D とすると、

$$D = \frac{S}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \quad (5.1)$$

で表される。ただし、 S は総照射量、 σ は標準偏差とする。一般にビーム径（ビームの直径）は、ビームの照射分布の半値幅が用いられるが、ガウス分布を仮定した場合、ビーム径は $2\sqrt{2}\sigma$ となる（この場合、ビーム径を直径とする円の面積と照射密度分布の最大値の積が照射密度分布を全平面にわたって積分した場合の総照射量と一致する）。ここで重要な点はビーム径が必ずしもダメージの大きさと一致しない点である。照射密度分布の概形を図 5.33 に示す。

実際のイオンの照射密度分布を求めるには、総照射量および標準偏差が求められればよい。実効的なビーム径を求めるため行った実験において、ビーム電流 3pA、照射時間 8ms の条件でスポット状に照射を行った。この時の総照射量は S は、 $S = 3\text{pA} \times 8\text{ms} / q$ (q : 電荷量) により計算でき、 $S = 1.498 \times 10^5$ 個である。

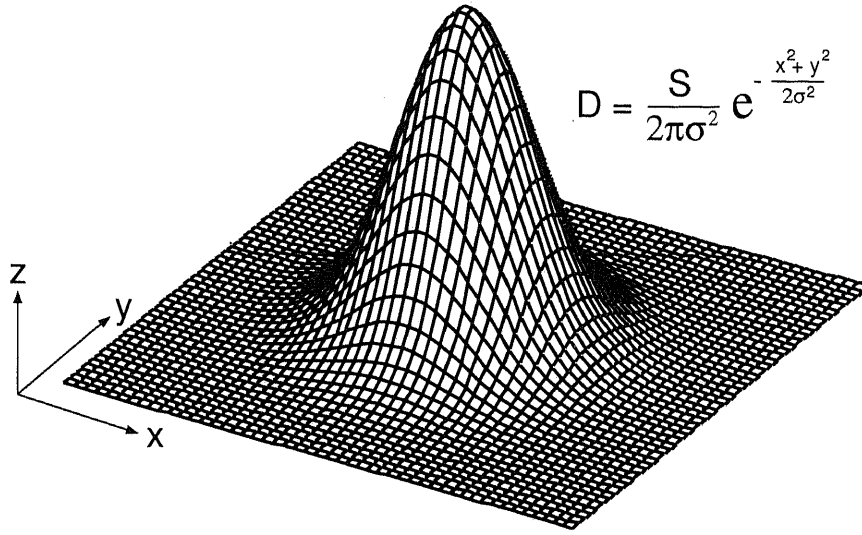


図 5.33: イオンビームの照射密度分布

この実験において、図 5.31 に示すようにスポット間隔が 60nm 以下では超伝導ブリッジの臨界温度が減少している。また、広範囲にイオンを照射した場合の YBCO 薄膜は照射密度が $2 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ 以上において超伝導性が消失したことが実験によって得られている。よって、照射中心から 30nm 離れた領域において隣り合ったガウス分布の重なりにより照射密度が超伝導性を失う照射密度 $D_c = 2 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ となっていることを示している（図 5.34 参照）。重なり具合は、標準偏差の値によって、隣接するガウス分布に加えて、更にそのもう一つ隣のガウス分布の影響をうけると考えられる（図 5.35 参照）。そこで、左右 2 つ分のスポットの影響を考慮した場合、スポット間隔を d とすると、

$$D_c = \frac{2S}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{d^2}{4\sigma^2}\right) + \frac{2S}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{9d^2}{4\sigma^2}\right) \quad (5.2)$$

となる。

したがって、一点にビーム電流 3pA、ビーム滞在時間 8ms の条件で照射した場合における照射密度分布は、総照射量 $S = 1.498 \times 10^5$ 個、スポット間隔 60nm を上の式に代入すると、式は標準偏差に基づく式となり、それを数値解析により解くと、

$$\sigma = 1.31 \times 10^{-8}, 4.93 \times 10^{-8} [\text{m}] \quad (5.3)$$

という 2 つの値が得られる。実際の分布の値はこのどちらかであるが、スポットによる実効ビーム径を算出する実験結果からはそれを決定することはできない。ビーム径に換算するとそれぞれ、36.9[nm], 139[nm] となる。また中心部分の最大照射密度は、 $1.4 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ 、 $9.8 \times 10^{14} \text{ ions/cm}^2$ である。

標準偏差 $\sigma = 1.31 \times 10^{-8}$ による分布は、シャープなビーム分布を形成しているが、標準偏差 $\sigma = 4.93 \times 10^{-8}$ による分布は、照射分布が横方向に広がった分布となっている。

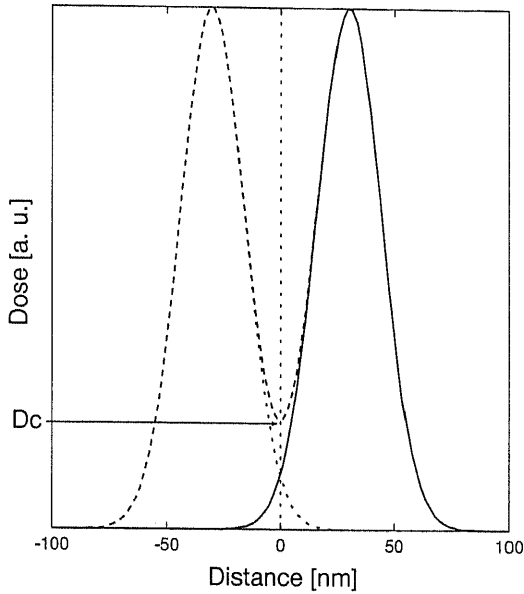


図 5.34: 照射密度分布の重なり (ビーム径がスポット間隔より小さい場合)

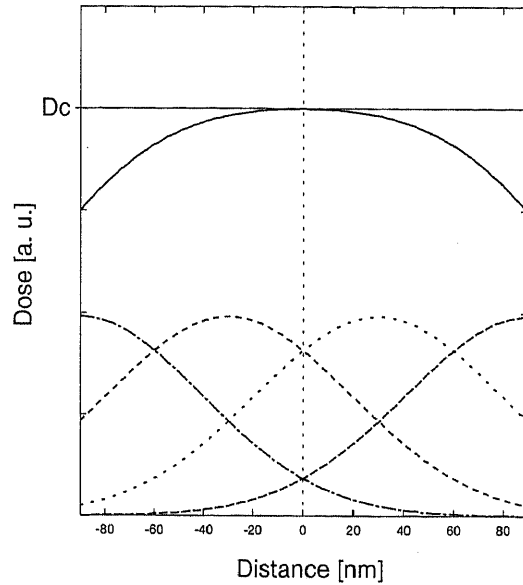


図 5.35: 照射密度分布の重なり (ビーム径がスポット間隔より大きい場合)

実際に、接合を作製する場合はイオンビームを一次元的にスキャンさせることでダメージ部分を形成している。よって、スキャン方向を x 軸方向とすると照射密度分布は、一次元スキャン部分の中央部では、 x 方向は一定の分布となる。 y 方向の分布は、スポット状における分布の標準偏差 σ を持つガウス分布の和となる (同一の標準偏差を持つガウス分布を中心を同一座標にして加算した場合、その和の標準偏差は不変である)。ライン上にスキャンした場合のラインの長さは $150\mu\text{m}$ であり、標準偏差の値と比べて非常に大きい。よって、 x 軸上における照射密度はライン上のほぼすべての部分で一定である。

スポット状の照射密度分布において、ビーム径を直径とする円の面積と照射密度分布の最大値の積が照射密度分布を全平面にわたって積分した場合の総照射量と一致するが、ラインの場合においても、ラインの面積を (ビーム径) \times (ライン長さ) として、その部分における照射密度は実際の分布の最大照射密度で一定であると近似すると、ビーム電流 3pA 、ライン長さ $150\mu\text{m}$ 、ビーム照射時間 40s 、ビーム径をそれぞれ、 36.9nm 、 139nm を置くと、最大照射密度は、 $1.34 \times 10^{16}\text{ions/cm}^2$ 、 $3.56 \times 10^{15}\text{ions/cm}^2$ となる。この条件におけるダメージの実効的な幅は、それぞれ 51nm 、 105nm となる。

この照射条件において、これまでの照射密度分布をビーム径 45nm を仮定し、ビーム径内の密度が均一であるとした場合における照射密度に換算すると、 $1.0 \times 10^{16}\text{ions/cm}^2$ に相当することが分かる。なお、区別するために、ビーム径 45nm を仮定した照射密度を「平均照射密度」と以後呼ぶこととする。

ビーム電流 3pA 、ライン長さ $150\mu\text{m}$ の条件でライン上にビームをスキャンさせてジョセフソン接合を作製した場合、照射時間が 16s から 72s の範囲において、超伝導ブリッジがジョセフソン特性が得られた。照射時間が 16s の場合における照射密度分布の最大照射密度はそれぞれ、 $5.36 \times 10^{15}\text{ions/cm}^2$ 、 $1.4 \times 10^{15}\text{ions/cm}^2$ となる。後者の場合、超

伝導性を失う照射密度 $D_c = 2.0 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ を下回っているため、照射領域全体において超伝導性が失われることはなくジョセフソン特性が得られないと考えられる。ただし、ラインの面積を算出する際に近似を用いていることから、必ずしも D_c を下回っているとは限らないが、照射時間が 72s における場合においても、計算される実効的な接合長が、一般に発表されている近接効果接合の接合長 (3nm~60nm) とくらべて非常に大きい 150nm という値が得られている。近接効果においては、接合長に比例して接合の臨界電流値が指数関数的に急激に減少することから、標準偏差が 49.3nm の場合 (ビーム径が 139nm の場合) の分布は、実際のイオンビームの分布に当てはまらないと考えられる。以降の議論では、標準偏差が 13.1nm であるとして議論を進める。

5.7.4 照射量による接合長の変化

イオンビームの照射密度分布が求められたことにより、各照射量ごとのダメージを受けて超伝導性を消失した領域について評価することが可能である。ここで、照射密度分布の標準偏差は照射量によらず一定とする。YBCO 薄膜が超伝導性を失う照射密度を D_c とすると、超伝導を失う領域は、ビーム径が一定であっても図 5.36 に示すように照射密度の増加に伴い増加する傾向にある。ビームを一次元スキャンした場合には、超伝導を失う領域の幅は接合長に相当し、照射量の増加にともない接合長が増加する傾向を示すことが分かる。

$D_c = 2 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ であり、平均照射密度が、 $4.0 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2 \sim 1.8 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ の場合の接合長を前述の照射密度分布 (標準偏差 $\sigma = 13.1[\text{nm}]$) を仮定して接合長を計算すると、図 5.37 に示すように接合長は 37.4nm~58.7nm となり、照射量が増加するに伴い接合長が増加することが分かる。

5.7.5 イオン照射量による接合の特性の変化

臨界電流値の温度特性の照射量による変化を図 5.38 に示す。照射量により臨界電流値が大きく変化しているため、臨界電流値を示す軸は対数グラフとなっている。接合の T_c は照射量が増加するにつれ、80K から 35K まで減少した。また、図 5.38 より臨界電流値の温度特性が照射量の増加に伴い指数関数的に減少していることがわかる。

照射量が増加するにつれて臨界電流値と接合の臨界温度が低下することは以下のようにして説明が可能である。5.7.4 節で述べたように、照射量の増加にともない、接合長が増加する傾向にある。よって、接合部分が SNS 近接効果であると仮定すると、照射量が多くなると横方向へのダメージの広がりによって接合長が増加し、臨界電流値が指数関数的に減少する傾向を示していると考えられる。また、近接効果における超伝導電子の浸みだす長さは温度の上昇と反比例して短くなるため、接合長が長い場合には接合の臨界温度が低下することも考えられる。

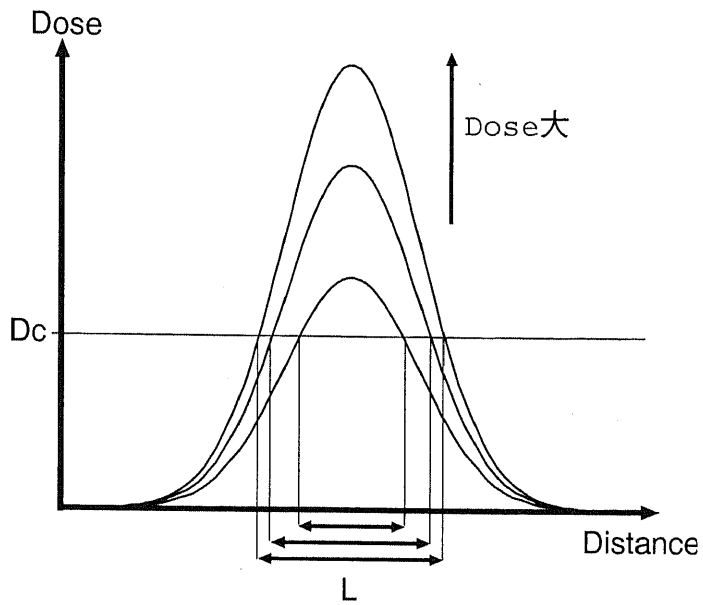


図 5.36: 照射密度増加によるダメージ領域の拡大

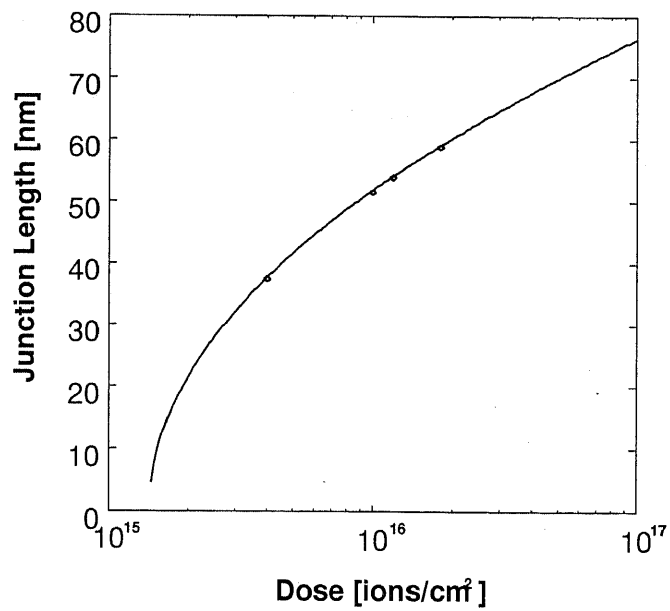


図 5.37: 平均照射密度による接合長の変化 (図中の点は作製した素子の条件)

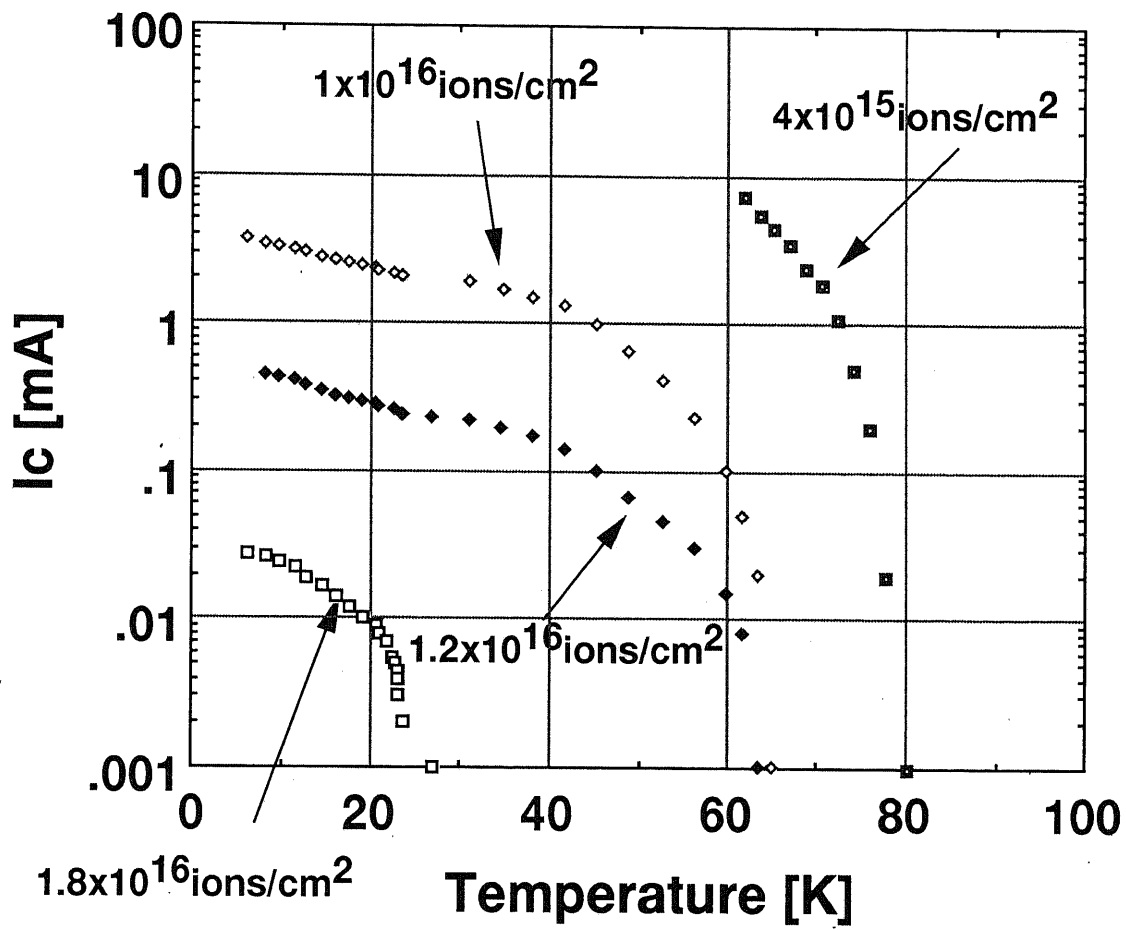


図 5.38: 臨界電流値の温度特性の照射量による変化

5.8 接合部分の伝導状態の解析

5.8.1 温度による接合部分の伝導状態の変化

Be イオン照射によるダメージ部分の電気特性やイオン照射量による接合の特性の変化などから、接合部分の伝導状態を図 5.39 に示すようなモデルで表すことができる。Be イオンビームの分布はガウス分布に類似した分布を持つため、十分なダメージが YBCO ブリッジ中に局所的に与えられ、ダメージを受けた YBCO が金属的な層 (N 層) に変化し、N 層の周囲の非常に狭い領域に超伝導性が低下した層 (S' 層) が形成されていると考えられる。この部分は温度によって、N 層にも超伝導層にも変化するため、低温では実効的な接合長が減少し、ビームの強度分布の不均一性によるマイクロショートが存在しやすい状況が形成され、接合の臨界温度付近では、均一な N 層が形成され SNS 的な近接効果による特性が示されていると考えられる。イオンの照射量によって接合長を変化させることが、前述のイオン照射量による接合の特性の変化により可能であることから、適当な照射量を用いることによって、低温でもマイクロショートのない均一な接合が形成できると考えられる。また、接合の不均一性はイオンのダメージ分布に依存することから、YBCO ブリッジの表面の平坦性も問題となる。薄膜表面に析出物などが付着しているばあい、その部分の実効的な膜厚が増加し、イオンのダメージ分布が異なることが考えられる。よって、均一な接合を作製するには表面の平坦性にも充分注意する必要があると思われる。

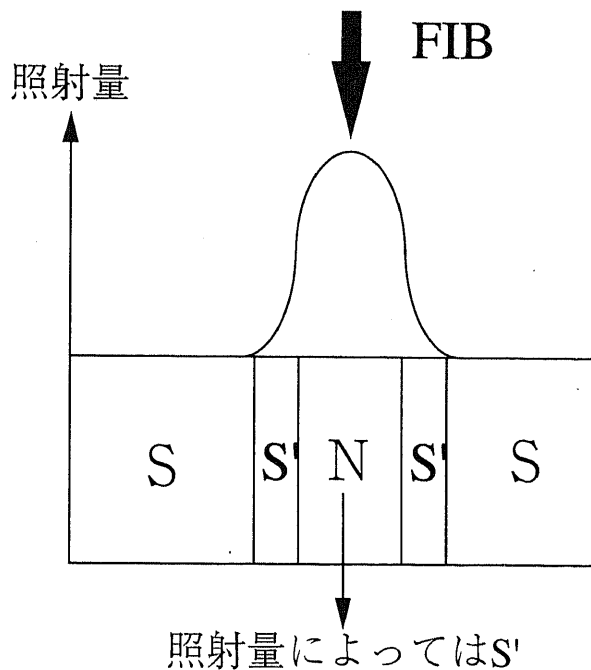


図 5.39: Be イオン照射による FIB 接合の接合部分のモデル

5.8.2 近接効果 SNS 接合としての評価

近接効果とは、超伝導体と常伝導体を接合すると界面付近で超伝導電子は常伝導体側に、常伝導電子は超伝導体側に浸み出す現象である。de Gennes の近接効果理論によれば、超伝導電子対の存在確率振幅を $F(r)$ とすると、界面を原点とし、 $r < 0$ を超伝導体、 $r > 0$ を常伝導体とすると、界面での常伝導体側の $F(r)$ の値を $F_n(0)$ とすれば、 $F(r)$ の分布は、

$$F(r) = F_n(0) \exp\left(-\frac{r}{d_n}\right) \quad (5.4)$$

となる。よって減衰長程度の厚さを持った常伝導体を挟んだ超伝導体-常伝導体-超伝導体接合 (SNS 接合) を作製することにより、ジョセフソンカップリングが起こり、ジョセフソン接合が形成される。

減衰長 d_n は常伝導体中の電子の平均自由工程 l_n が、常伝導体中の超伝導電子対のコヒーレンス長に比べて十分大きい場合 (クリーンリミット) と、常伝導体中の電子の平均自由工程 l_n が、常伝導体中の超伝導電子対のコヒーレンス長に比べて十分小さい場合 (ダーティリミット) の2つの場合で異なる値を有する。この場合、超伝導電子対は拡散過程にしたがって移動し、散乱過程で対が破壊される。金属や半導体は通常、ダーティリミットにしたがうものとして計算することができる。

近接効果による SNS 接合の臨界電流値 I_c は、接合長 L に対して、 $I_c \propto \exp(-L/d_n)$ の関係があり、接合長によって臨界電流値が大きく変化する。よって、臨界電流値を制御するには正確な接合長の制御が必要となる。

酸化物高温超伝導体を用いた近接効果 SNS 接合の評価に際しては、超伝導電子対の二次元伝導性や d 波電子伝導などの高温超伝導体特有の性質によって、既存の近接効果理論による定量的な解析が必ずしも当てはまらない。近年、Delin と Kleinsasser によって二次元伝導性を考慮して拡張した近接効果理論が発表されているが [36]、統一的に現象を説明できる理論は依然確立されず、定量的に特性を評価することは現状では困難である。

そこで、定性的ではあるが、Be イオン照射による FIB 接合の近接効果 SNS 接合としての評価を行う。近接効果接合に特徴的な性質として以下の3つが挙げられる。

- 接合部分の障壁層が金属的な電気特性を示している。
- 接合長に比例して臨界電流値が指数関数的に減少している
- T_c 付近における臨界電流値が $(1 - T/T_c)^2$ の温度依存性を示す。

まず、障壁部分 (イオン照射によりダメージを与えた部分) の電気特性は、YBCO 薄膜に広範囲に Be イオンを照射した場合、照射密度が $2 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ 以上において超伝導性が消失し、金属的な電気特性を示している。

次に、接合長による臨界電流値の変化については、前節で述べたようにイオンの照射量に比例して接合長が増加することから、図 5.38 に示す各照射量に対する接合長をそれぞれ計算し、測定温度 10K における臨界電流値の接合長依存性を図 5.40 に示す。接合長が増加するにつれて臨界電流値が指数関数的に減少していることが分かる。 $A \exp(-L/d_n)$ を用いて fitting した結果、減衰長 $d_n = 3.68 [\text{nm}]$ と見積られた。接合長 L との比を考え

ると、 L/d_n は 12.0~18.9 となり、接合長が非常に大きくなっている。このような場合のジョセフソン結合は非常に弱く、臨界電流値も非常に小さな値が得られるが、照射密度が $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ において、30mA 程度の非常に大きな臨界電流値が得られている。これは、温度が低下すると磁場に応答しない部分が増加する磁場特性の温度依存性からも分かるように、薄膜表面の不均一性などによりダメージ部分に超伝導性が完全に消失せず臨界温度が低下した部分が存在し、その部分による影響であると考えられる。

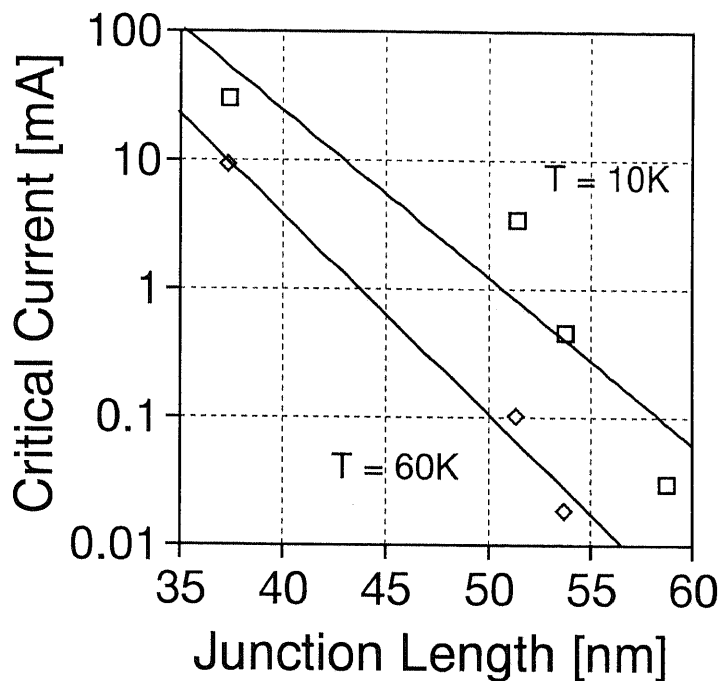


図 5.40: 臨界電流値の接合長依存性

接合の T_c 付近における臨界電流値の温度依存性については、照射密度が $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ 、 $1.0 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ 、 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の臨界電流値の温度依存性を接合の T_c 付近に限ってプロットし、 $A * (1 - T/T_c)^2$ で fitting を行った。その結果をそれぞれ、図 5.41~5.43 に示す。

何れの特性においても、臨界電流値は $(1 - T/T_c)^2$ の傾向を示していることが分かる。照射密度が $1.8 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ の条件については、臨界電流値は $(1 - T/T_c)^2$ の傾向を示さず、 T_c 付近では温度低下に伴い指数関数的な上昇傾向を示している。

以上のことから、Be イオン照射による FIB 接合は近接効果による SNS 接合として動作していると考えられる。

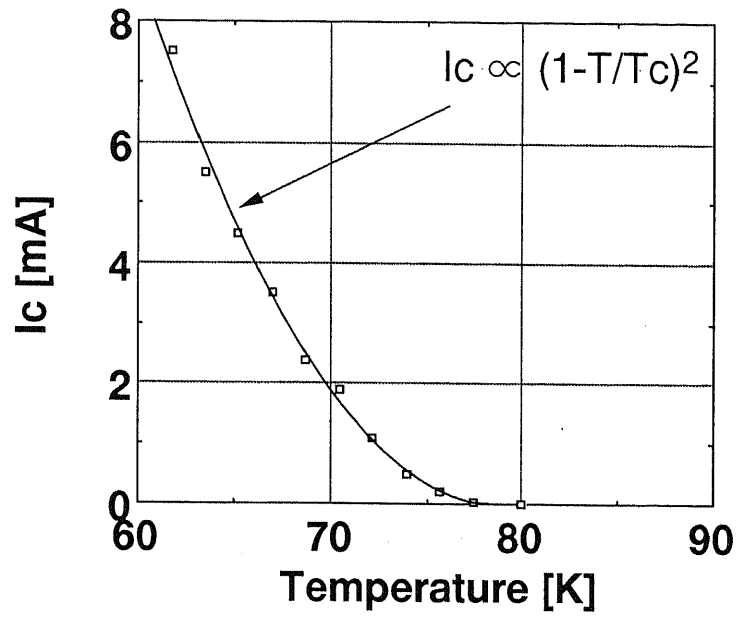


図 5.41: $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ における臨界電流値の温度依存性

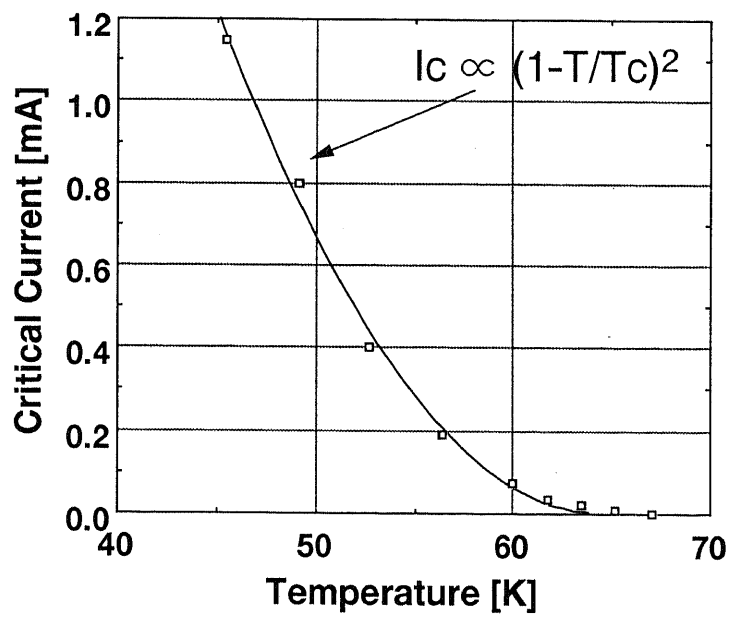


図 5.42: $1.0 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における臨界電流値の温度依存性

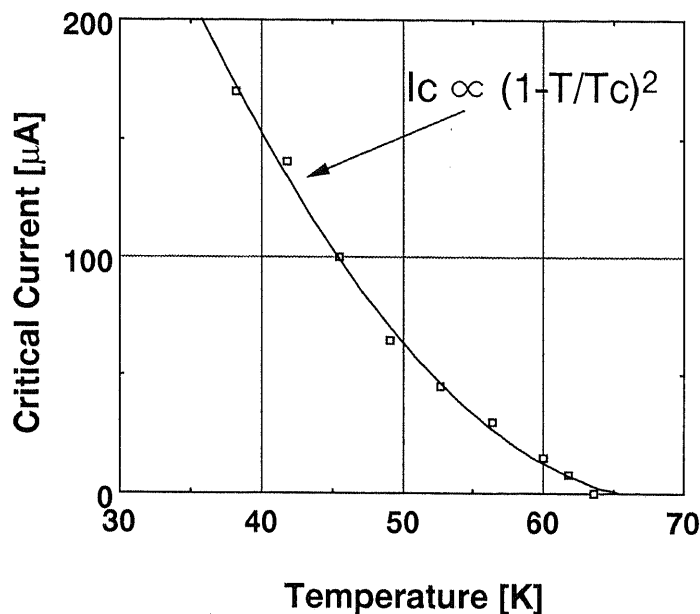


図 5.43: $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における臨界電流値の温度依存性

5.9 デバイスとしての評価

5.9.1 素子の安定性（経時変化）について

素子の安定性は素子を応用する場合に非常に重要である。時間が経過するにしたがって素子の特性が変化してしまえば回路やセンサに応用することは非常に困難である。Be イオン照射の FIB 接合は、YBCO 薄膜に Be イオンを打ち込んでダメージを与えて超伝導性を失わせている。よって、ダメージを受けた YBCO は劣化していることから経時変化により性質が変化する可能性がある。そこで、Be イオン照射の FIB 接合について空気中での低温アニールを行うことによる素子の特性の変化および素子の経時変化について実験を行い素子の安定性についての評価を行った。

低温アニールによる素子の臨界電流値の変化

Pauza らによる電子ビームを局所的に YBCO 薄膜に照射して接合部を形成する EB 接合において、室温付近でアニールを行うと、電子ビームによるダメージ部分が回復して 450K 程度でアニールを行うと超伝導性が回復するという報告がある。これは、電子ビームによって YBCO 薄膜中の酸素が欠損するが欠損した部分の結合が安定せず、低温アニールによって容易に欠損部分に酸素が再結合してしまうことが原因であると考えられる。そこで、Be イオン照射による FIB 接合に対しても同様に 200 °C までの低温アニールを行い、4.2K における臨界電流値の変化について検証した。低温アニールは 2 時間づつ段階的に行った。図 5.44 にアニール温度による臨界電流値の変化を示す。アニール温

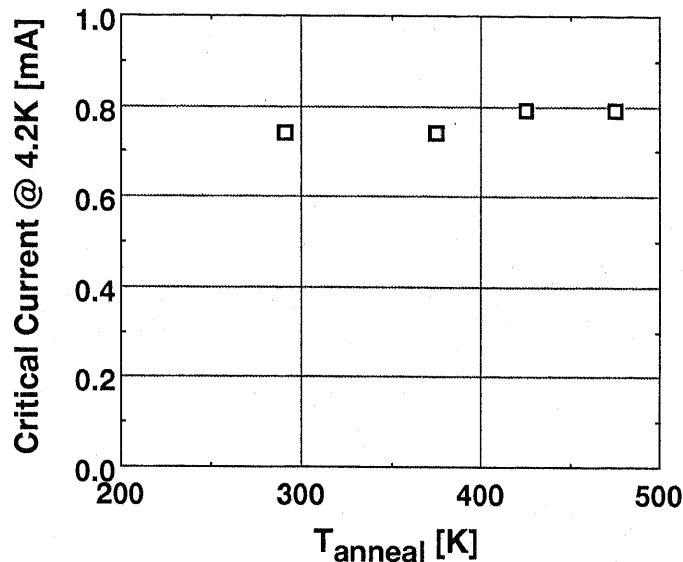


図 5.44: アニール条件 (温度: T_{anneal} 、時間:2h) による、臨界電流値 ($T = 4.2\text{K}$) の変化

度が $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ (423K) の時に臨界電流値は 7% 増加した。しかし、その素子をさらに $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ (473K) で 2 時間アニールしたが臨界電流値は読み取り誤差の範囲内でほとんど変化しなかった。このことから、Be イオン照射による YBCO 薄膜が受けるダメージは低温アニールによって超伝導性が回復する程度の酸素欠損のダメージではないことが示された。

作製した素子の経時変化

実際に作製した素子の作製直後の測定結果と約半年経過した後の素子の特性について比較を行った。素子の経時変化については素子の保存状態が大きく関係している。特に YBCO は水に弱く空気中の水分子によって容易に劣化することが知られている。そこで、素子を乾燥材 (シリカゲル) を十分入れたデシケータに保存し、空気中の水分による劣化を防止して半年間保存した。

比較する特性は接合部分の状態の変化がもっとも顕著に現れる接合の臨界電流値の磁場依存性とした。作製直後の素子の磁場依存性を図 5.45 に、半年経過後の磁場依存性を図 5.46 に示す。測定温度が若干異なるが臨界電流値の磁場依存性はほぼ一致しており、接合中の電流分布がほとんど変化していないことが分かる。よって、Be イオンによるダメージはダメージ印加直後から安定し、半年経過後も同様の特性を示していることが示された。

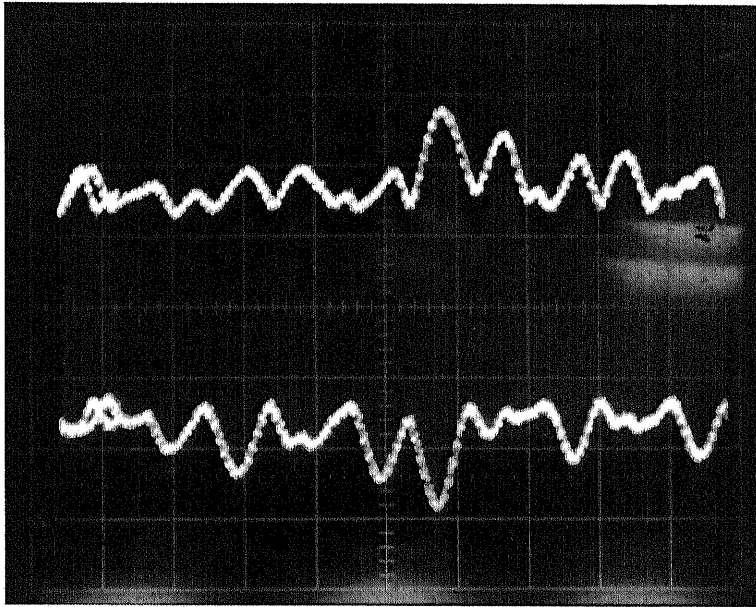


図 5.45: 作製直後の素子の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 0.05mA/div T = 45K

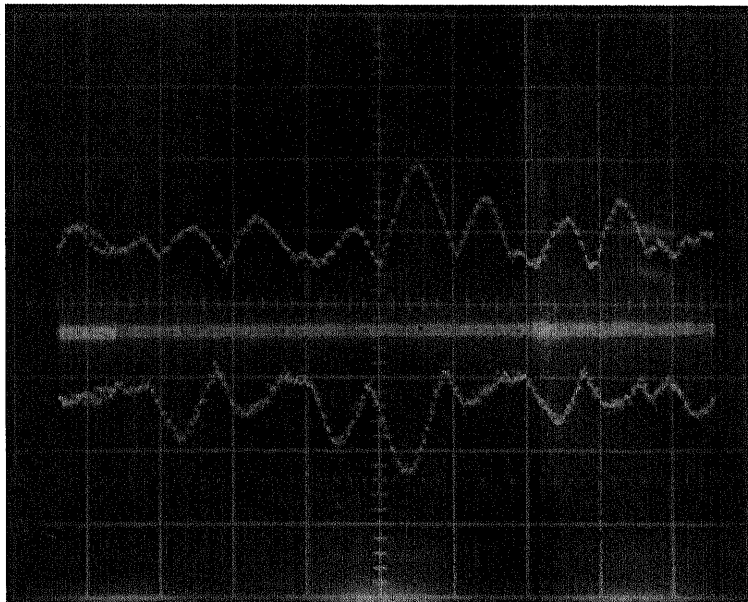


図 5.46: 同一素子の半年経過後の磁場依存性 X 軸:2mA/div, Y 軸: 0.05mA/div T = 50K

5.9.2 バリア部分の接続性

SNS 近接効果接合を作製する場合、金属的な層を間に挟む必要があり、一般にヘテロエピ成長を行うことによって接合が作製されている。しかし、超伝導層と金属層の界面に、結晶の不整合性から来る非常に抵抗の高い層が局所的に形成され、金属層の厚さが非常に薄いにも関わらず、近接効果による臨界電流値が非常に小さくなってしまう。Be イオン照射による FIB 接合の場合は超伝導体にダメージを局所的に与えてバリア層を形成するため、界面における高抵抗層が発生せず、接続性は非常に良好である。ただし、イオン照射に分布があることから、バリア層部分と超伝導部分の境界が、ヘテロ接合による場合と比べて曖昧である。

5.9.3 接合長の制御性

バリア層の厚さの制御は接合の臨界電流値を決定する上で重要である。積層接合やランプエッジ接合の場合は、バリア層の厚さが数 nm~50nm 程度であるが、臨界電流値を制御するには、厚さを 1nm 単位で変化させなければならず、現状の成膜プロセス技術では困難である。Be イオン照射による FIB 接合の場合は、照射量の増加にともなって接合長が増加することから、照射量を調整することで接合長を制御が可能である。しかし、そのためにはイオンビームの照射分布を正確に見積もる必要があることや、ビームの安定性が重要となる。

5.9.4 パラメータのばらつき

同一基板上に作製した素子(5~10 個)の臨界電流値のバラツキは最も良い場合で 50%程度である。Be イオン照射による FIB 接合の場合、YBCO 薄膜の上部からイオンビームを照射するため、薄膜の表面の状態に非常に影響を受ける。表面に析出物等が存在し、その上からビームが照射された場合、実効的な膜厚がその部分だけ上昇し、薄膜中でのイオンのダメージの条件が変化してしまう。よって、表面の平坦性が高く、薄膜中の均一性が高い YBCO 薄膜を作製することが重要となる。

第 6 章： 結論

本論文では、集束イオンビームを用いた YBaCuO 共プレーナ型ジョセフソン接合について、基板ダメージ型 FIB 接合の作製と評価および照射ダメージ型 FIB 接合の提案・作製・評価を行った。

まず、第 2 章においては、酸化物高温超伝導体ジョセフソン素子について解説し、酸化物高温超伝導体の特性を生かした接合を作製するには、以下のような構造が必要である事を述べた。

- c 軸配向した薄膜を用いた共プレーナ構造 (大きな信号電流)
- バリア層を用いた接合 (接合パラメータの制御性、均一性)
- バリアと超伝導層の良好な接続性 (大きな信号電流)

第 3 章においては、比較的容易に高品質 YBaCuO 薄膜が作製可能なパルスレーザー堆積法を用いた高品質 YBaCuO 薄膜の作製について、実際に PLD 法による薄膜作製装置を製作した。その結果、膜厚 300nm における薄膜の抵抗-温度特性から膜の T_c は 81K を示した。また、薄膜の臨界電流値の温度依存性から 77K (液体窒素温度) における電流面密度として $5.6 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ という高い値が得られた。さらに、X 線回折による薄膜の結晶性の評価を行い、薄膜が c 軸配向を示し、かつ結晶の格子定数が単結晶における場合と同じ値を示した。これらのことは、PLD 法により高品質な c 軸配向 YBaCuO 薄膜が作製されていることを示している。

第 4 章においては、基板上に FIB を用いて一次元的にスキャンさせることにより、サブミクロンの幅を持つ線状のダメージを与え、ダメージを受けた基板全体に YBCO 薄膜を成長させ、線状のダメージを横断するようにブリッジを作製することにより作製される基板ダメージ型 FIB 接合の作製および評価を行った。

基板ダメージ型 FIB 接合は、薄膜の厚さに依存して接合の特性が変化する傾向を示し、膜厚 300nm における接合の電流-電圧特性は flux-flow 素子的な特性を示し、 $I_c R_n$ 積は 4.2K で 1~3mV を示した。また、マイクロ波に応答しシャピロステップが現れ、最高で第 16 ステップまで観察された。磁場特性については、低温領域において磁場を印加しても素子の臨界電流値は変化しなかったが、温度を上昇に伴い磁場による変調度 (臨界電流値の周期的な変化) が増加し、dc-SQUID が示す磁場依存性に類似した特性を示した。よって、接合中に複数のジョセフソン接合が並列に存在している可能性を示している。

膜厚が 200nm の場合、RSJ モデルに従う電流-電圧特性を示した。 $I_c R_n$ 積は 4.8K で 0.12mV となり、膜厚 300nm の場合と比べて大きく減少した。4.2K における $I_c R_n$ 積は、0.1mV~0.5mV の範囲の値が得られた。マイクロ波を照射した素子ではシャピロステップが観測され、128.8GHz まで応答が可能となることが示された。磁場特性については 4.2K においても磁場に応答し、均一な接合状態を示すフラウンホーファー回折像に類

似た磁場依存性を示した。変調周期から見積った接合面積と、接合寸法から見積られる接合面積の比較によって、接合の1/3程度の領域において均一な接合状態になっていると考えられる。

以上のような接合特性の膜厚による変化は、接合表面の膜厚による変化をSEMにより観察した結果、接合が構造的にも膜厚によって変化していることが示された。具体的には、膜厚が200nm程度であれば、ダメージを受けた基板上に異常成長したYBCOを介した接合が作製されているが、それ以上の膜厚では接合上部でダメージ部分の両側から成長してきた正常に成長したYBCOによって異常成長したYBCO部分が縮小され、膜厚300nmにおいては、一部接合上部が正常に成長したYBCOによって覆われ、マイクロショートが形成されていることが示された。よって、基板ダメージ型FIB接合において均一な接合部分を形成するには、接合上部におけるショートが生成しない200nm程度の膜厚の薄膜を用いるか、接合両側のYBCOの横方向の成長を制御して接合上部におけるショートを抑制する必要がある。

第5章においては、YBCO薄膜に直接イオンを局所的に照射して、弱結合部分を形成させる照射ダメージ型FIB接合について提案し、作製・評価を行った。Beイオンは、非常に深くまで打ち込まれ、注入分布の横方向の広がり大きい、照射ダメージにのみ注目すると、浅い部分においては横方向への広がり小さく抑えられている。よって、100nm程度のYBCO薄膜にBeイオンを照射し、注入したイオンが留まることによって与える影響ではなく、イオンの通過時に与えるダメージのみが超伝導薄膜に与えられるような構造をとることによって弱結合部分を作製することを提案した。

照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ においては、低温においてflux-flow素子的な特性を示し温度が高くなるにつれてRSJモデルで表される特性に変化し、40K以上ではRSJモデルに従う特性を示した。6.3Kにおける $I_c R_n$ 積は0.6mVを示し、接合の臨界温度は64Kであった。シャピロステップは接合の臨界温度付近まで観察され、最高16次までのシャピロステップが観察された。

照射量が $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ 以上の素子については磁場に対する臨界電流値の変化が現れた。磁場に応答しない電流成分が存在するが、フラウンフォーファー回折像に非常に類似した特性を示している。よって、均一な接合部分が形成されていると考えられる。磁場による臨界電流値の変調度は、温度が接合の T_c に近づくほど大きくなり、4.2Kで10%程度、最大で80%の変調度が得られた。よって、超伝導性が非常に強い部分が若干存在するが比較的均一な接合が形成され単一のジョセフソン素子として動作していることが示された。

接合部分の評価については、YBCOブリッジに点線状にイオンを照射してその間隔を変化させて特性の測定を行い、Beイオンビームの実効ビーム径は、40~50nmであると見積られた。これは、Gaイオンビームの場合の100nmと比べて小さく、YBCOのSNS近接効果接合に用いられるバリア層の厚さ(10~50nm)と同等のバリア厚を形成できることが分かる。Beイオン照射によるダメージ部分の電気特性を評価するために、ジョセフソン結合が起こらない程度の接合長を持ったダメージ領域を形成し、照射量を変化させて抵抗温度特性を測定した。その結果、Beイオン照射によるダメージを受けたYBCOはイオンの照射量が増加するにつれて、臨界温度が低下した超伝導体の特性から金属的

な電気特性に変化することが示され、ジョセフソン特性が得られている照射量においては接合部分は金属的な電気的特性を示していることが分かった。よって、この接合においてはSNS近接効果によってジョセフソン効果が起こっていると考えられる。

Beイオン照射によるダメージ部分の電気特性やイオン照射量による接合の特性の変化などから、Beイオンビームの分布はガウス分布に類似した分布を持つため、ダメージを受けたYBCOが金属的な層(N層)に変化した場合、N層の周囲の非常に狭い領域に超伝導性が低下した層(S'層)が形成されていると考えられる。この部分は温度によって、N層にも超伝導層にも変化するため、低温では実効的な接合長が減少し、マイクロショートが存在しやすい状況が形成され、接合の臨界温度付近では、均一なN層が形成されSNS的な近接効果による特性が示されていると考えられる。

以上のことから、FIBを用いて局所的に弱結合部分を形成することで共プレーナ構造のジョセフソン接合が作製され、均一な接合部分を持ち近接効果によるSNS接合の特性を持つことが示された。

謝 辞

本研究を行なうに当たって、指導教官の岡部洋一教授からは非常に多くの助言や御指導を頂きました。また、研究以外においても様々なアドバイスを頂き大変感謝しています。助教授の廣瀬明先生には、様々な観点から御指摘をいただき、感謝しています。

技官の宮尾光生さん、助手の北川学さんには装置等の購入手続きや実験装置等の調達にさいしては御尽力いただき感謝しています。

基板ダメージFIB接合の考案者である金允起さんには、研究全般にわたるアドバイスと実験方法についてのノウハウの提供など、非常に感謝しています。実験に際しては、実験装置のノウハウや実験方法について、現在富士電機勤務の木村浩さん、現在千葉大助手の大豆生田利章さん、現在日立製作所勤務の宮崎祐行さんに様々なアドバイスをいただき、デバイス設計に際しては研究員の大屋誠志郎さん、現在東芝勤務の鈴木晃治朗さんに有用なアドバイスをいただき、感謝しております。神奈川大学助教授の中山明芳先生にはデバイス評価に対して深い議論を行っていただきありがとうございます。

照射ダメージ型FIB接合については、様々な有益な助言と議論の場を設けていただいた、英国ケンブリッジ大学のDavid F. Moore先生には感謝の念が絶えません。また、薄膜の作製に関しては、現在富士通勤務の居鶴仁さん、現在菊池研究室在籍の平田君、修士課程1年の滋賀秀裕君、卒論生の細木哲君には御尽力いただき感謝しています。

論文作成においては、博士課程の松浦さんにスタイルの作成法および文章構成のアドバイスをいただき、効率良く論文を作成することができました。英文誌への論文作製の際には現在チリ大学助教授のPablo Estevesさんには自分のつたない英語を添削していただき、大変助かりました。ありがとうございます。

研究員の田宮寿美子さんには、日頃の生活について良きアドバイスを多く頂き感謝しています。現在東京工業大学伊藤研究室在籍の柴田克成さんには、計算機の使い方および日頃のさまざまなアドバイスをいただき非常に有意義な研究生活を送ることができ感謝しています。研究室の同学年である掛谷君と博士課程2年の小高大樹君には日頃過激なを展開していただき、非常に楽しい毎日を過ごすことができました、本当にありがとうございます。榊研究室在籍の田中健一博士には、FIBの点検・修理などで御尽力いただき感謝しています。

その他、研究室の皆さんにはいろいろとお世話になり感謝しています。

工作室の渋谷武夫さんには、実験装置の加工および部品の作成に際してこちらの我儘な要望を快く引き受けてくださり、本当にありがとうございました。

博士課程における生活において、学術振興会特別研究員制度および財団法人江副育英会により経済的な援助を受け充実した研究生活を送ることができました。

最後に、このような博士課程での研究生活を援助してくれた両親には心から感謝したいと思います。本当にありがとうございました。

付録 A : 臨界電流値の磁場依存性測定装置について

ジョセフソン接合における臨界電流値の磁場依存性は、接合部分の電流密度分布を知る上で非常に重要な特性である。臨界電流値は、ジョセフソン接合が超伝導状態から電圧発生状態へと遷移する電流の値であり、その値の測定は、一般的にはジョセフソン接合の電流-電圧特性をオシロスコープなどにより表示させ、目測によって値を測定している。

臨界電流値の磁場依存性の測定においては、磁場を段階的に印加しながら電流-電圧特性を表示させ臨界電流値を測定している。よって、全体的に精確な磁場依存性を得るには数百点の測定点が必要であり、その点数だけの目測が必要となる。このような測定法は、一つの素子の磁場依存性に対して、数百回の測定動作が必要となり、多大な労力と時間を要する。また、長時間の測定により測定系の経時変化（測定温度の変化等）が無視できない点や、目測による測定誤差の影響も測定が多数回に及ぶため無視できない。そこで、短時間で自動的に臨界電流値の磁場依存性を測定する方法を考案し、測定装置を作製した。

まず、一般的なジョセフソン素子の電流電圧特性の測定系を図 A.1 に示す。ジョセフソン素子は低インピーダンス素子であるため、電流電圧特性の測定の際には、三角波の交流電流を素子に流し、四端子法により素子の電圧値を測定して、オシロスコープの X-Y モード (X:素子の電圧、Y:素子の電流) によって表示する (図 A.2 参照)。素子に流す電流値は途中に挟まれている抵抗によって電圧に変換してオシロスコープに入力している。三角波の周波数は 40Hz 程度である。

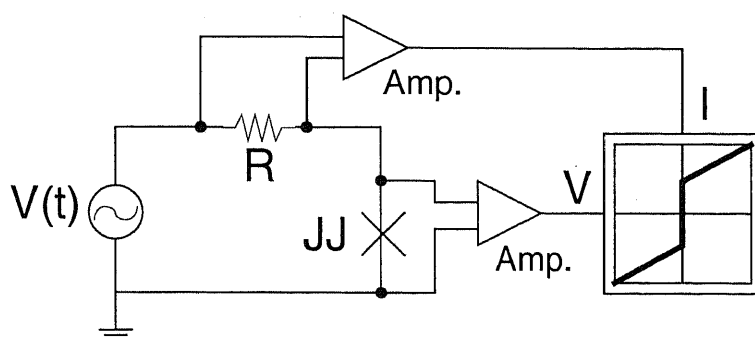


図 A.1: ジョセフソン素子の電流電圧特性の測定系

臨界電流値は、電圧発生時の電流値であることから、電圧発生を検知してその時点の電流値を表示するような測定システムが実現できればよい。そこで、サンプル&ホールド回路を用いた測定システムを構成した。全体の構成を図 A.4 に示す。

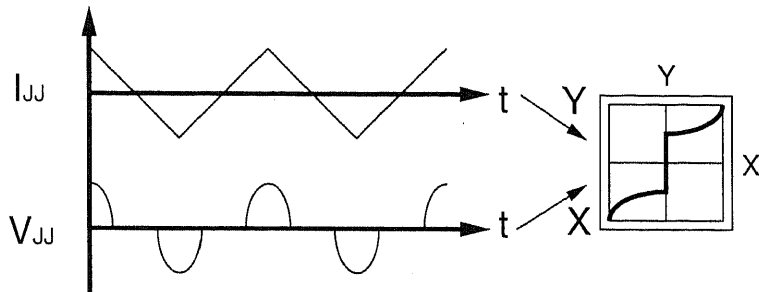


図 A.2: 電流電圧特性測定時の時間波形

サンプル&ホールド回路とは、サンプルモードとホールドモードの切り替え信号によって、図 A.3に示すように、入力信号の値を一時的に一定に保持する回路である。一般的に A/D コンバータの前置回路として用いられる。

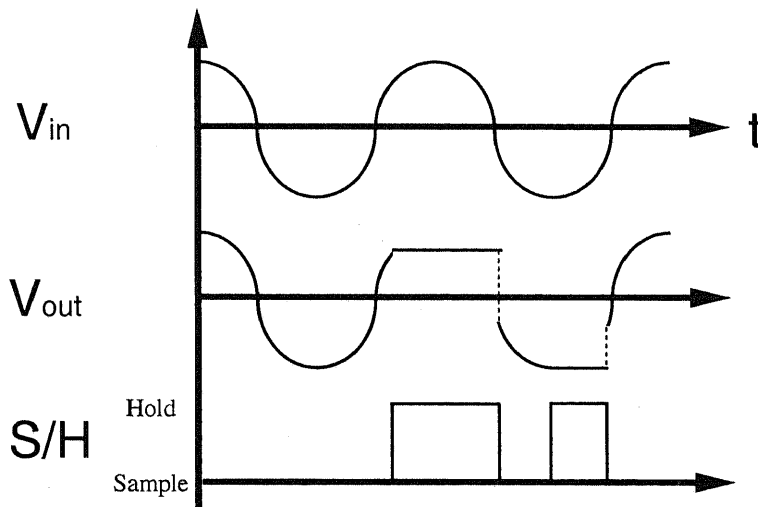


図 A.3: サンプル&ホールド回路の動作

まず、電圧発生を検知するためのしきい値電圧 $\pm V_{th}$ を外部から設定する。理想的には $V_{th} = 0$ であるが、ノイズの影響を軽減するため、 $V_{th} > 0$ の値を取る（値が大きすぎると測定誤差が大きくなるため、できるだけ小さい値が良い）。

V_{th} と素子から発生する電圧 V_{JJ} とを比較し、 $-V_{th} < V_{JJ} < V_{th}$ の範囲においてはサンプルモード、 $-V_{th} > V_{JJ}$, $V_{JJ} > V_{th}$ の範囲においてはホールドモードとなるように回路を構成する（具体的には、 V_{JJ} と $\pm V_{th}$ の差分を増幅し、正なら1、負なら0となるように信号を TTL レベルに変換して、NOR を通してサンプル&ホールド信号入力とする）。

次に、サンプル&ホールド回路の入力に素子電流の出力を接続すると、サンプル&ホールド回路の出力は、電圧発生状態では電圧発生時の電流値（臨界電流値）がホールドされ、超伝導状態では入力の値がそのまま出力される。よって三角波の入力は、臨界電流

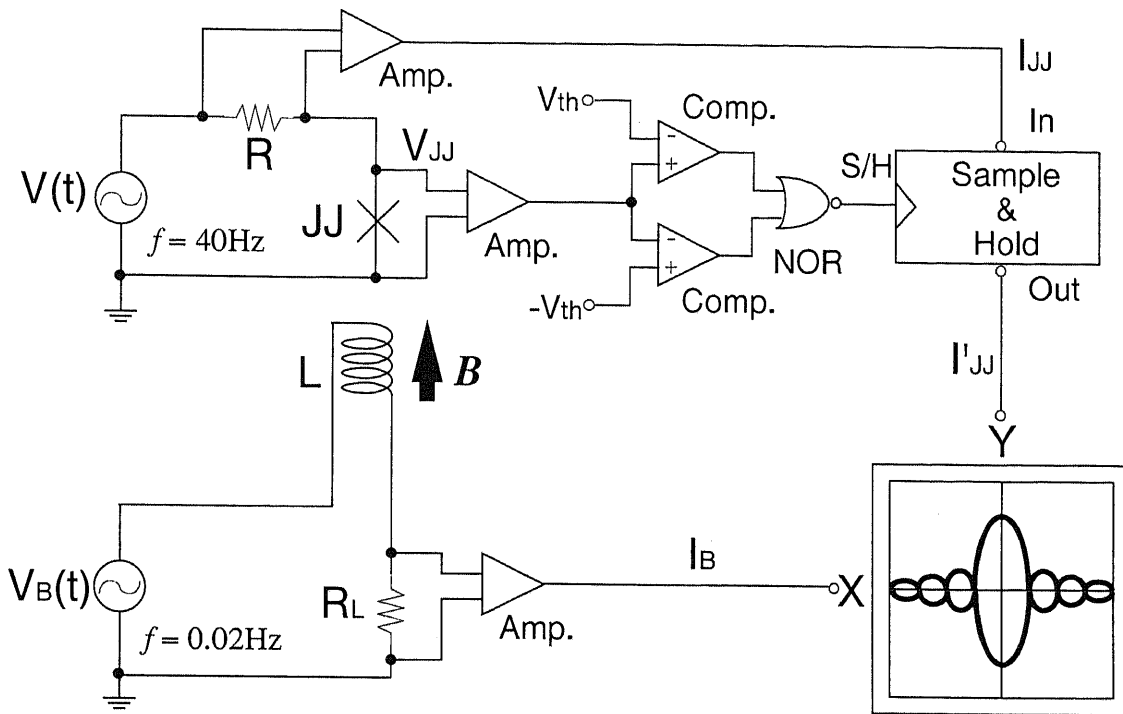


図 A.4: 臨界電流値の磁場依存性測定装置

値以上では臨界電流値で一定となり、図 A.5 のような台形波となる。

この出力をオシロスコプの X-Y モードで Y の入力に接続し、磁場を印加するコイルの電流の出力を X に入力する。Y 方向は臨界電流値におけるスポットの滞在時間が長いこと輝度が増加し、正負の臨界電流値におけるスポットが表示される。よって、磁場を増加させて X 方向にスキャンさせることで、臨界電流値を示すスポットが磁場によって移動することで磁場依存性がオシロスコープ上に表示される。この方式の利点は、正負両方の臨界電流値が同時に測定可能であり、連続的に磁場を変化させながら臨界電流値の依存性が測定可能である。さらに測定時間が写真撮影時で 25 秒と非常に短時間で可能であり経時変化の影響をほとんど受けないことがあげられる。欠点は、 V_{th} の値が大きいと、正確な磁場依存性が表示されないことと、X スキャン方向のスキャン速度は、素子電流の三角波の周波数に比べて十分低くなければ連続的な特性の変化が得られないことが挙げられる（値が飛び飛びとなる）。また、RSJ 的な電流電圧特性には向いているが Flux-flow 型の電流電圧特性の場合、電圧発生時の電流値が不明確であり、正確な磁場依存性を求めることが難しいことも挙げられる。

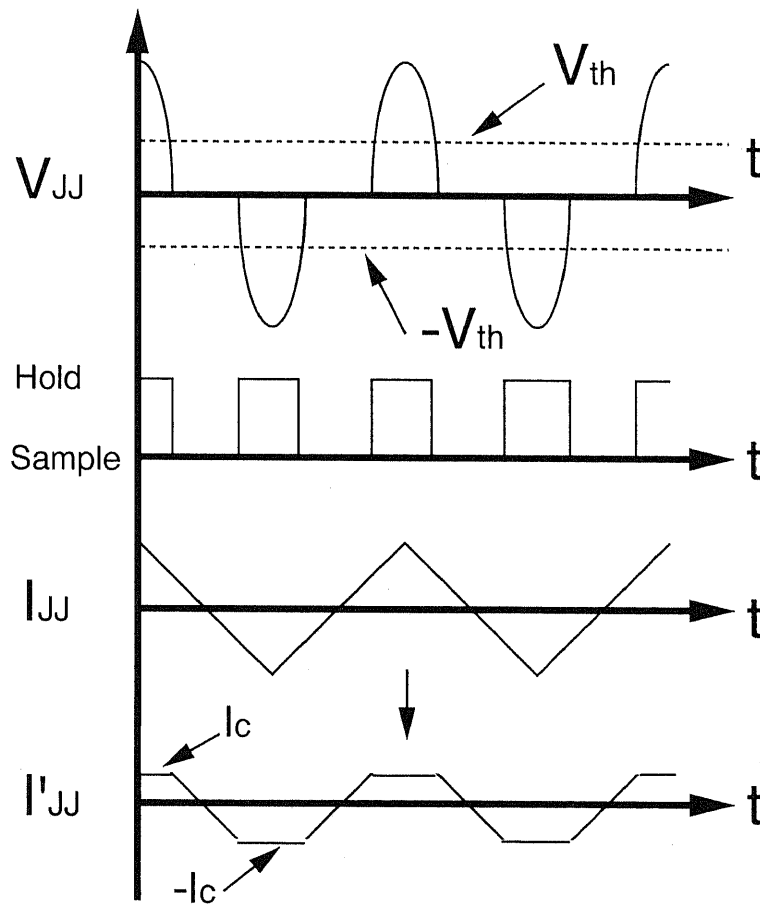


図 A.5: サンプル&ホールド回路による臨界電流値の算出

参 考 文 献

- [1] J. G. Bednorz and K. A. Muller: Z. Phys. B64 189. (1986)
- [2] A. Schilling et al. : Nature 363, 56. (1993)
- [3] Tanabe et al. : Phys. Rev. B 53, 9348. (1994)
- [4] 岸野正剛 著 : 「超伝導エレクトロニクスの物理」 丸善.
- [5] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart and K. LeGoues : Phys. Rev. Lett., 61, 219 (1988).
- [6] H. Hilgenkamp, J. Mannhart and B. Mayer : Phys. Rev. B , 53, 14586 (1996)
- [7] A. Pfuch, F. Schmidl, A. Wiese, L. Dorrer, U. Hubner and P. Seidel : Proc. of the 3rd HTS-Workshop on Digital Applications, Josephson Junctions and 3-Terminal Devices, p.53 (1996)
- [8] J. Gao, W. A. M. Aarnink, G. J. Gerritsuma and H. Rogalla : Physica C, 175, 545 (1991)
- [9] M. A. J. Verhoeven, G. J. Gerritsuma, H. Rogalla and A. A. Golubov : Appl. Phys. Lett., 69, 848 (1996)
- [10] K. Miyamoto, T. Ogawa, M. Koyanagi and K. Hara : Technical report of IEICE, SCE95-37 (1996)
- [11] 川崎 雅司 : 低温工学 Vol. 31, No. 11, 563 (1996)
- [12] K. Fukushima : International Journal of Modern Physics B, Vol. 9, No. 28, pp. 3625 - 3666, (1995)
- [13] K. Kinoshita, H. Ishibashi and T. Kobayashi : Jpn. J. Appl. Phys. Pt.2, Vol. 33, No. 3B pp.L417-L420, (1994)
- [14] 金 允起 : 東京大学工学系研究科電子工学専攻学位請求論文 (1993).
- [15] T. Van Duzer and C.W. Turner : “Principles of Superconductive Devices and Circuits ” (1981).
- [16] A. Barone and G. Paterno : “PHYSICS APPLICATIONS OF THE JOSEPHSON EFFECT” (1982).

- [17] 高田 進 :応用物理 62,443 (1993).
- [18] 西沢 潤一 監修 : 半導体研究 X X X
- [19] 中川 章 : 東京大学工学系研究科電子工学専攻修士論文 (1991).
- [20] T.Takami, K.Kuroda, K.Kojima, O.Wada, J.Tanimura, M.Kataoka, T.Ogawa and K.Hamanaka : Jpn. J. Appl. Phys. 31, L246 (1992)
- [21] D.K.Chin and T.Van Duzer : Appl. Phys. Lett. 58, 753 (1991).
- [22] C.T.Rogers, A.Inam, M.S.Hedge, B.Dutta, X.D.Wu and T.Venkatesan : Appl. Phys. Lett. 55, 2032 (1989)
- [23] T.Hashimoto, M.Sagoi, Y.Mizutani, J.Yoshida and K.Mizushima : Appl. Phys. Lett. 60,1756 (1991)
- [24] P. Russer, "Influence of Microwave Radiation on Current-Voltage Characteristic of Superconducting Weak links," J. Appl. Phys., Vol 43, pp. 2008-2010, April 1972.
- [25] R. C. Jaklevic, J. Lambe, J.E.Mercereau, and A. H. Silver, Phys. Rev., Vol. 140, p. A 1634, 1965.
- [26] Ch.Neumann, K.Suzuki, Y.Enomoto and S.Tanaka : Jpn. J. Appl. Phys. 32, L727 (1993)
- [27] Ch.Neumann, K.Yamaguchi, K.Hayashi, K.Suzuki, Y.Enomoto and S.Tanaka : Physica C 210, 138 (1993)
- [28] K.Suzuki and Ch.Neumann : ISTEC Journal vol.6 no.4, 23 (1993)
- [29] 松井 他 : 応用物理 第58巻 第8号 (1989)
- [30] 橋本、宮内 : 応用物理 第53巻 第8号 pp.704-708 (1984)
- [31] 松村 : 応用物理 第47巻 第6号 pp.508-521 (1984)
- [32] R. H. Koch et al. : Appl. Phys. Lett. Vol. 51, No. 3, 200 (1987)
- [33] M. J. Zani, J. A. Luine, R. W. Simon and R. A. Davidheiser : Appl. Phys. Lett. Vol. 59, No. 2, 234 (1991)
- [34] J. Holkkott et al. : IEEE Trans. Applied Superconductivity, Vol. 7, No. 2, 3674, (1997)
- [35] A. J. Pauza, W. E. Booji, K. Herrmann, D. F. Moore and M. G. Blamire : J. Appl. Phys. Vol. 82, No. 11, (1997)

参考文献

- [36] K. A. Delin and A. W. Kleinsasser : Supercond. Sci. and Tech., Vol. 9, pp.227-269, (1996)
- [37] K. A. Delin and A. W. Kleinsasser : IEEE Trans. Applied Superconductivity, Vol. 5, No. 2, 2976-2979, (1995)
- [38] J. Q. Wang et al. : IEEE Trans. Applied Superconductivity, Vol. 7, No. 2, 2948-2951, (1997)
- [39] B. A. Davidson et al. : IEEE Trans. Applied Superconductivity, Vol. 7, No. 2, 2518-2521, (1997)

目 次

2.1	YBCO の結晶構造	5
2.2	YBCO の各相の R-T 特性	6
2.3	YBCO の異方性と二次元伝導性	6
2.4	ジョセフソン接合の構造と結合方式	8
2.5	トンネル接合と SNS 接合の電流-電圧特性: (a) トンネル接合 (b) SNS 接合	9
2.6	ジョセフソン素子の等価回路	11
2.7	弱結合素子の電流-電圧特性: (a) RSJ 型, (b) FluxFlow 素子型	11
2.8	シャピロステップ	12
2.9	接合の形状	13
2.10	フラウンフォーファー回折像	14
2.11	酸化物高温超伝導体の二次元伝導性	16
2.12	共プレーナ構造	16
2.13	高温超伝導体を用いた様々なタイプのジョセフソン素子	18
3.1	パルスレーザ堆積法 (PLD 法)	24
3.2	PLD 薄膜堆積装置の構成図	26
3.3	PLD 薄膜作製装置内のアブレーション時の状況	28
3.4	PLD 法により作製した薄膜 (膜厚 300nm) の抵抗-温度特性	29
3.5	PLD 法により作製した薄膜 (膜厚 150nm) の抵抗-温度特性	30
3.6	PLD 法により作製した薄膜 (膜厚 100nm) の抵抗-温度特性	30
3.7	薄膜の臨界電流値の温度依存性	31
3.8	PLD 法で作製した YBCO 薄膜の X 線回折像	32
3.9	薄膜 (ターゲット-基板間距離 40mm) 表面の SEM 像 (20000 倍)	34
3.10	薄膜 (ターゲット-基板間距離 50mm) 表面の SEM 像 (5000 倍)	34
3.11	薄膜 (ターゲット-基板間距離 50mm) 表面の SEM 像 (20000 倍)	35
3.12	薄膜 (ターゲット-基板間距離 60mm) 表面の SEM 像 (20000 倍)	35
3.13	バイクリスタル接合の電流-電圧特性 (X 軸: 0.1[mV/div], Y 軸: 2.0[mA/div]) T= 4.2[K]	36
3.14	バイクリスタル接合のマイクロ波照射時の電流-電圧特性 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 1.0[mA/div]) T= 4.2[K]	37
3.15	バイクリスタル接合の臨界電流値の磁場依存性	37
3.16	臨界電流値の温度依存性	38
3.17	77K におけるバイクリスタル接合の電流-電圧特性およびマイクロ波印加 時のシャピロステップ (X 軸: 0.02[mV/div], Y 軸: 0.2[mA/div]) T= 77[K]	38

4.1	集束イオンビーム装置	40
4.2	素子構造	42
4.3	基板ダメージ型 FIB 接合の特徴	42
4.4	素子作成プロセス	44
4.5	スキヤンの方向	45
4.6	ダメージを受けた基板部分の SEM 写真	45
4.7	スパッタリングのタイムチャート	46
4.8	ダメージ部分に成長した YBCO 薄膜	47
4.9	ダメージ部分に成長した YBCO 薄膜 (拡大図)	47
4.10	マスクパターン	48
4.11	硝酸でエッチング後のパターン	49
4.12	レジスト除去後のパターン	49
4.13	素子の顕微鏡写真	50
4.14	素子の SEM 写真	50
4.15	膜厚 300nm における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.2[mV/div], Y 軸: 1.0[mA/div]) T = 4.2[K], Ic = 2.2[mA], Rn = 0.5[ohm]	52
4.16	膜厚 300nm における素子のシャピロステップ応答 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 1.0[mA/div]) T = 4.2[K] f = 9.13[GHz]	52
4.17	膜厚 200nm における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 0.2[mA/div]) T = 4.8[K], Ic = 0.5[mA], Rn = 0.24[ohm]	53
4.18	膜厚 200nm における素子のシャピロステップ応答 (X 軸: 0.02[mV/div], Y 軸: 0.2[mA/div]) T = 4.8[K] f = 8.05[GHz]	53
4.19	膜厚 300nm の素子の臨界電流の温度依存性	54
4.20	膜厚 200nm の素子の臨界電流の温度依存性	54
4.21	膜厚 300nm、接合幅 5 μ m の素子の臨界電流値の磁場依存性	56
4.22	膜厚 200nm、接合幅 10 μ m の素子の臨界電流値の磁場依存性 (T = 4.2K)	57
4.23	膜厚 200nm、接合幅 10 μ m の素子の臨界電流値の磁場依存性 (T = 45K)	58
4.24	膜厚 200nm、接合幅 10 μ m の素子の臨界電流値の磁場依存性 (T = 52K)	58
4.25	膜厚 200nm、接合幅 7 μ m の素子の臨界電流値の磁場依存性 (T=4.2K)	59
4.26	膜厚変化による臨界電流密度 (J_c) の変化	61
4.27	膜厚 150nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸:0.2mV/div, Y 軸: 50 μ A/div, T = 4.8K)	62
4.28	膜厚 200nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸:50 μ V/div, Y 軸: 0.2mA/div, T = 4.8K)	62
4.29	膜厚 270nm における接合の電流-電圧特性 (Type2)(X 軸:0.2mV/div, Y 軸: 0.2mA/div, T = 4.2K)	63
4.30	膜厚 270nm における接合の電流-電圧特性 (Type1) (X 軸:1mV/div, Y 軸: 1mA/div, T = 4.2K)	63
4.31	膜厚 300nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸:0.2mV/div, Y 軸: 1mA/div, T = 4.2K)	64

4.32 膜厚 330nm における接合の電流-電圧特性 (X 軸:50mV/div, Y 軸: 10mA/div, T = 4.2K)	64
4.33 膜厚変化による臨界電流値の温度依存性の変化 (Type1)	65
4.34 膜厚変化による臨界電流値の温度依存性の変化 (Type2)	65
4.35 膜厚 150nm における接合表面を電子顕微鏡像	67
4.36 膜厚 200nm における接合表面を電子顕微鏡像	67
4.37 膜厚 300nm における接合表面を電子顕微鏡像	68
4.38 膜厚 300nm における接合表面の拡大図	68
4.39 接合部分の成長状態の模式図	70
5.1 Ga イオンの注入分布	74
5.2 Be イオンの注入分布	75
5.3 照射ダメージ型 FIB 接合	77
5.4 照射量 $5 \times 10^{13} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 2[mA/div]) T= 77.5[K]	79
5.5 図 5.4 の素子のシャピロステップ応答 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 1.0[mA/div]) T= 77.5[K] f = 10.7[GHz]	79
5.6 図 5.4 の素子の臨界電流値の温度依存性	80
5.7 照射量 $1 \times 10^{14} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 10[mV/div], Y 軸: 0.5[mA/div]) T= 5.0[K]	80
5.8 膜厚 250nm における照射量を変化させた場合の YBCO ブリッジの臨界電流値の温度依存性	81
5.9 照射ダメージ型 FIB 接合の光学顕微鏡像 (1000 倍)	83
5.10 照射ダメージ型 FIB 接合の電子顕微鏡像 (7500 倍)	83
5.11 照射量 $1.8 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.2[mV/div], Y 軸: 20[μ A/div]) T= 6.5[K]	85
5.12 照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.1[mV/div], Y 軸: 0.2[mA/div]) T= 6.3[K]	86
5.13 照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子のシャピロステップ現象 (X 軸: 0.05[mV/div], Y 軸: 0.1[mA/div]) T= 6.3[K] f = 8.47[GHz]	86
5.14 照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.1[mV/div], Y 軸: 0.1[mA/div]) T= 40[K]	87
5.15 照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における素子のシャピロステップ現象 (X 軸: 0.02[mV/div], Y 軸: 50[μ A/div]) T= 45[K] f = 8.9[GHz]	87
5.16 照射量 $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ における素子の電流-電圧特性 (X 軸: 0.5[mV/div], Y 軸: 5[mA/div]) T= 4.2[K]	88
5.17 照射量 $4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ における素子のシャピロステップ現象 (X 軸: 0.02[mV/div], Y 軸: 0.5[mA/div]) T= 4.2[K] f = 8.45[GHz]	88
5.18 照射量 $1.0 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における接合の臨界電流値 (I_c) および接合抵抗 (R_n) の温度依存性 (□: 臨界電流値 I_c 、◆: 接合抵抗 R_n)	89

5.19	照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での接合の磁場特性 (X 軸: 1mA/div, Y 軸: $40 \mu\text{A/div}$) $T=60[\text{K}]$	91
5.20	照射量 $1 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での接合の磁場特性 (X 軸: 2mA/div, Y 軸: $250 \mu\text{A/div}$) $T=30[\text{K}]$	91
5.21	4.2K における I_c の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 0.1mA/div	92
5.22	図 5.21 の素子の 40K における I_c の磁場依存性 X 軸: 5mA/div, Y 軸: 0.05mA/div	92
5.23	図 5.21 の素子の 60K における I_c の磁場依存性 X 軸: 5mA/div, Y 軸: 0.01mA/div	93
5.24	照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での接合の磁場による I-V 特性の変化 X 軸: 0.05mV/div, Y 軸: 0.05mA/div, $T = 4.2\text{K}$	93
5.25	照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での I_c の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 0.01mA/div, $T = 4.2\text{K}$	94
5.26	照射量 $1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ での I_c の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 0.025mA/div, $T = 50\text{K}$	94
5.27	dc-SQUID のパターン (細いくびれの幅が $10 \mu\text{m}$)	95
5.28	dc-SQUID の I_c の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: $25 \mu\text{A/div}$	96
5.29	dc-SQUID の $V - \Phi$ 特性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: $5 \mu\text{V/div}$	96
5.30	実効的なビーム径を見積るための実験	98
5.31	スポット間隔による YBCO ブリッジの臨界温度の変化	98
5.32	照射量による接合部分の抵抗温度特性の変化	99
5.33	イオンビームの照射密度分布	100
5.34	照射密度分布の重なり (ビーム径がスポット間隔より小さい場合)	101
5.35	照射密度分布の重なり (ビーム径がスポット間隔より大きい場合)	101
5.36	照射密度増加によるダメージ領域の拡大	103
5.37	平均照射密度による接合長の変化 (図中の点は作製した素子の条件)	103
5.38	臨界電流値の温度特性の照射量による変化	104
5.39	Be イオン照射による FIB 接合の接合部分のモデル	105
5.40	臨界電流値の接合長依存性	107
5.41	$4 \times 10^{15} \text{ ions/cm}^2$ における臨界電流値の温度依存性	108
5.42	$1.0 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における臨界電流値の温度依存性	108
5.43	$1.2 \times 10^{16} \text{ ions/cm}^2$ における臨界電流値の温度依存性	109
5.44	アニール条件 (温度: T_{anneal} 、時間: 2h) による、臨界電流値 ($T = 4.2\text{K}$) の変化	110
5.45	作製直後の素子の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 0.05mA/div $T = 45\text{K}$	111
5.46	同一素子の半年経過後の磁場依存性 X 軸: 2mA/div, Y 軸: 0.05mA/div $T = 50\text{K}$	111
A.1	ジョセフソン素子の電流電圧特性の測定系	117
A.2	電流電圧特性測定時の時間波形	118
A.3	サンプル&ホールド回路の動作	118

図目次

A.4 臨界電流値の磁場依存性測定装置	119
A.5 サンプル&ホールド回路による臨界電流値の算出	120

発表文献

- <1> Yunnghee Kim, Y. Soutome, H. Kimura and Y. Okabe, "Co-planar Josephson junction using nonsuperconductive YBaCuO formed on very locally damaged substrate by FIB", IEICE Transactions on Electronics, Vol. E78-C, No. 5, May 1995, pp.471-475
- <2> Y. Soutome, Y.G. Gheem and Y. Okabe, "Fabrications of YBaCuO / nonsuperconductive-YBaCuO / YBaCuO co-planar Josephson junction by focused ion beam", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 5, No.2, Jun. 1995, pp.2624-2627
- <3> Y. Soutome and Y. Okabe, "Magnetic field modulation of critical currents in YBaCuO co-planar Josephson junctions using fucused ion beam", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 7, No. 2, Jun. 1997, pp.2311-2314
- <4> Y. Okabe, Y. Gheem and Y. Soutome, "Fabrication and estimation of YBaCuO/nonsuperconductive YBaCuO coplanar Josephson junction by focused ion beam", Advances in Superconductivity VI, Springer-Verlag, May 1994, pp.1039-1044
- <5> Y. Soutome and Y. Okabe, "Fabrication of YBaCuO/nonsuperconductive-YBaCuO/YBaCuO co-planar Josephson junction by focused ion beam", Abstracts, 1994 Applied Superconductivity Conference, ELA-8, Oct. 1994, p.37
- <6> Y. Soutome and Y. Okabe, "Estimation of YBaCuO/nonsuperconductive-YBaCuO/YBaCuO co-planar Josephson junction by focused ion beam", Fifth International Superconductive Electronics Conference, ISEC'95, Sep.1995, pp.78-80
- <7> Y. Soutome and Y. Okabe, "Magnetic field properties of YBaCuO / nonsuperconductive-YBaCuO / YBaCuO co-planar Josephson junction using fucused ion beam", Advances in Superconductivity VIII, Vol.2, Springer-Verlag, May 1996, pp.1113-1116
- <8> Y. Soutome, T. Kamiya and Y. Okabe, "Magnetic field modulation of critical currents in YBaCuO co-planar Josephson junctions using fucused ion beam", 1996 Applied Superconductivity Conference, Pittsburgh, EBB-10, Aug. 1996, p. 94
- <9> 五月女悦久, 金 允起, 木村浩, 岡部洋一, "YBCO/非超伝導-YBCO/YBCO 共プレーナ型ジョセフソン素子の作製 (II)", 1993 年秋季第 54 回応用物理学会学術講演会, 28p-ZK-9, Sept. 1993, p.141

- <10> 五月女悦久, 岡部洋一, "YBCO/非超伝導-YBCO/YBCO 共プレーナ型ジョセフソン素子の作製 (III)", 1994 年秋季第 55 回応用物理学会学術講演会講演予稿集, No. 1, 21p-ZS-10, Sept. 1994, p.125
- <11> 五月女悦久, 岡部洋一, "FIB を用いた YBCO 共プレーナ型ジョセフソン接合の磁場特性", 1995 年秋季第 56 回応用物理学会学術講演会講演予稿集, No. 1, 26p-R-12, Aug. 1995, p.106
- <12> 五月女悦久, 岡部洋一, "磁場特性による FIB 接合の接合部分の評価", 1996 年秋季第 57 回応用物理学会学術講演会講演予稿集, No. 1, 8a-KC-11, Sep. 1996, p.127
- <13> 五月女悦久, 岡部洋一, "YBCO 薄膜の膜厚変化による FIB 接合の特性の変化", 1997 年春季第 44 回応用物理学会関係連合講演会講演予稿集, No. 1, 28a-SL-11, Mar. 1997, p.104
- <14> 五月女悦久, 岡部洋一, "FIB を用いた局所的照射ダメージによる YBCO 共プレーナ接合作製", 1998 年秋期第 58 回応用物理学会学術講演会講演予稿集, No. 1, 4p-ZA-6, Oct. 1997, p.212
- <15> 滋賀秀裕, 五月女悦久, 岡部洋一, "FIB を用いた局所的照射ダメージによる YBCO 共プレーナ接合作製 (II)", 1998 年春季第 45 回応用物理学会関係連合講演会 (発表予定)
- <16> 五月女悦久, "FIB を用いた YBCO/非超伝導 YBCO/YBCO 共プレーナ型ジョセフソン素子の作製", 東京大学工学系研究科電子工学専攻修士論文, March. 1995