

超伝導加速空洞

1. はじめに

超伝導の高周波空洞への応用の開発研究は 1960 年代に粒子加速器への応用を目指し始まった。超伝導空洞の唯一最大の利点は高周波損失が非常に小さい事で、常伝導空洞では難しい高加速電界での連続運転が実現できる。応用開発には二つの流れ、速度が光速の数%以下の重イオン加速、速度がほぼ光速の電子加速、があり、それぞれ具体的加速器計画をてこにして大きく進展してきた。近年では ILC 用の超伝導空洞開発に於いて、実用機においてもほぼ材質限界の加速電界が達成出来るようになった。

本講義では電子や高エネルギー陽子等の速度が光速に近い粒子を加速する加速空洞を念頭に、空洞の開発研究および最先端の応用に付いて述べる。

2. 超伝導空洞の特徴

ここではまず超伝導空洞の二つの一般的特徴について説明する。

2.1. 高周波加速空洞

高周波空洞は内面が導電性の物質で作られた電磁界の共振器である。この空洞内で Maxwell の方程式を解くと無限の共振モードが得られ、固有値が共振周波数、固有関数が電磁界分布となる。また電界と磁界は位相が 90 度ずれる。これらのモードのうち粒子の軌道に沿って進行方向に強い電界を実現するものが加速モードである。加速モードを特徴づけるパラメーターのうち最も重要なものは **Shunt Impedance** と呼ばれるもので以下の式で定義される。

$$R_{Sh} \equiv \frac{E_{acc}^2 L_{Cavity}^2}{P_0} \quad (2-1)$$

ここに、 E_{acc} は平均加速電界、 P_0 は空洞内壁での高周波電力損失である。その他のパラメーターについては付録として最後にまとめた。

これらの式から解るように Q 値や **Shunt Impedance** は空洞形状と共振モードの電磁界分布で決まる形状因子と材質因子(高周波表面抵抗、 R_s)の積で表せる。常伝導空洞では **Shunt Impedance** を上げるために形状に工夫を凝らすのが、超伝導空洞ではシンプルな形状が良い。また電子加速用の楕円形空洞では、最大表面磁界と平均加速電界の比は $\sim 45 \text{ Oe}/(\text{MV}/\text{m})$ 、最大表面電界と平均加速電界の比は ~ 2.5 程度である。

2.2. 超伝導空洞

超伝導空洞は空洞内面を超伝導材で覆ったもので、その厚みは高周波表面電流が流れる深さより充分厚ければよい。かつては、銅に鉛をメッキしたものも使われたことがあるが、製作のし易さ、超伝導性能の観点から、今のところニオブの板材から製作するのが最も良い。超伝導空洞の特徴は高周波表面抵抗が非常に小さいことと、表面磁界に温度で決まる最大値(臨界磁界)があることで、これを超えると常伝導に転移してしまう。

2.2.1. 高周波表面抵抗

超伝導体の高周波表面抵抗は BCS 理論に基づき計算でき、以下のように表せる。

$$R_{BCS} = A \frac{\omega^{1.5}}{T} \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (2-2)$$

ここに、 A は平均自由行程や、ロンドン侵入深さなどの材質によってきまる定数、 ω は角周波数、 T は表面の絶対温度、 Δ はギャップエネルギー、 k_B はボルツマン定数である。有限温度ではクーパーペアになっていない常伝導電子が存在するためゼロにはならない。指数関数の部分が常伝導電子の密度に相当する。実験的に得られる表面抵抗、 R_s は超伝導転移の際に磁束量子として捕捉される周辺の残留磁界の影響や一部の常伝導部分の影響で温度によらない残留抵抗、 R_{res} がたされたものになる。

$$R_S = R_{BCS} + R_{res} \quad (2-3)$$

図 2-1 に表面抵抗の測定例を示す。

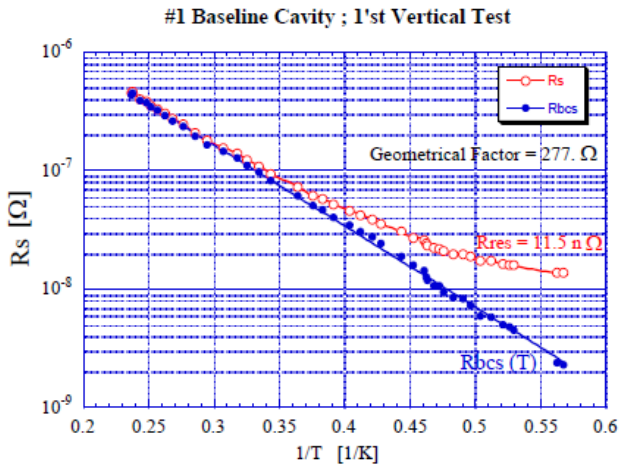


Fig. 2-1 高周波表面抵抗

2.2.2. 超伝導破壊

静磁界あるいは直流磁界の場合の臨界磁界と温度の関係は以下の式で表せることがわかっている。

$$H_c = H_0 \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right\} \quad (2-4)$$

理論的にも、Ginzburg, Landau, Abrikosov により熱力学的手法により導出された。

残念ながら、高周波磁界に対するダイナミックな理論はないが、静磁界の場合の臨界磁界と同様な振る舞いを示すと考えられる。図 2-2 に超伝導体の T-H 相図を示す。

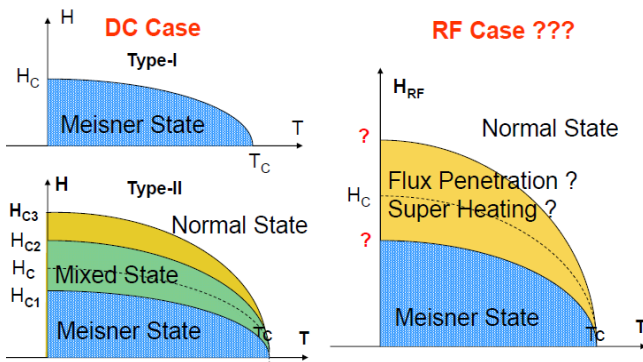


Fig. 2-2 T-H 相図

このことは、コーネル大学のグループにより定性的には確認されている。図 2-3 に示したのは彼らがニオブ空洞で測定した結果である。この測定で大切なことは精度よく空洞内表面の温度を計ることであるが、彼らは空洞内表面の温度上昇を出来るだけ小さくするように早い立ち上りのパルス運転で臨界磁界の温度依存性を測定した。

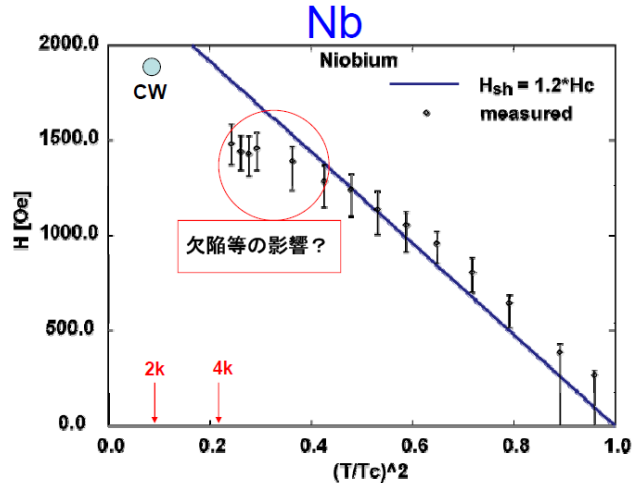


Fig. 2-3 ニオブの臨界磁界

高い磁界領域で予測からずれているのは使用した空洞にまだ欠陥や汚染があるためであろう。ちなみに、ILC 用の 1.3GHz 9 セル空洞では CW 運転でもほぼ予測線に近い性能を達成している。

3. 性能測定と性能を決める要因

ここでは超伝導空洞の性能指標である、いわゆる Q-E カーブと観測される現象およびその原因について述べる。

3.1. 性能測定

超伝導空洞自身の性能測定はいわゆる縦型のクライオスタットを使い空洞を液体ヘリウムに浸けて行う。高周波電力の収支と、電磁界計算コードで得られる Stored Energy と電磁界強さの関係を使い加速電界と Q 値の関係を測定する。実際に得られる Q-E カーブのいろいろを図 3-1 に示す。

Q-E Curves (空洞性能)

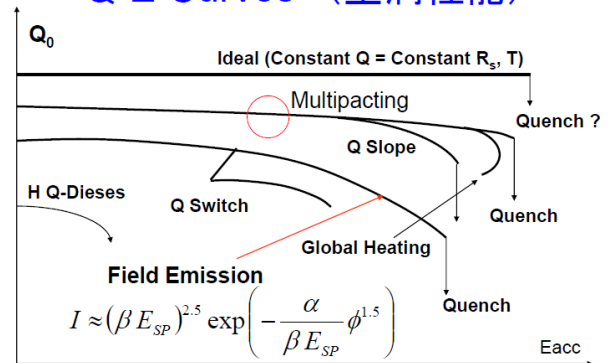


Fig. 3-1 Q-E カーブ

高周波電力が充分あれば、いずれの場合でも最後は空洞内面の一部が常伝導に転移（クエンチ）してそれ以上投入電力を増やしても、空洞壁での損失が増え電界は上がらない。クエンチを引起すプロセスには磁界によるものと電界によるものがあり、原因には表面欠陥と汚染がある。ここでは現在の技術でもしばしば問題となる三つの現象について説明する。

3.1.1. Thermal-Magnetic Break-Down

表面磁界による発熱、温度上昇によるクエンチで熱磁氣的超伝導破壊と呼んでいる。例えば、磁界の強い場所に金属性の常伝導粒子（汚染）があると、そこでの発熱は周辺の超伝導部分の温度を上昇させクエンチに至る。もう一つの原因は微小なピットやバンプ等の表面欠陥である。磁界は表面に平行でなければならぬことから、これらの欠陥部では磁力線が曲がり、磁界が増大する部分が生じる。欠陥の形状によるが、直径、高さが 100 ミクロン程度のバンプでは増大係数は 3 程度にもなり、バンプがない場合の 1/3 の磁界で臨界磁界を越え、常伝導に転移してしまう。転移部分の面積が充分小さいうちは発熱、周辺部の温度上昇も小さくクエンチに至らないが、更に磁界を上げ転移部分が広がると発熱量も増えついには周辺部も常伝導に転移しクエンチに至る。

3.1.2. 電界電子放出（フィールドエミッション）

金属表面に強い電界をかけるとトンネル効果により伝導帯の自由電子が金属から引き出されてしまう。（図 3-2 参照）

Field Emission (Tunneling Effect)

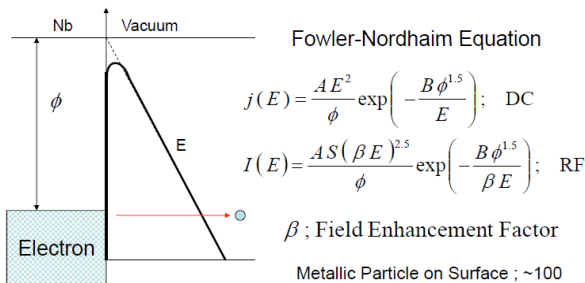


Fig. 3-2 電界電子放出

この電界電子放出は高周波空洞でも起こり、放出された電子は加速され空洞壁に衝突し、その部分の温度を上昇させクエンチを引起す。電解研磨を

施したきれいな表面では 100MV/m 程度の電界でも問題とならないが、表面欠陥部での電界集中、金属粒子の付着や広範囲の汚染により問題となる。

3.1.3. 共鳴的電子増殖（マルチパクティング）

電磁界がある条件を満たすと、高周波の何周期かのあいだに電子軌道が閉じ電子の運動状態が元に戻ることがある。電子はこの間に空洞壁と衝突し 2 次電子を放出するがこの増幅率が 1 より大きければ投入電力を増やしても電子増殖に使われ電界は上がらない。更に電力を増やすと、電子の衝突により空洞壁の温度が上昇しクエンチに至る。大電力高周波機器ではありふれた現象であり、汚染や酸化膜、ガス吸着により 2 次電子放出係数が大きくなるためである。通常は電子衝突による自浄作用により収まるが、ガス吸着により再発することもある。

3.2. 汚染の影響の定量的考察

汚染の影響を定量的に考察してみよう。空洞内表面に半径 a の常伝導金属粒子が付着しているとす。その表面抵抗を R_S とすると、そこでの発熱 Q は次式のようなになる。

$$Q = \frac{R_S}{2} H_s^2 (\pi a^2) \quad (3-1)$$

境界条件は厚さ d の無限に広いニオブ板の上に半径 a の薄い発熱体があり、反対側のニオブ板の温度が液体ヘリウム温度 T_{He} である。熱伝達の方程式は計算機コードで簡単に解けるが、 $a \ll d$ として金属粒子を半径 a の球、ニオブ板を半径 d の球で近似して近傍の温度を近似計算すると、

$$T(r) = \frac{R_S H_s^2 a^2}{4 \kappa} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{d} \right) + T_{He} \quad (a \leq r \leq d) \quad (3-2)$$

が得られる。ここに κ はニオブの熱伝導率である。この式から、金属粒子に接するニオブ部分の温度が求まる。そこでの温度と磁界が T-H 相図の常伝導相にあれば常伝導に転移する（付録 7.2）。図 3-3 に表面抵抗が 2 mΩ の金属汚染の大きさとクエンチ電界の関係を示した。35 MV/m の加速電界を達成するために許される汚染の半径

は 20 μm 程度である。またその場所でのロスはずか 0.14 W である。

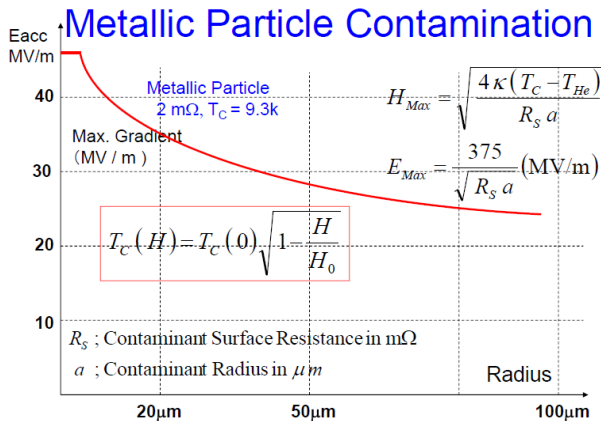


Fig. 3-3 金属汚染と最大加速電界

3.3. 表面欠陥の影響

表面欠陥は汚染のない清浄なニオブでも局所的な電磁界の増大をもたらし、熱磁氣的超伝導破壊やフィールドエミッションを引き起こす。欠陥による熱磁氣的超伝導破壊は磁界の増大の大きなピットのエッジなどから始まり、電磁界が強くなるとともに広がっていく。最終的にクエンチに至る磁界の値は、前述の金属粒子の場合と同様の解析で推定出来る。

4. 技術の現状

クエンチが表面欠陥や汚染によって引起されていることはよくわかっていたが、その欠陥等を精度よく系統的に調べるようになったのは最近のことである。ここでは電子や高エネルギー陽子等の速度が光速に近い粒子を加速する加速空洞に付いて、具体的にどのように性能改善が図られているかを述べる。

4.1. 診断方法

クエンチは表面の局所的な温度上昇をもたらすことから表面温度をモニターすればクエンチの場所がわかる。測定は空洞の外表面に温度センサーを貼り付けて行う。通常使われているのは炭素抵抗で温度変化による抵抗の変化を検出する。図 4-1 に空洞に取付けた温度センサーを示す。チャンネル数を減らすために可動式(回転)のシステム

も使われる。最近では超流動ヘリウムの第二音波を使う方法も試されている。

T-Mapping

T-mapping system: ~600 Allen-Bradley C-resistors

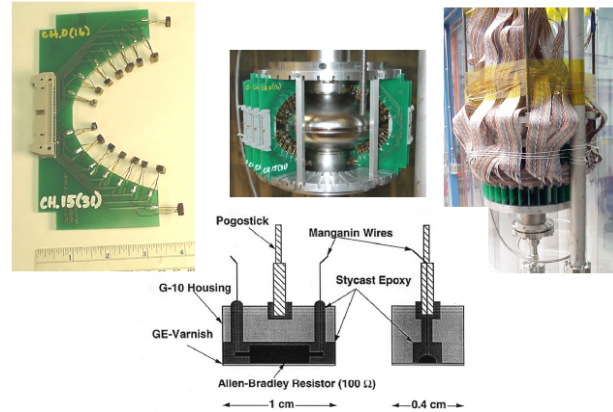


Fig. 4-1 カーボン抵抗の温度センサー

4.2. 内面検査

ILC 用超伝導空洞では、35MV/m 以上の加速電界を歩留まりよく達成しなくてはならない。このためには前述したように、~10 ミクロン以上の金属性粒子の付着や、~100 ミクロン以上の欠陥の発生を極力小さくしなければならない。これらの汚染や欠陥の調査のため高分解能の CCD カメラを使用した内視鏡システムが開発され威力を発揮している。実際、温度センサーで同定された場所を観察すると、多くの場合欠陥が見つかる。場所としては電子ビーム溶接部に多く、なかには事前の検査では見つからなかった内部欠陥が電解研磨により現れこともある。分解能がまだ足りないせいもあり金属粒子が見つかることは稀である。

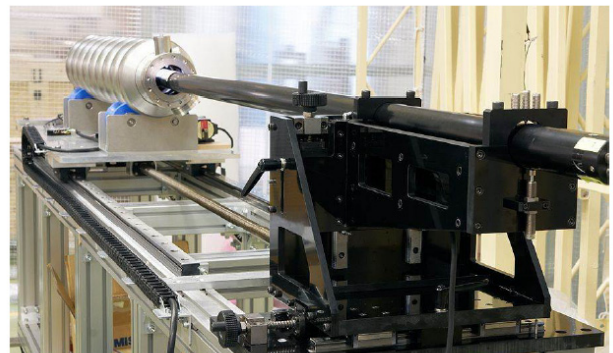


Fig. 4-2 ILC 用超伝導空洞と CCD 内視鏡

4.3. 内面修復

追加の電解研磨では取りにくい大きな欠陥の場合には、局所的な機械研磨が有効である。内視鏡の進歩のおかげでこの判断が的確に行えるようになり無駄な電解研磨の回数を減らすことができるようになった。図 4-3 は京都大学と KEK で共同開発された局所研磨装置である。また図 4-4 は観測された欠陥と最大加速電界のデータである。

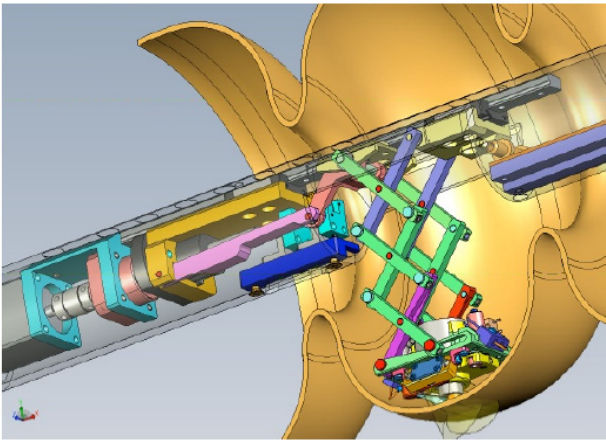


Fig. 4-3 空洞内面の局所研磨装置

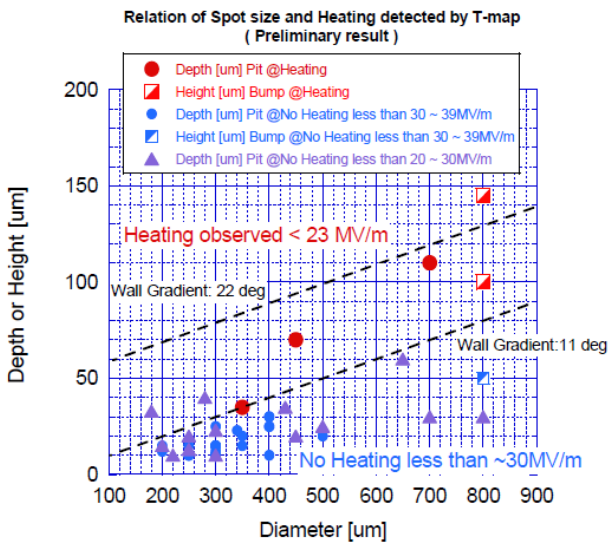


Fig. 4-4 欠陥サイズと最大加速電界

5. 周辺機器

超伝導空を実際にビーム加速に使う為には、多くの機器が必要である。超伝導空洞の応用が大電流加速、高加速電界へと向かうなかで、周辺機器への負荷も大きくなり、空洞の仕様にも制限を与え

る場合がある。例えば ERL の入射部の空洞は高周波入力カプラーの耐電力の制限から 1 台の空洞に 2 個の入力カプラーを使うが、それでもセル数は 3 以下になってしまう。

5.1. 高周波入力カプラー

高周波空洞に高周波電力を供給する導波管である。超伝導空洞の場合、空間的制約や熱侵入の観点から 2GHz 程度までは同軸構造が好まれる。特に誘電体セラミックスの真空窓は空洞システムのなかでも最も信頼性が要求される部品である。

5.2. 高調波減衰器

超伝導空洞では必然的に高調波モードのインピーダンスも高くなってしまうため、加速電流が大きくなっても、高調波の Q 値を下げる必要がある。電流値の少ない場合はカプラーで対応できるが、大電流になると、高調波電力も大きくなり、またより高い周波数成分も充分減衰させる必要が出てくるためビームパイプに吸収体を配置する方法が望ましい。

5.2.1. 高調波減衰カプラー

同軸のニオブ製アンテナをビームパイプに取付けるのが一般的である。確立された方法であるが、~100 W を越えるような大電力を扱うのは難しく、また高い周波数に対する特性も良くない。

5.2.2. ビームパイプアブソーバー

セラミックスやフェライトの吸収体をビームパイプの内面に貼り付けたもので、高い周波数帯域まで優れた吸収特性を持ち、また大電力も扱える。KEK-B では吸収体を室温部に置き 1.2 A のビームを扱い吸収電力も ~10 kW に達した。今後は空洞システムのコストパフォーマンスを上げるために、多数の空洞を長めのクライオスタットに配置する必要が予測されるため、液体窒素程度の低温で信頼性良く使える吸収体システムの開発が求められている。

5.3. 周波数チューナー

高周波空洞の共振周波数は励振する高周波の周波数と一致してなければならない。電子加速用の楕円型空洞では、空洞の弾性を利用し全長を引伸ばすことで調整する。空洞の共振の幅は通常数百～数千 Hz であり、全長の調整には 10 nm の精度が要求されることもある。この微調整にはピエゾ素子が使われる。

6. 応用の現状

電子加速器への応用は 1988 年の KEK-TRISTAN を皮切りに大きな成功を収め、その後、更なる大電流（KEK-B）、高加速電界（SNS）運転の応用へと進んできた。ここでは ERL と ILC の二つの最先端応用について紹介する。

6.1. ERL

ERL（Energy Recovery Linac）は世界中で建設が計画されている次世代放射光加速器である。高加速電界での大電流加速を目指し、～100mA の電流を加速すると同時にアンジュレーター通過したあとのビームを減速位相に再入射しエネルギーを回収する。大電流、高加速電界、省エネルギーという特徴を併せ持つ夢の加速器である。

6.2. ILC

電流は少ない（～10mA）がニオブの材質限界にせまる高電界（35MV/m）での運転を目指す。超伝導とはいえ液体ヘリウムへの負荷が膨大になるため～1% 程度のパルス運転となる。電磁界の立上りの間に電磁応力により空洞の機械振動が励振され、それに対する共振周波数の補正も重要な課題である。

7. 付録

7.1. 加速空洞のパラメーター

$$\text{Electric Field; } \vec{E} \exp(j\omega t)$$

$$\text{Magnetic Field; } \vec{H} \exp\left\{j\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)\right\}$$

Accelerating Gradient

$$E_{acc} = \frac{1}{L_{Cavity}} \int_0^L E_z(z, r=0) \cos\{\omega t(z)\} dz$$

Stored Energy

$$W = \frac{\mu}{2} \int_V |\vec{H}|^2 dV = \frac{\epsilon}{2} \int_V |\vec{E}|^2 dV$$

Wall Loss

$$P_0 = \frac{R_s}{2} \int_S |\vec{H}|^2 dS$$

Q Value

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_0} = \frac{1}{R_s} \frac{\omega \mu \int_V |\vec{H}|^2 dV}{\int_S |\vec{H}|^2 dS} = \frac{G}{R_s}$$

Geometrical Factor

$$G = \omega \mu \frac{\int_V |\vec{H}|^2 dV}{\int_S |\vec{H}|^2 dS}$$

Shunt Impedance

$$R_{Sh} = \frac{E_{acc}^2}{P_0} L_{Cavity}^2 = \frac{E_{acc}^2 L_{Cavity}^2}{\omega W} Q_0 = \left(\frac{R}{Q}\right) Q_0 = \left(\frac{R}{Q}\right) \frac{G}{R_s}$$

Geometrical Shunt Impedance

$$\left(\frac{R}{Q}\right) = \frac{E_{acc}^2 L_{Cavity}^2}{\omega W} = \frac{\left(\int_0^L E_z(z, r=0) \cos\{\omega t(z)\} dz\right)^2}{\frac{\omega \mu}{2} \int_V |\vec{H}|^2 dV}$$

7.2. 汚染部での超伝導破壊

$$2Q = -4\pi r^2 \kappa \frac{dT}{dr}; \quad T(r) - T_{He} = \frac{Q}{2\pi\kappa} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{d}\right); \quad (r \geq a)$$

$$\text{If } Q = \frac{R_s}{2} H_s^2 \pi a^2; \quad T(r) - T_{He} = \frac{R_s H_s^2 a^2}{4\kappa} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{d}\right)$$

$$H_{S,Max} \cong \sqrt{\frac{4\kappa(T_C - T_{He})}{R_s a(1-a/d)}}; \quad T_C(H) = T_C(0) \sqrt{1 - \frac{H}{H_0}}$$