

コヒーレント単色X線の医療応用

日本大学大学院総合科学研究科 佐藤 勇

1. はじめに

日本大学では、1956年に古田会頭原子力研究を推進するために、湯川秀樹博士らの協力を得て、1957年に原子力センターを創立し、1963年に核融合を目的とする原子力研究所を設立した。湯川博士ががんに罹病すると、1975年に、理工、医、歯学部の合同で π 中間子の短寿命と特異な電離損失を活用したがん治療計画(π 計画)が企画され、熊谷寛夫博士を招聘し、原子力研究所に π グループが結成された。当初、治療用加速器は電子リニアックを基盤に進められたが、グループリーダーの熊谷博士は不幸にも途中で逝去された。1978年原研から物理部長の塚田博士がグループリーダーに就任され、1982年には治療用加速器はCWマイクロトロンに変更され、科学技術庁より科学技術振興調整費の助成を受け、35MeVマイクロトロンがモデル加速器として建設されました。1984年、高崎市に中間子ガン治療施設の誘致を申し入れたが、1985年には塚田博士が逝去されて、1988年に後任に東北大から鳥塚賀治博士が就任し、 π 計画を推進されましたが、しかし、治療用マイクロトロンには莫大建設費を必要と、且つ治療経費が高額なることから、建設資金調達の目途が立たず、 π 計画は断念せざるを得なかった。35MeVモデルマイクロトロンは長波長自由電子レーザーの電子ビーム源に転用することになった。しかしながら、マイクロトロンの電子ビーム強度は微弱で、増強の見込みが立たないため、高エネルギー物理学研究所(KEK)の協力を得て、マイクロトロンの電源を電子リニアック用に改造し、125MeV電子リニアックを機軸とする短波長自由電子レーザー(FEL)に移行した。1996年に高エネルギー加速器研究機構(KEK)と共同研究を提携し、KEKがBファクトリー計画を進めるために入射器のエネルギーを2.5GeV

から8.6GeVに増強するに伴って、不用となった電子リニアック本体の一部を、旧日本大学原子力研究所(現日本大学量子科学研究所電子線利用研究施設)に移設して、FEL発生装置の建設を開始した。このFEL計画は、電子銃、プレバンチャー、バンチャー、レギュラー加速管で構成される極普通の電子リニアックの構成で、且つ、短パルス用クライストロン(パルス幅: $2.5 \mu\text{S}$)をパルス幅 $25 \mu\text{S}$ で動作させ、短波長自由電子レーザー(発振波長: $0.3 \sim 6 \mu\text{m}$)を発振させる常識から外れた無謀とも思える試みであった。

当然、不測事態が予想され電子線利用研究施設(LEBRA)では、そのために、KEKと共同研究を提携し、クライストロンの高周波窓の故障やパルス電源などの不安定性などに対峙し、電子リニアックの高度化研究を進め、1999年には電子リニアックの長パルス運転に成功した。一方、学内研究者から高性能なX線源が欲しいとの要請があり、FELと同様に可変波長で高輝度単色X線発生が可能であるパラメトリックX線放射(PXR)の開発研究に着手した。この間、FEL発振を試みたが、加速器を運転中にアンジュレーターの永久磁石が電子ビーム照射による放射線損傷を受け、使用不能になった。急遽、アンジュレーターの周期長と周期数を変更し、永久磁石を交換するとともに、同時に、ビームプロファイルモニターやビーム位置モニターも直接可視方式から間接計測方式に切り替えた。

2000年4月に、LEBRAは私立大学学術高度化の研究拠点に選定され、また「可変波長高輝度単色光源の高度利用の研究」が私立大学学術研究高度化推進事業(学術フロンティア)に採択され、FELやPXRの特色を最大限に活用する共同利用実験を推進することになった。(光源の配置は図1を参照)

2001年3月にはFEL実験棟も完成し、4月にFEL発振実験を再開し、2001年5月、FEL $1.5 \mu\text{m}$ の波長発振に成功したが、発振は非常に不安定で共同利用実験に提供できる状態ではなかった。その主な要因は、FEL共振器ミラーの多層膜にあり、FELが発振しレーザー強度が上昇すると多層膜の耐性限界を超え

瞬時に多層膜が破損し、レーザー発振が停止した。共振器のミラーを多層膜ミラーから金属ミラーに交換し、且つ、クライストロンパルサーの直流高圧電源を再調整など、自由電子レーザー発生システムと電子リニアックの高周波源の抜本的な改良と性能向上を重ねた結果、FEL発振は安定し、可変波長FELとしては世界最短波長発振領域(800~6000nm)を担う、世界最大のFEL実験施設(ビームライン9本)が完成し、2003年10月、共同利用実験を開始した。更に、この高性能の電子ビームを使って、可変波長の単色X線源の開発を進め、2004年4月、共同利用実験が可能なPXRの実用化に成功した。また、PXRの基本特性を計測する課程に於いて、PXRはブラック条件を満たす方位に対してX線エネルギーが一次関数的に僅かに変化する準単色X線源^[1]であることを示し、更に、動植物のイメージング映像^[2, 3]からブラック条件を満たす方向に放射されるX線波束は空間コヒーレンスに富むX線(位相の揃ったX線)、即ち、PXRが空間干渉X線

源であることを明らかにした。一方、イメージング撮像に要するX線照射の実時間が非常に短いことから、PXRは高輝度X線源であることを示めた。

現在、100MeVの電子ビームでSi単結晶(111)並びに(220)を照射すると、4~34keVのエネルギー可変範囲の空間干渉単色X線が得られている。また、これらのX線は共同利用実験に供与している。

Reference

- [1] Y. Hayakawa, et al., Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1044.
- [2] Y. Hayakawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. B227 (2005) 32
- [3] T. Kuwada, et al., "Phase Contrast Imaging of Biological Materials Using LEBRA-PXR", SRI2006 The Ninth Inter. Conf. on Synchrotron Radiation, May 28-June, 2006 Daegu, Korea.

2. パラメトリック X線放射(PXR)の沿革

1957年に、ソ連のFainbergとKhizhnyakは、誘電率が周期的に変化する媒体を荷電粒子が通過すると特異なX線が発生することを示唆¹⁾した。この種の放射は、

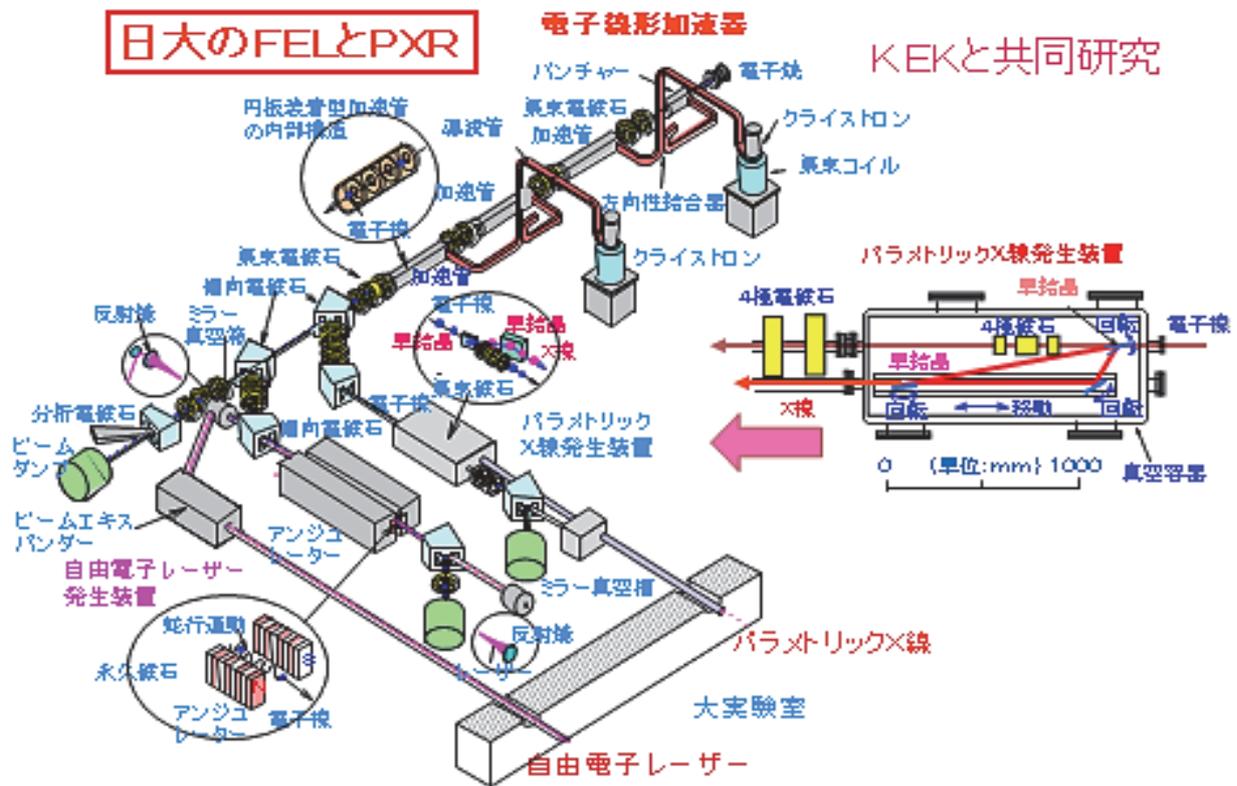


図1 日本大学電子線利用研究施設のパラメトリックX線放射

1970～1980年代に、濃縮された媒質中の高エネルギー電磁プロセス²⁾、高エネルギー粒子の結晶中のチャネリング、放射と反応³⁾、X線のトランジション放射現象^{4, 5, 6)}として、加速器ある世界中の至るところで研究された。又、ソ連では、1980年代の後半から、ブラック角近傍の実験として、Tomskの900MeV電子シンクロトロンによるパラメトリックX線放出(PXE)⁷⁾、或いは、Kharkovの25MeV電子リニアックによるパラメトリックX線放射(PXR)の大まかな特性^{8, 9, 10)}が測定された。一方、A.V.Shchaginらは、Kharkovの電子リニアックと分解能の良いX線検出器を使って、PXR特性を測定し、その詳細構造¹¹⁾を明らかにした。

PXE、或いは、PXRは高エネルギーの電子ビームで単結晶を照射すると、電子ビームが制動されて輻射する γ 線以外に、単結晶中を荷電粒子が通過するときに発生する光子の振る舞いが、チェレンコフ光によく似た性質のX線を発生するので、quasi-Cherenkov と称している。しかし、PXRの存在は、シンクロトロン放射の陰に隠れて話題に上らなかったが、ソ連で1980年代に、このX線が単色に近い特性をもつことが実験的に確かめられると、次第に注目されるようになった。

日本では、学芸大の新田¹²⁾が結晶内のMaxwell方程式の摂動解を基本に結晶内で相対論的電子からのコヒーレント放射(PXR)を解析的に表示すること試み、広島大の遠藤¹³⁾、京都大の早川¹⁴⁾のグループは、核研の電子シンクロトロンや京大の電子リニアックを使ってPXR計測実験を行った。しかしながら、これらのPXRは、発生源で γ 線や中性子などの2次放射線も同時に発生するために、PXRを放射線シールドで囲い、これらの放射線と分離していたので、機動性と多様性を欠き、共同利用実験などのX線源としては活用されていなかった。

Reference

1) Ya. B. Fainberg and A. Khizhyak, Zh.Eksp.Fiz.32 (1957) 883

2) M. L. Ter-Mikaelian, "High-energy electromagnetic processes in condensed media", Inter science tracts on physics and astronomy "(Wiley-Inter science, New York, 1972)

3) V. G. Baryshevsky, Channeling, radiation and in crystals at high energies (BGU, Minsk, 1982)

4) G. M. Garibyan and C. Yang, "X-ray transitions radiation" (Arm. SSR. Erevan, 1983)

5) D. Dialetis, Phys. Rev. A 17 (1978) 1113.

6) I. D. Feranchuc and A. V. Ivashin, J. Phys. 46 (1985) 1981.

7) A. N. Didenko et al., Phys. Lett. A 100 (1985) 177.

8) Yu. N. Adishchev, et al., Nucl. Instr. Meth. B 21 (1987) 49.

9) R. O. Avakyan, et al., Pis'ma Eksp. Teor. Fiz. 45 (1987) 313.

10) D. I. Adejshvili, et. al., Dokl. Akad. Nauk SSSR 298 (1988) 844.

11) A.V. Shchagin, V.I. Pristupa and N.A. Khizhnyak, Phys. Lett. .148 (1990) 485.

12) H. Nitta, Phys. Lett., A 158 (1991) 270-274.

13) I. Endo, et al., Phys.Rev., E 51 (1995) 6305.

14) Y. Hayakawa, et al., Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 1044.

15) I. Sato et al., The 13th Sym. on Accel. Sci. and Tech., Osaka, Japan, (2001) 117

16) Y. Hayakawa et al., Nucl. Instr. Meth. B 227 (2005) 32-40.

3. PXRの発生メカニズム

2000年4月、電子線利用研究施設では、図1に示すように、FEL発生装置とPXR発生装置を並立させ、また、図2の如く、高エネルギー電子ビームで第1単結晶を照射しパラメトリックX線放射(PXR)を発生させ、そのPXRを第2単結晶で捕獲し電子ビームと同一方向にブラック反射させて、常にPXRを定方位に取り出すシステムを構築し、2004年4月、その実用化実験に成功した。

単結晶に高エネルギー電子を入射すると、単結晶を周期構造に形成する原子の電子群は、図3に示すように、入射電子の近接電場で強く摂動され分極振

動する。

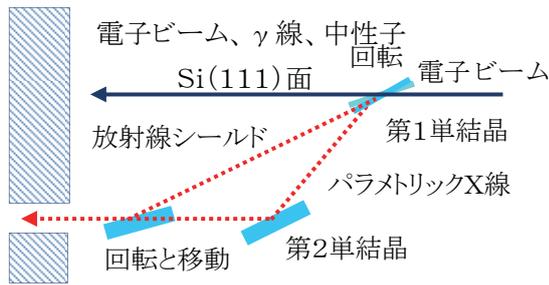


図2 パラメトリックX線放射実用化の基本構成

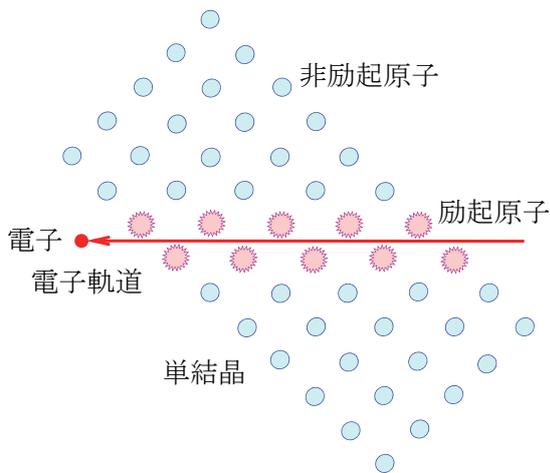


図3 飛行電子による単結晶原子の分極励起

その振動波は、図4に示すように、電磁波として同心円状に拡散する。特に、入射電子が単結晶中をAからBまで飛行する間に、単結晶中の原子の多数が電子の近接電場で振動され分極振動するが、その振動波（電磁波）の位相速度は、電子速度より速いので、電磁波はドップラー効果により、入

射電子の進行方向に対する方位角度で、その波長が異なり、電子の進行方向（前方）に近い方位角ほど、振動間隔が狭く短波長となる。

一方、図5に示すように、格子面間隔 d の単結晶の周期構造に配列された原子間を、結晶格子面に対する入射角 θ で高エネルギー電子が通り抜け、原子の振動振動波が互いに干渉し、その干渉波成分が入射電子と同方向に進行し、干渉波の波長を λ とすると、この干渉波は、下記のブラッグ条件

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (1)$$

を満たすことになる。即ち、この干渉波は格子面に対して角度 θ （電子の進行方向に対して 2θ の角度）に反射される。

単結晶中を伝搬する振動波は、単結晶格子面で、ブラッグ条件を満たすように、透過と反射を繰り返して、単結晶の周期構造場で選別濾波されながら、最終的には結晶面から単色近い位相の揃ったX線として放射されるとも言える。即ち、単結晶の原子は、入射電子で振動され、電磁波を放射し色々な波長の電磁波が合成されるが、それらの電磁波は単結晶の周期構造場（バンドパスフィルター）で濾波され、特定の方位角には、特定の電磁波が放出される。

従って、振動波は、常に格子面で単結晶中を反射波と透過波に別れて拡散するが、図5に示すように、反射波と透過波の何れの振動波の位相面も幾何学的に揃い、可干渉性の特性を有することになる。単結晶に入射した電子の電荷が単結晶原子の殻内電子群を分極振動（電子群と相互作用）させることは、電子の運動エネルギーが単結晶原子の電子群の分極振動エネルギーとして原子に推移したことを意味する。

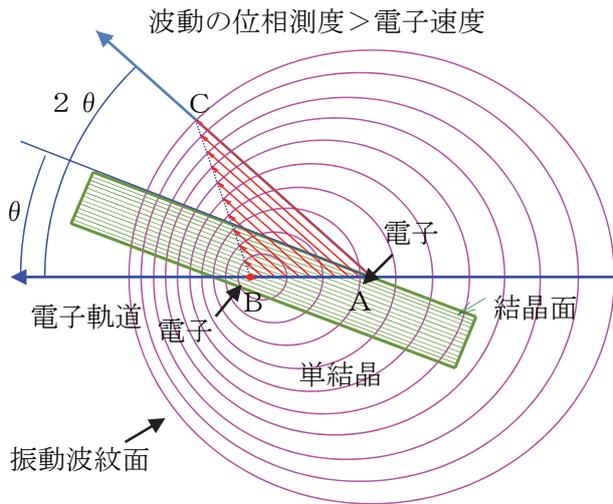


図4 電子の移動と分極振動波の波紋

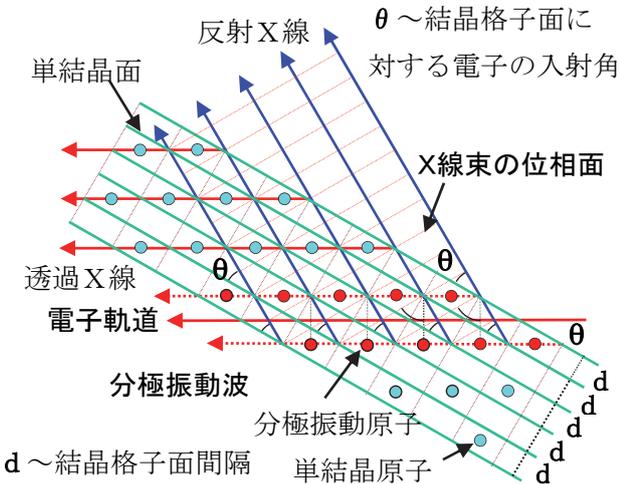


図5 ブラッグ条件を満たす分極振動波の位相面

図6には、可干渉X線（空間干渉単色X線）発生 の概念図を示す。定性的には、単結晶の格子面のA点 からC点に向けて角度 θ で斜入射した電子によって、 電子軌道に隣接する単結晶の原子が摂動され分極 振動するが、電子の進行方向と同方向の分極振動波 成分は、恰も入射電子の搬送波の如くに振る舞う。搬 送波が結晶格子面で反射するとき、(1)式のブラッグ 条件を満足しなければならない。この場合、格子面 で反射された搬送振動波の位相が、 B_1 と B_4 を結ぶ線 上で同相になることを、幾何学的に証明することは、容 易である。

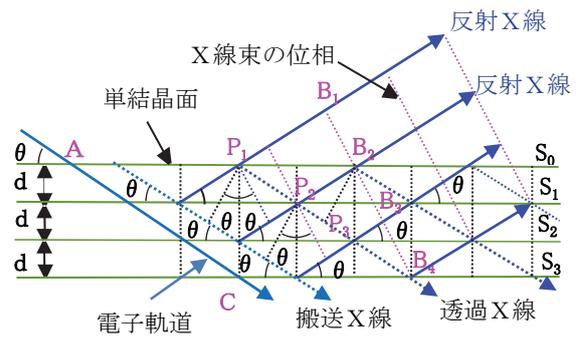


図6 空間干渉X線 の概念図

定量的に説明するには、入射電子と単結晶周期 構造場の中に、エネルギーと運動量の二つの保存 則が成立しなければならないので、複雑な証明が必 要になる。

例えば、電子が結晶に入射する前後のエネルギ ーを E, E' 、分極振動波エネルギーを $\hbar\omega$ とすると

$$E = E' + \hbar\omega \quad (2)$$

で記述される。ここで、 ω は振動角振動数、 \hbar は プランク定数で $\hbar = h/2\pi$ である。

一方、運動量 p の電子が、単結晶の周期構造場 である格子面に垂直な逆格子ベクトル g との相 互作用して、波数ベクトル k の光子を放出し PXR となると仮定すると、電子の運動量が p から p' に推移した場合、その関係式は

$$p + \hbar g = p' + \hbar k \quad (3)$$

と記述される。一方、相対論的な電子の運動エネ ルギー E, E' と運動量 p, p' の関係は不変質量 保存則から

$$E^2 = (pc)^2 + (m_0c^2)^2 \quad (4)$$

$$E'^2 = (p'c)^2 + (m_0c^2)^2 \quad (5)$$

で与えられる。ここで、(4)と(5)の差をとると

$$E^2 - E'^2 = (pc)^2 - (p'c)^2 \quad (6)$$

$$(E - E')(E + E') = (pc - p'c)(pc + p'c) \quad (7)$$

となる。一方、エネルギーや運動量の推移量が小 さい場合には、 $E + E' \sim 2E, p + p' \sim 2p$ と近似できる。 ここで、(7)に(2)と(3)を代入すると

$$m_0\gamma c^2 \hbar\omega = m_0\gamma c^2 v \cdot \hbar(k - g) \quad (8)$$

と記述される。但し、 m_0 は電子の静止質量、 γ はロ ーレンツ因子 $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2} = E + m_0c^2 / m_0 c^2$ 、 v は電子速度である。

(8)から ω は

$$\omega = (k - g) \cdot v = k_g \cdot v \quad (9)$$

と記述できる。但し、ここで、 k_g は電子が単結晶 原子を摂動する励起子(虚光子)の波数ベクトルとす る。

(9)の左辺項の ω は電磁波(実光子)の角振動数

であるから結晶の誘電率を ϵ_0 とすると、

$$\omega = |\mathbf{k}| (c \epsilon_0^{-1/2}) = |\mathbf{k}| c^* \quad (10)$$

と記述される。但し、 c^* は結晶中の振動波(光子)の伝搬速度である。振動波のエネルギーは、最終的に

$$\hbar \omega = \hbar c^* |\mathbf{g} \cdot \mathbf{v}| / (c^* - \mathbf{v} \cdot \mathbf{\Omega}) \quad (11)$$

で表される。ここで、 $\mathbf{\Omega}$ は放射振動波の放出方向に於ける単位ベクトルであり、 $\mathbf{\Omega} = \mathbf{k} / |\mathbf{k}|$ で記述[4, 5]される。

入射電子と放射振動波の放出方向が正確に Bragg 条件を満たすならば、(11) の放射振動波のエネルギー $\hbar \omega$ と Bragg 回折によって散乱された X 線エネルギーが等しくなる。このことは、Bragg 角を制御することによって、振動波エネルギーの選択が可能であることを意味する。

一方、運動エネルギー E の電荷 e 、質量 m の粒子が n 個、厚さ L の単結晶を通り抜けるときに、単位立体角 $d\Omega$ に放射される量子数 dN は、摂動論の一次近似によると

$$\begin{aligned} dN/d\Omega = & \{e^2 n \omega L |\chi_g(\omega)|^2 / (2\pi \hbar \epsilon_0^3 v (c^* - \mathbf{v} \cdot \mathbf{\Omega}))\} \\ & \times \{[(\omega/c^*) \mathbf{\Omega} \times ((\omega/c^*) \mathbf{v} + \mathbf{g})]^2\} \\ & \times \{[(\omega/c^*) \mathbf{\Omega} \perp - \mathbf{g} \perp]^2 + (\omega/v)^2 [\gamma^{-2} + (v/c)^2 (1 - \epsilon)]\}^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

と複雑な式で記述される [1,2,3]。ここで、 $v = |\mathbf{v}|$ であり、 $\mathbf{\Omega} \perp$ と $\mathbf{g} \perp$ は \mathbf{v} に垂直な $\mathbf{\Omega}$ と \mathbf{g} の成分である。また、 $\chi_g(\omega)$ は、電気感受率の可変部分のフーリエ成分であり、

$$\chi_g(\omega) = - (4\pi e^2 / m \omega^2) (F(\mathbf{g}) / V) \quad (13)$$

で与えられる。ここで、 $F(\mathbf{g})$ は結晶の構造因子であり、 V は単位ベクトルの大きさである[3]。また、電気感受率の一定部分は、 $\chi_0 = 1 - \epsilon_0$ で表される。

一方、速度 \mathbf{v} の電子ビームが Bragg 角 θ で逆格子ベクトル \mathbf{g} を持つ単結晶に入射すると、PXR エネルギー $\hbar \omega$ は、(11) を 2次元表記に変換すると

$$\hbar \omega = \hbar c^* |\mathbf{g}| \sin \theta / (1 - \beta \cos \phi) \quad (14)$$

と記述される。ここで、 β は $\beta = v/c^*$ 、 ϕ は入射電子の進行方向に対する X 線の放射角である。

ここで、(14) を角度 ϕ で微分すると

$$\begin{aligned} d(\hbar \omega) / d\phi = & - \hbar c^* |\mathbf{g}| \beta \sin \theta \sin \phi / (1 - \beta \cos \phi)^2 \\ \doteq & - \hbar \omega \sin \phi / (1 - \cos \phi) \end{aligned} \quad (15)$$

となる。ここで、 $\phi = 2\theta$ の場合、放射振動波のエネルギーはブラッグ条件を満たすエネルギーに等しくなる。即ち、 $\hbar \omega_B$ は

$$\hbar \omega_B = \hbar c^* |\mathbf{g}| / 2 \sin \theta \quad (16)$$

と記述できる。振動数を波長 λ で表示すると、(16) は (1) となる。

Reference

- [1] M. L. Ter-Mikaelian: High-energy electromagnetic processes in condensed media (Wiley-Interscience, New York, 1972) 332.
- [2] A. V. Shchagin, V. I. Pristupa and N. A. Izhnyak: Phys. Lett., A **148** (1990) 485.
- [3] H. Nitta: Phys. Lett., A **158** (1991) 270.

4. PXR の基礎実験

図2に示すように、高エネルギー入射電子が発生する 2次放射線 (γ 線、中性子など) と PXR を分離することにより、PXR の詳細な基本特性の計測が容易になり、図7に示すような簡単な実験システムで PXR の基礎実験が行われた。

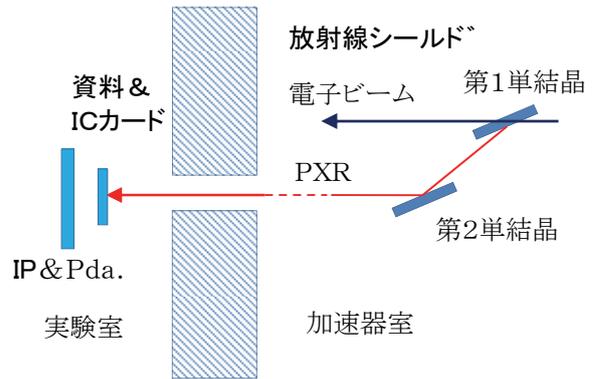


図7 PXR の基礎実験システムの配置図

図8は、PXR でポラロイドフィルム (Pola.) を照射して得られた X 線吸収画像である。左右の明暗を分ける線はフィルムに含まれる臭素 (Br) の共鳴吸収端を示している。画像は PXR の 2次元的なエネルギー分布を表わしている。垂直方向のエネルギー分散は非常に小さく、水平方向のエネルギー分散は一次関数的に分布している。また、図8には、共鳴吸収端の左側に拡張 X 線吸収詳細構造 (EXAFS) が確認でき、XAFS をイメージングとして捉えられることを示唆している。PXR 強度の角度分布とエネルギー分布の計算結果を示す図9と定性的に一致することを証明され、PXR が準単色 X 線源であることを実験的に実証^[9]した。

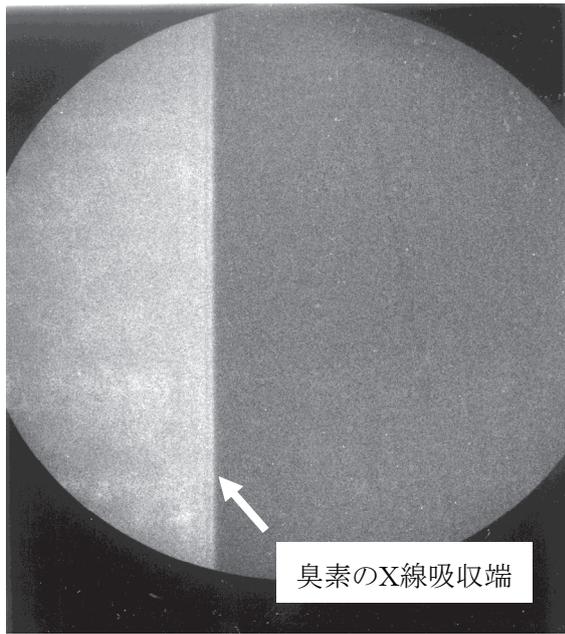


図8 ポラロイドフィルムで最初に撮像したPXR

得られることを示している。この画像には、図8と同様に、イメージングプレート(IP)に含まれるBr共鳴吸収端が明暗を区分けするラインとして現れている。

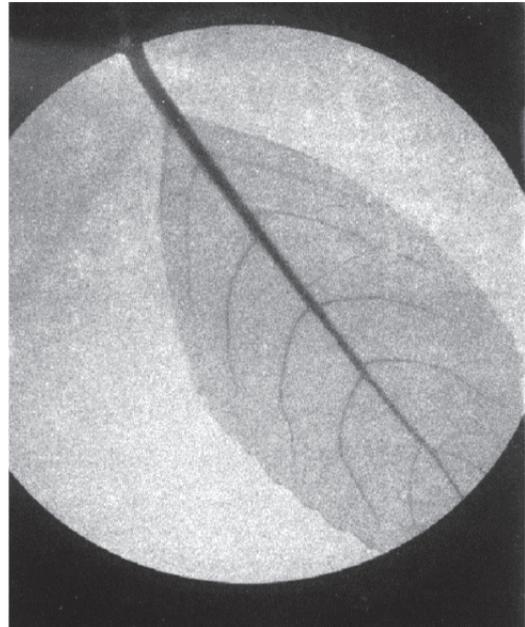


図10 7keVPXRで撮像した桜の葉

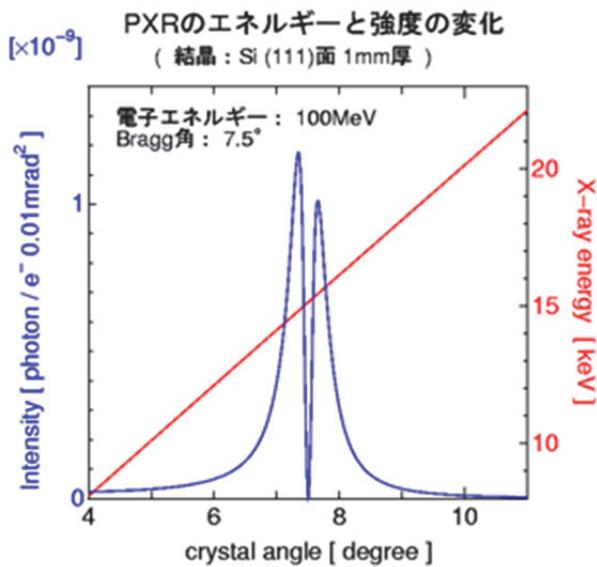


図9 ブラッグ角7.5度のPXRスペクトル

図10は、サクラの薄い葉をPXRで撮像した画像である。軽い元素で形成される薄い生体組織の詳細な構造は低エネルギー単色X線で撮像するとコントラストの良い画像が得られることが分かる。図11は、同様な考えから、13.5keVのPXRでICカードとアルミ箔(24、48、96、192 μ m)を照射し、イメージングプレート(IP)で撮影した吸収画像である。指向性の強い準単色X線を使うと、コントラストの良いICカード内部回路画像が

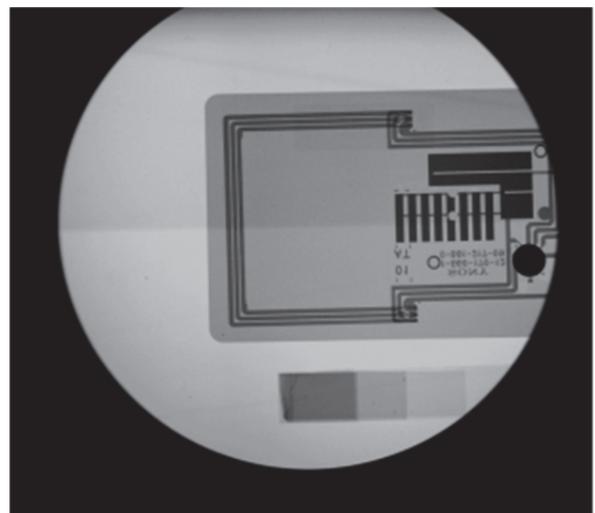


図11 13.5keVPXRで撮像したICカード

次に、IPを移動させて撮像する伝搬法の例を示すと、図12のような実験配置になる。

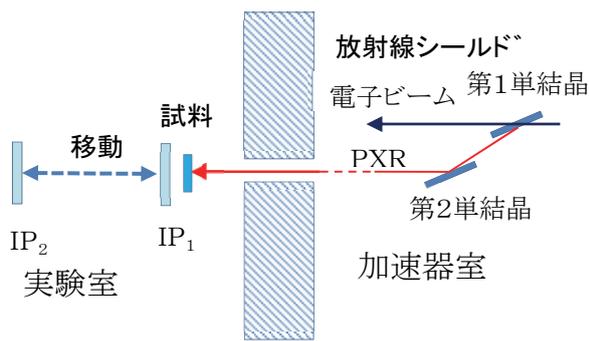


図12 伝搬法の実験システムの配置図

図13(a)は図12のIP₂、図13(b)は図12のIP₁の位置で、それぞれイメージングプレート(IP)を用いて撮像した蜘蛛のX線画像であり、撮像場所がIP₁からIP₂へ移動すると蜘蛛の軟組織構造のコントラスト像が明確に写し出された。

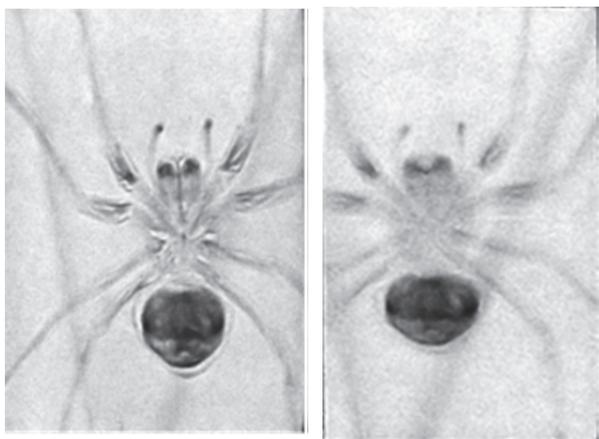


図13(a) IP₂の画像 図13(b) IP₁の画像

図14(a)、(b)、(c)には、試料(トカゲ)から2cm、40cm、220cm離れた距離にIPをそれぞれ、セットして撮像した画像を示す。特に、この画像はトカゲの骨と軟組織の屈折率の違いによるX線位相差が距離によって異なることを示している。これらの特異な現象は、蜘蛛の軟組織やトカゲの骨でX線が屈折されて出現した現象と考えられる。即ち、蜘蛛の筋肉とトカゲの骨の屈折率の差によって、X線が集束する距離が違うことを示唆している。また、この現象は、X線源の波束位相が揃っていることを示し、蜘蛛の軟組織によってX線が屈折されてフォーカスレコントラストが強調されたことを意味する歴史的な画像である。

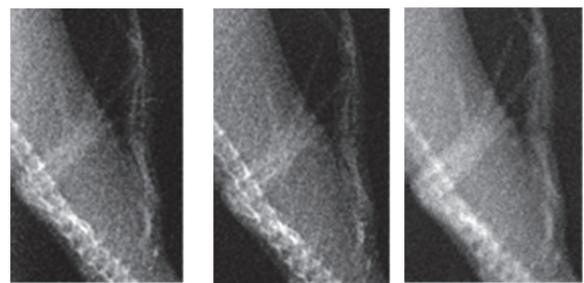


図14(a) 2cm (b) 40cm (c) 220cm

5. X線の位相差強調計測法について

ブラッグ条件を満たす方向に放射されるX線波束は可干渉性に富むX線(位相の揃ったX線)であることを想定し、動植物のイメージング映像^[1, 2]から突き止めることができた。更に、位相の揃ったX線の特性を活用すると、可視光領域の位相差顕微鏡とは異なる撮像物内の断層画像が得られる。図14に示す計測システムは、単結晶にX線を照射すると、単結晶のブラッグ条件を満たす方向にX線が反射され、単結晶の格子定数と反射角度からX線の波長が測定できる。また、Si単結晶を僅かに回転すると検出器のX線強度が a、b、c、d、e の曲線のように変化する。この強度分布(ロッキング曲線)から単結晶のブラッグ方位角、或いは、単結晶の構造が明らかかな場合はX線エネルギーを測定できる。この計測システムを使って、PXRの位相に関する基礎的実験が継続され、CCDカメラやイメージングプレート(IP)を使って、色々な試料の位相コントラスト画像や屈折コントラスト画像を撮像し、これらの画像を分析し、PXRが可干渉性X線源であることを実証^[3]した。

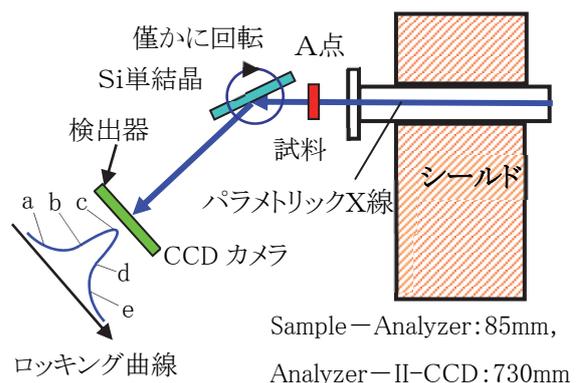


図14 DEI法によるX線撮像の配置図

X線の位相が揃っている場合は、計測システムのA点に試料を置いて撮像すると試料の構造がより強調された屈折コントラスト像として撮像できる。この測定法を回折現象が強調されるイメージング撮像法(Diffraction Enhance Imaging, DEI)と称している。

図15a)～(e)には、DEI計測法を用いてCCDカメラで撮像したトカゲ頭部の屈折コントラスト像を示す。また、図15f)にはトカゲの全体像を示す。図23(a)に記述した+20Pは、図14に示したDEI法でアナライザーとして用いられるSi単結晶をゴニオメーター上で回転させる方向とパルスモーターに送るパルス数を意味し、単結晶の回転角は10パルス=1/1000度である。また、2分×20は、2分間照射の撮像を20回分重ねた画像を意味する。

図15(a)はトカゲ頭部半面の表皮コントラスト像、図15(c)はトカゲの頭部中央断面までの硬組織と軟組織の複合構造を透過コントラスト像、図15(e)はトカゲ頭部の反対面までの硬組織と軟組織の複合構造を透過コントラスト像、並びに反対面の表皮コントラスト像を、それぞれ示しているように見える。

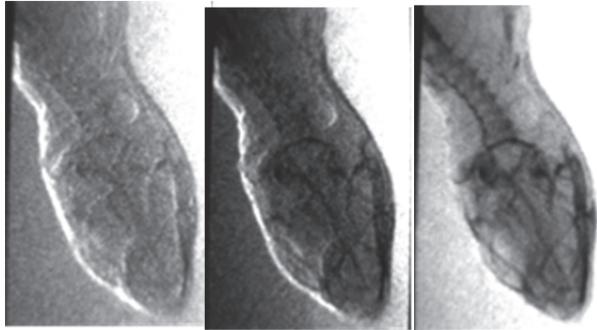


図15(a) -10P 2分×20 (b) -5P 1分×10 (c) 0P 1分×20

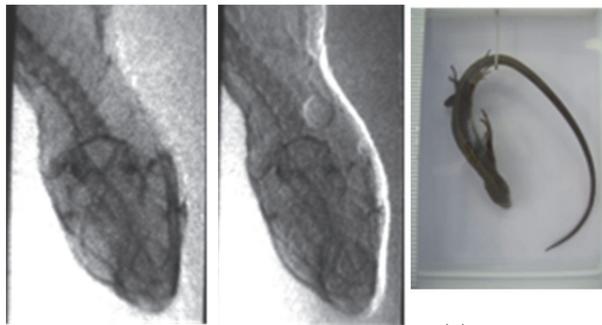


図15(d) +5P 1分×10 (e) +10P 2分×20 (f) トカゲの写真

ロッキング曲線の点から離れた状態で撮像した画像ほど位相によるコントラスト(位相差像)が顕著になる。即ち、単結晶の格子結晶面に平行な軸を中心に回転させると、恰も被写体の表面から深部までの各層の断面構造を映し出した映像の如くに見える。

このように、X線撮像はX線源の位相が揃っている

か否かによって、そのコントラスト像が大きく変わる。

図16には、プラスチックなどの軽元素から成る平板材と凸凹した板材に非干渉X線と干渉性X線を照射すると、吸収コントラスト画像と位相コントラスト画像が形成される相違を示す。軽元素を被写体とするX線画像では、X線の吸収率が低いために画像に吸収コントラストが出ない。これが白色X線では筋肉組織などのコン

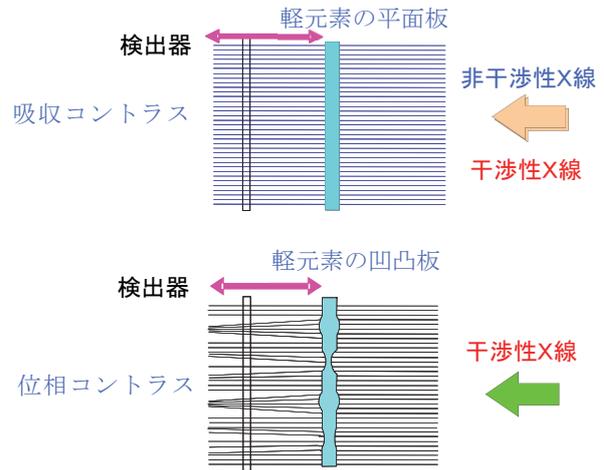


図16 吸収コントラストと位相コントラストの相違

トラスト画像が得られない理由である。

図17には、単色X線エネルギーと物質電荷(原子番号)に対する位相シフトコントラストと吸収コントラスト

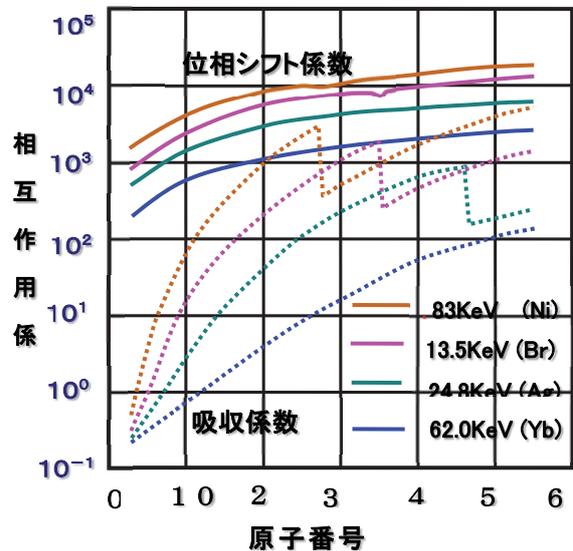


図17 X線と物質の相互作用に於けるX線エネルギーと物質による位相シフトと吸収の相関

の相関を示す。

Reference

[1] Y. Hayakawa, et al., Nucl. Instr. and Meth. B227

(2005) 32.

[2] T. Kuwada, et al., "Phase Contrast Imaging of Biological Materials Using LEBRA-PXR", SRI2006 The Ninth Inter. Conf. on Synchrotron Radiation, May 28-June, 2006 Daegu, Korea..

[3] Y. Takahashi, et al, "Phase-contrast imaging with a novel X-ray source", AIP Conference Proceedings, 1221, 119-123, (2010).

6. 可干渉性単色X線を活用した画像診断

通常X線源(白色X線)では、軽い元素で形成される生体の軟組織はX線吸収係数が小さいために、生体軟組織構造の吸収コントラスト像を得ることは困難である。吸収コントラスト画像と位相コントラスト画像の相違を比較するために、図18(a)には、ネズミの心臓(カラー写真を、図18(b)、(c)には、歯科診断用X線源(制動輻射X線:白色X線)と一般用X線源でネズミの心臓をイメージングプレート(IP)で撮像した2枚の画像(松戸歯学部の寒河江グループ提供)を、また、同じネズミの心臓をDEI法でCCDカメラとIPを用いて撮像した位相コントラスト画像を、それぞれ図19(a)、(b)に示す。

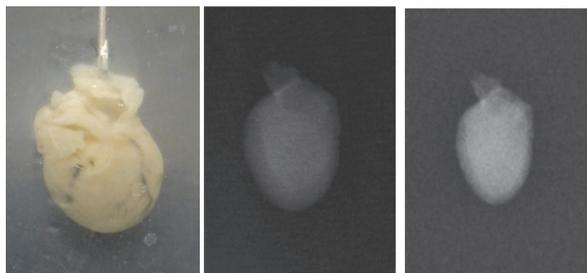


図18(a) (b) 60kV, (c) 40kV,
ネズミの心臓 6mA, 125mA
のカラー写真 50ms 10ms

図20には、17.5keV PXRによるネズミの腎臓側面をIPで撮像した吸収像、DEI法を用いて撮像した位相像、並に屈折像を示す。吸収像はネズミの腎臓にIPを密着して撮像し、屈折像は、画像処理により位相像から吸収像を差し引いた画像である。吸収像は干渉性単色X線で撮像したものであり、普通の白色X線で撮像した画像よりコントラストが強調されている。

図20、21の屈折画像には腎臓の空洞表面の凹凸が描かれている。表面に異常があれば観測可能であることを示唆している。撮像時間は、何れも30分であるが、積算照射時間は18msであり、PXRが高輝度であることを示唆している。

X線源が単色で波束位相が揃っているならば、図12に示した伝搬法や図14に示したDEI法で撮像した内蔵軟組織などの被写体を、一定の間隔で撮像し、そ

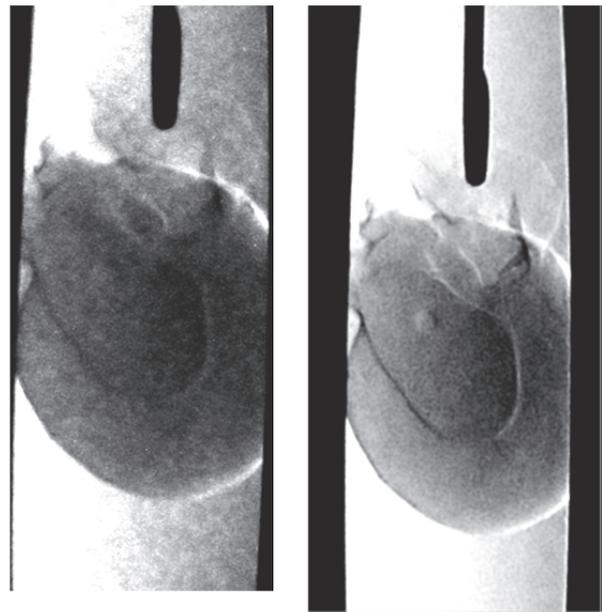


図19(a) CCDカメラ 17.5keV, 300s,
積算照射時間=60 μ s
図19(b) IP 17.5keV, 1800s,
積算照射時間=360 μ s

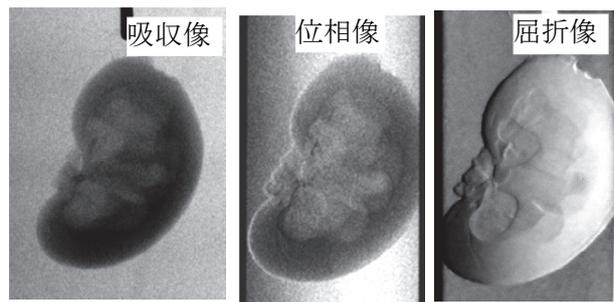


図20 17.4keV PXRで撮像したマウス腎臓側面

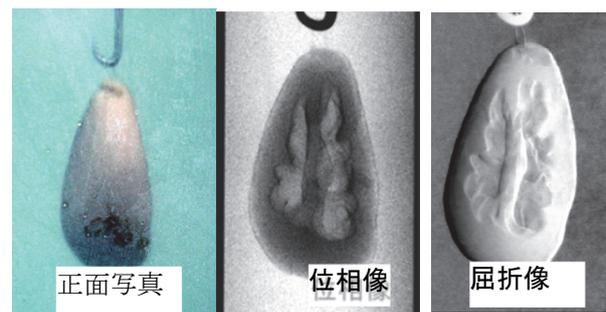


図21 マウスの正面写真と17.5keV PXRで撮像した位相コントラスト画像と屈折コントラスト画像
2009/07

これらの屈折コントラスト画像をコンピューターで画像処理を行い立体画像に合成すれば、被写体の内部構造像の3次的表示も可能であり、この方法が構築されれば、X線CTやMRIに匹敵する医療診断となる可能性が高い。

また、これらの画像の比較から明らかなように、干渉性単色X線による画像診断では、少ないX線量でコントラストの良い画像が得られている。従って、干渉性単色X線を用いた画像診断では、少ない被爆量で多くの情報が得られる利点がある。

研究施設では、PXRの第1単結晶をSi(111)からSi(220)に交換し、PXRの高エネルギー化を試みた。その結果、PXRは、4keV～35keVの可変波長単色X線の発生が可能になった。

図22には、単結晶のSi(111)をSi(220)に交換し、高エネルギーPXRで撮像した蛍光電球の吸収像を示す。このエネルギー領域では、造影剤であるヨウ素の吸収端(33.2keV)を活用できる。

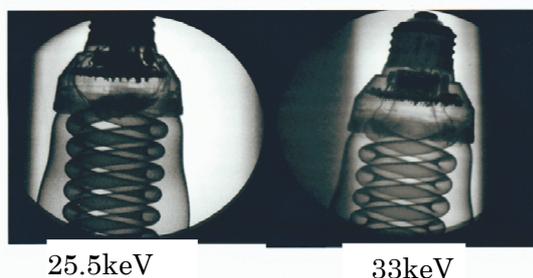


図22 Si(220)のPXRで撮像した蛍光電球 2009/3

PXRはイメージング画像を撮像するX線照射の実時間から高輝度X線源であることを裏付けた。以上のPXRの基礎実験から、PXRが可干渉性準単色X線(コヒーレントX線)であることが明らかになり、周囲の青壮年の方々が、不幸にもがんで死去されたことが動機になり、コヒーレントの特長であるX線集束性と波長可変な単色X線の特性を最大限に活用し、ガンなどの腫瘍の放射線治療と診断が出来ないかの検討を開始した。

7. PXR強度の評価

日大電子線利用研究施設に設置されている電子リニアックによるパラメトリックX線放射(PXR)は、表1に示すような加速器パラメーターで運転されている。

一方、図13、図14、図19(a)、図19(b)に示すような屈折コントラスト画像は15～30分の照射時間を要するが、X線の実照射時間は60～360 μ sであり、非常に短い。

これはパラメトリックX放射が非常に高い輝度を有していることを意味する。また、X線の立体角は、PXRの発生源である第1単結晶から約8m離れた地点で100

mm ϕ である。100mm ϕ の断面積に約 2×10^{10} 個のX線束数が照射されると、イメージングプレートやX線CCDカメラの感度に依存するが、現在は位相コントラスト画像1枚が撮像できている。

これは、第1単結晶で 10^7 個/秒の空間干渉X線が発生すると、位相コントラスト画像1枚の撮像に30分を必要とすることを意味する。

一方、電子ビームのマクロパルス幅が広いと、電子ビームパルスの後方ではX線強度が低減する現象が観測されている。最近では、電子ビームのマクロパルス幅を1～5 μ sに狭めてPXRの基礎実験を行っている。

これは、Si単結晶のデバイ温度(640K)が低いため、電子ビームのマクロパルス幅が広くなると、電子ビームがSi単結晶を通過中に発生する電離損失熱で、Si単結晶の温度が上昇し、デバイ温度に近づき、結晶構造が崩れてブラック条件がずれることが原因と考えている。

従って、単結晶の厚さの最適化によって、X線の発生強度は大きく変わる可能性があり、これは今後の重要な研究課題である。

最近の基礎実験では、0.2mm厚さの板状をカミソリの刃のように削いだ形状のSi(111)単結晶に、5Hzの繰り返し数、4 μ sのマクロパルス幅、135mAのビーム電流の電子ビームを照射すると、実験室で17.5keV単色X線の 1×10^8 個/秒の線束強度が得られている。

これは、電子数が 1.2×10^{14} 個で17.5keV単色X線が 1×10^8 個発生したことを意味する。即ち、 10^6 個の電子で約1個の17.5keV単色X線を発生させたことになる。この場合、平均ビーム電流が10分の1に軽減される可能性がある。

これらの情報やデーターを基礎に、X線影像が毎秒1枚撮像できるX線源の概念設計を試み、更にコヒーレント単色X線によるガン治療と診断ができないかの検討をはじめた。

表1 PXR運転パラメーター

電子ビームエネルギー	100 MeV
マクロパルスビーム電流	100 mA
マクロビームパルス幅	4～10 μ s
マクロパルス繰り返し数	2～5pps
平均ビーム電流	0.8～5 μ A
電子ビームマイクロパルス幅	3.5ps
加速周波数	2856MHz
マイクロパルス間隔	350ps
X線エネルギー	5～35keV
単色X線強度	$10^7 \sim 10^8$ 個/秒
屈折イメージング撮像時間	10～30分
積算電子ビーム照射時間	60～360 μ s

屈折コントラスト像が毎秒1枚撮像するには、表1の平均ビーム電流($2\mu\text{A}$)の約2000倍、即ち、平均4mAの電子リニアックが必要となる。この場合、電子リニアックの電子ビーム電力は400KW($100\text{MeV}\times 4\text{mA}$)となる。これはパルス運転している通常の常伝導電子リニアックの性能仕様限界を遙かに超えている。更に、このビーム電力エネルギーを高エネルギーの状態でダンプ(鉛などの物質に吸収させる)と γ 線や中性子などの2次放射線が大量に発生し、膨大な放射線シールドが必要となる。また、収納建屋も大きくなる。

一方、PXR発生に用いられる単結晶の厚さは、0.2mmであるが、7.5度の斜入射では、実効的な厚さは1.5mmとなる。この場合、単結晶で100MeV電子ビームが失う制動放射エネルギーは、約1.5MeVとなる。

通常電子リニアックでは、加速管の高周波損失が大きいため電子ビームからエネルギー回収ができない。従って、残りの約98.5%の電子ビームエネルギーをビームダンプに捨てられている。このような状況を避けるために、高エネルギー電子ビームの電力を高周波電力として回収し、加速に再利用するエネルギー回収型電子リニアックの開発を進めた。

8. 可干渉性単色X線によるがん治療の検討

レントゲンがX線を発見して以来、一世紀を経過したが、可干渉性X線源の開発は、最近である。

PXRの干渉性の特徴を活用して、フレネルレンズなどを使って図23に示すように、X線をピンポイントに集束し、がん腫瘍を照射すると、どうなるかを検討した。

これは放射線治療における理想的な定位照射に相当する。即ち、単色X線を1個放射できるX線源を無数に並べて 4π 方向から3次的に照射する、 γ ナイフに相当する。一方、可干渉性単色X線を3次的に集束して、生体組織の深部にあるがん腫瘍を治療するには、高エネルギーのX線が必要となる。治療の対象を人間に限定すると、人体表面から10cmの深部にあるがん腫瘍を目標すると、治療目的はほぼ達成できる。

また、生体軟組織の比重が水の比重がとほぼ等価であることを考慮すると、10cmの深部にあるがん組

織を照射して治療効果を上げられる適正なX線のエネルギーは、図24を参照すると、40keV程度のX線エネルギーである。

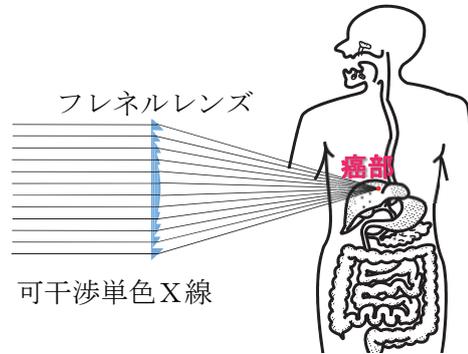


図23 X線集束照射によるがん治療の概念図

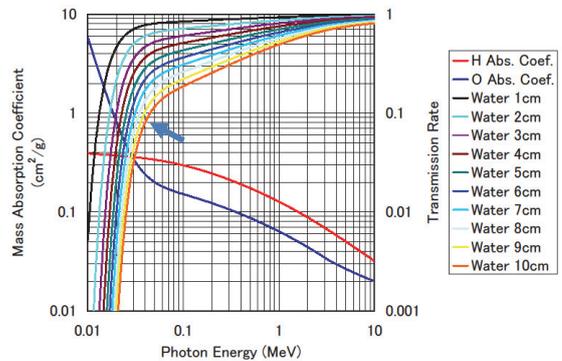


図24 X線エネルギーに対する水の吸収線量

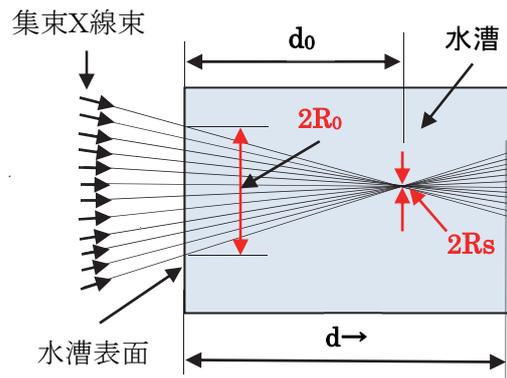


図25 水槽中のX線束の集束

一方、可干渉性単色X線束を3次的に集束すると、線束の線量分布が単位面積当たりのX線束数に比例することから、集束X線の水中に於ける単位面積当たりの線量を計算し、生体軟組織の線量分布を推定した。

例えば、可干渉性単色X線の線束が円形に一樣分

布すると仮定し、図24に示すように、X線束を3次元的に1点に集束させた状態で、水槽照射に於ける水中線量分布を計算する。ここで、X線エネルギーに対する水の吸収係数を μ 、比重を ρ とすると、質量減衰率 α は $\alpha = \mu / \rho$ で記述されるが、全X線束数 N_0 の減衰は、水槽表面からの距離 d に依存し、 d に於けるX線束数 $N(d)$ は、

$$N(d) = N_0 e^{-\alpha d} \quad (17)$$

で与えられる。また、 d に於ける単位体積当たりのX線の線量密度 $F(d)$ は、線束数 $N(d)$ を照射面積 $S(d)$ で割った商に比例し、

$$F(d) = N(d) / S(d) \quad (18)$$

と記述される。 $S(d)$ は、図25に示すように、X線集束が双曲線を基軸とする d の自乗の関数で記述すると、 d の増加と共に照射面積が減少し、集束点で最小値になり、集束点を通ると増大する。ここで、双曲線の漸近線は、レンズの明るさF値に等価と仮定し、水槽表面のX線束の半径を R_0 、水槽表面からの距離 d に於ける照射半径を R 、焦点までの距離を d_0 、焦点に於けるX線束の半径を R_s とすると、双曲線の基本式、 $R^2/R_s^2 - (d-d_0)^2/A^2 = 1$ 、並びに、 $d=0$ で $R=R_0$ の境界条件から A が求められ、最終的に $S(d)$ は

$$S(d) = \pi R_s^2 \{1 + (d-d_0)^2 (R_0^2 - R_s^2) / R_s^2 d_0^2\} \quad (19)$$

となる。

また、F値($d_0/2R_0$)をF5に相当するように、X線束の集束パラメーターを、 $d_0=100\text{mm}$ 、 $R_0=10\text{mm}$ 、 $R_s=0.5\text{mm}$ に設定して、(17)～(19)を使って水槽を通過する集束X線の単位体積当たりの線量損失を計算した。20～100keVのエネルギー領域の集束X線の規格化相対線量分布を図26に示す。同様に図27にはF5相当に集束した20keVX線束を、 $d_0=25\text{mm}$ 、 $R_s=0.5, 0.25, 0.1, 0.05\text{mm}$ のパラメーターに設定し、規格化した相対線量分布を示す。ここで、規格化相対線量とは、水槽表面の単位面積当たりの線量を1と規格化した相対線量を意味する。また、図26から明らかなように、30keV以下の集束X線は生体表面

から100mmの深さにある腫瘍には、正常組織との相対線量比が小さくなるので治療効果が期待できないが、しかし、25mm深さの腫瘍組織には、図27から明らかなように、F5相当に集束した20keVのX線照射でも、集束点の照射面積の直径が0.2mm ϕ 程度であれば、腫瘍組織と正常組織の相対線量比が大きいので、治療効果も期待できる。

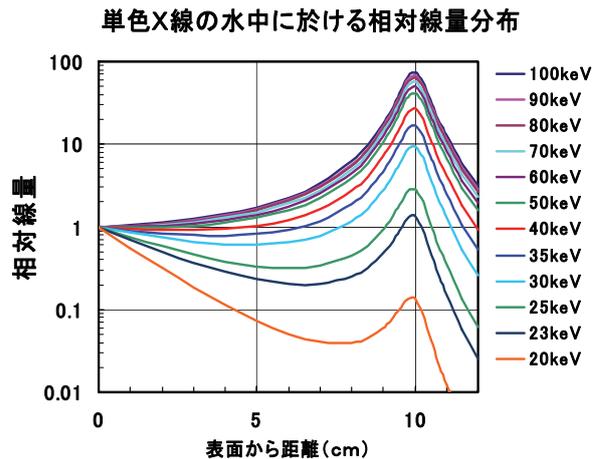


図26 20～100keVX線の水中に於ける規格化相対線量分布

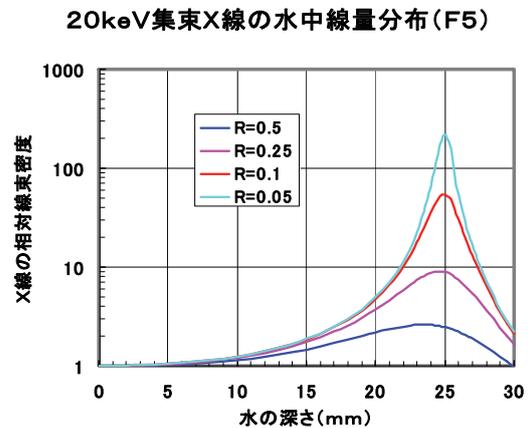


図27 20keVX線の焦点を水槽の深さ25mmに設定した規格化相対線量分布

図28には、水槽に、中性子線、 γ 線、白色X線、40keV単色X線を一次元的に照射した場合の規格化相対線量と重粒子ビームと陽子ビームが深さ100mmにブラッグ曲線のピークを創生するように入射エネル

ギーを調整した水中の規格化相対線量分布、並びに、40keV X線束をF5相当に3次元集束し深さ100mmの水中に2mm φの焦点を形成するように照射した場合の規格化相対線量分布を示す。

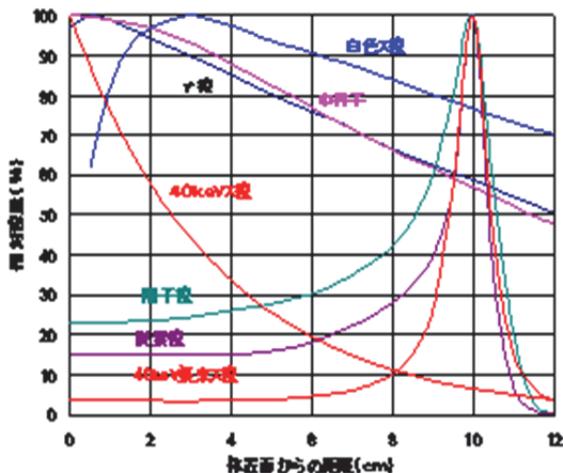


図28 水中の各種放射線の規格化相対線量

陽子線や炭素線などの荷電粒子照射では、図28に示すように、生体内のエネルギー損失が極大(ブラックピーク)になる特性がある。この特性を活用し、照射エネルギーを調整すると、線エネルギー付与(LET)が正常細胞の領域で低く、がん腫瘍の領域で高くなるように分布させることができる。従って、白色X線や中性子線より放射線治療効果が大きくなる。

この様に、がんに対する放射線治療の課題は、正常細胞とがん細胞の被曝線量の比を如何に大きくするかであり、特に、がん化した幹細胞には、この比が大きい程、効果的である。40keV集束X線は、図28に示すように、単位体積当たり吸収線量はハドロン粒子などの軌道電離損失であるブラックピーク特性と同様な分布を持つことを示唆している。一方、ガンなどの腫瘍に集合するX線共鳴吸収特性を有する物質を探索して単色X線による腫瘍などの軟組織のX線映像を立体画像の構築の可能性を探っている。

例えば、前述の40keV単色X線の3次元照射では、深さ100mmのX線強度は水槽表面強度の約30倍になるが、厚さ100mmの水中を通過中にX線は散乱や

吸収されて、線束数は92%が消失し、到達線束数は水槽表面の8%に低減する。40keV X線の3次元照射によるがん治療でも、がん組織に到達するまでに散乱吸収で消失する92%のX線が、正常細胞に悪さをするのではとの議論があり、途中の散乱吸収するX線について線量分布を徹底調査した。そこで、40keV単色X線の 10^5 を1束に水槽に照射し、水槽中に於けるX線の散乱吸収分布を、EGS5コードを用い、モンテカルロシミュレーション計算^[1]を行った。その計算結果を図29に示す。

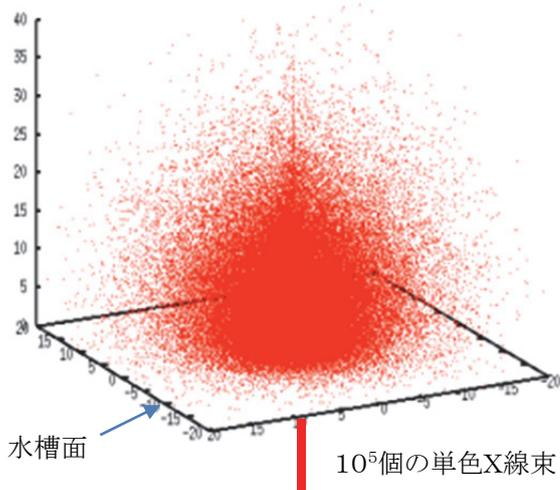


図29 1次元照射単色X線のモンテカルロシミュレーションによる40keV X線の水中散乱分布

水槽表面からの深さ方向を z として深さが $z = 0$ cm、 $z=5$ cm、 $z=10$ cmの於ける断面散乱分布を求めると、図30のような断面分布が得られた。

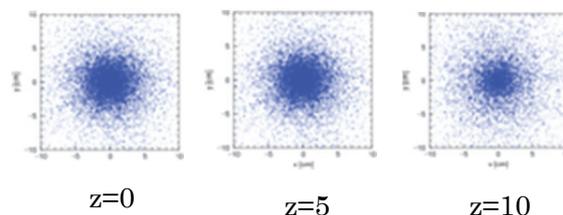


図30 単色X線1次元照射の断面における散乱分布

また、水槽表面($z=0$ cm)と深さ $z=10$ cmの断面における強度分布を指数関数で示すと図31の如くなった。

図29では、水槽の広い範囲に多数のX線散乱の痕跡が見られるが、しかし、モンテカルロシミュレーション計算結果は、図31に示すように、線束の中心軌跡から少し離れた場所のX線強度は急激に減少することが明らかである。この散乱は中心軸に対して希釈であることを意味するが、水槽の30cmの深さでも線束は維持していることが明らかである。

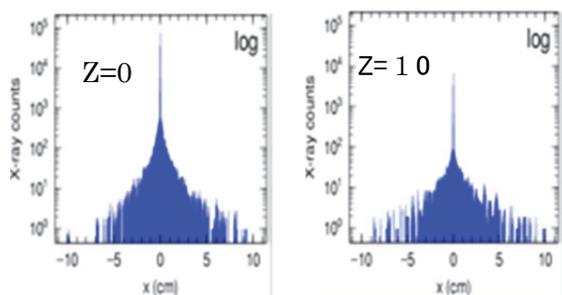


図31単色X線1次元照射の断面に於ける強度分布

次に、単色X線の1次元照射を図32に示すような3次元照射に変換し、水槽中の吸収線量がどのように変化するかを計算した。即ち、図29の1次元X線照射(串差し)に於ける40keV単色X線束(10^5 本)を、水槽表面で直径2cmの円内にX線束を均等に分散させ、水槽表面から深さ100mmで直径 $50\mu\text{m}$ の断面に集束させるシステムを仮定し、X線輸送途上の散乱分布と強度分布をEGS5の計算コードを用いてモンテカルロシミュレーションを行った。その計算結果を図32に示す。これは、前に記述した如く、生体の表面に相当する面に単色X線を1個放射できるX線源を 10^5 に並べて、X線源から同時にがん組織に向けて照射できる理想的なX線定位照射のモデル計算に相当する。

水中の40keV単色X線3次元照射における散乱分布と線量空間分布の計算結果を図33に示す。同様に水中に於ける40keV単色X線3次元照射の単位体積当たりのX線エネルギー損失量分布のモンテカルロシミュレーション計算結果を図34に示す。計算結果から明らかなように、水中における線量損失分布

は、集束点で極大値をもつ曲線を描いた。この曲線は陽子線や炭素線を生体組織に一次元照射したときのエネルギー損失分布特性(ブラックピーク)に類似している。

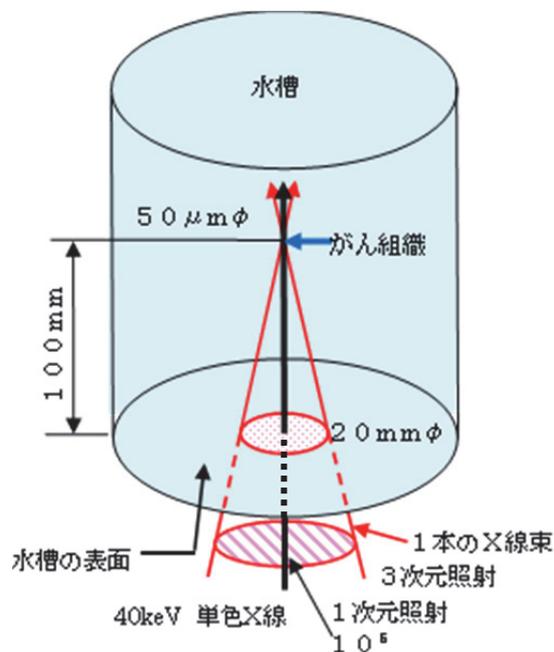


図32 1次元照射を3次元照射に変換

水槽表面から集束点まで単位体積当たりのエネルギー損失分布は、図26に示した計算結果とほぼ等しく、水槽表面から集束点近傍までと集束点に於ける単位体積当たりエネルギー損失比は非常に大きい。

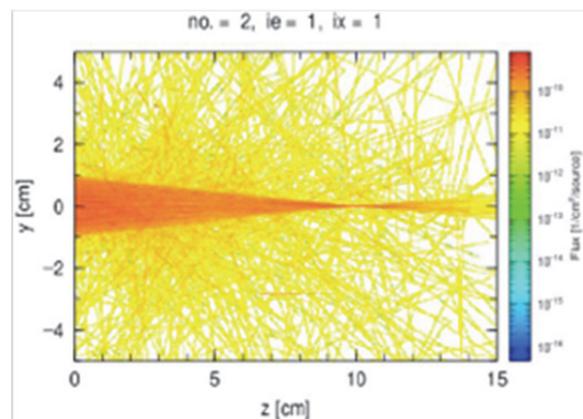


図33 水中における3次元照射(40keV単色X線)のX線強度と散乱分布

この計算結果は、40keVの単色X線の3次元照射

による放射線治療が、陽子線や炭素線を用いた放射線治療で治療効果を高める特性のブラックピークに遜色ないことを示唆していた。

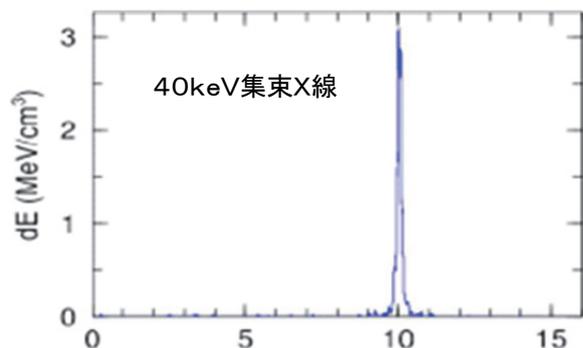


図34 水中における40keV単色X線3次元照射の単位体積当たりのエネルギー損失分布

している。このことから、40keV単色X線の3次元照射は、生体表面から患部近くまで正常細胞に与える放射線損失が非常に少ないことがわかる。

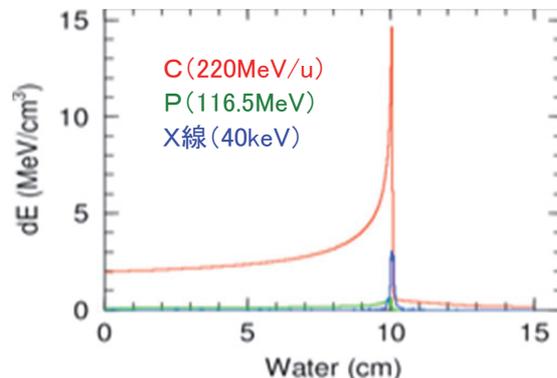


図35 水中における炭素線、陽子線の1次元照射と40keV単色X線3次元照射の単位体積当たりの線量損失分布

Reference

[1] K E Kの波戸、岩瀬の両氏と情報交換

9. 各種放射線の線量損失評価

運動エネルギーと質量の大きい荷電粒子は、水などの軽元素中を通過するとき、最初は運動エネルギーが大きいため、物質との相互作用の確率や散乱も小さく、また、物質との電離損失もほぼ一定である。しかし、通過距離が長くなると電離損失などで運動エネルギーを失い、粒子の速度が低減すると、物質との電離損失エネルギーが急激に増大する。これが、陽子線や炭素線に特徴的なブラックピークである。そこで、PHITSとEGS5の計算コードを使って、深さ100mmの水中でエネルギー損失が最大になるように炭素線と陽子線の入射エネルギーを調整したエネルギー損失分布と3次元照射40keV単色X線のエネルギー損失分布をモンテカルロシミュレーション計算の結果^[1]を図35に示す。

炭素線及び陽子線の一次元的照射と40keV単色X線3次元照射のエネルギー損失量を比較規格化した単位体積当たりのエネルギー損失分布の計算結果を図36に示す。単位体積当たりの規格化エネルギー損失は、220MeVの炭素粒子1個に対して、117MeVの陽子粒子は20個、40keV単色X線は5個に相当

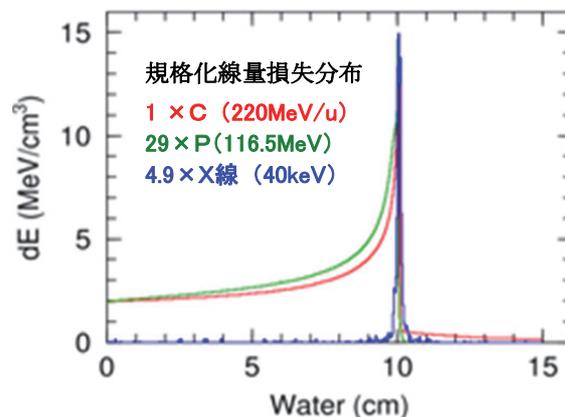


図36 水中における炭素線、陽子線の1次元照射と40keV単色X線3次元照射の単位体積当たりの規格化線量損失分布

Reference

[1] K E Kの波戸、岩瀬の両氏と情報交換

10. がんの放射線治療・診断には何が重要か？

生体組織は多数の細胞で構築され、これらの細胞は、軽元素である水素、炭素、窒素、酸素にリンや硫黄の元素が加わるアミノ酸を単位に有機物質が構成され、生活環境に適合する確保しながら自己や自然

淘汰を重ね、補完的な役割分担を身につけ、これらの進化の過程を記憶に留め、合理的な再生システムを構築することに依って獲得されたものであり、これらの機能再生のシステムは生体細胞内のDNAなどに蓄積されている。生命体では色々な機能を発揮し処理できる能力を持つ幹細胞を基軸に生命力を維持している。従って、がん化した幹細胞は、生命体の発生時期から歴史的に経験した色々な事象に対処する卓越した能力を持っている可能性が高い。がん化した幹細胞によって増殖したがん細胞より、放射線や抗ガン剤などに対する耐性が遙かに強い。これががん再発の一因を為すとも云われている。

また、生体に対する放射線の殺傷効果^[4]は、図29に示すように、放射線被曝線量が2倍になると、生体細胞の生存率は約2乗、被曝線量が3倍になると生存率は3乗に逆比例して減少する。我々の関心の1つは、単色X線照射の被曝線量の殺傷効果が、白色X線とどのような相違を示すかにある。

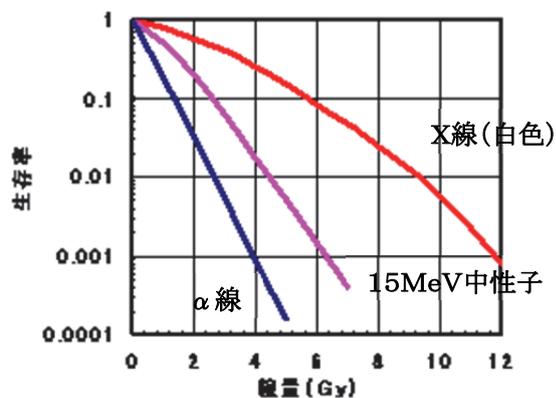


図29 各種放射線の生体に対する殺傷効果

がんに対する放射線治療の課題は、正常細胞とがん細胞の被曝線量の比を如何に大きくするかであり、特に、がん化した幹細胞には、この比が大きい程、効果的である。

一方、白色X線では、正常細胞が一次元的な串刺し特性による放射線損失弊害を避けるために、図30に示すように、がんなどの腫瘍を中心に小型の電子リニアックを回転させ、周囲からX線を2次元的に照射

する方法(X線定位照射)が開発され、これが究極の放射線治療方法として採用されるようになった。

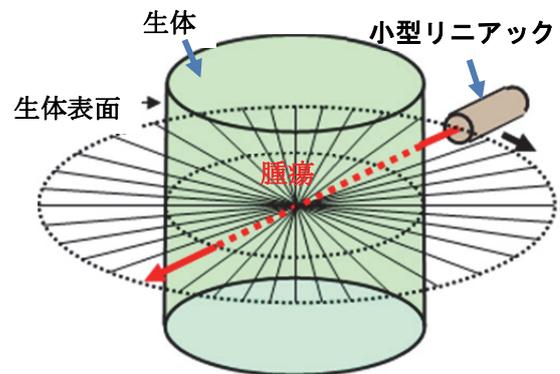


図30 白色X線の2次元定位照射

ここで、定位照射の方法では、どんな放射線照射が理想的であるかを考察する。既に述べたように、放射線治療では正常細胞とがん腫瘍の被曝線量の比を出来るだけ大きくすることが重要であり、被曝線量の比を最大にする方法は、図31に示すように、最適なエネルギーの放射線1個を球面のあらゆる場所から、同時に、がん腫瘍がある球の中心に向けて照射することである。これは、図32に示すγナイフや色々な方向からX線を照射できるサイバーナイフが、この照射方法に近い。

しかし、放射線エネルギーの選択、照射点の多さ、同時照射などに大きな違いがある。放射線のエネルギーは、球の物質による吸収係数(或いは反応断面積)と球の表面から球の中心までの距離に依存するので、正常細胞の被曝線量が最小(低LET)になるように放射線エネルギーを選択することが重要となる。

しかしながら、現実的な放射線治療に於いて、図31の構図を実現することは、幾何学的に不可能である。そこで、理想的な放射線治療を部分的に実現できる具体案として、図23に示したように、可干渉性単色X線をフレネルレンズなどで集束し、がん組織を3次元的にピンポイントで放射線照射することを考えた。この方法は、時空間を合わせると4次元照射であり、がん組織と正常組織の被曝線量比を大きくす

る状態が実現できる。3次元単色X線治療の特徴は、分散した多数の単色X線を同時にがん腫瘍に集中して照射でき、且つ被曝線量が少ないことにある。

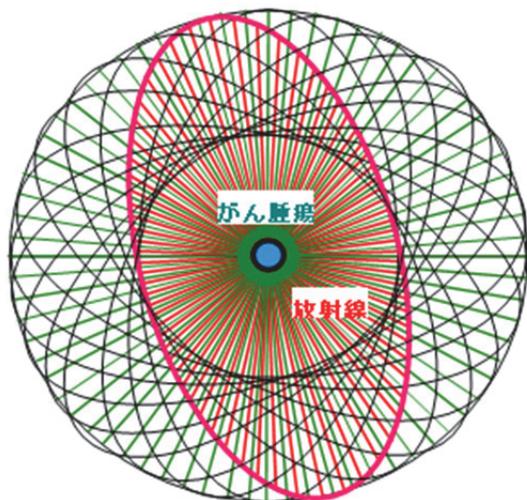


図31 がん治療の理想的な放射線定位照射の概念図



図32 γ ナイフ、ソース： ^{60}Co 、半減期：5.3年、 β^- ：2.8MeV、スリット数：200～2000

これが実現可能なのは、可干渉性X線源が、準単色で位相が揃った優れた特性を持つX線であることに因る。この特性を活かして、X線を集束しピンポイントでがん組織を照射すると、がん患部は大きな放射線損傷を受け、強力な抵抗力を備えたがん化した幹細胞の殺傷も可能となり、がんの再発も抑制できる。

一方、単色硬X線の集束は、ドイツのカールスルエ大学のM.Simonらがポリイミドフィルムのロールを

用いた大口徑X線レンズ^[5]の集束に成功している。これらのがん治療装置は小型で建設費も安価であり、ランニングコストを小さいので、多くのがん患者を救うことができる。

例えば、生体表面から約100mmの深さにがん腫瘍があり、がん腫瘍に40keVの単色X線束(2×10^9 個/ mm^3 :2Gy)を定位照射には、がん細胞に到達するまでに約92%のX線が途中で吸収される。従って、約 2×10^{10} 個の単色X線を発生するX線源が必要となる。2次元定位照射のように1台のX線源で場所と方向を変えて照射するには、 2×10^{10} 回繰り返すことになる。照射場所と方向の設定に1秒の時間が必要とすると、照射が終了まで、634年の歳月を必要することになり、この方法は意味を成さない。しかし、図23に示すような3次元放射線照射では、照射作業が約1秒間で終了する。例えば、位相の揃った単色X線で生体軟組織を照射し、図12や図14に示したように、X線カメラなどのX線計測器を被写体から移動させて撮像(伝搬法)するか或いは被写体の後方に設置された単結晶を回転し位相差を強調した画像を撮像するならば、軟組織構造のイメージをX線強度の濃淡として撮像できる。即ち、生体軟組織などの内部構造は被写体の距離の関数や単結晶の回転角度関数として撮像できる。これらの位相コントラスト映像はデータ処理によって立体構造に構築することが可能である。

一方、軟組織における位相コントラストは、吸収コントラストより感度が約1000倍高い。位相の揃った単色X線を生体の軟組織に照射すると、X線は軟組織構造によって屈折し、被写体からの距離に依存してX線密度が変わる。(このメカニズムの詳細は図26、図27を参照のこと)。この特性を活用すると、少ない被曝線量でX線CTに相当する医療診断が可能になる。準単色で位相が揃った可干渉性X線は、更に用途が広がる。例えば、X線集束によるがん組織の3次元照射、或いは、生体軟組織の構造画像の位相コントラスト撮像など、全く新しいがん治療・診断を創生するものである。

これら特性を活用すると、陽子線や炭素線のブラックピーク特性による放射線治療、或いは、造影剤負荷のX線CT診断を凌駕する可能性がある。

しかし、可干渉性単色X線源によるがん治療・診断装置を普及させるには、装置自体が小型で且つ建設費と治療費が安価であることが必須の条件である。

特に、X線発生装置の小型化には、コンパクト加速器の開発が必須の条件であり、特に電子リニアックで

は大きな加速電界強度を得ることが重要となる。

その目的達成のため、高純度銅を極低温に冷却すると電気抵抗が小さくなる特性を活用し、且つ異常表皮効果を考慮した高周波損失の少ないクライオ電子リニアックを基軸に調査研究を進めた。その結果、50 MeV/mの高電界加速と加速電子ビームから高周波電力としてエネルギーを回収できる可能性があることが分った。

11.コンパクト可干渉性単色X線源の開発

大多数の病院では小型電子リニアックを基軸とする放射線治療を実施しているが、これらの装置と同様に医療現場に普及するには、可干渉性単色X線源が小型であり、限られた面積や空間に設置できることが必須の条件である。一方、可干渉性単色X線を発生させるには、高品質で大強度の100MeV級電子ビームが必要条件であるが、しかし、薄い単結晶に電子ビームを照射して、電子ビームの僅かなエネルギーがX線に変換されるだけである。従って、照射後に電子ビームをタンパーに棄てて大量の γ 線や中性子線などの発生ことを防ぐには、残留エネルギーを高周波電力として回収して、2次的な放射線の発生を軽減すると共に、回収した高周波電力を再び加速エネルギーとして利用する図33に示すようなエネルギー回収システムが不可欠となる。

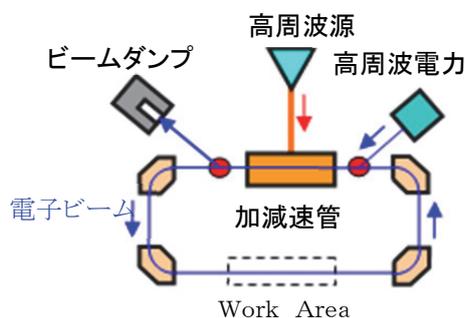


図33 エネルギー回収型電子線形加速器の概念図

当初は、エネルギー回収システムに超伝導電子リニアックを予定していた。しかし、超伝導加速空洞は高電界にすると電界放出電子が大量に発生し、超伝導

状態が壊れることが予測され、25MeV/mが実用的な限界であり、100MeV級の加速システムの長さは5mを超える。これは加速装置のコンパクト化を制約する。

そこで、超伝導電子リニアックと同等にエネルギーが回復するコンパクト加速システムを探究するため、「大強度コンパクト空間干渉X線源の開発を目標に新たな検討」を開始した。最初は、電子銃とバンチャーからなる入射部で数MeVに加速した電子ビームを定在波型加速管で数十MeVに加速して、この電子ビームを180度偏向しWork Areaで薄い単結晶を照射後、更に180度偏向し、再び加速管の減速位相に入射して、電子ビームからエネルギーを高周波電力として回収するシステムを想定し、実用的なエネルギー回収システムが成り立つかどうかを検討した。

まず、加減速管にSバンドの常伝導の定在波型加速管を想定し、電子ビームを加速後に減速電子ビームから高周波電力を回収し加速高周波電力として再利用することを試みた。その計算結果では、電子ビームの加減速は達成されるが、加速管で消費される高周波電力が大きいため、減速によって回収した高周波電力では、後続の電子ビーム加速に必要な高周波電力を賄えないために、高周波源から大電力を供給することになり、従って、ビーム負荷率も大きく制限される。また、この方法の最大の問題点は、単結晶を照射した際に受ける加速ビームのエミッタンス増大が、減速ビームからそのまま加速管に持ち込まれるために、加速ビームのエミッタンスも悪化することにある。そこで、こ

の弊害を避けるために、単結晶の照射によって悪化する電子ビームのエミッタンスのブローアップ成分を加速システムに持ち込まないようにするために、図34に示すように、加速管と減速管を直列に並べて、それぞれ加減速管の入出力空洞を導波管で接続し、加速管と減速管を分離して高周波の閉回路を形成する。

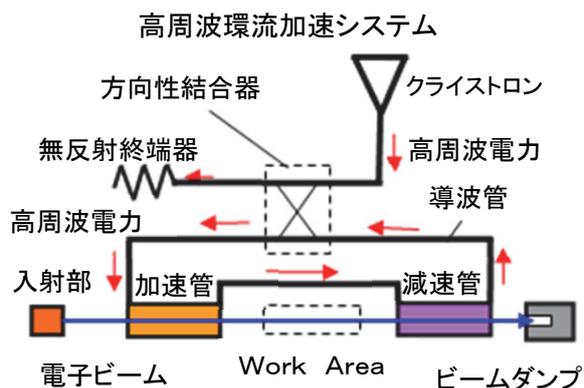


図34 エネルギー回収型の高周波環流加速システムのご概念図

この閉回路では、ビームのブローアップ成分は減速管で放射され蓄積・減衰し、加速管には移動しないように処置することができる。この閉回路では、高周波電力が加速管と減速管を進行波として通過し還流する。

従って、高周波電力損失は、加減速管の長さが同じであるならば、定在波加速管1本に等しい。また、加速管と減速管で閉回路を形成する還流型加減速システムでは、加速と減速の2つの機能を完全に分離できるので、電子ビームの加減速特性と加源速管の高周波電力損失を明白にできるのが特長である。

このモデルを使って、加速管の高周波電力損失がどの程度であれば、電子リニアックのエネルギー回収システムが成り立つかを調査した。

12. エネルギー回収型クライオ電子リニアックの構想

最初に、通常の銅材で製作されたSバンド(2856MHz)の加速管の加減速特性を、図34に示すようなモデルを使って検討した。即ち、閉回路に高周波電力を

供給し定常状態になった時点で入射部から電子ビームを入射し、加速システムの加減速特性と高周波電力損失を計算した。

その結果、常温では、加速特性は適合するが、予想通りに加減速管を還流する高周波電力損失が大きいため、減速管から満足する高周波電力量が得られず、エネルギー回収システムは機能しなかった。エネルギー回収は超伝導空洞以外に方法はないのかを改めて調査した。

最近、超伝導材の補材として開発された高純度銅は、低温に冷却すると電気抵抗が残留抵抗まで低減する図35に示すような特性を持つことが分かった。

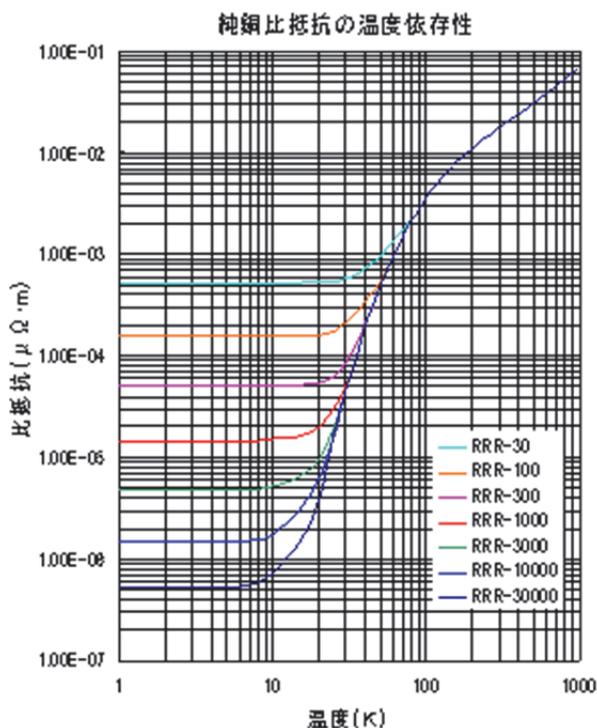


図35 純銅比抵抗の温度依存性^[1]

ここで、RRR-100は、銅を低温に冷却した時、残留抵抗が常温の比抵抗の1/100であることを意味する。そこで、高純度銅を低温にすると電気抵抗が低減する特性を活用すると、電子リニアックに於いてエネルギー回収が可能かどうかを検討した。無酸素銅(RRR-30相当)で製作した加速管を液体窒素温度まで冷却すると、モデル閉回路のエネルギー回収がどうなる

かを計算した。但し、加速管の高周波電力損失は高周波空洞の表面電気抵抗に依存し、表皮の深さの関数とした。即ち、表皮の深さ δ は比抵抗 ρ 、周波数 f 、透磁率 μ の関数($\delta = (2\rho/\omega\mu)$)に依存すると仮定した。計算結果は、常温の場合より、エネルギー回収特性は、或る程度改善されたが、実用化には不十分であった。

次に、RRR-1000、RRR-3000、RRR-6000などの色々な銅材の加速管で閉回路を構成し、液体水素温度に冷却した場合、閉回路の加減速特性がどのように変化するかを検討した。最終的には、加速管をRRR-6000で製作し、加速電界強度を高めるため、加速周波数をSバンド(2856MHz)からCバンド(5716MHz)に変え、加速空洞構造の最適化を選択し、20Kに冷却した場合の加速特性を求めた。計算結果では、エネルギー回収が可能で卓上型クライオ電子リニアックが実現可能であることを示唆した。しかし、マイクロ波領域では、異常表皮効果による加速性能低下が予測され、RRR-6000でテスト空洞を製作し、テスト空洞の高周波損失の温度依存性を測定することになった。

Reference

[1] 低温工学協会編、「超伝導・低温工学ハンドブック」、オーム社(1993年)

13. テスト空洞の低温特性

テスト空洞は、図36に示すように、Cバンド $2\pi/3$ モードの3空洞構造で設計され、RRR-6000相当の7N銅材を用い拡散接合法^[1]で作成された。

テスト空洞は拡散接合後、排気し大気漏れテストを実施したが、漏れは感知されなかった。また、テスト空洞には、図37に示すように入出力端子が取り付けられ、拡散接合の前後に常温、大気圧の環境で、高周波損失の測定が、ネットワークアナライザを用いて行った。測定結果は、拡散接合前のテスト空洞の共振周波数が、 $f=5.71810\text{GHz}$ 、テスト空洞の負荷利益係数が、 $Q_L=6148$ であった。

Cバンド $2\pi/3$ モードテスト円筒空洞

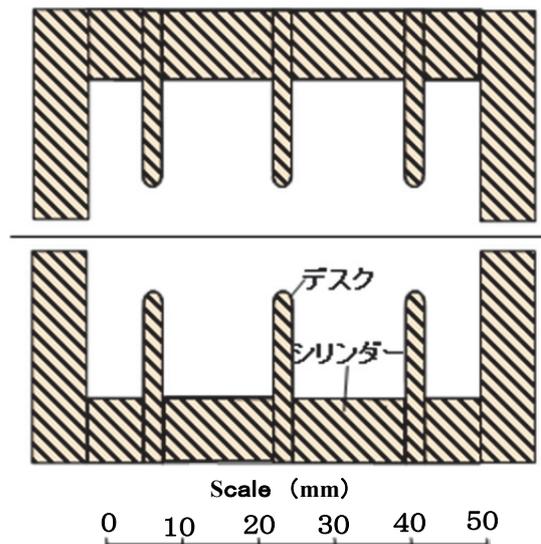


図36 Cバンド $2\pi/3$ モードテスト空洞の断面図

また、拡散接合後の共振周波数が、 $f=5.718189\text{GHz}$ 、 $Q_L=6913$ であった。

拡散接合前後で共振周波数の変化は89kHzと小さかったが、テスト空洞の Q_L 値は、拡散接合によって、約1

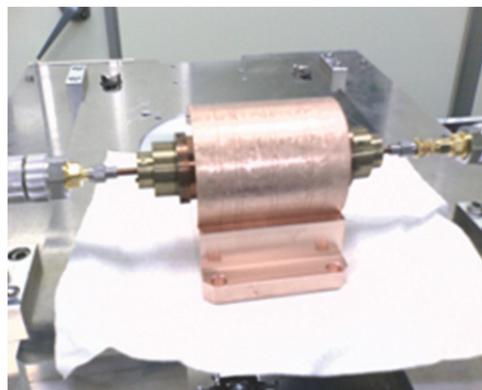


図37 拡散接合で製作したCバンド $2\pi/3$ モードテスト空洞

2%改善された。これは、高周波空洞を構成する部品の接触面が拡散接合により一体化し、接触抵抗が低減したためと考えられる。

高純度銅材の拡散接合は、高周波空洞の性能向上に有効であり、且つ真空容器として使用できることを

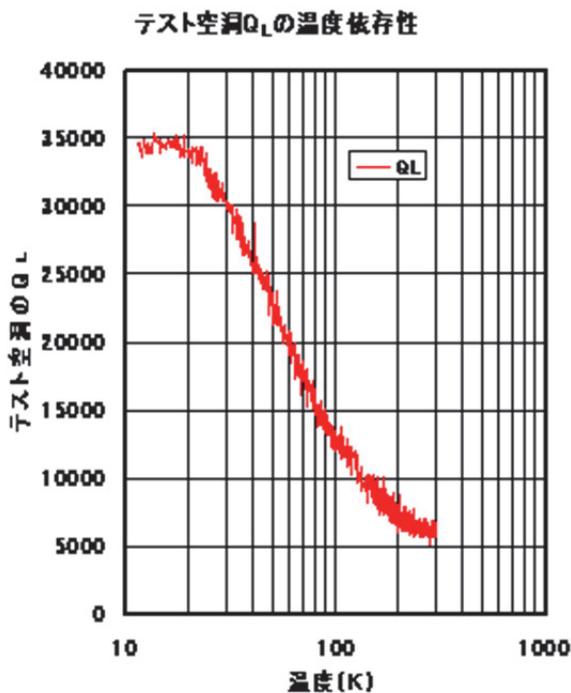


図38 テスト空洞の高周波損失係数 Q_L の温度依存性

確認した。

次にテスト空洞は、クライオスタットに収納し、入出力ケーブルの結合度を常温で計測した後、極低温:10Kに冷却した。テスト空洞の高周波損失係数: Q_L は、10Kに冷却した後に、10Kから300Kの温度領域でネットワークアナライザを用いて連続的に測定^[2]された。入出力端の結合度は、テスト空洞を10Kに冷却すると、常温の約3倍になったが、この変化でテスト空洞の無負荷利益係数 Q_0 値は、オーダーで変わることは予測されなかった。テスト空洞の Q_L の温度依存性は、図38に示すように、10~20Kの温度範囲では、ほぼ一定で、その平均は $Q_L=33618$ であった。また、20K~300Kの温度範囲では、 Q_L 値が大きく低減した。常温(300K)の平均 Q_L 値は、 $Q_L=6174$ であった。

参考のため、テスト空洞の共振周波数 f の温度依存性の測定結果を、図49に示す。10Kから40Kの低温領域では共振周波数の温度変化は小さいが、40Kより高温領域では、急激に増大する。この変化は、銅の線膨張の温度係数に相当している。

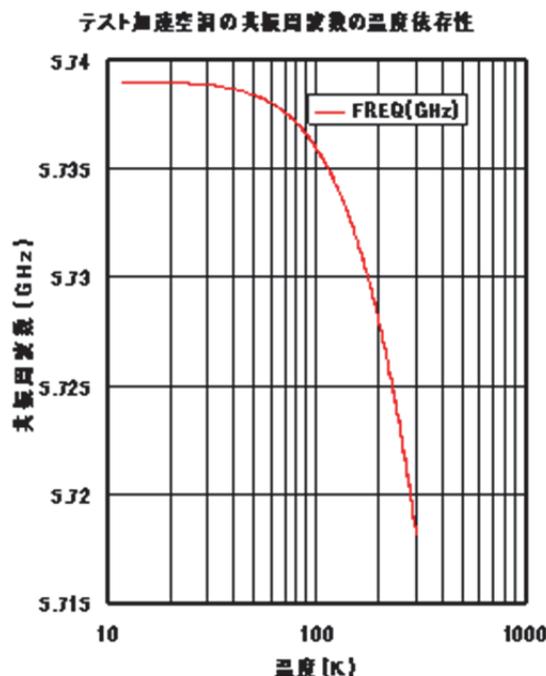


図39 テスト空洞共振周波数の温度依存性

一方、テスト空洞の Q_L の温度依存性は、表皮の深さ δ に基づく計算結果と異なる値を示した。

これは、明らかに異常表皮効果の影響による結果と考え、エネルギー回収型の高周波還流加速システムの高周波損失をテスト空洞の実測値を使って再計算することになった。

参考資料として、テスト空洞設計寸法を表2に、銅材の温度依存性と高周波特性に関する設計パラメータを表3、テスト空洞の拡散接合前後の高周波特性の変化、並びに温度依存性の測定結果を表4に示す。

表2 テスト空洞設計寸法

共振周波数	5712 MHz
デスク穴径(2a)	13.500 mm
デスク穴エッジの曲率半径(ρ)	1.298 mm
デスク板の厚さ(t)	2.500 mm
円筒空洞内直径(2b)	41.700 mm
円筒空洞長(D)	15.000 mm

表3 テスト空洞の高周波特性の設計パラメータ

温度 K°	比抵抗 Ω/m	表皮深さ δ 10 ⁻⁸ m	Q ₀ 値 10 ³	R ₀ MΩ/m	材料 RRR
300	1.72×10 ⁻⁸	87.4	8.6	93	30
20	2×10 ⁻¹¹	2.97	253	2757	1000
20	9.5×10 ⁻¹²	2.5	367	3982	6000

表4 テスト空洞の計測高周波特性

温度 K°	比抵抗 Ω/m	拡散接合	周波数 10 ⁹ Hz	Q _L 値 10 ³	材料 RRR
300	1.72×10 ⁻⁸	前	5.7181	6.148	6000
300	1.72×10 ⁻⁸	後	5.7182	6.913	6000
20	9.5×10 ⁻¹²	後	5.7389	33.858	6000
300	9.5×10 ⁻¹²	後	5.7181	5.977	6000

高純度銅材(7N:RRR-6000)の直流抵抗を基準とする比抵抗 ρ は、表3に示すように、常温で ρ = 1.72 × 10⁻⁸ Ω/m、20Kで ρ = 9.5 × 10⁻¹² Ω/mである。

もし、異常表皮効果がないと仮定し、20Kに冷却したテスト空洞の無負荷利益係数:Q₀は、表皮の深さ δ で計算すると、Q₀=367000となる。しかし、テスト空洞の負荷利益係数Q_Lの実測値は、表4に示すように、Q_L=33858であった。計算値のQ₀と実測値のQ_Lの大きな差は、異常表皮効果によるものと推定される。ネットワークアナライザを用いて、テスト空洞のQ₀の温度依存性を相対的に計測することは容易であるが、Q₀の絶対値の測定には、不確定要素が加わり容易ではない。20Kと常温で計測されたテスト空洞のQ_Lは、同じ測定器で計測した値であり、その比には不確定要素が小さいので、Q_Lを基準に表皮効果の評価を行うことにした。

Reference

- [1] K E Kの高畠氏との情報交換
- [2] K E Kの吉田氏との情報交換.

14. 異常表皮効果の評価

一般論として、テスト空洞の利益係数Qは、その高

周波損失と密接に関連し、テスト空洞に蓄えられる電磁エネルギーUとテスト空洞で1サイクルの間で消費される平均電力損失(P/ω)の比で定義され、

$$Q = U / (P / \omega) \quad (20)$$

で記述される。

空洞に蓄えられる電磁エネルギーUは、空洞内に励起される磁界Hの2乗の体積積分で表され、

$$U = \int_V H_V^2 dv \quad (21)$$

で与えられる。また、空洞の電力損失Pは、空洞壁の電気抵抗をRSとすると、

$$P = R_S / 2 \int_S H_S^2 ds \quad (23)$$

で記述され、また、空洞の表皮の深さを δ とすると、

$$P = (\delta / 2) \{ \int_S H_a^2 da \}$$

従って、

$$\begin{aligned} Q &= (2 / \delta) \{ \int_V H_V^2 dv \} / \{ \int_S H_a^2 da \} \\ &= (2 / \delta) K \\ &= (2 / R_S) \{ \int_V H_V^2 dv \} / \{ \int_S H_a^2 da \} \\ &= (2 / R_S) K \end{aligned} \quad (24)$$

で表される。ここで、K = { ∫_V H_V² dv } / { ∫_S H_S² da } で、Kはテスト空洞の構造のみ依存する関数で定数である。Kの値は、デスク負荷構造加速管の計算式^[16]から得られ、テスト空洞のKの計算値は、K=3.782(Ωmm)であった。

異常表皮効果が予想される20Kの低温では、電子リニアックの設計に、RRRで表示した比抵抗値をそのまま加速管の設計には使えない。

そこで、(24)のR_S=K/Q₀から高周波抵抗R_Sを計算し、それと対価の比抵抗を求めた。

異常表皮効果を考慮した比抵抗を ρ * で記述すると、δ = (2 ρ * / ω μ)^{1/2}はR_Sと等価であり、

$$\rho * = R_S^2 \omega \mu / 2 \quad (25)$$

と記述できる。20Kのテスト空洞のQ₀値の代わりに、実測値のQ_Lを用いて、R_Sを計算すると、R_S=1.117 × 10⁻⁴(Ωmm)となる。一方、(2)から ρ * は、ρ * = 2.826 × 10⁻¹⁰(Ω/m)である。

銅の比抵抗 ρ は常温で ρ = 1.72 × 10⁻⁸(Ω/m)であり、これをRRR-1の記述符号を基準にすると、異

常表皮効果を考慮した20Kに於けるRRR-6000の比抵抗は、 $\rho / \rho^* = 60.8$ と等価と見なすことが出来る。即ち、20Kで稼働するテスト空洞では、測定値 Q_L を基準にすると、RRR-6000はRRR-61と等価である。

一方、テスト空洞の20Kと常温で計測された Q_L の比は、表4から、 $R = 33858 / 5977 = 5.66$ となる。これは、RRR-6000の高純度銅を20Kに冷却した時、 $\rho / \rho^* = R \times 2 = 64$ であることから、妥当であると言える。

高純度銅に応力歪みがなく、 Q_L と Q_0 の測定に大きな誤差がない場合、Cバンドテスト加速空洞の測定結果から、異常表皮効果を考慮した5.739GHzに於ける高周波抵抗成分は、直流抵抗に換算してRRR-61以上であると推定される。ここでは、テスト空洞の Q_L と Q_0 の比が0.9、RRR-6000がRRR-66と等価であると仮定して、クライオ電子リニアックのCバンド加速管の再設計を行った。

15. 100MeV級テーブルトップ電子リニアック

繰り返し述べてきたように、がんの放射線治療効果を高めるには、がん腫瘍と正常細胞の被爆線量比を大きくすることが重要であり、そのためには、放射線を集束してがん腫瘍に向けて、3次元的に同時照射を行う必要がある。この状態をX線で実現するには、単色で干渉性を持ち透過力あるコンパクトなX線の発生源が必要となる。可干渉性単色X線は、100MeV級の電子ビームを数〜数百ミクロンの薄い単結晶に照射して得られるが、これには高品質の高エネルギー電子ビームが必要である。可干渉性単色X線は、電子ビームが単結晶の原子間の通り抜けるとき、ローレンツ圧縮された電子の電場が単結晶の原子を強い近接場効果で摂動し、原子の電子群を分極振動させ、その波動が単結晶の周期構造場を伝搬し、単結晶格子面でブラッグ反射して、結晶面からパラメトリックX線放射として発生する。

薄い単結晶を通過中に、電子ビームは周期構造場にウェーク場、制動輻射、電離エネルギーなどを放出

するが、そのエネルギー損失は、高々数keV〜数百keVに過ぎない。従って、電子ビームのビーム電流が多い場合、この電子ビームをビームダンプに直接投射すると、 γ 線や中性子などの2次放射線を大量に発生し、それらを遮蔽するために、膨大な放射線シールドを必要し、放射線発生装置は大型になる。

これを避けるには、電子ビームのエネルギーを高周波電力として回収し、 γ 線や中性子などの2次放射線の発生を可能な限り制限することが不可欠となる。

そこで、テスト空洞実験データ(図38の Q_L データ)を基軸に、異常表皮効果を考慮した閉回路に於いて、クライオ電子リニアックがエネルギー回収を可能であるかどうかを評価するため、閉回路をユニットにした加減速特性の再計算を行った。

長さ約50cmのCバンド加速管2本を1対とする加減速ができる閉回路システムを20Kに冷却し、閉回路に22.5MWの高周波電力を環流させ、0.2Aの電子ビームを供給すると、図41に示すように、電子ビームを約25MeVに加速できる。この電子ビームで単結晶を照射し、約50cmの減速管に輸送して電子ビームを減速すると、約19.5MWの高周波電力を回収でき、これを加速管に還流し再利用ができる。

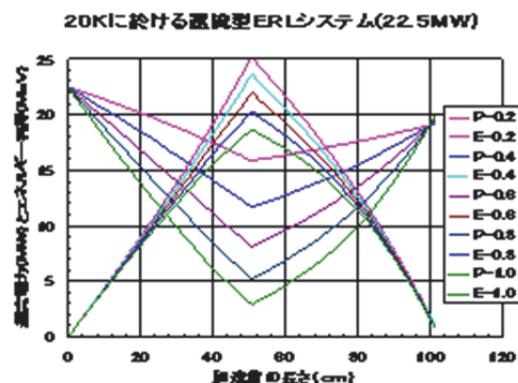


図40 Cバンドクライオ電子リニアックの加減速特性

図34に示すような閉回路では、加速管入力空洞に供給される高周波電力と減速管終端の出力空洞から流出する高周波電力の差が加減速管で消費された高周波電力を意味する。また、閉回路の定常状態では、

この差の高周波電力を高周波源(クライストロン)から方向性結合器を通して供給する。従って、パルスの積み上げには、高周波電力が閉回路を短い時間で周回することが重要となる。短い時間で積み上げるには、クライストロン出力電力の変調比が大きくなる。この加速システムでは、高周波電力損失の少ない短い加速管と減速管を1セットにした閉回路に小電力高周波電力を積み上げ、大電力が還流する状態にしてから、電子ビームを加速管に入射することになる。

この加速システムでは、高周波電力損失の少ない

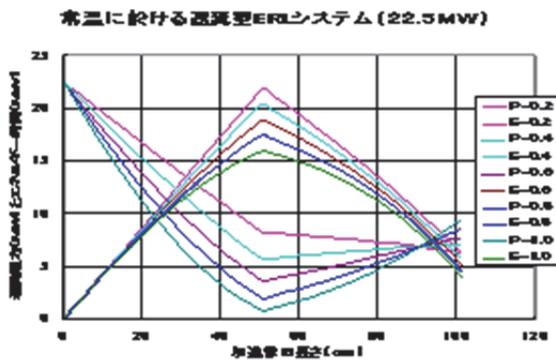


図41 Cバンドクライオ電子リニアックの常温に於ける加減速特性

短い加速管と減速管を1セットにした閉回路に小電力高周波電力を積み上げ、大電力が還流する状態にしてから、電子ビームを加速管に入射することになる。電子ビームが加速管に入射すると、高周波電力が電子ビームエネルギーに変換され加速管終端で電子ビームのエネルギーは最大になり高周波電力は最小になる(図40の左半分を参照)。

電子ビームが減速管に移行すると、電子ビームエネルギーが減速管に高周波電力として変換されて、減少した高周波電力は減速管終端で最大となり、エネルギー回収の機能が果たされる(図40の右半分を参照)。

以上の検討から、この閉回路を4セット並列に構成し、各閉回路に22.5MWの高周波電力を環流させると、0.2Aの電子ビームを100MeV以上に加速でき、加速後に入射エネルギーまで減速できることが判明した。参考のために、Cbandクライオ電子リニアックの加減速特性を常温に戻した場合、加減速特性がどのように変化するかを、図41に示す。

このことから、100MeV級の電子リニアックをテーブルトップにすることは夢でない。実用性に耐えるものが実現するならば、放射線治療分野に新たなメデカル・

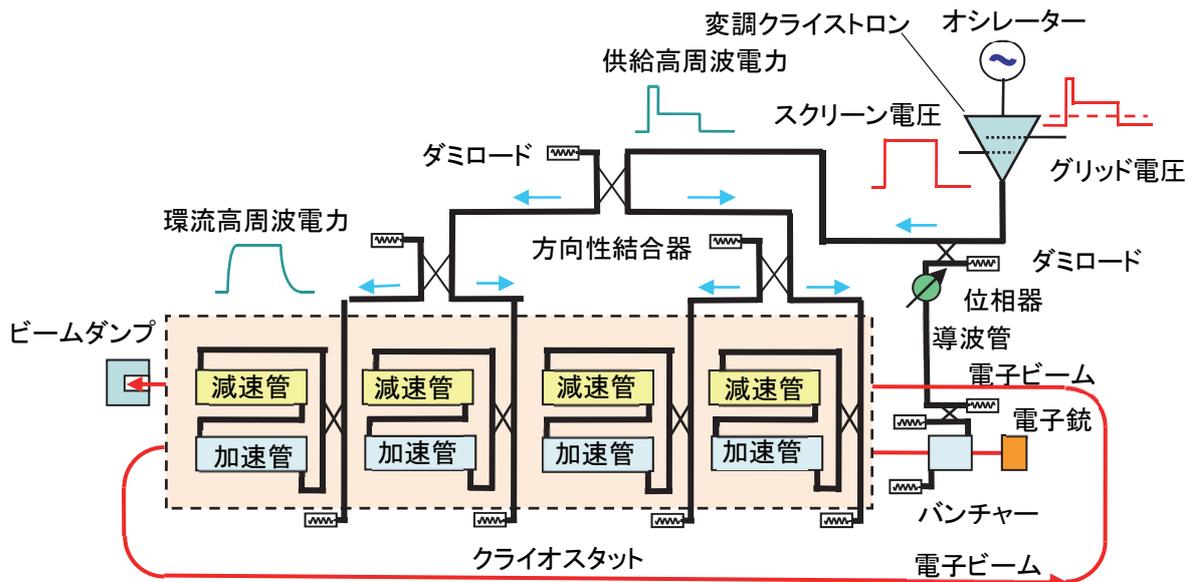


図42 クライオ・電子リニアックの構成ブロック図

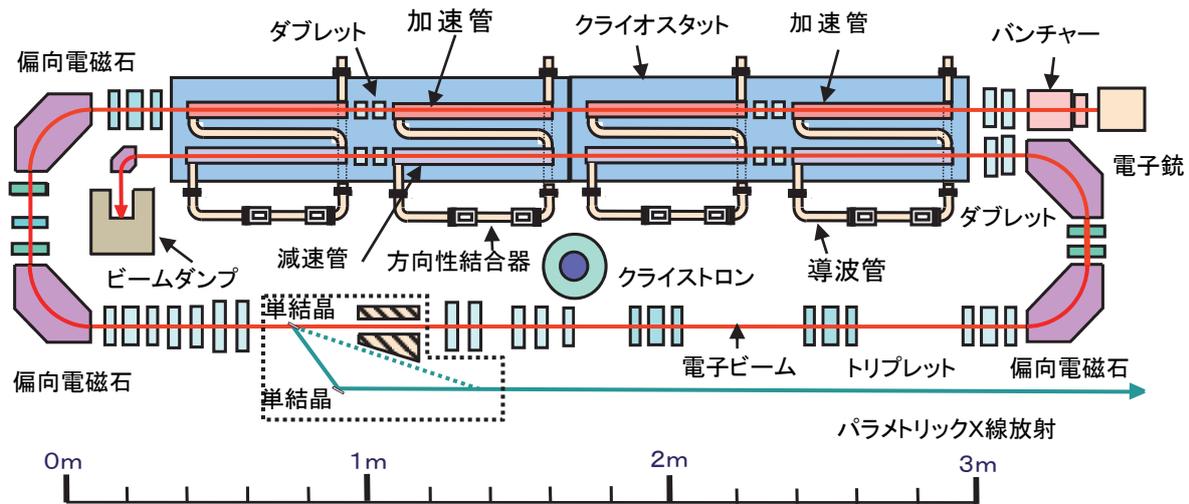


図43 クライオ・電子リニアックの配置ブロック図

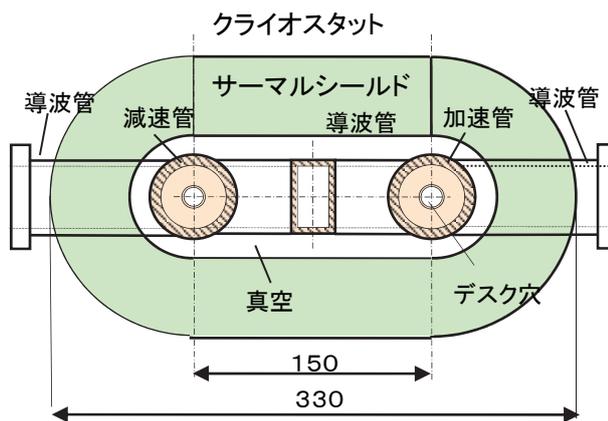


図44 テーブルトップ電子リニアックのクライオスタットの断面図

イノベーションを創成することができ、21世紀の長寿化社会における医療福祉やX線科学の進展に新たな展開が開けると期待できる。単結晶を通り抜けた電子ビームのエネルギーを再び高周波電力に変換して、放射線遮蔽を軽減し、高周波電力を電子リニアックの加速に再利用する。エネルギー回収型電子リニアックの必要性は以上の理由に依る。閉回路を4段に並べた最もシンプルなテーブルトップ電子リニアックをベースに、コンパクトなコヒーレント単色X線源のモデルを基盤とする具体的なブロック回路を図42に示す。また、X線発生装置を含むクライオ電子リニアックの基本配置図の凡例を図43に示す。また、加速管4本で構成さ

れる加減速システムを1個のクライオスタットに収容した具体例を図44に示す。

冷却装置と高周波パルス電源を除いた加速器とX線発生装置の主要な装置は含まれており、電子リニアック本体は $2.3 \times 1.5\text{m}^2$ の面積に収まり、テーブルトップ型コヒーレントX線源が実現する可能性を示唆している。カンターバランスを良くするとタンテーブルに搭載することも可能になり、医療診断や放射線治療用のX線源として高度な機能が発揮できる。

特に、X線発生用の単結晶にダイヤモンド単結晶を用いると、X線エネルギーはシリコンの2倍弱であり、厚さが $1\mu\text{m}$ の場合、 100MeV の照射電子ビームが制動輻射で失うエネルギーは 2keV 程度である。

従って、照射用単結晶から放射される γ 線や中性子の線量は非常に少ないため治療室に直接X線発生装置を持ち込める可能性が高く、使い勝手は非常によくなる。

現在の銅の素材はRRR-3000であるが、RRR-10000が流通するようになれば、電子リニアックの熱負荷が42%削減され、冷凍設備のコストも低減できる。Sバンド電子リニアックとCバンド電子リニアックの比較では、Cバンド電子リニアックは長さがSバンド電子リニアックの約 $1/2$ 、容積は約 $1/8$ であり、容積はコスト低減

の大きな要因となり得る。これがCバンド加速管を選択する理由の1つである。表5には、40keVの単色X線が 10^{12} /秒個得られる、X線発生装置を目標に設計したテーブルトップ型クライオ電子リアックのパラメータの凡例を示す。

表5 テーブルトップ型クライオ電子リアックのパラメータ

クライオ加速システム	エネルギー回復方式
冷却温度	-253°C
冷却保全	クライオスタット
加速管素材	RRR-6000
電子銃	熱陰極3極管
電子銃電圧	-150kV
最大ビーム電流	1.5A
規格化エミッタンス	$< 5 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$
プレバンチャー(空洞数)	3
バンチャー(空洞数)	12
入射ビームエネルギー	2.5 MeV
マクロパルスビーム電流	0.2~1.0A
加速周波数	5.712 GHz
加速モード	$2\pi/3$
加速方式	進行波環流
加速管構造	デスク負荷進行波型
加減速管空洞数	29~30
加速管の全長	1014×4 mm
環流周回時間	500ns
加速エネルギー	101~74.4MeV
高周波電力	22.5×4 MW
積算電界減衰量 (αL)	0.135
高周波尖頭電力損失	1.1×4 MW
ジュール損失(平均)	~880W
高周波電力負荷率	2×10^{-4}
平均ビーム電力	2.9~20.2kW
平均ビーム電流	40~200 μ A
X線の全線束数	~ $10^{11}/\text{S}$
パルス持続時間	10 μ s

繰り替え数	10 pps
高周波源	クライストロン×1本
クライストロン(グリット変調)	出力変調型
尖頭高周波出力電力	3~30MW
平均高周波出力電力	12kW
パルス電源	30kW

16. おわりに

高齢化が進む日本では、ガン患者が急増し、ガンは死因の主な要因であり、ガン対策は大きな社会問題である。特に、若い年代のガン患者は進行が早く、ガン腫瘍を早急に除去し、完治できる方策を確立しなければならない。最近、X線、 γ 線、中性子線、陽子線、炭素線などによる定位照射を中心に放射線治療が盛んに行われている。

γ ナイフ、サイバーナイフ、或いはブラックピーク特性を活用した粒子線など高尚な定位照射にはそれぞれ特長があり、優劣を比較することは難しいが、ここで、理想的な定位照射とは何かを、もう一度詳細に検討する時期に来ていると思われる。

可干渉性単色X線源によるガン治療・診断の接点は始まったばかりであり、放射線、医学物理、生命科学、加速器などに係わる多くの研究者や技術者の力を結集し、これから派生する諸問題と真摯に対峙することが重要であり、関連機関による真摯な対応に期待を寄せている。

この概念設計は数年前に基盤研究Sに応募した研究課題「コンパクト空間干渉X線源の開発」を基軸に草案したものである。本プロジェクトを推進するために、色々な計画と連携する機会が多くなり、平成22年4月、JSTの機器開発プログラムに応募し、7月にヒヤリングを受けたが、機が熟していないためか、採択には到らなかった。本プロジェクトは、その時の応募内容を基軸に纏めたものである。

クライオ電子リアックは、これまでの加速器の常識に対する新たな挑戦でもあり、加速管の素材、環境、構造を融合させ複合的に検討しない限り、決して成し

得ない代物である。一方、「電子リニアックに於けるエネルギー回復が超伝導空洞を用いる以外に可能性は無いのか？」の視点に立ち、常温における電子リニアックの近接場の緩い構造(ディスク穴径の大きい)の検討から液体水素温度の金属素材の特性まで視野を広げた検討を行った。これまでの電子リニアック優れた特性(電子のウェーク場と相互作用の大きい:R/Qが大きい)を活かし、且つ普通の金属電気抵抗が極限まで小さくなる素材と温度環境を活用すると加速空洞の電気抵抗が常温の数百分の1～数千分の1になり、閉回路のエネルギー回収はほぼ達成され、残留エネルギーも1MeV以下にできることを見出した。

一方、RRR-6000相当の純銅で制作したテスト空洞の高周波損失特性は Q_L の温度依存性に明確現れ、クライオ電子リニアックの実現の可能性を示唆している。PXRに於けるコヒーレントX線の発生は、単結晶に入射する個々の電子のウェーク場と単結晶の周期構造結晶場の相互作用によるものであり、原子配列された周期構造はÅオーダーであり、この近接場効果の強い距離を電子が通り抜けることがPXRの輝度を高めている要因である。X線強度を最強にするには、単結晶の周期数の最適化は非常に重要な研究課題であると考えている。

コンパクト電子リニアックの検討には、高周波空洞特性の色々なパラメーターが必要とする。これらパラメーターを追求するのに、高周波空洞を解析的に解くことができるDDCコード(中村プログラム^[1])は、非常に有効であった。このコードを使って計算した結果では、超伝導電子リニアックでなくとも、高純度銅材(7N相当)で加速管を製作し、20Kに冷却すれば、異常表皮効果を考慮しても、エネルギー回復が可能であることを示唆している。

Reference

[1] Masao NAKAMURA, "A Computational Method for Disk Loaded Waveguides with Rounded Disk-Hole Edges" JJAP, Vol.7, No.3, (1968) p257-271.