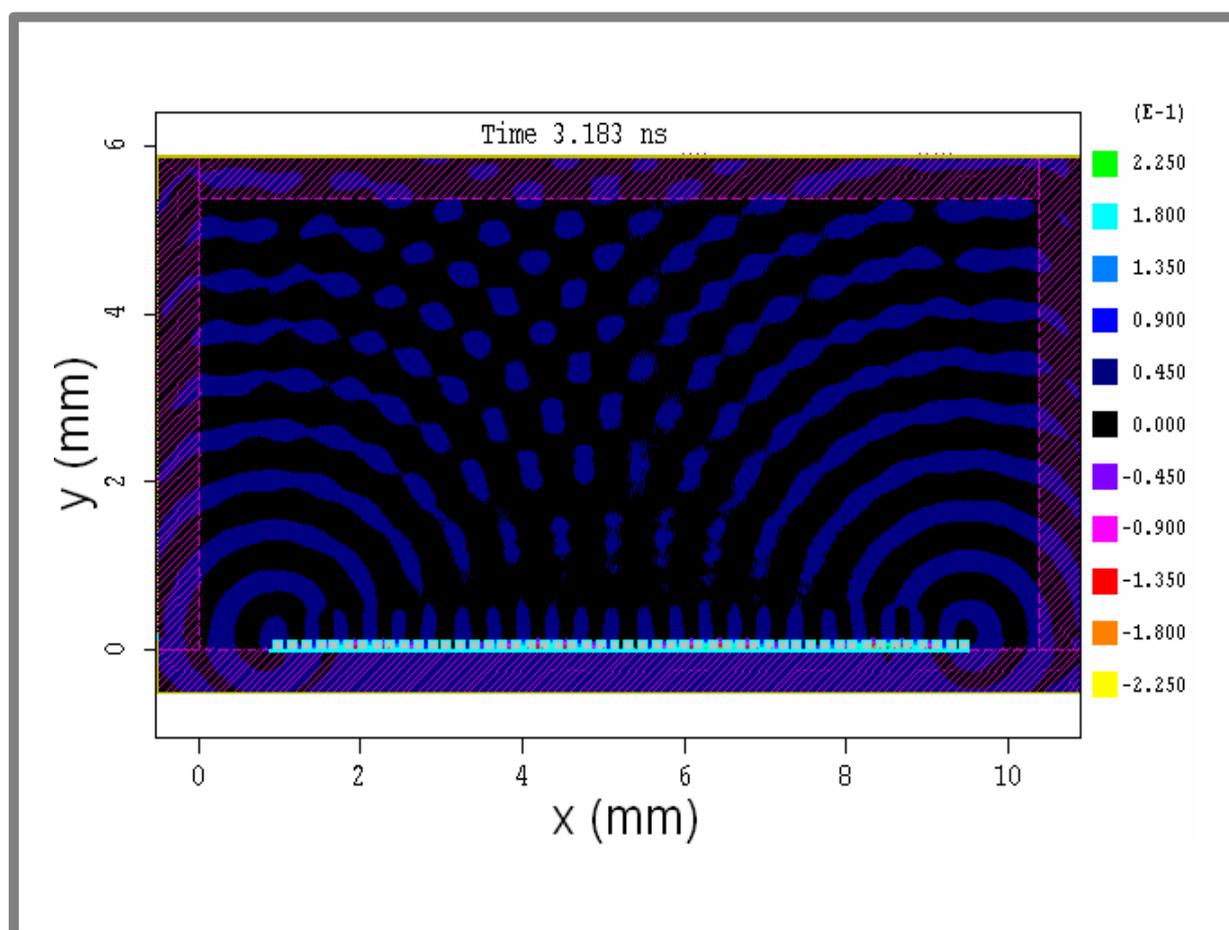


Smith-Purcell テラヘルツ放射についての研究

レーザーエネルギー研究チーム

李大治、今崎一夫、宮本修治¹、天野壮¹、望月孝晏¹

¹兵庫県立大学高度産業技術研究所



研究の目的 :テラヘルツ放射源開発基礎研究

今後の応用 発展 :テラヘルツ放射源開発

連絡先 :TEL 06-6879-8789 FAX 06-6878-1568

E-mail lidazhi@ile.osaka-u.ac.jp

Smith-Purcell テラヘルツ放射についての研究

レーザーエネルギー研究チーム

李大治、今崎一夫、宮本修治¹、天野壮¹、望月孝晏¹

¹兵庫県立大学高度産業技術研究所

1. はじめに

Smith-Purcell 自由電子レーザーは、コンパクト、波長可変、強力なテラヘルツ放射源開発に有望な手段と考えられており、近年世界的に注目されている[1-5]。特にこの Smith-Purcell 超放射に基づく自由電子レーザーは、開放式の金属格子で実現でき[6-10]、従来の共振器を用いた構造体 "orotron" または "ledatron" と異なる[11, 12]。

電子は金属格子表面の近くを通過するとき Smith-Purcell 放射だけでなく、表面波放射も放出する[13, 14]。Smith-Purcell 放射より表面波の周波数は低い。この表面波は格子面方向に放出できず、格子の両端で放射される。この時部分的な反射と部分的な回折を受け、回折部分は自由空間に伝播し、この部分は自由電子レーザーとして応用されることが可能である。図1には表面波の分散特性を示す。周期構造の格子は slow-wave 構造体の一つであるので、図1に示す曲線は backward-wave oscillators (BWOs) と traveling-wave tubes (TWTs) の分散特徴と同じようになる。それで、表面波の周波数は分散曲線と電子ビームを表示する直線との交差点から求められる。これは電子と波の相速度が同じという意味を持ち、それで電磁波エネルギーは電子と波の間で相互作用することのが可能である。

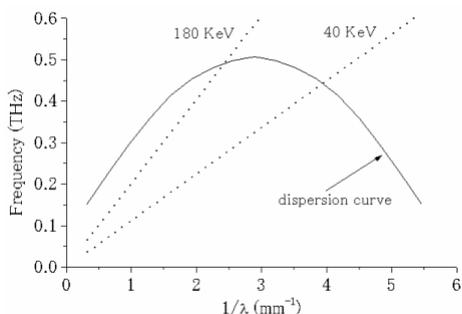


図1 分散特性曲線

図1によって電磁波の群速度はプラス、マイナス、またはゼロの3種類を持つことが分かる。電子ビームはプラス群速度領域に作用すると、表面波と電子ビームは同じ方向を伝播する。この場合は convective instability を引き起こし、系は TWTs のように働く。一方、電子ビームはマイナス群速度領域において波と作用すると、電子ビームと波の伝播方向が異なる。こういう相互作用は absolute instability を引き起こし、この系は BWOs のように動く。尚、分散曲線の頂上でゼロ群速度になり、Bragg condition を呼ばれる。

現在まで Smith-Purcell 自由電子レーザーの absolute instability はよく研究されてきた[6-9]。然し、convective instability についての研究は少ない。Andrews の論文では、この convective instability より Smith-Purcell 装置も発振できると予想されている[15]。

われわれは、particle-in-cell コード (MAGIC) で金属格子の表面損失が Absolute instability, convective instability, と Bragg condition の三つの領域において相互に影響を及ぼすことについて研究した。これについて報告する。

2. シミュレーションモデル

図2にシミュレーションモデルを示す[16]、周期構造格子はシミュレーションする空間の底に置く。この格子の表面は z 方向に平行の溝をつくる。電子ビームは有限厚さ (24 μm) の一方の領域の左端から引き込み、格子の上を通過させる。ビームの底端から格子の表面までの距離は 34 μm である。電子ビームはシミュレーション領域の左端に置く陰極から発生する。Andrews と Brau の理論モデルには、格子の上の区間に電子ビームを満たす

と仮定し[6]、実際のモデルとは異なっていると考えられる。

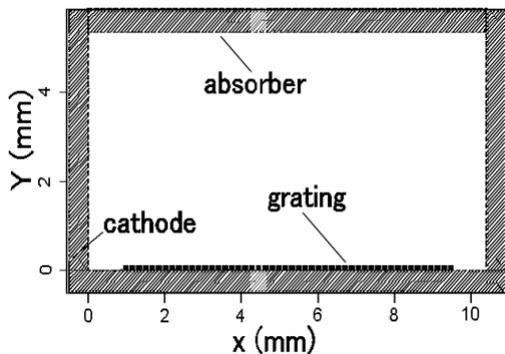


図2 シミュレーションモデル

われわれはこれを改良し実際の形に即している。電子ビームと波との相互作用領域と電磁波伝播領域は真空であり、この区領域が特別の区間に囲まれる。電子と波はこの特別区間に吸収されるとしている。全体のシミュ

表1 主なパラメータ

Grating period	$L=173 \mu\text{m}$
Groove width	$w=62 \mu\text{m}$
Groove depth	$d=100 \mu\text{m}$
Period number	$N=50$
Electron beam energy	$E=40 \sim 140 \text{ KeV}$
Current	$I=648 \text{ A/m}$
Beam thickness	$\sigma=24 \mu\text{m}$
Beam-grating distance	$\delta=34 \mu\text{m}$
External magnetic field	$B_x=2\text{T}$

レーション区域はメッシュ状に空間を切る。二次元シミュレーションのために、電磁場と電流はz座標に依存しない。格子と電子ビームの主なパラメータは表1に示す。電子ビームのエネルギーはシミュレーションによって変化する。ビームが安定に伝播するため、外部の磁場を加える。格子の周期長さ、溝の深さと広さなどパラメータは Dartmouth 大学の実験パラメータと同じである。しかしながら、格子長さは Dartmouth 実験用の格子より短い、というのは、我々のコンピュータ能力が不足からである。尚、電子ビーム形も異なり、即ち、Dartmouthは

円筒形ビームを使い、我々のシミュレーションは方形ビームを使うことになる。

3. シミュレーション結果

3.1 表面損失を含まない場合

まず、表面損失を含まない場合のシミュレーションを行う。この場合、格子が理想的な導体と仮定する。電子ビームのエネルギーは変化し、三つ作用空間にシミュレーションできるようにする。

Andrewsの理論によって、125KeVのビームはゼロ群速度の波と作用する。この値より速度が高い場合は Absolute instability 領域、低い場合は convective instability 領域である。電磁波の放射過程はz方向の磁場の等高線表示によって直接に見える。Absolute instability の実例として、50KeV 電子ビームの B_z の等高線図を図3に表す。この図によって、表面波は格

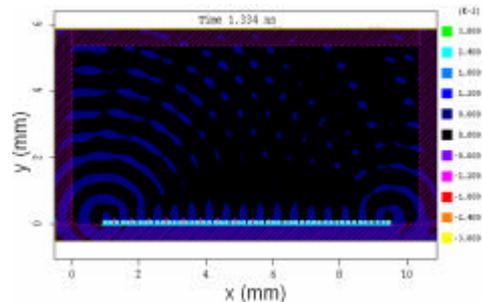


図3 B_z の等高線

子両端で部分反射と部分回折ことを理解できる。この時、発振すると共に電子ビームは集群化する。というのは、電子ビームと波と強い作用すると電子が波の周波数でバンチになるからである。ビームバンチの現象はビーム電流により観測され、これを図4に表す。図4によって電流の時間変化が見られる。

Absolute instability の場合には、装置が分布式フィードバックを持ち、格子の両端からの反射は装置の発振に対して必要がなく、系はBWOsのように動く。一方、ビームエネルギーは 140KeV になると、convective instabilityを引き起こす。それで、図5に B_z の等高線を表し、表面波の干渉パターンも見える。こ

の場合は、分布式フィードバックがなく、格子両

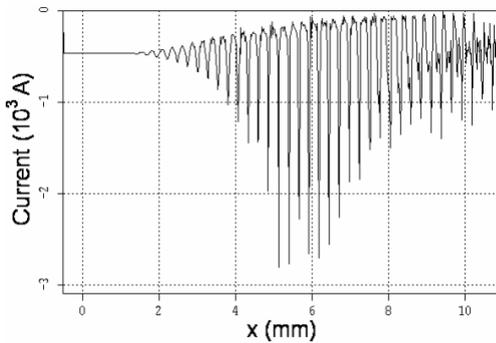


図4 電流バンチ図

端の反射は装置の発振に対して必要になる。ビーム電流バンチを図6に示す。電磁波の電場は格子の上に3mmところで観測された。実例として、電

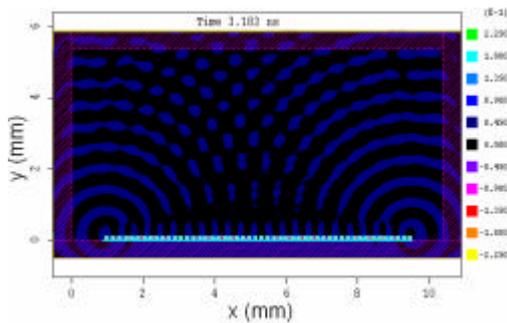


図5 Bzの等高線

場幅はビームエネルギーの依存性を図7に示す。電場はx方向に指数の増大を取り、装置が発振するという意味である。即ち、absolute instability, convective instability と Bragg condition 全部発振できる。

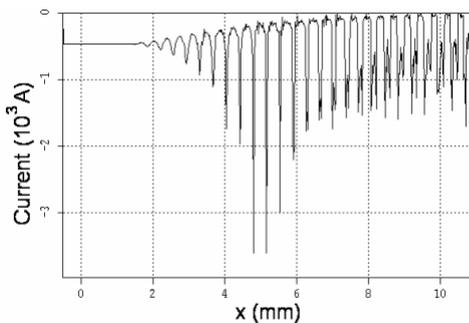


図6 電流バンチ図

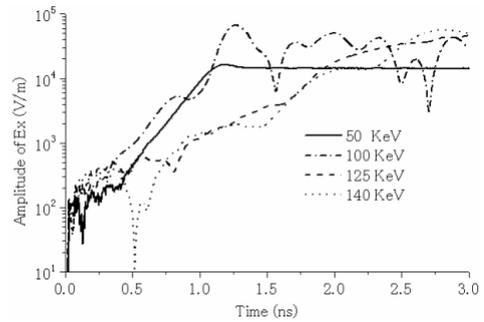


図7 電磁場成長図

3.2 表面損失を含む場合

詳しく研究すれば、格子の表面損失を含むべきである。本文には、具体的な金属アルミニウム格子を考える。アルミニウムの導電率は 3.72×10^7 mhos/mであり、このため、表面電流のため放射損失がある。図7に対応する損失も含む放射電場は図8に示す。この図によって、5

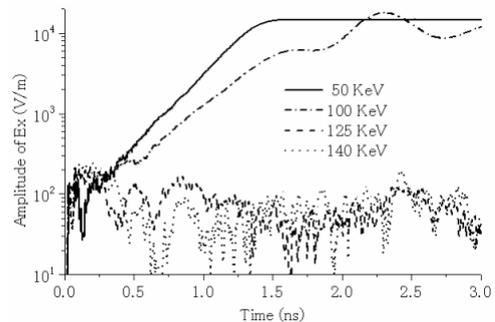


図8 電磁場成長図

0 KeV と 100 KeV のビームの場合は指数の増大があり、これは absolute instability の領域である。他の二つ領域には発振できないようになる。それで、表面損もはビームエネルギーに依存性がある。具体的な放射電場の成長率は以下に言及する。

3.3 成長率

シミュレーションデータから表面波の成長率が得られる。大量的なシミュレーションをすると、成長率とビームエネルギーの依存性を図9に示す。この図を見ると、成長率の最大値は65KeVで現れる。この後、急に減り、

Bragg 点前でゼロになった。Andrews の理論結果も図 9 に示す [17]。理論解析結果と比べ、我々のシミュレーション結果は少し低い。この差異は今後の解析による。

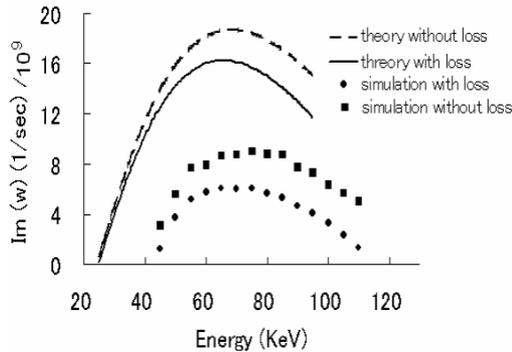


図 9 成長率図

4 . 結論

表面損を含む Smith-Purcell 自由電子レーザーをシミュレーションした。電子ビームエネルギーによって、Absolute instability、convective instability と Bragg condition の三つ作用領域を研究した。格子の両端の反射は convective instability で、系での発振に必要と解明できる。シミュレーション結果と Andrews の理論結果と比べると、このシミュレーションは理論と一致する。

5 . 参考文献

- [1] J. Urata, M. Goldstein, M. F. Kimmitt, A. Naumov, C. Platt, and J. E. Walsh, Phys. Rev. Lett. 80, 516 (1998).
- [2] A. Bakhtyari, J. E. Walsh and J. H. Brownell, Phys. Rev. E 65, 066503 (2002).
- [3] L. Schachter and A. Ron, Phys. Rev. A 40, 876 (1989).
- [4] S.E.Korbly, A.S. Kesar, J.R.Sirigiri and R.J.Temkin, Phys. Rev. Lett. 94, 054803, (2005).
- [5] K. ? J. Kim and S. ? B. Song, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., sect. A 475, 158 (2001).
- [6] H. L. Andrews and C. A. Brau, Phys. Rev. ST Accel. Beams 7, 070701 (2004).
- [7] H.L.Andrews, C.H.Boulware, C.A.Brau and J.D.Jarvis, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 110702 (2005).
- [8] V. Kumar and K. -J. Kim, Phys. Rev. E 73, 026501 (2006).
- [9] J.T.Donohue and J.Gardelle, Phys. Rev. ST-AB, 8, 060702 (2005).
- [10] J.T.Donohue and J.Gardelle, Phys. Rev. ST-AB, 9, 060701 (2006).
- [11] R. P. Leavitt, D. E. Wortman, and C. A. Morrison, Appl. Phys. Lett. 35, 363(1979)
- [12] K. Mizuno, S. Ono and Y. Shibata, IEEE Trans. Electron devices, ED-20, 749 (1973)
- [13] D.Li, Z. Yang,K. Imasaki and Gun-sik Park, Phys. Rev. ST-AB 9, 040701 (2006)
- [14] D.Li, K. Imasaki , Z. Yang and Gun-sik Park, Appl. Phys. Lett. 88, 201501 (2006)
- [15] H.L.Andrews, C.H.Boulware, C.A.Brau and J.D.Jarvis, Phys. Rev. ST Accel. Beams 8, 050703 (2005).
- [16] L. Ludeking, The MAGIC user ' s manual .
- [17] H.L.Andrews and C.A.Brau (private communication).