

電子加速用超伝導スポーク空洞におけるマルチパクタ・シミュレーション* MULTIPACTOR SIMULATIONS IN SUPERCONDUCTING SPOKE CAVITIES

久保毅幸^{*A)}、Cenni Enrico^{B)}、羽島良一^{C)}、岩下芳久^{B)}、佐伯学行^{A)}、沢村勝^{C)}、頓宮拓^{B)}
T. Kubo^{†A)}, E. Cenni^{B)}, R. Hajima^{C)}, Y. Iwashita^{B)}, T. Saeki^{A)}, M. Sawamura^{C)}, H. Tongu^{B)},

^{A)}KEK, High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, Ibaraki, Japan

^{B)}Institute for Chemical Research, Kyoto University, Uji, Kyoto, Japan

^{C)}Japan Atomic Energy Agency, JAEA, Tokai, Ibaraki, Japan

Abstract

A superconducting spoke cavity for laser Compton scattered photon sources is under development. Efforts for optimizing cavity geometry by the electromagnetic field simulation has been continued so far. As a final stage of the optimization, multipactor simulations for candidate models are being carried out. A recipe being developed for multipactor analysis and results for subset of models are briefly introduced.

1. はじめに

昨年、文部科学省「光・量子融合連携研究開発プログラム」の一つとして「小型加速器による小型高輝度 X 線源とイメージング基盤技術開発」が採択された。本プロジェクトは、超伝導加速器によるレーザーコンプトン散乱に基づく高輝度 X 線源と、これを用いた X 線イメージングに関する技術開発を行うものである。装置は企業、大学、病院等に設置することを想定しており、小型で運転保守が容易であることが求められている。この要求をみたく、我々は 4K 運転可能な電子加速用 325 MHz 超伝導スポーク空洞の開発を開始した^[1]。スポーク空洞^[2]は同軸共振器から派生した TEM 空洞の一種であり、空洞直径は共振波長の約半分、すなわち、同じ周波数の楕円空洞の半分という小ささである。周波数 (f_{RF}) を 325 MHz と比較的低い値に設定した理由は、RF 超伝導の Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 抵抗 ($\propto f_{RF}^2$) を低減するためである。これにより、4K での損失が 1.3 GHz 楕円空洞の 2K での損失と同程度となり、簡素な冷凍機設備による 4K 運転が可能となる。

現在、我々はスポーク空洞の形状最適化を進めている。既に、遺伝的アルゴリズムを用いた最適化計算^[3]により、ピーク電場と加速電場の比 $g_e \equiv E_{peak}/E_{acc}$ 及びピーク磁場と加速電場の比 $g_h \equiv H_{peak}/E_{acc}$ を最小とする形状を探索し、 (g_e, g_h) 空間のパレートフロントの中から最大加速電場 $E_{acc}^{max} = \min(g_e^{-1} E_{peak}^{max}, g_h^{-1} H_{peak}^{max})$ を最大化する空洞形状を得ている。ここで、 E_{peak}^{max} 及び H_{peak}^{max} は空洞表面が耐えられる最大ピーク電場と最大ピーク磁場の想定値である。Fig. 1 は得られた空洞形状の一例である。

最終的な空洞形状の決定には、更にいくつかの制約条件を考慮する必要がある。multipactor(MP)はその一つである。MPとは次のような現象である^[4]。宇宙線や電界放出電子の衝突等を引き金として、空洞壁面は電子を放出する(一次電子)。一次電子が空洞内電磁場により加速され空洞壁面に衝突すると二次電子が放出(SEE)さ

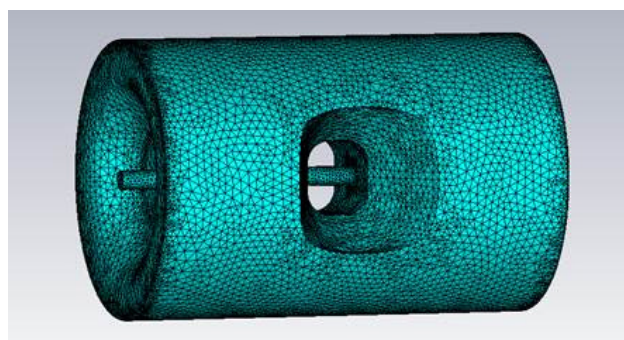


Figure 1: An example of geometry of spoke cavity optimized by the genetic algorithm.

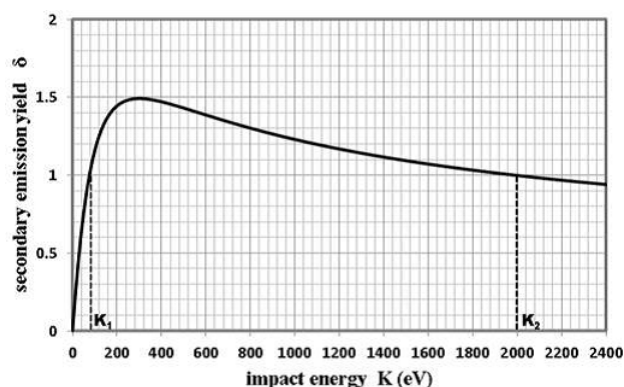


Figure 2: Secondary emission yield of Nb (300°C bakeout) as a function of an impact energy, where the incident is assumed to be perpendicular to the surface.

れる。一次電子 1 個あたりが放出する二次電子数 δ を二次電子放出係数 (SEY) と呼ぶ。Fig. 2 に示すように、 δ は衝突の運動エネルギー K に依存する。これら $\delta(K)$ 個の二次電子も空洞内の電磁場の影響を受けて加減速され、また空洞の壁面に衝突し、新たな二次電子を生成する。 $K_1 < K < K_2$ が成立している限り入射する一次電子より多くの二次電子が放出され、カスケードが持

* The work is supported by Photon and Quantum Basic Research Co-ordinated Development Program from the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology, Japan.

[†] kubitaka@post.kek.jp

Table 1: Parameters for MP Simulations

Parameter	Value	Solver
Mesh type	tetrahedral	MWSE
Number of Tetrahedrons	$\mathcal{O}(10^5)$	MWSE
SEE model	Furman model	TRK/PIC
SEE Material	300°C bakeout Nb	TRK/PIC
Number of primary electrons	$\mathcal{O}(10^4)$	TRK/PIC
Energy of primary electrons	$\mathcal{O}(1)$ eV	TRK/PIC
Tracking mesh	$\mathcal{O}(10^5)$	TRK/PIC

続する。特に、電子の放出と衝突が RF 周期 (T_{RF}) と同期し、世代に依らず同じエネルギー $K_1 < K < K_2$ で壁面と衝突する場合、電子数は際限なく増加する。これが MP である。特に、電子と壁面の衝突周期が T_{RF} の整数倍

$$T_1 = nT_{RF}, \quad (1)$$

で与えられるとき、これを one-point MP と呼ぶ。この場合、壁面から放出された電子は再び放出点近傍の点に衝突する。 $n = 1, 2, 3, \dots$ を MP の次数と呼ぶ。一方、衝突周期が RF 半周期の奇数倍

$$T_2 = \left(n - \frac{1}{2}\right)T_{RF}, \quad (2)$$

で与えられるとき、これを two-point MP と呼ぶ。この場合、電子は壁面の 2 つの異なる点を交互に叩く。MP が発生すると、空洞内のエネルギーは無数の二次電子によって浪費されてしまい、空洞にパワーを投入する際、加速電場が運転に必要なレベルに到達しないこともある。超伝導空洞では、これによる昇温でクエンチに至る可能性があり、十分な注意が必要である。

我々は、現時点で得られている最適な空洞形状のいくつかに MP シミュレーションを行い、空洞形状毎に MP の発生状況を比較することにした^[5]。シミュレーションには CST studio suite を用いた。このソフトウェアは、3次元電磁場計算や粒子追跡の機能に加え二次電子放出の確率模型^[6]を備えており、これまでも空洞設計のための MP シミュレーションに用いられてきた実績がある^[7,8]。本稿では、CST studio suite による MP シミュレーションの手法及び現在までに得られている計算結果について報告する。

2. シミュレーションの方法

シミュレーションの手順は以下の通りである。(i) MW Studio Eigenmode solver (MWSE) を用いて、空洞内の電磁場分布を計算する。複雑な空洞形状に柔軟に対応できるように、mesh 形状は tetrahedral mesh (Fig. 1) とする。(ii) Particle Studio (PS) に切り替え、二次電子放出に関する設定を行う。ここでは、Furman モデル^[6]を採用し、SEY 値に 300°C bakeout Nb の値 (Fig. 2) を指定した。(iii) 一次電子放出面の設定を行う。MP の発生を見逃さないよう、一次電子数は可能な限り多く取る。ここでは、空洞の corner 部分 (Fig. 3) を放出面とし、一次

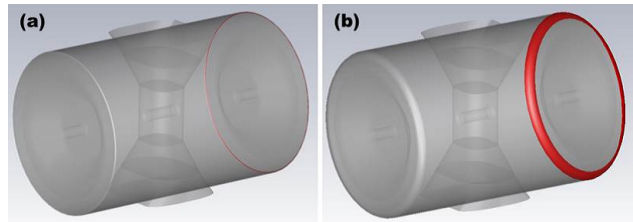


Figure 3: Particle sources (red region) on the corner of (a) Model 1 and (b) Model 5.

Table 2: Summary of Models. Major Difference Between Them is the Corner Radius

Name	Picture	Corner radius
Model 1	Fig. 1, Fig. 3(a)	2.8 mm
Model 5	Fig. 3(b)	25 mm

電子数を 10^4 個程度、エネルギーを数 eV に設定した。(iv) MWSE で計算した電磁場分布を取り込み、PS-TRK solver または PIC solver を用いて電子の運動を追跡する。ここでは、二次電子数が 10^6 個程度 (\gg 一次電子数) になるまで追跡を続けることにした。これを E_{acc} を変えながら繰り返す。主なパラメータを Table 1 に記す。(v) 異なるモデルについても上と同様の手順で計算を行う。モデルの区別は Table 2 の通りである。

シミュレーション結果の解析の際には、電子数、電子の運動、平均 SEY と平均衝突エネルギーに注目する^[8,9]。電子数が時間とともに増加していれば MP が発生している。逆に MP が発生していない場合には、電子数は次第に減少し最後には消失する。また、電子の位置や軌道に注目することで MP 発生点や MP の種類の特定が可能である。平均 SEY は

$$\langle \delta \rangle = \frac{\text{全放出電子数}}{\text{電子が壁を叩いた回数}}, \quad (3)$$

で定義され、CST では Collision Information の値を用いて、 $\langle \delta \rangle = \text{SEE current / current}$ により計算可能である¹。MP 発生時には $\langle \delta \rangle > 1$ となり、 $\langle \delta \rangle$ が大きい程、電子数の増加が激しい。平均衝突エネルギーは

$$\langle K \rangle = \frac{\text{全衝突エネルギー}}{\text{電子が壁を叩いた回数}}, \quad (4)$$

で定義され、同じく Collision Information の値を用いて $\langle K \rangle = \text{power / current}$ により計算可能である²。MP 発生時には $K_1 < \langle K \rangle < K_2$ となる。逆に MP が起こっていない場合は、 $\langle K \rangle < K_1$ または $\langle K \rangle > K_2$ である。 $\langle K \rangle$ の値は MP 発生点周辺の電場強度を反映していることから、シミュレーションの結果を空洞の設計にフィードバックする上で重要な役割を果たす^[4]。

¹Collision Information の値はシミュレーション開始から終了までの全ての寄与を足し合わせたものであり、一次電子からの寄与を含んでいる。従って二次電子を十分に増殖させないと一次電子の寄与に引張られて不当に大きな値や小さな値が算出されてしまう。

² $\langle \delta \rangle$ の場合と同様、一次電子からの寄与が無視できる程度まで二次電子数を増殖させる必要がある。

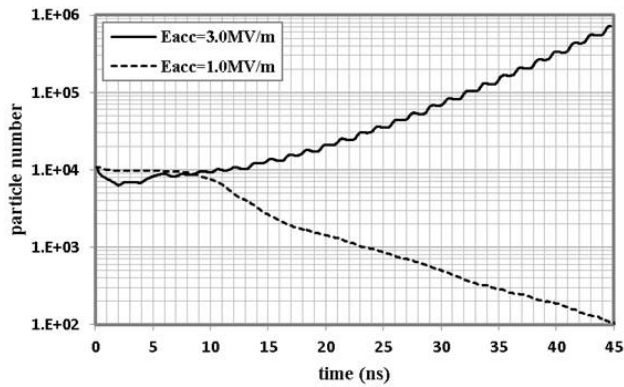


Figure 4: Time evolutions of particle numbers in Model 5 at $E_{acc} = 3.0$ MV/m and 1.0 MV/m.

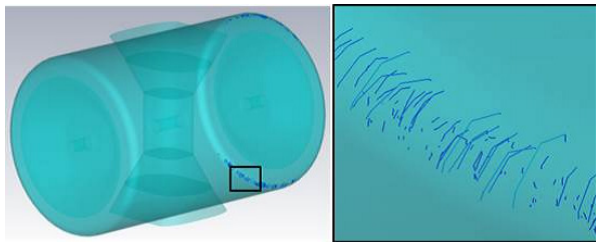


Figure 5: Trajectories of electrons on the corner of Model 5 when $E_{acc} = 3$ MV/m.

3. 結果

Fig. 4 に電子数の時間発展の例を示す。 $E_{acc} = 3.0$ MV/m の場合に、電子数が時間とともに指数関数的に増加していることが分かる。約 1.5 ns 周期で階段状に増加していることが 1 次の two-point MP (Eq. (2)) の発生を示している。これは Fig. 5 に示した電子の軌跡からも確認できる。一方、 $E_{acc} = 1.0$ MV/m の場合には MP が発生しておらず、電子数は時間とともに指数関数的に減少していることが分かる。同じモデルであっても、場の強さによって MP が発生する場合と発生しない場合がある。

Fig. 6 は、 $\langle \delta \rangle$ を E_{acc} の関数としてプロットしたものである。 $\langle \delta \rangle > 1$ が MP の発生を示す。ある特定の区間においてのみ MP が発生していることが分かる。Fig. 7 は、 $\langle K \rangle$ を E_{acc} の関数としてプロットしたものであり、MP 発生区間で $10^2 \text{ eV} \approx K_1 < \langle K \rangle < K_2 \approx 2 \times 10^3 \text{ eV}$ が満たされていることが分かる。 E_{acc} が小さいところでは衝突エネルギーが小さい ($< K_1 \approx 10^2 \text{ eV}$) ため、 $\langle \delta \rangle < 1$ となる。逆に E_{acc} が大き過ぎても、衝突エネルギーが大きい ($> K_2 \approx 2 \times 10^3$) ため、 $\langle \delta \rangle < 1$ となる。

Fig. 6 においてモデル 1 と 5 を比較すると、モデル 1 の方が MP 発生区間が低 field 側に位置しており、かつ、MP 発生区間が狭い。Fig. 7 においても、モデル 1 の $\langle K \rangle$ - E_{acc} 曲線の傾きがモデル 5 と比べて急であり、狭い区間においてのみ $K_1 < \langle K \rangle < K_2$ を満たしている。この傾向は TRK solver と PIC solver の両方の計算結果に共通している。

上で述べたように、モデル 1 と 5 の定性的な振舞につ

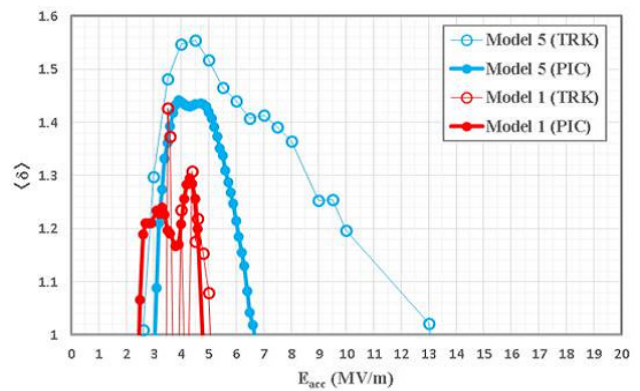


Figure 6: Integrated SEYs of Model 1 and 5 as functions of E_{acc} .

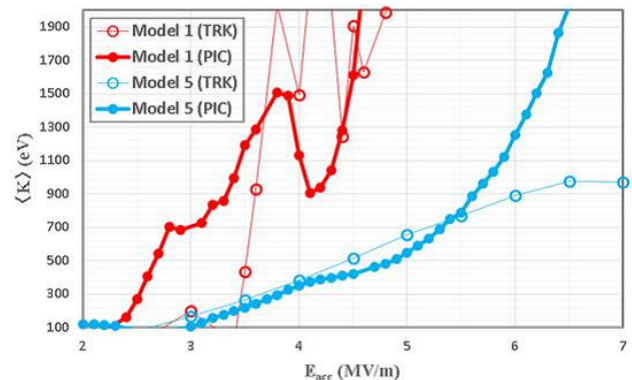


Figure 7: Averaged impact energies of Model 1 and 5 as functions of E_{acc} .

いては TRK solver と PIC solver の両方で一致しているが、定量的には様々な点で異なる。モデル 5 の MP 発生区間の始端は TRK solver と PIC solver でほぼ一致するが、終端については両方で大きく異なる。PIC solver の結果では終端は 7 MV/m 付近に位置するが、TRK solver では 13 MV/m 付近である。また、モデル 1 では、MP 発生区間の終端は TRK solver と PIC solver でほぼ一致するが、始端については両方で 1 MV/m 程度の差がある。

4. 今後の進め方

シミュレーション結果は、TRK solver と PIC solver ともに、モデル 1 と 5 で MP の起こり方に違いがあることを示しているが、まだモデル間に優劣を付けられるまでには理解が深まっていない。形状と MP の関係について理解を深めるため、corner 半径が異なる他のモデルについても同様の計算を行い比較する予定である。並行して、TRK solver と PIC solver の計算結果を定量的に比較できるように、mesh cell 数等の計算条件を変えて両者の計算をより精緻なものにしていく

ここまでは一次電子放出面を corner 部分に設定してきたが、他の面に設定した場合についてもモデル間の比較を行う。この際、一次電子数の設定に注意しなければならない。一次電子数が少ないと、MP の発生点に電子が到達せず、MP の発生を見逃してしまいう可能性が

ある。従って、一次電子の数はなるべく多くとるべきである。一方で、上で述べたように、Collision Informationの値はシミュレーション開始から終了までの全ての寄与を足し合わせたものであり、一次電子の寄与を含んでいる。従って一次電子の寄与が無視できる程度まで二次電子を増殖させる必要があるが、一次電子が多すぎると必要な二次電子数が膨大になる可能性がある。これらのソフトウェア上、計算機上の制約が一次電子数 N_0 に上限を課す。例として、これまでと同様、一次電子が corner部に配置されている場合を考える。ここはMPの発生点であることから分かるように、電子の典型的な衝突エネルギーは $K_1 < K < K_2$ 程度、すなわち、 10^2 eV程度である。よって N_0 個の一次電子は Eq. (4) の分子に $N_0 \times 10^2$ eV の寄与をする。二次電子の衝突エネルギーも 10^2 eV 程度であるから、計算機が扱える二次電子数の最大値を 10^6 個程度とすれば、二次電子は Eq. (4) の分子に最大で 10^8 eV 寄与する。二次電子による寄与が一次電子による寄与を十分上回るためには、 $N_0 \times 10^2 \ll 10^8$ 、すなわち、 $N_0 \ll 10^6$ 個である必要がある。 $N_0 \sim 10^4$ 個はこの条件を満たす。一方、一次電子の配置がビーム軸に近い場合にはより厳しい制限がつく。一次電子は MV/m の加速勾配で数 cm から数十 cm 加速されてから壁面に衝突するため、一次電子 1 個あたりの衝突エネルギーは 10^4 eV 程度と見積られる。 N_0 個の一次電子は Eq. (4) の分子に N_0 個 $\times 10^4$ eV 寄与する。一方、二次電子は Eq. (4) の分子に最大で 10^6 個 $\times 10^2$ eV = 10^8 eV 寄与する。二次電子による寄与が一次電子による寄与を十分上回るためには、 $N_0 \times 10^4 \ll 10^8$ 、すなわち、 $N_0 \ll 10^4$ 個である必要がある。このように、一次電子を配置する場所によっては一次電子数を小さくする必要があるのである。この制約の中でMPの発生を見逃さないようにするためには、配置する一次電子密度が小さくならないようにする工夫が必要である。このため、空洞を多数の部品に分割して、それらを順次一次電子放出面に設定し、シミュレーションを実行する予定である。

5. まとめ

超伝導スポーク空洞の形状最適化に向けたMPシミュレーションの現状について報告した。

- CSTによるMPシミュレーションの手順確立を進めている。解析の際には、電子数、電子の運動、平均SEYと平均衝突エネルギーに注目する。電子数の時間発展からMPの有無が分かる。電子の運動からMPの発生点や種類が分かる。平均SEYは電子数の増加の激しさを示しており、これを用いることでモデル間、 E_{acc} 間の定量的な比較が可能となる。平均衝突エネルギーはMP発生点周辺の電場強度を反映しており、シミュレーション結果を設計にフィードバックする上で重要な役割を果たす。
- モデル1と5という二つの異なる形状の空洞について、一次電子をcornerに配置した場合のMPシミュレーションを行った。計算結果はモデル1と5でMPの起こり方が大きく異なることを示している。

現状では空洞形状の優劣について結論を出すには至っていない。今後、形状とMPの関係について理解を深め

るため、corner半径が異なる他のモデルについても同様の計算を行い比較する予定である。また、TRK solverとPIC solverの計算結果を定量的に比較できるよう、mesh cell数等の計算条件を変えて両者の計算をより精緻なものにしていく。更に、ここまではcorner部分を一次電子放出面に設定してきたが、他の面を一次電子放出面に設定して同様の計算を進めていく。

参考文献

- [1] R. Hajima, M. Sawamura, and Y. Iwashita, J. Particle Accelerator Society of Japan, **10**, 238 (2013).
- [2] C. S. Hopper and J. R. Delayen, Phys. Rev. ST Accel. Beams **16**, 102001 (2013).
- [3] M. Sawamura, R. Hajima, R. Nagai, T. Kubo, H. Fujisawa, and Y. Iwashita, in *Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany* (2014), p. 1946; M. Sawamura, R. Nagai, N. Nishimori, and R. Hajima, in *Proceedings of PASJ10, Nagoya, Japan* (2013), p. 956; M. Sawamura, R. Hajima, R. Nagai, and N. Nishimori, in *Proceedings of SRF2011, Chicago, IL USA* (2011), p. 165; M. Sawamura, R. Nagai, N. Nishimori, and R. Hajima, in *Proceedings of PASJ8, Tsukuba, Japan* (2011), p. 1332.
- [4] H. Padamsee, J. Knobloch, and T. Hays, *RF Superconductivity for Accelerators* (John Wiley, New York, 1998)
- [5] Y. Iwashita, H. Fujisawa, H. Tongu, R. Hajima, R. Nagai, M. Sawamura, and T. Kubo, in *Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany* (2014), p. 2543.
- [6] M. A. Furman and M. T. F. Pivi, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 124404 (2002).
- [7] P. Berrutti, T. Khabiboulline, L. Ristori, G. Romanov, A. Sukhanov and V. Yakovlev, in *Proceedings of PAC2013, Pasadena, CA USA* (2013), p. 838.
- [8] G. Romanov, in *Proceedings of LINAC08, Victoria, BC, Canada* (2008), p. 166.
- [9] C. S. Hopper and J. R. Delayen, in *Proceedings of LINAC2012, Tel-Aviv, Israel* (2012), p. 303.