

超伝導高周波加速空洞

1. はじめに

超伝導の重要な性質は電気抵抗がゼロであることである。直流電流であれば、電流は全く減衰せずに永久に流れ続ける。これを利用して、超伝導エネルギー貯蔵装置 (Superconducting Magnetic Energy Storage: SMES) の実用化が進められている。マイクロ波領域の高周波において高周波抵抗はゼロとはならないまでも常伝導空洞に比べて桁違いに小さくなり、長時間エネルギーを蓄積できる。例えば 1.3 GHz の ILC 空洞を 2 K で運転する場合は常伝導の 1.3 GHz に比べて 5~6 桁ほど表面抵抗が小さい。常伝導加速空洞では空洞壁面の発熱により、低電界 (~1 MV/m) で運転か、低繰り返しで (Duty ~1%) で高電界運転をする方法が用いられる。一方、超伝導加速空洞は高電界で CW 運転できる。このことが超伝導加速空洞を用いる最大の利点である。

超伝導のもう一つの特徴は超伝導体内に外部磁場が侵入しないことである (マイスナー効果)。マイスナー効果には臨界磁場があり、それ以上の磁場中では超伝導が破壊される。これは超伝導加速空洞においても同じであり、常伝導加速空洞にはない問題である。ピルボックス型の加速空洞を考えると中心軸上に強い電場を発生させると、同時に空洞壁面に強い磁場を生じる。この磁場が空洞材料の臨界磁場以上になると超伝導状態が破壊される。超伝導が破壊された場所から周辺の常伝導化が一気に進むため、これをクエンチという。クエンチが起こる場所は電磁場の分布からピルボックスの円筒壁面である。しかし、臨界磁場という材料の性能限界を達成できるようになったのは長年にわたる超伝導空洞研究の歴史の賜ものである。

高周波加速空洞へ超伝導を適用とする試みは 1960 年前後から始まった [1]。1961 年に Rutherford 研究所では Banford と Stafford により 50 MeV の超伝導陽子線形加速器の実現可能性が提案された [2]。検討においては 1954 年の Pippard のマイクロ波の反射と吸収を測定した結果を基にしている [3]。CERN とローザンヌ大学では加工性に優れたニオブの使用を提案し、300 MHz の容量性深同軸共振器をニオブ材から成型して測定している [4]。

スタンフォード大学でも 1961 年より 2856 MHz 電子線形加速器の超伝導化が検討された

[5]。これは建設が進んでいた 2 マイル線形加速器加速器を超伝導化しようとするものであった。材料の評価では、直径 14 cm、長さ 14 cm の空洞を TE011 モード、2856 MHz で共振させて Q 値測定を行っている。TE011 モードは空洞側面と端面の接合部に壁面電流が流れないため、接合部の良し悪しに影響されず、超伝導材料の特性測定が可能である。この測定の結果、電気メッキした鉛の表面抵抗が最も小さくなった。この結果を踏まえて線形加速器を設計すると、クライストロンからの入力電力は 1 桁減少するが、空洞を冷却するために必要な冷凍機電力を考慮すると総電力はほぼ同じというものであった。この設計と ILC の設計とを比較してみると、超伝導空洞技術の進展を見ることができる。

1965 年に TE011 空洞の測定結果に基づいて、スタンフォード大学のグループは TM010 の定在波型空洞を設計し測定している [5]。空洞の共振周波数は 2856 MHz であり、鉛めっきされて 2K に冷却されている。無負荷 Q 値は 1.5×10^7 、加速電界は 3.7 MV/m を達成している。100 mR/h を超える放射線が発生しているが、これは高い加速場の間接的な証明となっている。この時の最大表面電界は ~15 MV/m である。その後、長さ 6 m の 1.3 GHz 超伝導加速空洞の開発が進められたが、加速電界の向上は無く、3 MV/m で制限されてしまった。しかし、これは世界初の超伝導加速空洞を用いた加速器である。ビームエネルギー 8 MeV、ビーム電流 250 μ A、エネルギー広がり 12 keV (FWHM)、エミッタンス 1 mm mrad を達成している [7]。

超伝導空洞開発の初期段階では高電界運転の見通しは立たなかった。しかし、CW で運転する常伝導空洞の加速電界が ~1 MV/m であったため、数 MV/m の加速電界は有利であり、ストレージリングへ超伝導加速空洞を適用する試みが 1970 年代ごろより始められた。大電流ビームを加速するストレージリングではビーム不安定性の問題が重視される。超伝導空洞ではビーム不安定性の原因となる高次モード (HOM) の Q 値も非常に高いため、強く HOM を減衰する構造が必要である。これらを考慮して開発が進められ、KEK のトリスタンリングをはじめとして良い結果が得られている [8]。今日ではストレージリングと超伝導空洞の組み合わせは一般的なものとなっている。

初期の $\beta = 1$ の超伝導加速空洞はわずかに外周に丸みを帯びた円柱のピルボックス形状であったが、1980 年頃に成型が容易な楕円型空洞が作られている [9]。純ニオブの平板からプレス成型す

ることは、材料厚みの均質化に適している。空洞は液体ヘリウムが満たされた容器内にぶら下げて納められているため、熱伝導の観点からも薄肉加工できるプレス成型は適している。現在でもこの製造方法用いられている。楕円型の空洞では最大加速電界が ~ 10 MV/mに達している。しばらくたってからであるが、マルチパクティングを避けるために、楕円形状が最良であることが分かった。スタンフォード大学の強い放射線は単純な電界放出電子だけでなく、マルチパクティングによっても引き起こされていたのである。楕円形状を採用することで、短期間で、KEKをはじめとして、CERN、Cornell、DESY、Wuppertalの5つの研究所で高電界を達成している。この時に最適とされた最大表面電界と加速電界の比率(E_p/E_{acc})は ~ 2 となった。空洞のセル数はHOMの計算結果からそれぞれの研究所で決定されている。この研究の過程で超伝導材料の高純度化や製作過程で発生した傷の処理方法、表面の研磨方法、水素吸蔵による性能劣化など様々な問題を明らかにし、解決している。

1990年代にはKEKBやLEP等のストレージリング用空洞と共に、再び線形加速器に向けた超伝導空洞の高電界化が進められた。ILC計画の前身であるTESLAでは国際的な連携が図られた。この研究の中で新たに高圧水洗という技術が確立し、最大加速電界はニオブの臨界磁場に届くようになった。これにより、超伝導空洞開発は加速空洞特有の問題を扱うだけでなく、超伝導表面とマイクロ波の関係という基礎科学的な領域に入ってきている。2004年にはILCは超伝導加速空洞に一本化され、2013年に岩手県北上山地がILCの建設候補地に決定された。日本ではまだ超伝導空洞を用いた加速器は少数であるが、徐々に増加してきている。

本稿では筆者が携わっているILC空洞(図1)、EUV空洞を用いて説明を行う。ILCは電子陽電子線形加速器であり、EUVは次世代リソグラフィ用光源加速器として提案されているエネルギー回収型リニアック(Energy Recovery Linac: ERL)である。どちらも電子又は陽電子用の加速空洞であり、ビームの速度は $\beta=1$ 、空洞形状は定在波楕円空洞である。Low β 空洞に比べて簡単な構造であり、表面処理技術が確立されているため、超伝導空洞の性能を議論するのに適している。これらを念頭に置いて最初に超伝導とマイクロ波の関係を説明する。一般的に超伝導空洞は純ニオブ材料から製造されているため、ニオブについての説明を行う。その後、超伝導空洞の設計方

法と超伝導空洞を構成する各構造を紹介する。最後に超伝導空洞の性能評価方法と、性能評価で起きる超伝導空洞特有の様々な減少を紹介する。

過去のOHOでは超伝導空洞について詳しい解説が多数あるため、是非読んでいただきたい[10, 11, 12, 13, 14]。また、系統的に超伝導空洞を勉強するにはHasan Padamseeの教科書が最良である[15, 16]。

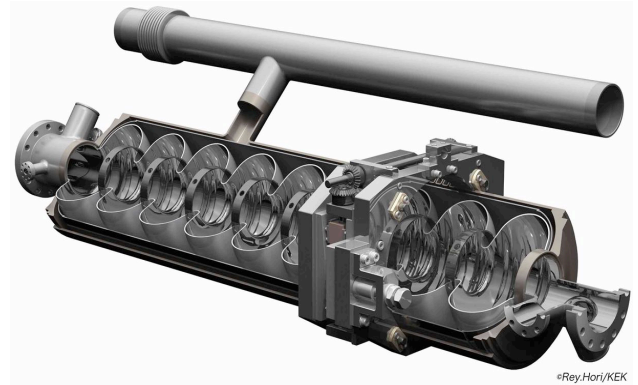


図 1: ILC 用超伝導空洞[17]。

2. マイクロ波と超伝導

2.1. BCS 抵抗

超伝導体中に直流電流が流れる場合はクーパー対が損失のない静的な超伝導電流を作っている。BCS理論では2つの電子の間に引力相互作用が働くことが重要であることが示されている。クーパー対は、粒子として電子が2つ結合したのではなく、量子力学的な波として結晶全体に広がっている電子がペアを組んでいるものである。常伝導金属中ではスピンの半整数の電子が独立してフェルミ準位を構築しているが、ペアを組むことでスピンの整数のボーズ粒子となる。これによりボーズ凝縮が起こり、電子対全体が集団運動をする基底状態に落ち着く。しかし、有限の温度では熱的に破壊されフェルミ準位に戻る準粒子が存在する。準粒子は常伝導電子に似た振る舞いをする。図2に超伝導の状態密度 N を示す。超伝導電子の基底状態のエネルギーと準粒子の励起状態エネルギー差はクーパー対を考慮して超伝導ギャップを 2Δ とする。ニオブの超伝導ギャップは ~ 100 GHz程度であり、 ~ 1 GHz程度のマイクロ波では超伝導ギャップ乗り越えることはできない。マイクロ波は熱的に励起されている準粒子に吸収される。

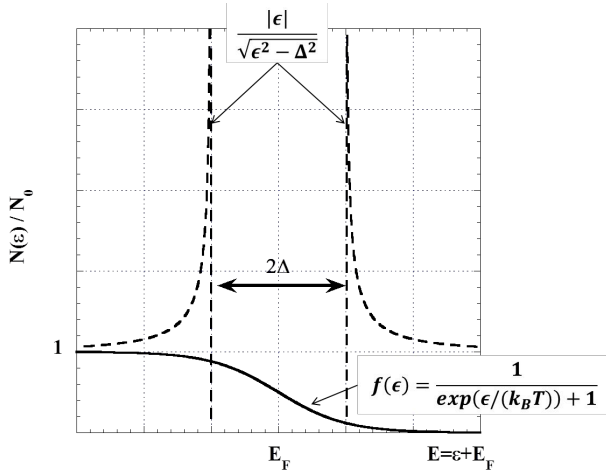


図 2: 超伝導体の規格化状態密度。

交流電流で超伝導体に生じる抵抗を直感的に考えてみる。時間的に変動する電流は超伝導電子を加速又は減速するために電場を必要とする。準粒子を常伝導電子と考えれば、準粒子にも同じ電場が働くため、準粒子は不純物から散乱され、オームの法則により抵抗を受ける。このため、交流電流が流れるときには有限の損失が現れる。この考え方は二流体モデルと呼ばれており、超伝導電子と常伝導電子の重ね合わせから考えられている。常伝導電子(準粒子)は基底状態から励起された超伝導電子であるから、常伝導電子密度 n_n はボルツマン分布に従い、超伝導電子密度 n_s を用いて

$$n_n = n_s \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (1)$$

と書ける。ここで、 k_B はボルツマン定数、 T は温度である。 T が臨界温度よりも十分低ければ $n_n \ll n_s$ が成り立つ。常伝導電流密度 J_n はオームの法則と固体中の電子が陽イオンに衝突しながら進むというドルーデモデルより

$$J_n = \sigma_n E_0 \exp(-i\omega t) \quad (2)$$

$$\sigma_n = \frac{n_n e^2 l}{m_e v_F} \quad (3)$$

と書ける。ここで、 σ_n は常伝導電子の電気伝導率、 E_0 は加速電場、 ω は各周波数、 t は時間、 e は素電荷、 l は平均自由行程、 m_e は電子の質量、 v_F は電子のフェルミ速度を表す。超伝導電流密度はロンドン方程式とクーパー対が二対の電子から構成されていることを考え、

$$J_s = i\sigma_s E_0 \exp(-i\omega t) \quad (4)$$

$$\sigma_s = \frac{2n_s e^2}{m_e \omega} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2 \omega} \quad (5)$$

と書ける。ここで、 σ_s は超伝導電子の電気伝導率、

μ_0 は真空の透磁率、 λ_L はロンドン侵入長を表す。ロンドン方程式は完全導電性を表すために複素伝導度が導入している。また、ロンドン侵入長は超伝導体内に侵入する極浅い磁場侵入深さを表している。この常伝導と超伝導の電流密度を足した全電流密度は

$$J = J_n + J_s = \sigma E_0 \exp(-i\omega t) \quad (6)$$

$$\sigma = \sigma_n + i\sigma_s \quad (7)$$

と書ける。常伝導空洞の場合 RF 表面抵抗 R_{norm} は常伝導の表皮深さ δ と常伝導電子の電気伝導率 σ_n を用いて

$$R_{norm} = \frac{1}{\delta \sigma_n} \quad (8)$$

と書ける。これに常伝導の表皮深さと電気伝導率の代わりにロンドン侵入長 λ_L と全電流密度 σ を代入し、実部をとると、

$$R_{BCS} = \text{Re}\left(\frac{1}{\lambda_L(\sigma_n + \sigma_s)}\right) = \frac{1}{\lambda_L} \frac{\sigma_n}{\sigma_n^2 + \sigma_s^2} \quad (9)$$

$$\sim \frac{1}{\lambda_L} \frac{\sigma_n}{\sigma_s^2} = \mu_0^2 \omega^2 \lambda_L^3 l \frac{n_s}{m_e v_F} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$

となる。これは超伝導体のマイクロ波抵抗の内、BCS 理論に従う部分であり、BCS 抵抗と呼び表している。このモデルは単純化しすぎているが実用的である。

BCS 理論に基づき計算を行うにはコンピュータを使用し数値計算を行う[18]。超伝導体にはロンドンの侵入長の他に特徴的なパラメータとしてコヒーレンス長 ξ_0 がある。コヒーレンス長は基底状態エネルギーとその運動量から超伝導電子の広がりを表している。コヒーレンス長以上の領域では超伝導電子の伝播が無くなり、外部磁場の遮蔽効果が薄れる。コヒーレンス長とロンドン長を比較し、 $\xi > \sqrt{2} \lambda$ ならば第一種超伝導体であり、 $\xi < \sqrt{2} \lambda$ ならば第二種超伝導体である。ニオブは第二種超伝導体である。第二種超伝導体は下部臨界磁場 H_{c1} を超えると徐々に磁束が内部に入り込み、超伝導状態と常伝導状態が混ざりあった混合状態となる。そして H_{c2} で超伝導は完全に破れる。ここでは H_{c1} 以下の完全反磁性が維持される場合について考える。

BCS のシミュレーションではマイクロ波抵抗と周波数の関係は $R_{BCS} \propto \omega^\alpha$ であり、 α は $1.5 \sim 2$ の値をとる。図 3 に参考文献[19]の測定結果を示す。

平均自由行程は不純物により変化する。空洞材料の純度を表す指標として RRR(Residual Resistivity Ratio: 残留抵抗比)がある。ニオブの場合、室温と超伝導転移する直前の常伝導状態での電気抵抗との比である。表面抵抗は平均自由行

程がコヒーレンス長よりも十分に短い場合($l \ll \xi_0$)と平均自由行程がコヒーレンス長よりも十分に長い場合($l \gg \xi_0$)でそれぞれ、次のように書ける。

$$R_{BCS}(l \ll \xi_0) = \mu_0^2 \omega^2 \sigma_0 RRR \cdot \lambda(T, l)^3 \frac{\Delta}{k_B T} \ln \left(\frac{\Delta}{\hbar \omega} \right) \frac{\exp \left(-\frac{\Delta}{k_B T} \right)}{T} \quad (10)$$

$$R_{BCS}(l \gg \xi_0) = \mu_0^2 \omega^2 \sigma_0 RRR \cdot \frac{\lambda(T, l)^4}{l} \frac{3\Delta}{2k_B T} \ln \left(\frac{1.2T\Delta\xi_0^2}{\hbar^2 \omega^2 \lambda(T, l)^2} \right) \exp \left(-\frac{\Delta}{k_B T} \right) \quad (11)$$

ここで、電気伝導率 σ_0 は室温の電気伝導率を表す。図 4 に BCS 抵抗と平均自由行程の関係を測定した結果を示す。これは 2 K, 1.3 GHz の超伝導空洞の測定結果である。平均自由行程が伸びるに従い不純物が減少し BCS 抵抗は減少するが、コヒーレンス長を超えると準粒子による抵抗が優勢となることが分かる。

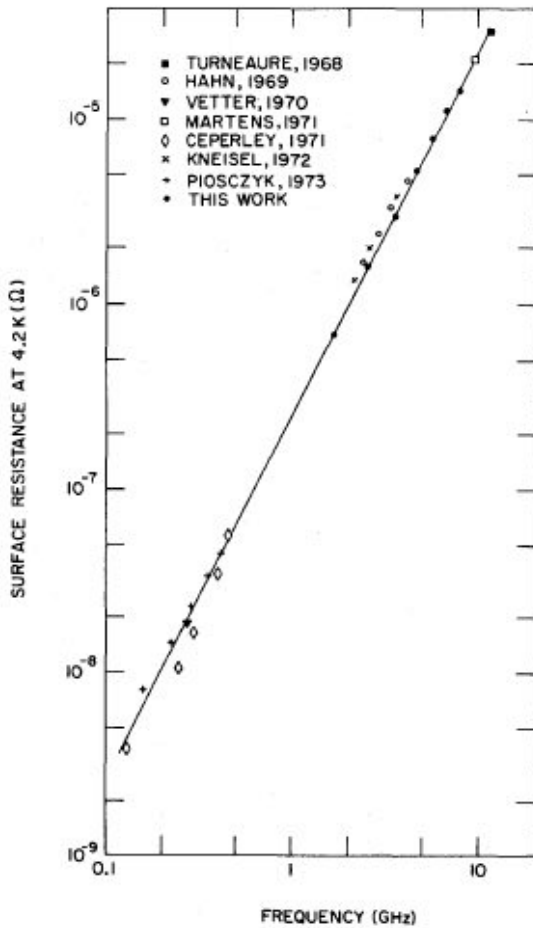


図 3 : マイクロ波表面抵抗と周波数の関係[19]

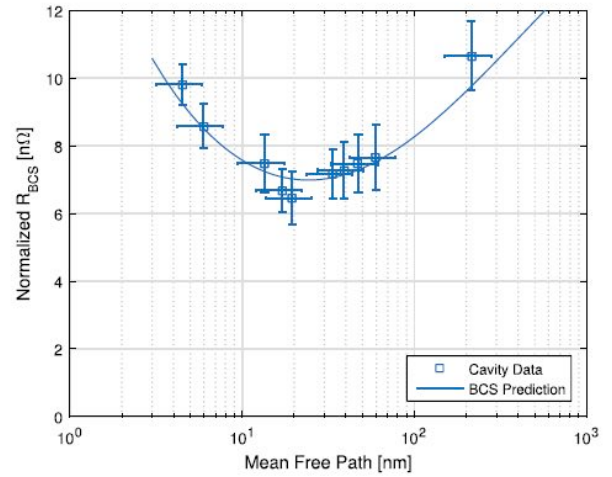


図 4 : 低電界(~20mT)での BCS 抵抗と平均自由行程との関係[20]。

2.2. 残留抵抗

超伝導空洞のマイクロ波抵抗は主に BCS 抵抗が占めるが、BCS 抵抗以外をまとめて残留抵抗と呼ぶ。残留抵抗には様々な要素が含まれる。

最初に考えられる残留抵抗の発生源は超伝導体に不純物として含まれる常伝導体である。実験的に残留抵抗が周波数に対し 2 次関数的に変化する項が含まれていることが示されている[21]。二流体モデルで準粒子が受ける電磁場を不純物からの常伝導電子も受けるとすると抵抗は

$$R_{res} = \mu_0^2 \omega^2 \sigma_0 RRR \cdot \lambda_0^2 \Delta y \quad (12)$$

と書け、周波数依存性が示される。空洞の温度分布測定の結果からは発熱部が局在し、空洞表面全体に様でないことから、 Δy は材料の平均欠陥密度としても理解される。

2 つ目は超伝導空洞内に閉じ込められた磁束によるものである。高純度ニオブは常伝導状態から超伝導状態へ転移する瞬間に、全ての磁場を外部押し出す。しかし工業的に製作されているニオブ材料は様々な欠陥を持ち、完全に磁場を追い出すことができない。なお、超伝導体内に閉じ込められる磁束は量子化されており、 $\Phi_0 = hc/2e$ の整数倍の値を持つ磁束として表される。一つの磁束が貫く部分は常伝導化しており、面積はコヒーレンス長程度を半径としている。磁束による残留抵抗は

$$R_{res,ft} = \frac{H_{ext}}{2H_c} R_N = \frac{H_{ext}}{2H_c} \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma}} \quad (13)$$

と書ける。ここで、 R_N は常伝導体の表面抵抗であり、 H_{ext} および H_c はそれぞれ外部磁場と臨界磁場である。式(13)では表面電流が一様に常伝導部

を流れることを考えている。常伝導部を迂回し超伝導部を流れる方がエネルギー的に有利であると考えられるため正確ではないが、実際の空洞設計における目安として有意義である[21]。超伝導空洞の測定環境では外部磁場は磁気シールドにより可能な限り低減されている。ILC ベースラインの処理では磁束トラップが残留抵抗の主要因であり、2 K で運転する場合には BCS 抵抗を含めた全抵抗の約 30 % を占める。近年では窒素処理による BCS 抵抗の減少を測定するため、磁束トラップを積極的に抑制することが必要である。空洞周りにコイルを巻き外部磁場を打ち消す、空洞に温度差をつけて冷却することが有効である。KEK で行っている磁束排除の実験を図 5 に示す[22]。磁場モニターのためのフラックスゲートセンサーを空洞赤道部に取り付け、空洞の片側をヒーターで加熱することにより超伝導転移時に温度勾配を持たせている。赤道部の磁場は超伝導転移時に空洞から磁場が排除されるため、上昇する(図 6)。

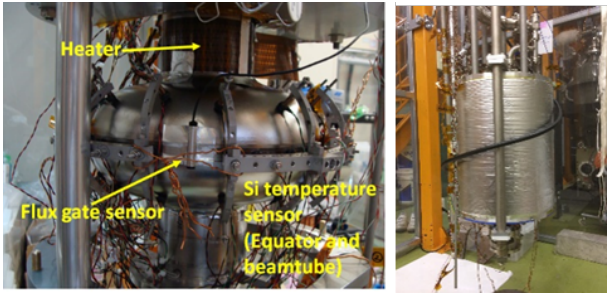


図 5 :高電界試験でのセンサー類とヒーターの配置(左)。磁場キャンセル用のソレノイドコイル(右)[22]。

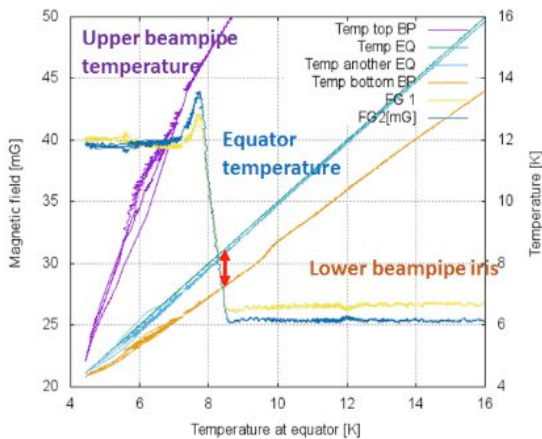


図 6 : 空洞冷却中に空洞外部に排除される磁場[22]。

この他にも様々な抵抗の原因が存在しており、

多くは表面磁場又は加速電場に対して依存性を持っている。これらは次章以降で超伝導空洞の高電界性能と合わせて示す。

2.3. 最大表面磁場

マイクロ波が存在すると、超伝導と常伝導状態との間で一次相転移を起こす。一次相転移は急激な相転移であり、準安定状態を持つことが特徴である。準安定状態の磁場を過熱(Superheating)場 H_{sh} という。Bean と Livingston は第 2 種超伝導体の準安定状態について研究を行っている[23]。超伝導体表面に平行な磁束の糸(渦糸)について考えると、磁場は超伝導体の表面に平行である必要があるため、超伝導と真空との界面付近に存在する渦糸に対して鏡像を導入する。超伝導体内に存在する磁束糸と鏡像との間に相互作用が生じ、渦糸には表面に引きつけられる力が生じる。磁束のエネルギーは

$$U(x) = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 K_0(2x/\lambda) \quad (14)$$

と書ける。ここで、 K_0 は第 2 種ベッセル関数である。表面から離れると指数関数で減衰するため、鏡像は無くなる。一方、超伝導体を貫通する外部磁界 H は渦糸に対して反発力を生じさせる。外部磁界と渦糸の間の相互作用エネルギーは磁場の積分から与えられる。

$$U(x) = \frac{\Phi_0 H \exp(-x/\lambda)}{4\pi} \quad (15)$$

渦糸が受ける全エネルギーは渦糸が表面から十分に離れた場所で持つ自由エネルギーを ϵ とすると、

$$U(x) = \epsilon - \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 K_0\left(\frac{2x}{\lambda}\right) + \frac{\Phi_0 H \exp(-x/\lambda)}{4\pi} \quad (16)$$

$$\epsilon = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) = \frac{\Phi_0 H_{c1}}{4\pi} \quad (17)$$

と書ける。これを変形すると、

$$\frac{U(x)}{\epsilon} = 1 - \frac{K_0\left(\frac{2x}{\lambda}\right)}{\ln(\lambda/\xi)} + \frac{H \exp(-x/\lambda)}{H_{c1}} \quad (18)$$

第 2 項は表面へ引きつけられる力を表す。 H_{c1} 以下では第 2 項の寄与が、反発を表す第 3 項よりも大きい。この場合、渦糸は超伝導体内に侵入しない。外部磁場が H_{c1} よりも大きい場合、渦糸が超伝導体内に入る方が有利になる。しかし、 H が H_{sh} より小さい場合も渦糸が超伝導体内に入ることを阻止できる。これは図 7 のように表面障壁が

侵入を阻むためである。H が H_{sh} よりも大きくなると表面障壁は消滅する。式 18 は過熱現象を直観的に理解できるが、次の条件が成り立たねばならない。1 つ目は渦糸の径がロンドン長よりも十分小さいこと ($\lambda \gg \xi$)。2 つ目は真空表面付近で超伝導状態が一様であること ($x \gg \xi$) である。Ginzburg-Landau (GL) 方程式では GL パラメータ $\kappa = \lambda/\xi$ を用いて、 $\kappa \ll 1$ または $\kappa \gg 1$ の場合に対して解析的に解くことができる。 H_{sh} は、

$$H_{sh} \approx \frac{0.89}{\kappa} H_c \quad (\kappa \ll 1) \quad (19)$$

$$H_{sh} \approx 0.75 H_c \quad (\kappa \gg 1)$$

と書ける [25]。ニオブについては $\kappa \approx 1$ であるため数値計算を行う。参考文献 [26] では、 κ が 0 と 2.5 の間の H_{sh} が計算されている。 $\kappa \approx 1$ の場合

$$H_{sh} \approx 1.2 H_c \quad (20)$$

である。GL 理論による H_{sh} は他にも様々な計算がなされている [27]。しかし、GL 理論は臨界温度付近で有効な理論であり、超伝導空洞の様な低温で運転する超伝導体の H_{sh} を導出するには完全ではない。GL 方程式の代わりに Eilenberger 理論などを用いた計算も行われている [28]。

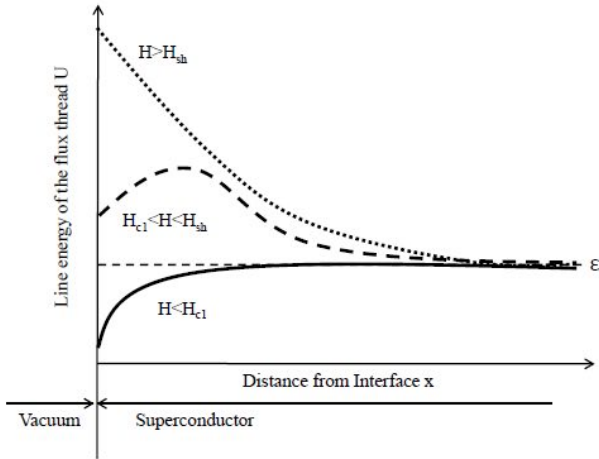


図 7 : 渦糸の表面からの距離に対するエネルギー依存性 [24]。

GL 理論や Eilenberger 理論は超伝導体が準安定なマイスナー状態にとどまると仮定している。しかし、渦糸の振動は $\sim 10^{-6}$ 秒程度と測定されており、マイクロ波の振動と比べて非常に長い時間を要する [29]。このため、マイクロ波領域での臨界磁場は準安定状態によって決定されるのではなく、単純な熱力学的エネルギーが臨界磁場を決定しているという考え方もある [30, 31]。これは、超伝導体の安定性を渦糸周りのエネルギー収支を計算する方法である (図 8)。渦糸による常伝導

体エネルギーの増加と、コヒーレンス長による渦糸外部からの抑制効果は熱平衡磁場を H_c として、

$$f_{mag} = \pi \lambda \frac{H^2}{8\pi} \quad (21)$$

$$f_{core} = \pi \xi \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (22)$$

と書ける。両者が釣り合う条件として臨界磁場が求まる。RF の実効値が DC の $\sqrt{2}$ であることと、超伝導体平面に平行に渦糸が侵入することを考慮して RF の臨界磁場を

$$H_{sh} = \frac{H_c}{\kappa} \quad (23)$$

としている。

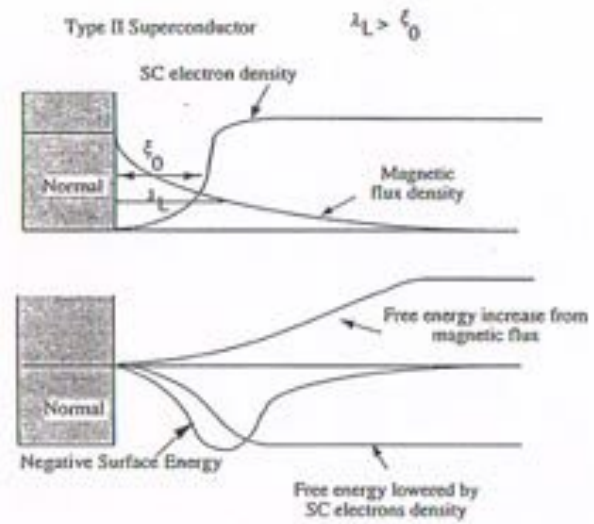


図 8 : 磁場侵入長とコヒーレンス長から求められる超伝導体のエネルギー収支 [15]。

超伝導空洞の最大電界は RF 臨界磁場によって制限される。ここでは、超伝導空洞の臨界磁場を求めるための理論を紹介した。超伝導空洞は工業的に製造されており、表面には様々な状態が存在する。これらを統一的に説明するための様々な理論的研究が続けられている。

3. 超伝導空洞の設計・製作

3.1. 超伝導空洞の設計

電子陽電子加速器である ILC の主空洞 (STF 空洞) と KEK で開発が進められている EUV リソグラフィ用エネルギー回収型ライナックのための主空洞 (EUV 空洞) を例に超伝導空洞の構造を説明する。超伝導空洞では一般的に定在波型空洞を採用する。これは超伝導空洞の利点である RF 投入量の最小化を目的とするためである。超伝導

空洞の RF を再度空洞に送る導波管フィードバック型進行波型空洞の開発もなされているが、開発はまだ半ばである[32]。また、加速セルを高効率で冷却するために付加的な熱流入を阻止することが重要である。

超伝導加速空洞では加速モードを高めるため、加速電界と最大磁場の比 H_p/E_{acc} が重視される。図 9 に EUV 空洞の表面電場と磁場を示す。TESLA 空洞や EUV 空洞は楕円空洞形状を採用することで、空洞壁面に対して一様な磁場を得ていることが分かる。加速セルは板厚の均質化や無駄になる材料を削減するために薄板をプレス成型して製作する。空洞の剛性を高めるため、セル間は強め輪で補強されているが、加速電界と共に空洞の共振周波数が変化する。これは空洞壁面に流れる電流が RF 場によって引き寄せられ、空洞形状を変形させてしまうためである。これを Lorentz Force Detuning と呼んでいる。ILC 空洞を 31.5MV/m で運転する場合、~500 Hz の変化が生じる。

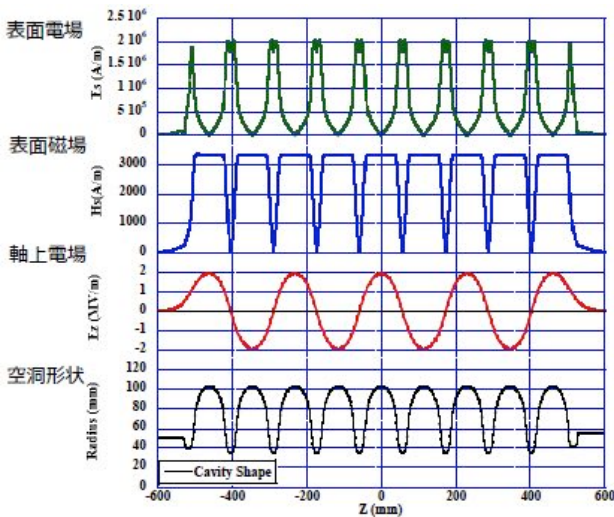


図 9: EUV 空洞の空洞形状と軸上電場、表面磁場と電場の関係。

ビームが空洞を通過すると Wake 場が生じる。Wake 場は HOM(Higher Order Mode: 高次モード)と周波数が合致すると長時間蓄積されビーム不安定性を引き起こす。超伝導空洞では HOM は加速モードと同等以上に高い Q 値~ 10^{10} を持つため、効果的に Q 値を減衰する構造(HOM ダンパー)が必要である。超伝導空洞では加速セルへの熱流入を最小化するために、セルの両端に HOM ダンパーを付けることが多い。そのため、セル間結号はビームパイプ外部へ抵抗なく結合させることが重要である。セル間の結合は分散曲線から導か

れるため、全てのセルで周波数が合致していれば抵抗を最小化できる。セルの電磁場分布を考えると、中央部のセルは両側セルにより電磁場が閉じ込められる。一方、終端セルは片側が開放され、ビームパイプと強く結合しているため、中央セルと異なる電磁場分布となる。中央セルと終端セルの HOM 周波数を全て合致させることは難しい。EUV 空洞ではインピーダンスの大きいモードを選び、終端セルの最適化を行っている。

HOM ダンパーは最終的に HOM を熱に変換してダンプするが、加速モードを反射して加速空洞内に閉じ込める選択機能が必須である。現在、超伝導加速空洞で用いられている方法は大きく分けて 2 つある。それは、導波管の Cutoff を利用する方法とバンドパスフィルターを利用する方法である。

矩形導波管や、円形導波管等はカットオフ周波数を持つ。通常加速モードは加速空洞の最低共振周波数であり、HOM はそれよりも高い周波数を持つ。カットオフ周波数を加速周波数以上、HOM 周波数以下とする事で HOM だけを選択して導波管を伝搬させるハイパスフィルターを形成できる。このような導波管をビームパイプに取り付けるか、ビームパイプ自身を導波管とみなす事で、終端セルから十分離れた場所に HOM を導き、導波管の終端に設置した RF 吸収体で HOM をダンプする方法がある。この方法の利点は大電力の HOM を吸収することができることである。大電流ビームを加速する加速空洞に適している。KEKB をはじめとして、ERL 空洞や EUV 空洞で採用されている。

2 つ目のバンドパスフィルター構造は、ILC 空洞で採用されている。アンテナで加速モードと HOM を結合した後、ニオブで構成した伝送線路内に組み込んだバンドパスフィルターで加速周波数を反射して、HOM だけを選択して取り出す方法である。この方法の利点はアンテナ型であるため省スペースであることと、HOM をマイクロ波のままクライオスタット外に取り出すことができる点である。

RF の入力カップラーも熱侵入を考慮しビームパイプ上に設置する。カップラーの結合度は EUV 空洞ではビームのエネルギーを回収しながら加速するため、空洞の結合度は可能な限り小さくできる。空洞のマイクロフォニックスの振幅が~40 Hz 程度であるため、これを安定化させるよう空洞の共振幅が 50Hz 程度になるように入力カップラーの結合度が決められている。一方、ILC 空洞は 5 Hz のパルス運転であり、加速電界は 0 から

31.5 MV/m まで大きく変動する。そのため、空洞のローレンツデチューニングによる周波数の変化が大きく影響する。ローレンツデチューニングによる影響を抑えられるように結合度を強く取っている。

超伝導空洞は液体ヘリウムで冷却するため、空洞を取り巻くようにヘリウムジャケットを取り付ける。内部には侵入磁束を排除するために磁気シールドが空洞とヘリウムジャケット間に入っている。周波数は空洞を前後に押し引きすることで調節される。ヘリウムジャケットの一部にペローズを入れ、周波数チューナーを取り付ける。周波数チューナーは比較的大きな範囲(~300 kHz)を調節するためのメカニカルチューナーと高速応答するためのピエゾチューナーが取り付けられる。

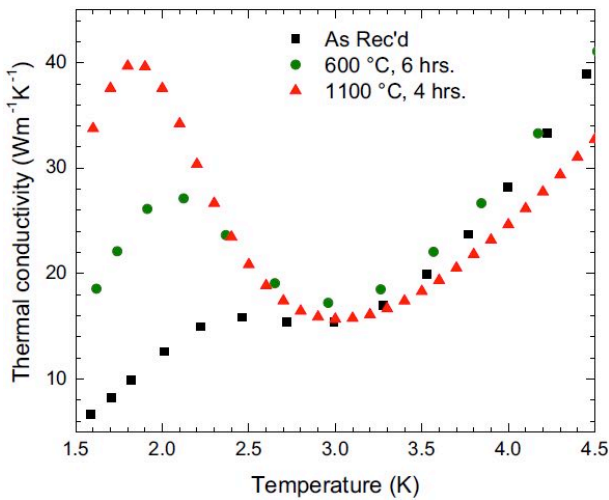


図 10：ニオブの熱伝導率と熱処理温度の関係 [34]。

空洞の厚さは機械強度とヘリウムへの熱冷却を考慮して決められている。ILC では空洞の厚さは場所によって異なるが、2.8 mm~3.7 mm が採用されている。低温での熱伝導率は特徴的である [33]。金属の熱伝導率 k は電子とフォノン成分の和である。ニオブが超伝導臨界温度 $T_c = 9.25\text{K}$ 以下に冷却されると、クーパー対が形成されるため電子による寄与が減少する。このため、ニオブの純度に強く影響され、常温と転移温度直前の常伝導電気伝導率比の RRR と強い相関を持つ。相関は

$$RRR = 4 \times k_{4.2} \quad (24)$$

ここで、 $k_{4.2}$ は 4.2 K での熱伝導率である [15]。3 K 以下でフォノン伝導が熱伝導の支配的なモードになり約 2K で極大をとる(フォノンピーク)。材

料の製造は、主に格子欠陥密度の変化を介して、このフォノンピークの大きさに影響を及ぼす。フォノンピークの温度は超伝導空洞の運転温度とほぼ同じであり、詳細な研究がなされている [34]。熱処理によるニオブの熱伝導率の変化を図 10 に示す。

3.2. ニオブ材料と空洞製造

超伝導空洞のニオブ材料は工業的に量産されたものを使用するが、高純度のニオブ材料を製造するための方法を紹介する。ニオブの純度は RRR で評価されている。ニオブの製造工程を図 11 に示す。この製造工程の中で、多重の電子ビーム溶解がニオブの高純度化のために重要なプロセスである。ニオブの母材に含まれる不純物のうちタンタルは含有量が多く、かつタンタルの融点がニオブよりも高いため、タンタルは RRR に大きな影響を及ぼす。

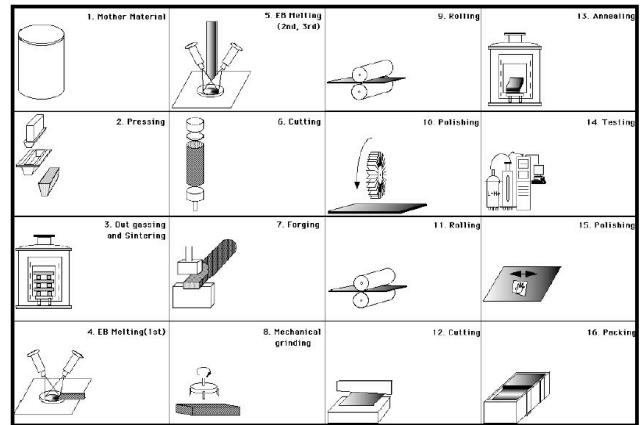


図 11：東京電解(株)でのニオブの製造工程 [35]。

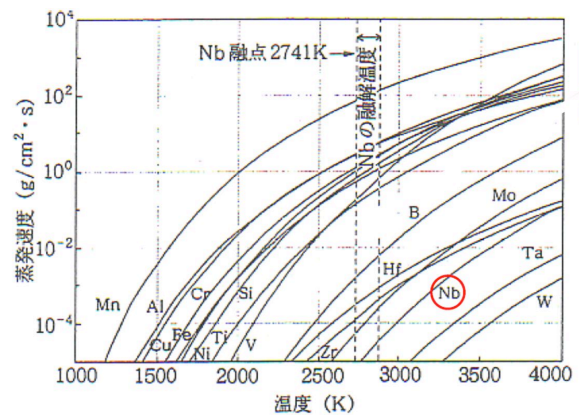


図 12：ニオブの電子ビーム溶解から見た混入金属の蒸気圧。

またこの他に電子ビーム溶解炉中に残存する

ガス成分（酸素、窒素、炭化水素）が RRR に影響を及ぼす不純物として確認されている。ILC では RRR が 300 以上のニオブ材料を使用しており、この時のタンタル含有量は 200 $\mu\text{g/g}$ 未満が望ましいとされている[36]。タンタルをニオブから分離する方法としては有機溶媒の一種であるメチルイソブチルケトンを用いた液状抽出である。

鍛造圧延はニオブ結晶を微細化し結晶方向を整えることで機械強度を高めるために行われるが、近年では電子ビーム溶解後の結晶粒が大きい状態のまま空洞材料として用いる方法も研究されている。今後、超伝導空洞の高性能化が進めば、単結晶材料を用いた空洞性能の詳細な研究が必要になると考えられる。

ILC で採用されている超伝導空洞の一般的な製造方法をまとめる。ILC では量産を目的としているため、可能な限り安価な方法で製造することが重要である。空洞形状は円板状のニオブ板材からプレス加工で成型される。プレスにより中央が薄肉になるのを防ぐため、板の中央にはアイリス径の約 60% の穴を開けている。この形状をハーフセルと呼んでいる。

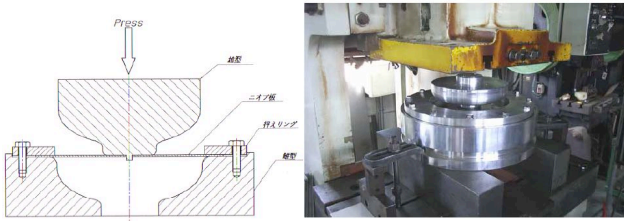


図 13: ハーフセルプレスの様子。

プレス成型後、ハーフセル同士を電子ビーム溶接するためのトリム加工を行う。この時、電子ビーム溶接の縮み代とインロー加工がなされる。赤道部の電子ビーム溶接は量産のために外側溶接が採用されている。継ぎ目を残さないために内面まで溶かし込む裏波溶接が必要である。

4. 超伝導空洞の性能評価

4.1. 縦測定

超伝導は高い Q 値を持つ。2 K に冷却した時の Q 値は 10^{10} 台であり、共振周波数 1.3 GHz の空洞のバンド幅は ~ 0.1 Hz と狭い。マイクロフォニックス雑音により、 Q 値測定にはネットワークアナライザを用いることはできない。測定にはパルス法を使う。ただし、 Q 値測定前の共振周波数探索にはネットワークアナライザは有効である。

パルス法は空洞内に蓄積されたエネルギーの減少時間を測定することで負荷 Q 値 Q_L を求める。

$$U(t) = U_0 \exp\left(-\frac{\omega t}{Q_L}\right) \quad (25)$$

$$Q_L = \frac{\omega \tau_{1/2}}{\ln 2} \quad (26)$$

ここで、 U は空洞内に蓄積されたエネルギー、 ω は共振周波数、 $\tau_{1/2}$ はエネルギーが半減するまでの時間である。測定は RF 入力ポートとピックアップポートを用いる 2 ポート法を基本に行っている。無負荷 Q 値との関係は

$$Q_L = \frac{\omega U}{P_{\text{loss}} + P_L + P_t} = \frac{Q_0}{1 + (1 + \beta_t)\beta_L + \beta_t} \quad (27)$$

$$\beta_L = \frac{P_L}{P_{\text{loss}}} = \frac{1 \pm \sqrt{\frac{P_r}{P_{\text{in}}}}}{1 \mp \sqrt{\frac{P_r}{P_{\text{in}}}}} \quad \left(\begin{array}{l} \text{Over: } \beta_{\text{in}} > 1 \\ \text{Under: } \beta_{\text{in}} < 1 \end{array} \right) \quad (28)$$

$$P_{\text{loss}} = P_{\text{in}} - P_r - P_t \quad (29)$$

と書ける。ここで、 P_{loss} 、 P_{in} 、 P_t はそれぞれ空洞内、入力カップラーとピックアップポートでのロス、 P_r は入力カップラーからの反射である。ピックアップポートは固定しており、一回パルス法で Q_t を求めてしまえば、それ以降はパルス法を使わずに、エネルギー収支から無負荷 Q 値を求めることができる。

$$P_{\text{loss}} Q_0 = P_t Q_t \quad (30)$$

縦測定用のクライオスタットは縦に長く、空洞はクライオスタットの下側に位置するよう吊り下げられる。外部からの熱侵入を防ぐためにクライオスタットは真空断熱構造になっており、ガスが溜まる上部には熱反射板が取り付けられている。また、超伝導空洞は地磁気等のわずかな残留磁場でも超伝導転移時にトラップしてしまう。その磁束量子の芯は常伝導であり残留抵抗となる。残留磁場を下げるため、クライオスタット内側又は外側には磁気シールドが取り付けられる。クライオスタット内の残留磁場は 1 μT 程度である。

ヘリウム 4 は 2.17 K 以下ではボース・アインシュタイン凝縮を起こし超流動状態になる。ヘリウム液は気化するときの蒸発熱によって冷却される。蒸発ガスを排気するために必要なポンプの排気速度は、1W の発熱に対して 18 L/min である。表 1 に各種寒剤の一覧を示す。 Q 値が低くな

ることを想定してポンプの排気速度に余裕を持っておく必要である。

$$\Delta Q_0 = A(\beta E_s)^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{\beta E_s}\right) \quad (31)$$

表 1: 各種寒剤のパラメーター一覧

	He	He	n-H ₂	e-H ₂	Ne	N ₂	O ₂
分子量	3.000	4.003	2.016		20.18	28.02	32.0
標準沸点 [K]	3.1905	4.215	20.397	20.28	27.102	77.348	90.188
臨界点 温度 [K]	3.34	5.19	33.2	33.2	44.4	126	154
臨界点 圧力 [atm]	2.26	2.26	13	13	25.9	33.5	50
三重点 温度 [K]			14	13.8	24.8	63.1	54.4
三重点 圧力 [kPa]			7.199	7.066	43.196	12.532	0.160
密度 液体(0°C,1気圧) [kg/l]		0.125	0.0708			0.809	1.14
蒸気(沸点) [kg/l]		0.169	0.0133			0.0046	0.0045
ガス(300K,大気圧) [kg/m ³]		0.1625	0.0819			1.139	1.301
ガス(300K)と液体との体積比		769	864			710	876
蒸発潜熱 (沸点) [kJ/kg]		20.4	452			199	272
蒸発潜熱 (沸点から300Kまで) [kJ/kg]		2.55	31.7			161	212
ガス顕熱 (沸点から300Kまで) [kJ/kg]		1543	3510			234	193
ガス顕熱 (液1リットル当りに換算) [kJ/kg]		193	249			189	220
ガス顕熱比 (顕熱/蒸発潜熱)		75.6	7.8			1.18	0.91

超伝導空洞の Q 値は加速電界に依らず一定になると思われるが、実際には材料、空洞形状、表面処理方法に依存して様々な曲線を描く。最大加速電界を向上させるために、これらの現象を理解することが、超伝導空洞研究のトピックの一つとなっている。ILC のベースラインと呼ばれている空洞製造方法は、様々な問題を解決してくる中で生まれてきた処理方法である。図 14 に超伝導空洞の開発の中で発見されてきた様々な減少を示す。また、窒素処理は現在研究中であるが、KEK 内で確認されてきたことを説明する。

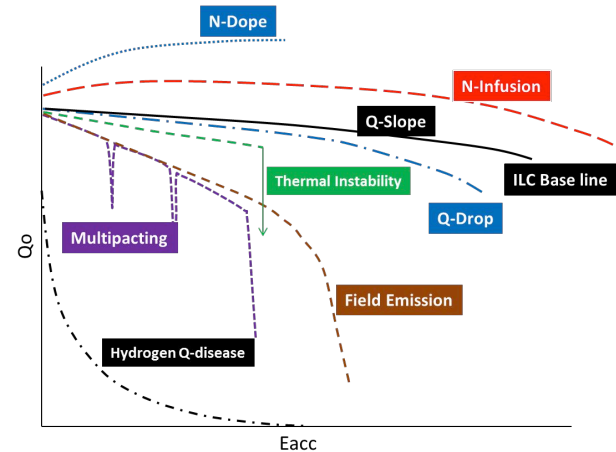


図 14: 様々な非線形効果

4.2. Field Emission

超伝導空洞はフィールドエミッションを抑制するために、表面研磨方法や組み立て方法の対策を行っている。フィールドエミッションは RF 位相にキャッチされた電界放出電子が暗電流となる。縦測定では暗電流が空洞エネルギーを奪うため Q 値が低下する。暗電流が空洞に当れば、空洞表面が局所的に発熱しクエンチを起こす。DC フィールドエミッションは Fowler-Nordheim 理論で知られており、これを RF に適用すると、Q 値の変化は

と表される[37]。ここで、Es は表面電場、Φ はニオブの仕事関数、β は電界の増幅因子である。増幅因子は図 15 に示すようエミッション源が複雑な構造を持つためである。

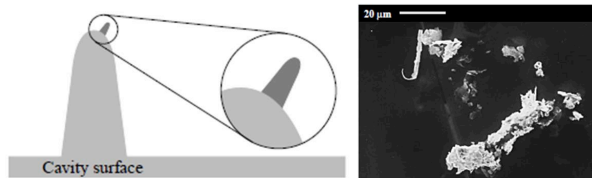


図 15: フィールドエミッション源の Tip-on-Tip モデルの模式図と空洞で見つかったステンレス片の SEM 画像 [38]。

フィールドエミッションを抑制するために、超伝導空洞では製作途中に生じる傷や電子ビーム溶接のビードをやすりがけによって取り除く。また、空洞形状に成型した後はバレル研磨などを行う。バレル研磨は空洞内に研磨石と水を入れ、高速で空洞を自転・公転させる研磨方法である(図 16) [39,40]。しかし、大きな負荷が空洞にかかるため、取り付けに注意が必要である。電子ビーム溶接が確立されていれば避ける方が良い。

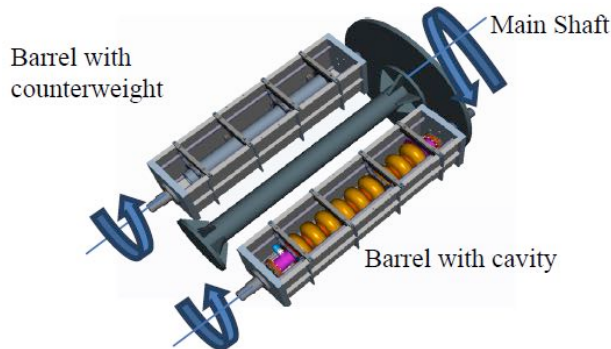


図 16: バレル研磨装置の模式図[39]。

ILC のベースラインとして電解研磨が採用されている。電解研磨はニオブを陽極、純アルミを陰極として EP 液を電解液として電圧を印加する。陽極のニオブが電解液に溶けだして、陰極からは水素が発生する。EP 液は体積比で硫酸(H₂SO₄, >93%):フッ酸(HF, 46%) = 10:1 で使用する(図 17)。電解研磨は 2 段階の反応モデルが考えられている。第 1 段階は電気反応によるニオブ表面への酸化膜の生成であり、第 2 段階は電解液中のフッ酸が酸化膜を溶解する。電解研磨の化学式は

$$2\text{Nb} + 10\text{HF} + 2\text{H}_2\text{O} \rightarrow 2\text{H}_2\text{NbOF}_5 + 5\text{H}_2 \quad (32)$$

と表される。

電解研磨装置は水素の逃げ道を確保するために横型が採用されている。ビームパイプ部の研磨速度を和らげるため、テフロンを付けている。陰極から発生する水素がニオブに触れると水素の泡跡が残ることや、ニオブが水素を吸蔵する。水素を上手く外部排出するため、電極全体を覆うようにカソードバックが付けられる。研磨量は反応式より、積算電流量を測ることで求める。ILCでは空洞製造途中で巻き込まれる不純物を除去するための 100 μm の多量研磨と最終表面研磨としておこ 20 μm 程の研磨がある。多量研磨では研磨速度を重視し、最終研磨は超伝導特性、面粗さを決めるため、温度条件などを精密にコントロールしている。

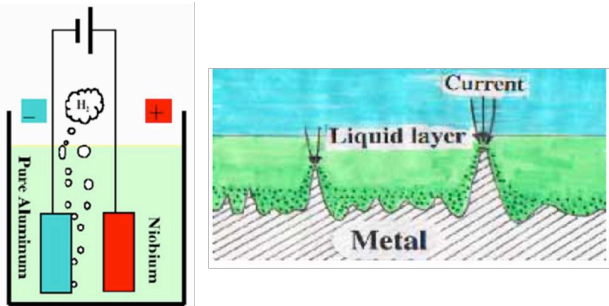


図 17: 電解研磨の模式図。

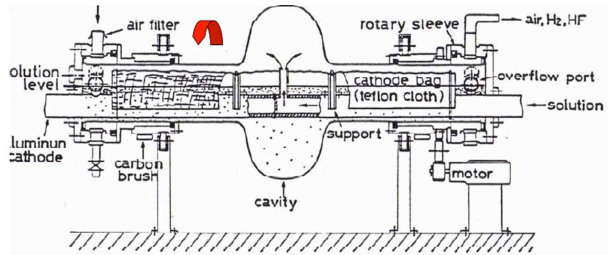
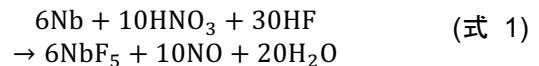


図 18: 電解研磨装置の模式図と STF 電解研磨装置の写真。

近年では横型電解研磨を簡素化するために、研磨液に酸を用いず、空洞を縦置きにする等した新しい電解研磨方法の開発が進められている[41,42]。酸を用いない電解研磨は水溶性で中性に近い塩ベースの研磨液を用いている。ニオブ空洞

と電極は陰極と陽極を反転させながら研磨を行う。開発はまだ途上であり、様々な研磨液や電極構造、電圧パターンが提案されている。

空洞の製造途中では簡易な研磨方法として化学研磨を用いる。化学研磨の研磨液は硝酸(HNO₃, 61%), フッ化水素酸(HF, 46%), リン酸(H₃PO₄, 83%)をそれぞれ等量混ぜ合わせた混酸である。硝酸がニオブを酸化させて、フッ化水素酸がニオブ酸化物を溶解する。リン酸はエッチング反応速度を調整するバッファの役割を持ち、研磨のレベリング化促進に欠かせない研磨液の粘性を加減する。化学研磨の化学反応式は



と表される。化学研磨面の粗さはニオブ材の結晶粒界の大きさに強く依存する。多結晶ニオブについては、化学研磨量と表面粗さの関係が詳しく調べられている[43]。その結果を図 19 に示す。しかし、巨大結晶であれば、電界研磨並みの滑らかな面 (Rz ~ 0.5 μm) が得られる。

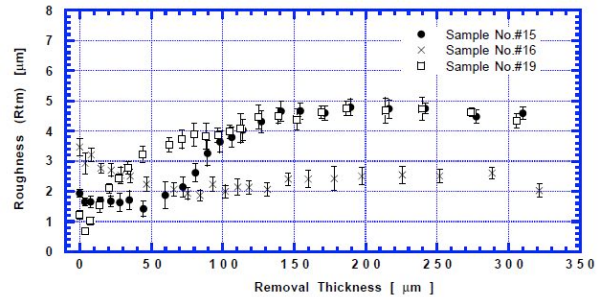


図 19: 化学研磨による多結晶ニオブの研磨量と面粗さの関係 [43]。

空洞の組立はフィールドエミッションの抑制に重要である。組み立て前には脱脂のための超音波洗浄と純水での高圧洗浄を行う。超純水高圧洗浄は 1990 年に CERN の Bloess によって超伝導空洞に適用された[44]。これが標準レシピに加えられることで、到達電界は飛躍的に高まり、ニオブの臨界磁場に到達するようになった。STF では超純水を 8 MPa の高圧で吹き付けて洗浄している。高圧水洗後はクリーンルームで組み立てを行う。ゴミの侵入を防ぎながら組み立てることが重要である。しかし、加速器に搭載するまでには様々な工程があり、未だに完全にフィールドエミッションを取り除くことはできていない。

4.3. Multipacting

フィールドエミッションの電子や X 線により

発生した一次電子が、空洞内壁に衝突して二次電子を発生させる。この時、その表面が汚染されていて、二次電子放出係数 δ が 1 よりも大きいと一次電子の数よりも多くの二次電子が発生する。この二次電子が空洞の中の RF 周波数と同期すると二次電子は指数関数的に増幅される。2 次電子数がエネルギーを吸収することで、空洞の Q 値は急速に低下する。また、その増加した電子が空洞壁面に衝突して壁面温度が上昇し熱破壊を起こす。その例を図 20 に示す[45]。

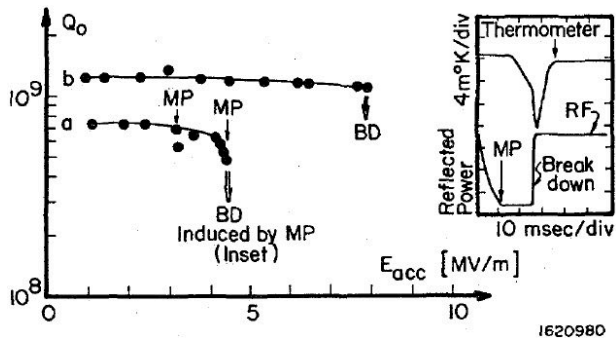


図 20: マルチパクティングの特性実験[45]

マルチパクティングが生じる加速電界は RF シミュレーションによって予測することができる。二次電子放出係数は表面処理方法に依存している(図 21)[46]。

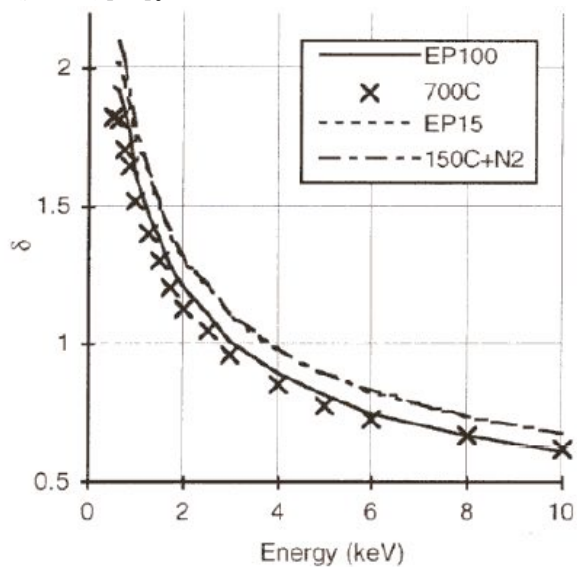


図 21: 二次電子放出係数の表面処理とエネルギーの関係 [46]

高電界を印加することでも二次電子放出係数は低下し、マルチパクティングから抜け出すことができる。二次電子放出係数は数 keV のエネルギーを超えると 1 以下になるため、電界が低い空洞

側面で生じる。超伝導空洞開発初期は空洞がピルボックス形状であり、壁面電場が加速電場に依らずほぼゼロであった。このため、マルチパクティングが発生する加速電場領域が広く高い放射線が発生していた。楕円空洞は空洞赤道部以外に電場が常に立っていることと、表面処理の徹底による元の二次電子放出係数が低いこともあり、マルチパクティングの領域は狭い。図 22 に楕円空洞のマルチパクティングの発生頻度と加速電界の関係を示す[47]。

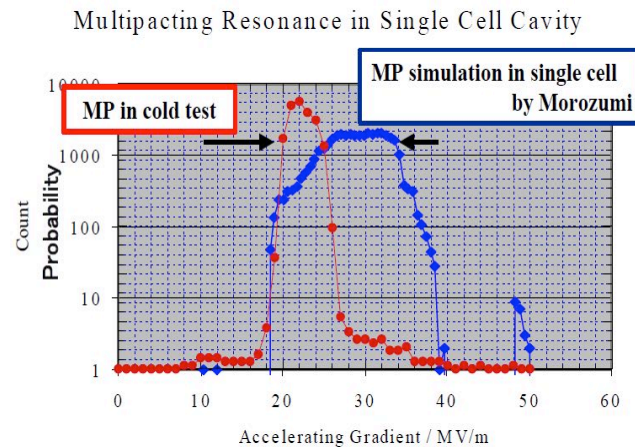


図 22: 高電界試験におけるマルチパクティングの発生電界とシミュレーション[47]

4.4. Hydrogen Q-Disease

ニオブは水素を良く吸蔵し、電解研磨や化学研磨の工程中には多量の水素が発生するため、空洞表面には水素を多く含んだニオブ層が生じる。水素を脱ガスせずに、空洞の高電界試験を行うと、空洞の Q 値が著しく低くなる現象が起きる。この現象を水素病と呼ぶ。

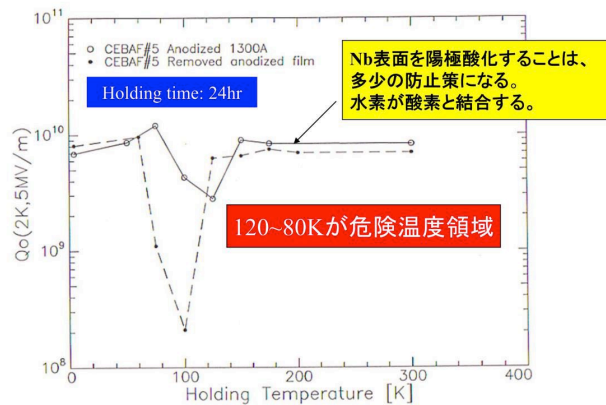


図 23: 水素病が発生する危険冷却温度領域[48]。

特に空洞の冷却速度が遅い場合は顕著に表れ

る。実験結果の一例を図 23 に示す。表面処理中に吸蔵された水素は空洞の格子欠陥等に固溶される。ニオブの不純物の溶解能力は、温度が下がるにつれ小さくなる。水素はニオブと結合することで、なおニオブ中に留まろうとする。こうして出来たニオブ水素化物は、ニオブに比べて超伝導特性が悪く Q 値が低下する。750 °C 以上の高温での熱処理は加工硬化による欠陥の除去だけでなく、水素の脱ガスのためにも重要である。

4.5. Q-Drop

フィールドエミッションの問題が高圧水洗により克服されたときに、高電界で生じる新しい問題が発見された。電界研磨処理を行った空洞を組立後、そのまま高電界測定すると、表面磁場が ~100mT を超えたあたりから Q 値が低下し始めた。放射線を発生しないため、フィールドエミッションと明らかに異なっていた。これは **Q-Drop** (又は **High Field Q-Slop**) と呼ばれている。**Q-Drop** は 120 °C×48 時間のベーキングを行うと改善された(エラー! 参照元が見つかりません。)

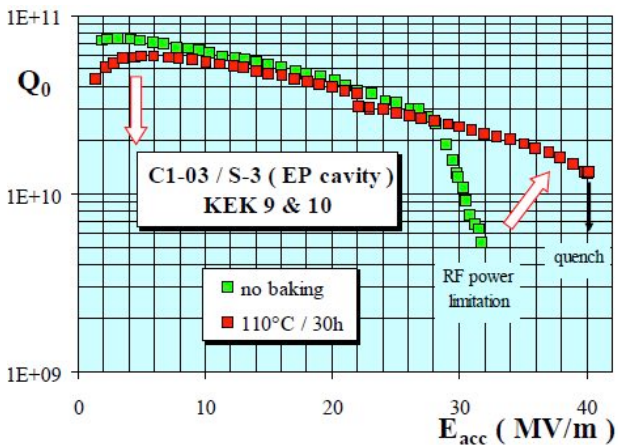


図 24: Q-Drop とベーキングによる改善[49]。

この現象に対する様々なモデルが提案された [49,50]。ベーキングによる変化を説明するために、酸素の拡散モデルが提案されている [51,52]。図 25、図 26 に酸素拡散モデルの概念図とベーキングによる酸素濃度の変化を示す。酸素は粒界に多く偏在し、表面バリアを破壊する原因となると考えられている。**Q-Drop** は最新のトピックである窒素処理とも関係していると考えられ、更に実験を進めることが必要である。

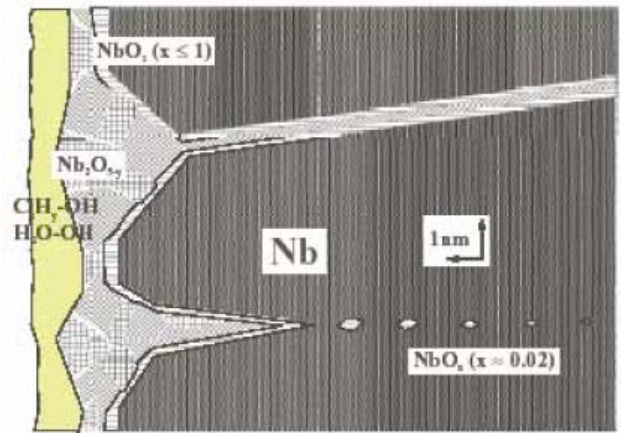


図 25: 空洞表面のニオブ粒界と酸素化物の分布モデル[51]。

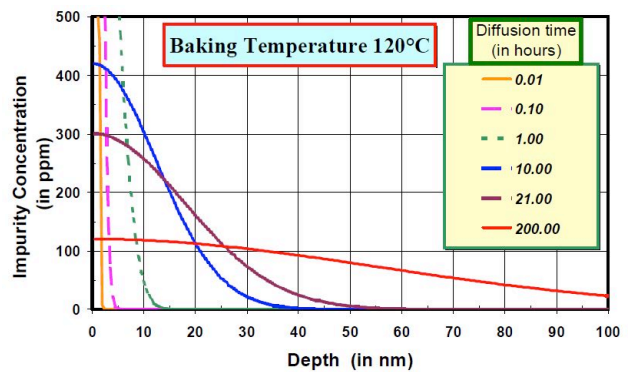


図 26: ベーキング時間と酸素拡散による酸素濃度の変化 [52]。

4.6. Q slope

ILC のベースラインレシピで処理した空洞の Q 値は加速電界 5 MV/m 程度まで上昇し、それ以降で低下する。これをそれぞれ **Low Field Q-Slope** と **Medium field Q-Slope** と呼ぶ(図 27)。

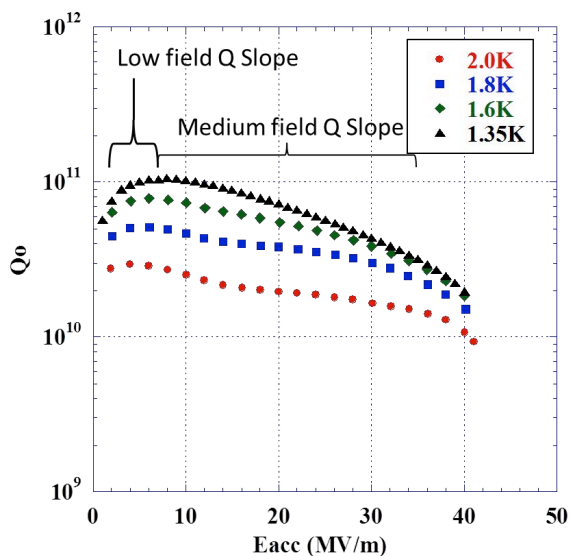


図 27: ILC 標準レシピでの高電界試験結果。

Low field Q-Slope の説明としてニオブ酸化物のクラスター理論が提案されている [51, 53, 54]。この理論では図 28 に示すように、ニオブの超伝導ギャップにニオブ酸化物の局在した状態が存在するとしている。低磁場ではこの局在準位に準粒子が閉じ込められ、純粋なニオブの超伝導ギャップより小さい超伝導ギャップが生まれる。これにより、表面抵抗がより高くなる。より高い RF 磁場では準粒子は局在準位から追い出され、ニオブ本来の超伝導ギャップに移るとされる。

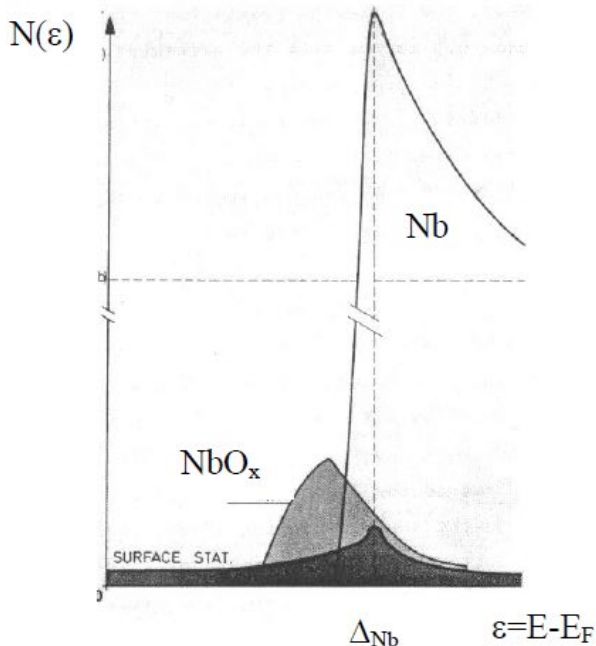


図 28: Low Field Q-Slope での表面状態密度[54]。

Medium Field Q Slope のメカニズムはいくつ

か提案されている[55, 56]。これらのモデルは熱伝導率とニオブとヘリウム間の Kapitza 抵抗を含んでいる。この領域の理論はちょうど窒素処理によって Q 値が向上する範囲であり、窒素処理の研究が進めば、適切な理論が何であるかが明らかになると考えられている。

4.7. Nitrogen Treatment

熱処理中に窒素を導入することで Q 値が向上することは 2013 年にフェルミ研究所により発見された[57]。その後、様々な窒素処理方法が試験され ILC の標準レシピより高い到達電界を発生できるレシピが開発された[58, 59]。KEK では ILC に応用することを目指して窒素処理のレシピの開発が進められている。理論的な研究は途上であるため、窒素処理の現象についてここでは説明を行う。

窒素処理の方法は大きく 2 通りに分けられる。一つは最初に開発された、N-Dope である。これは ILC の標準レシピにおいて、800 °C の高温アニール中に数分から数十分程度窒素を導入するものである。導入する窒素の圧力は 3Pa である。窒素導入後も ILC の標準レシピと同様に、表面層を数十 μm 電界研磨し測定を行う。到達電界は ~30 MV/m 程度と ILC の標準レシピに比べて低くなるものの、Q 値は 3 倍程度に向上する。この処理方法は LCLS-II に採用されており、既に多くの空洞が処理され、実用化に向けた量産が行われている。KEK でも、2017 年に成功した[60]。

もう一つは N-Infusion と呼ばれており、ILC の標準レシピを変え 800 °C の熱処理後に行う 120 °C × 48 時間のベーキングを真空炉中でおこなう。そして、ベーキング中に窒素を 3 Pa 程度導入する。熱処理後に空洞表面を研磨せずにそのまま高電界試験を行う。高電界特性は ILC の標準レシピに比べ、最大到達電界が 1 割程度向上し Q 値は 2 倍向上する。N-Infusion は KEK ではまだ成功していない。熱処理後の表面をそのまま用いる方法であるため、真空炉にも清浄な環境が求められるためだと考えている。

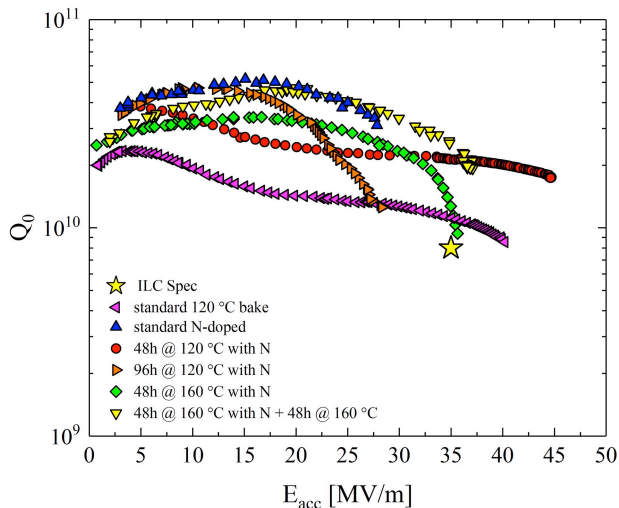


図 29: 様々な窒素処理条件と空洞性能の変化 [54]。

5. まとめ

超伝導空洞の性能はニオブ材料の高品質化と高圧水洗をはじめとする表面処理方法、測定環境の高度化によりニオブとマイクロ波の詳細な関係が明らかになってきている。近年の超伝導空洞研究は、更なる高性能化を目指した純ニオブ材料に代わる新しい材料の導入や ILC 等の大量生産を目的とした歩留り良く空洞を製造する方法の開発、新しい分野への超伝導空洞の応用がある。新しい分野への超伝導空洞の応用として筆者は超伝導 RF 電子銃の開発に取り組んでいる。超伝導電子銃の特徴は高繰り返しを実現できることであり、LCLS-II をはじめとする線形加速器に応用することが期待されている。このように、超伝導空洞の性能向上は更に重要性を増している。

6. あとがき

過去の OHO で十分に超伝導空洞全体のまとめがなされているため、常伝導空洞と比較した場合に超伝導特有と思われる現象についてのみまとめてみた。筆者の力量不足で不十分な箇所も多々ある。KEK で窒素処理の研究がはじめられたことにより、ニオブの物性を改めて研究する機会となっている。不切をぎりぎりまで伸ばして頂いた OHO 事務局の方々にはご迷惑をおかけしました。

参考文献

[1] H. Weise, “High gradient superconducting RF

structures”, in Proc. of 19th Linear Acc. Conf., Chicago, IL, pp. 674- 694, (1998).

[2] A. P. Banford and G. H. Stafford, “The feasibility of a superconducting proton linear accelerator”, Plasma Physics, J. Nucl. Energy, Part C, vol. 3, pp. 287 - 290, (1961).

[3] A. B. Pippard, “Metallic conduction at high frequencies and low temperatures”, Advances in Electronics and Electron Phys., vol. 6, pp. 1-45, (1954).

[4] L. Rinderer et. al., “Measurements on two Nb superconductive RF cavities”, Phys. Lett. vol. 2, no. 3, pp. 119-120, (1962).

[5] P. B. Willson, “Status of research at Stanford university on superconducting electron linacs”, in Proc. of the 4th Int. Conf. on High Energy Acc. Dubna, pp. 694-699, (1963).

[6] H. A. Schwettman et. al., “Measurements at high electric field strengths on superconducting accelerator cavities”, in Proc. of the 5th Int. Conf. on High Energy Acc., Frascati pp 690-692, (1965).

[7] L. R. Suelzle, “Progress on RF electron superconducting accelerators”, in Proc. 1973 Part. Acc. Conf., San Francisco, pp. 44 - 48, (1973).

[8] T. Furuya et. al., “The TRISTAN superconducting cavities”, in Proc. of the 3rd RF Supercond. Workshop, Illinois, pp. 95 - 108, (1987).

[9] A. Citron, “Compilation of experimental results and operating experience”, in Proc. of the 1st RF Supercond. Workshop, Karlsruhe, pp. 3-26, (1980).

[10] 阪井寛志, 「7. 超伝導加速空洞」, 高エネルギー加速器セミナーOHO, 2015.

[11] 加古永治, 「5. 超伝導加速空洞の基礎」, 高エネルギー加速器セミナーOHO, 2014.

[12] 野口修一, 「5. 超伝導空洞」, 高エネルギー加速器セミナーOHO, 2011.

[13] 梅森健成, 「7. SC 回収ライナック」, 高エネルギー加速器セミナーOHO, 2008.

[14] 古屋貴章, 「6. 超伝導加速空洞の基礎」, 高エネルギー加速器セミナーOHO, 2006.

[15] H. Padamsee J. Knobloch and T. Hays, “RF superconductivity for accelerator”, John Wiley & Sons Inc., New York, (1998).

[16] H. Padamsee J. Knobloch and T. Hays, “RF superconductivity: Science, Technology and Applications”, John Wiley & Sons Inc., New York, (2008).

- [17] ILC-TDR, “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II: Accelerator Baseline Design”, KEK-REPORT-2013-1
- [18] J. Halbritter. FORTRAN Program for the Computation of the Surface Impedance of Superconductors. KAROLA OA Volltextserver des Forschungszentrums Karlsruhe [<http://opac.fzk.de:81/oai/oai-2.0.cmp.S>] (Germany), (3/70-6), (1970).
- [19] W. Bauer et al., “Measured frequency dependence of the surface resistance of superconducting niobium”, *J. Appl. Phys.* 45, 5023, 1974.
- [20] J. T. Mascalco et al., “The importance of the electron mean free path for superconducting RF cavities”, *J. Appl. Phys.* 121, 043910, 2017.
- [21] W. Weingarten, “Field-dependent surface resistance for superconducting niobium accelerating cavities”, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14, 101002, 2011.
- [22] K. Umemori et al., “Improvement of magnetic condition for KEK-STF vertical test facility toward high-Q study”, in *proc. of SR2017, TUPB028*, 2017.
- [23] C. Bean and J. Livingston, “Surface Barrier in type-II superconductors”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 12, pp. 14 – 16, (1965).
- [24] P. G. DE GENNES, “Superconductivity of metals and alloys”, Addison-Wesley publishing Company, fourth printing, (1992).
- [25] V. Ginsburg and L. Landau, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 20, 1064 (1950), English Translation in: L. D. Landau, *Collected papers* (Oxford: Pergamon Press, 1965) p. 546.
- [26] J. Matricon and D. Saint-James, “Superheating fields in superconductors”, *Physics Letters*, Vol. 24A, no. 5, pp. 241- 242 (1967).
- [27] M. K. Transtrum et al., “Superheating field of superconductors within Ginzburg-Landau theory” *Phys. Rev. B* 83, 094505 (2011).
- [28] G. Eilenberger, “Transformation of Gorkov’s Equation for Type II Superconductors into Transport-Like Equations.”, *Z. Phys.* 214, 195 (1968).
- [29] R. B. Flippen “The radial velocity of magnetic field penetration in type II superconductors”, *Physics Letters*, Vol. 17, No.3, pp. 193- 195 (1965).
- [30] T. Yogi et al., “Critical RF magnetic fields for some type-I and type-II superconductors”, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 39, no.13, pp. 826- 829, (1997).
- [31] K. Saito, “Theoretical critical field in RF application”, in *Proc. of SRF2003*, hamburg, Germany, (2003)
- [32] P. Avrakhov et al., “Studies of the superconducting traveling wave cavity for high gradient linac”, in *Proc. of PAC2013*, Pasadena, CA, USA, pp.820- 822, (2013).
- [33] S. M. Wasim and N. H. Zebouni, “Thermal conducting of superconducting niobium”, *Phys. Rev.*, Vol. 187, No. 2, pp. 539- 548, (1969).
- [34] S. K. Chandrasekaran et al., “Phonon scattering in the thermal conductivity of large-grain superconducting niobium as a function of heat treatment temperature”, in *Proc. of AIP Conf.* 1434, pp. 976-982, (2012).
- [35] H. Umezawa, “Current status and future plan for RRR grade niobium production in Tokyo Denkai”, In *Proc. of AIP Conf.* 927, pp.186- 190 (2007.)
- [36] F. Schoelz et al., “How to produce Nb RRR~600 on an industrial scale”, in *Proc. of the 9th Workshop on RF Supercond.*, Santa Fe, USA, pp. 100 - 103, (199)
- [37] P. Schmuser, “Basic Principles of RF superconductivity and superconducting cavities”, in *Proc. 11th Workshop on RF Supercond.*, Lubeck/ Travemunder, Germany, pp. 180-198, (2003).
- [38] J. Knobloch, “Field emission and thermal breakdown in superconducting niobium cavities for accelerator”, in *Proc. 1998 Appl. Supercond. Conf.*, IEEE Trans. Appl. Supercond. 9. 1016, (1999).
- [39] C. Cooper et al., “Centrifugal barrel polishing of cavities worldwide”, in *Proc. of SRF2011*, Chicago, IL USA, pp. 571 – 575, (2011).
- [40] T. Higuchi et al., “Centrifugal barrel polishing of L-band niobium cavities”, in *Proc. Workshop on RF Supercond.*, Tsukuba, Japan, pp. 431 – 432, 2001.
- [41] F. Furuta et al., “Advanced vertical electro-polishing studies at Cornell with Faraday”, in *Proc. LINAC2016*, East Lansing, ML, USA, pp. 233 – 236, (2016).
- [42] V. Chouhan et al., “Study of the surface and performance of single-cell Nb cavities after vertical EP using NINJA cathode”, in *Proc. LINAC2016*, East Lansing, ML, USA, pp. 217 – 219, 2016.
- [43] K.Saito et al., “Superiority of electropolishing over Chemical Polishing on High Gradients”, in *Proc. 8th Workshop on RF Superconductivity*,

- Abano-Terme, Italy, pp. 795 - 813, 1997.
- [44] Ph. Bernard et al., "Superconducting niobium sputter-coated copper cavities at 1500 MHz", in Proc. 5th Workshop on RF Supercond., DESY, Hamburg, Germany, pp. 487-496, 1991.
- [45] H. Padamsee et al., "Field Strength Limitations In Superconducting Cavities Multipacting and Thermal Breakdown", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag-17, No. 1, pp.947-950, 1981,
- [46] R. Noer et al., "Secondary Electron Yield of Nb RF Cavity Surfaces", in Proc. 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan, pp. 400 – 402, 2001.
- [47] F. Furuta et al., "High Reliable Surface Treatment Recipe of High Gradient Single Cell SRF Cavities at KEK", in Proc. SRF2007, Peking Univ., Beijing, China. pp. 125-131, 2007.
- [48] K. Saito and P. Kneisel, "Temperature Dependence of the Surface Resistance of Nb at 1300 MHz", 9th Workshop on RF Superconductivity, Vol. I, Santa Fe – USA, pp. 277- 282, (1999).
- [49] B. Visentin "Q-Slope at high gradients: review of Experiments and theories", in Proc. 11th workshop on RF Supercond., Travemunde, Germany, pp. 199 - 205 ,2003.
- [50] G. Ciovati et al., "High field Q Slope and the baking effect: Review of recent experimental results and new data on Nb heat treatments", Phys. Rev. ST-AB, 13, 02202, 2010.
- [51] J. Halbritter et al., "Electric Surface Resistance $R^E(T, f, E^\perp)$ of Nb/Nb₂O_{5-y} Interfaces and Q-Drop of Superconducting Cavities", IEEE Trans. On Appl. Supercond., vol. 11, No. 1, pp. 1864 -1868 (2001).
- [52] H. Safa, "High field behavior of SCRF cavities", in Proc. the 10th Workshop on RF Supercond., Tsukuba, Japan, pp.279-286, 2001.
- [53] B. Visentin, "Low, medium, high field Q-Slopes change with surface treatments", in Proc. of the Workshop on Pushing the Limits of RF Superconductivity, Argonne, IL, p. 94 (2004).
- [54] G. Ciovati, "High Q at low and medium field", ICFA Beam Dynamics Newsletter n°39, pp. 80-93 (2006).
- [55] G. Ciovati et al., "Effect of low temperature baking on niobium cavities", in Proc. of the 11th Workshop on RF Supercond., Travemünde, Germany (2003)
- [56] A. Romanenko et al., "Effect of mild baking on superconducting niobium cavities investigated by sequential nanoremoval", Phys. Rev. ST-AB 16, 012001 (2013)
- [57] A. Grassellino et al., "Nitrogen and argon doping of niobium for superconducting radio frequency cavities: a pathway to highly efficient accelerating structures" Superconductor Science and Technology, 26, 102001, (2013).
- [58] M. Checchin et al., "High-Q R&D at FNAL", in Proc. of ERL2017, CERN, Geneva, Switzerland, 2017.
- [59] A. Grassellino et al., "Unprecedented Quality Factors at Accelerating Gradients up to 45 MV/m in Niobium Superconducting Resonators via Low Temperature Nitrogen Infusion", arXiv:1701.06077 (submitted to SUST)
- [60] T. Konomi et al., "Trial of nitrogen infusion an nitrogen doping by using J-PARC furnace", in Proc. of the SRF2017 THPB021, (2017).