

高輝度 X 線・中性子パルスビームを用いた イメージング分析技術に関する調査研究

澁谷達則*

(2022 年 2 月 28 日受理)

A Survey on X-ray and Neutron Beam Imaging Technology

SHIBUYA Tatsunori

Abstract

X-ray and neutron beam have a high penetration power and are widely employed as an imaging probe for medical and infrastructural applications. The penetrating power of X-rays in matter increases monotonically with the number of electrons (atomic number) and the X-ray energy, while that of a neutron beam strongly depends on the specific atomic nucleus and beam energy, because the interaction energy with the nucleus is comparable to nuclear energy levels. Taking advantage of these features, X-ray and neutron imaging technology helps to investigate radically different properties. In this letter, I report on X-ray and neutron imaging technology that takes advantage of these features including the historical background, generation principle, and latest trends in imaging technologies.

1. はじめに

X 線は 1895 年, W. C. Röntgen によって発見され^{1),2)}, 今日では, 人体を含む生体系や, 半導体デバイス, インフラ構造物などの非破壊検査技術として欠かせない技術となっている. 技術的には, より高精度で詳細な分析情報を取得することを目指し, 透過能, 空間分解能, 時間分解能の改善技術, あるいは偏光特性に由来した物質情報などの新しい X 線イメージング技術も精力的に研究が行われている. 一方, 中性子は 1932 年, J. Chadwick によって発見されたのだが, 高い透過能に由来する検出や遮蔽などの難しさ, また発生効率の低さから当初はイメージングへの応用利用は限定的であった. 近年は中性子施設や検出器の進歩によって X 線とは異なる物質内部の分析情報を取得する技術として発展してきている^{3),4)}. これらの事実は, 学術データベース Web of Science を用いた調査からも示唆される. サイト上のトピックに「X-ray」と「Imaging」, 「Neutron」と「Imaging」(図 1 参照)

の 2 つの単語を同時入力することで年間別の発表論文数について調査してみると, 2000 年以降の 20 年間では増加傾向にあることがわかる. また, いくつかの関連キーワードを検索してみると, 「X 線自由電子レーザー」や「核破砕中性子源」などのいわゆるパルス光源のトピックも増加傾向にある. そこで, X 線と中性子を用いたパルスイメージング技術に関連した近年の動向を表 1 に示した技術的位置づけに基づいて俯瞰的に調査し, 今後の発展可能性を示す. ここでは, 2 章: 基本的性質, 3 章: 発生技術, 4 章: パルスイメージング技術, 5 章: X 線と中性子のハイブリット化, 6 章: 将来展望について述べる.

2. 基本的性質

X 線と中性子の両方に共通した物理的特性は物質透過力が高いことであり, 基本的なイメージングの概念は図 2 に示されている. X 線は波長の短い電磁波であり, 材料との相互作用は電磁気力を介して行われ, 物質内部(試料)では, 光電効果, コンプトン散乱, 光核反応, 電子

* 分析計測標準研究部門 X 線・陽電子計測研究グループ

表1 本調査対象の俯瞰表

パルスビームプローブ	X線			中性子			
イメージング法	ストロボスコピックイメージング	動的ラジオグラフィ	ストロボスコピックイメージング	後方散乱イメージング	スピニメージング	ブラッグエッジイメージング	共鳴吸収イメージング
最適な発生技術	制動放射シンクロトロン放射	制動放射	核反応 光核反応 核破砕反応	核反応	光核反応	光核反応	光核反応
評価	形状評価	形状評価	形状評価	厚み評価 腐食評価	磁場可視化	結晶性評価	温度評価 元素分析
産業利用の一例	エンジン モーター 水素	エンジン モーター 水素	エンジン モーター 水素	橋梁	磁石	バッテリー 鉄鋼材料 溶接	過酷環境 鉱物資源

対生成、電磁カスケードなどの反応を引き起こす。このとき、物質イメージングによく用いられる 10 keV-500 keV の X 線では、光電効果とコンプトン効果が支配的であり、それぞれの反応断面積（反応のしやすさ）は $Z^5 \times (h\nu)^{-3.5}$ と Z の依存性がある（Z は原子番号）。つまり、光子エネルギーが高くなるにつれて全断面積は小さくなることを意味し、エネルギーが高い X 線ほど物質透過力が高いこととなる。

一方で、原子核を構成する基本的な単位である中性子は、非荷電粒子であるため電子とは相互作用せず、原子核とのみ相互作用する（ただし、中性子は磁気モーメン

トを有しているため、電子とは磁場を介して相互作用することができ、この特性を利用して磁気イメージングが行われている）。この時、原子核と中性子の間に働く力は核力であり、強い相互作用と呼ばれている。原子半径は 20 pm 以上で、クーロン力の及ぼす範囲が無窮大であるのに対し、核半径は 10 fm 以下であることが中性子が電子や陽子のような荷電粒子と比べて大きな透過力を有する理由である。さらに、原子核の特定エネルギー準位に中性子のエネルギーが近い場合（自然幅程度）、急激に反応が起きやすくなる。これらの特徴が、中性子と原子核の反応の大きさが元素やエネルギーによって様々であることの根源となっている。この X 線と中性子における原子または原子核との相互作用の大きさ（透過特性）は、図 3 に示す質量減弱係数で表される。この図から、原子番号に対する X 線の透過特性が単調増加（図 3 内青線）であるのに対し中性子では原子番号に依存していない（図 3 内赤点）ことがわかる。つまり、透過特性に

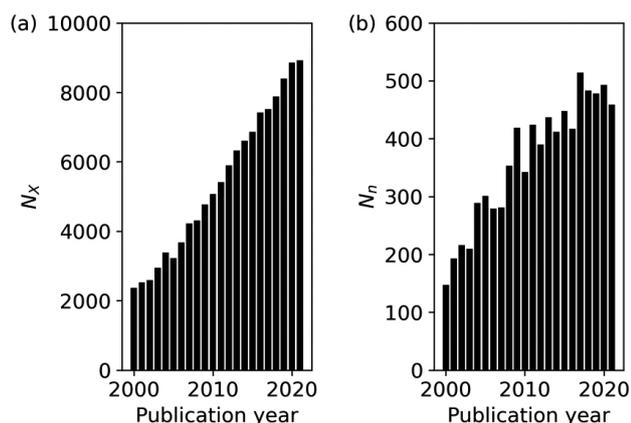


図1 学術データベース Web of Science のトピック検索結果. (a) では X-ray と Imaging, (b) では Neutron と Imaging の 2 つの単語で調べた年間出版数の推移. N_x と N_n はそれぞれ X 線と中性子イメージングに関連するレコード数.

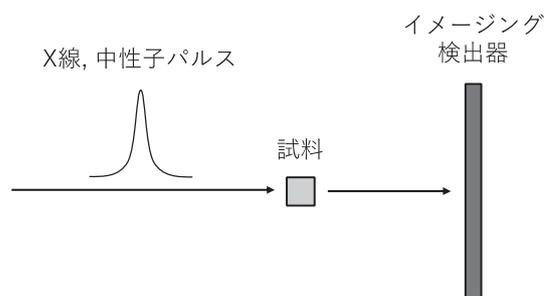


図2 X線及び中性子パルスを用いたイメージングの概念

優れたプローブとして知られる X 線と中性子であっても、同一測定対象から得られる画像コントラストには差があると言える。これを実際の適用事例に当てはめると、取扱が容易な 100 keV 以下の X 線であれば C, O, Al や数ミリ厚さ程度の Fe など含む材料であり、利用上一般的な白色中性子であれば H, Li や数十ミリ厚さを超える Fe, 重元素などへの適用を指す。また、4.2 中性子パルスイメージング技術で後述するが、中性子は波長（エネルギー）スペクトル毎にイメージングでき、その結果ら様々な定量イメージの取得が可能である。

3. 発生原理

3.1 X 線の発生

X 線発生の基本は、加速により得られた電子のエネルギーを外部に電磁波として放射させるものである。ここでは、これに基づく X 線の発生法について説明する。

3.1.1 制動 X 線と特性 X 線

制動 X 線（制動放射）は電子が原子核のクーロンポテンシャルから加減速を受けた際に起きる双極子放射であり、電子と陽子が電気双極子をつくることにより放射が起きるが、ほとんどは質量の小さな電子からの放射の寄与である。より低エネルギー側での主要なエネルギー損失過程は非弾性散乱であるが、高エネルギー側にシフトするに従って制動 X 線が主となってくる。その境目となるエネルギーは近似式: $1600 mc^2/Z$ eV で表される。さらに制動放射の断面積は Z^2 に比例する⁶⁾。

H. Bethe と W. Heitler らによれば^{7,8)}、ボルン近似を用いることで、制動放射の断面積（二重微分断面積）を次式で表すことができる。

$$d\sigma_{k,\theta_0,\theta,\phi} = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{r_0^2}{2\pi}\right)^2 \times \{1 - F(q, z)\}^2 \frac{dk}{k} \frac{p}{p_0} \frac{d\Omega_k d\Omega_p}{q^4} \left\{ \frac{p^2 \sin^2 \theta}{(E - p \cos \theta)^2} (4E_0^2 - q^2) + \frac{p_0^2 \sin^2 \theta_0}{(E_0 - p_0 \cos \theta_0)^2} (4E^2 - q^2) - \frac{2pp_0 \sin \theta \sin \theta_0 \cos \phi (4EE_0 - q^2)}{(E - p \cos \theta)(E_0 - p_0 \cos \theta_0)} + \frac{2k^2(p^2 \sin^2 \theta + p_0^2 \sin^2 \theta_0 - 2p_0 \sin \theta \sin \theta_0 \cos \phi)}{(E - p \cos \theta)(E_0 - p_0 \cos \theta_0)} \right\}$$

$$q^2 = p^2 + p_0^2 + k^2 - 2p_0 k \cos \theta_0 + 2pk \cos \theta - 2p_0 p (\cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos \phi)$$

これを制動放射後の電子の偏向角度 θ で積分することで、光子エネルギーと放射角に対する微分断面積を求めることができる。これに様々な近似とその制約条件を課すことで、様々な弱式化が行われており、詳しくは参考文献⁹⁾を参照していただきたい。

また、特性 X 線は、内殻電子が励起されると近傍のより外側の内殻から電子が補われ、そのエネルギーの差分が X 線として外部に放射されることである。これは経験則である Moseley の式で表される。

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = c(Z - \sigma)$$

ここで、 λ は X 線波長、 Z は原子番号、 c と σ は元素によらない定数である。また、特性 X 線の強度 E は、加速電圧 V 、励起電圧 V_0 、管球電流 I を用いて、式: $E \propto (V - V_0)^n I$ で表される。これら制動 X 線と特性 X 線を一般的に利用できる技術が X 線管であり、これらが重畳された X 線スペクトル分布の放射が起きる。つまり、フィルタリング処理を行わない場合は重畳された X 線のイメージングが得られることとなる。単色性に優れた特性 X 線を最大限有効活用したい場合には、技術的には励起電圧 V_0 の 3 から 5 倍程度の加速電圧 V を印加するのが良いとされている¹⁰⁾。

3.1.2 シンクロトロン放射

シンクロトロン放射は電子が磁場中で加減速されることで放射が起きることを指し、加速器を用いて加速された多数の電子の集まり（電子ビームや電子パンチなどと

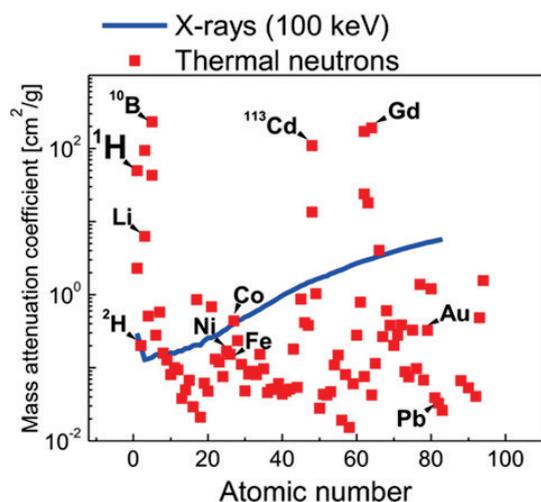


図3 熱中性子と 100 keV の X 線における各元素の質量減弱係数の比較⁵⁾

呼ぶ)が電磁石を通過する際に得られる。この電子ビームは通常、有限の発散角度とビームサイズを持っている。この時、全放射エネルギーは次の式で表される。

$$\frac{d^2P}{d\Omega d\omega} = \frac{d^2W}{d\Omega d\omega} \frac{I_b}{e}$$

この式を毎秒あたりの光子数として、実用的な単位系で表すと、次の式で表される毎秒単位周波数あたりの光子数(光子フラックスと呼ばれており、単位は photons/s/0.1%bandwidth)となる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2F}{d\Omega d\omega/\omega} &= 1.325 \times 10^{13} E^2 I_b [A] \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 \\ &\times (1 + \gamma^2 \psi^2) \left[K_1(\xi)^2 \right. \\ &\left. + \frac{\gamma^2 \psi^2}{1 + \gamma^2 \psi^2} K_2(\xi)^2 \right] \end{aligned}$$

このとき、 E の単位はGeVである。この光子フラックスを光源全体の発散角度と実効的な光源ビームサイズで割ったものを輝度 B と呼んでおり、次式で表される。

$$B = \frac{1}{(2\pi\Sigma_x\Sigma_{y'}) (2\pi\Sigma_x\Sigma_y)} \frac{d^2F}{d\Omega d\omega/\omega}$$

ここで、 Σ_x と Σ_y はそれぞれ x と y 方向の光源全体の発散角度であり、 $\Sigma_{x'} = \sqrt{\sigma_{x'}^2 + \sigma_{p'}^2}$ と $\Sigma_{y'} = \sqrt{\sigma_{y'}^2 + \sigma_{p'}^2}$ で表される。また、 Σ_x と Σ_y はそれぞれ x と y 方向の光源サイズであり、 $\Sigma_{x'} = \sqrt{\sigma_{x'}^2 + \sigma_{p'}^2}$ と $\Sigma_{y'} = \sqrt{\sigma_{y'}^2 + \sigma_{p'}^2}$ で表される。 $\sigma_{x'}$ と $\sigma_{y'}$ はそれぞれ水平及び垂直方向の電子ビームの発散角度、 σ_p は光電変換過程において光子が本質的に持つ発散角度である。 σ_x と σ_y はそれぞれ水平及び垂直方向の電子ビームのサイズであり、 σ_p は光電変換過程にお

いて光子が本質的に持つビームサイズである。この輝度 B は放射光や自由電子レーザーなどのシンクロトロン放射光源の性能を特徴づける際によく用いられている。この輝度 B の式から放射前の電子ビームの性能(電流量とビームサイズ、ビーム発散角度)がシンクロトロン放射の重要な因子であることがわかる。なお、シンクロトロン放射の基本理論(電子の磁場中での運動、光の放射と増幅、電子バンチの成長など)については、参考文献¹¹⁾を参照していただきたい。

具体的な装置としては円形加速器内に設置された偏向電磁石から光を得られる放射光と、直線型高周波加速器とアンジュレータを組み合わせた自由電子レーザーが代表的なものである。前者は赤外線からX線までの連続した波長の光、後者は単一の周波数で極めて明るい波長の光を得ることができる。例えば、X線の高輝度化に向けた研究開発の一環として、X線自由電子レーザー(XFEL)の開発が各国で進められてきている(表2参照)。すでにいくつかの装置がユーザー運転を開始しており、今後、加速器の超伝導化や通倍の高周波化、アンジュレータの短周期化などを進められていくものと予想される。また、次世代の研究同行として、小型化に向けた研究開発も非常に盛んであり、高出力短パルスレーザーを用いたレーザープラズマ加速¹²⁾やレーザー誘電体加速¹³⁾、極短周期アンジュレータ¹⁴⁾の開発などが進められている(詳しくは6パルスイメージングの今後の課題で述べる)。

3.1.3 レーザー逆コンプトン散乱

レーザー逆コンプトン散乱は、レーザーからの低エネルギー光子と高エネルギー電子が衝突する際の光と電子のドップラー現象を利用したものであり、短波長の光が発生する。散乱X線のエネルギーを $h\nu$ 、光子エネルギー

表2 XFEL装置の各国の状況

施設名	ピーク輝度 (× 1032) (photons/sec · mm ² · mrad ² · 0.1%bandwidth)	繰返し (Hz)	最短波長 (nm)	稼働年	国名
SACLA	10	60	0.08	2011	日本
LCLS	275	120	0.15	2009	米国
LCLS- II , CuRF	20	120	0.05	2019	米国
LCLS- II , SCRF	1	1000000	0.25	2020	米国
European XFEL	50	27000	0.05	2016	ドイツ
SwissFEL	10	100	0.01	2016	スイス
SXFEL	10	1000000	0.05	2025	中国
PAL-XFEL	13	60	0.06	2016	韓国

を $h\nu_0$ 、電子のエネルギーを $\gamma m_0 c^2$ 、入射角を θ 、X 線の散乱角を ϕ とすると、下記のように表すことができる。

$$h\nu = \frac{(1 + \beta \cos \theta) h\nu_0}{1 - \beta \cos \phi + [1 + \cos(\theta + \phi)] \frac{h\nu_0}{\gamma m_0 c^2}}$$

つまり、レーザーの光子エネルギー（波長）やレーザーの入射角を変えることにより、生成される X 線のエネルギーを変えることができる。さらに、その散乱角度は数 mrad と小さく、準単色かつ指向性の高い散乱 X 線が得られることがわかる。例えば、波長 800 nm の光を 50 MeV の電子ビームに対向衝突させると、60 keV 程度の散乱 X 線を発生することができる。この方式を 200 keV 以上の光子エネルギーで採用する場合には、放射光よりも高い輝度を得ることが期待されている。産総研でも、本方式の X 線源の開発が行われており、医療応用を目指した生体イメージングが行われてきた¹⁵⁾。コンプトン散乱は電子と光の断面積が小さいため、より高出力のレーザー源及び高電荷・高密度の電子ビーム源の開発が切望されている。今後は 1 J クラスのピコ秒レーザー光源や連続運転型の超電導加速器、バンチあたりナノクーロンの電荷量の RF ガンなどが適用されていくものと考えられる。

3.1.4 高次高調波

レーザー光電場によって原子に 1 V/nm の電界が印加されるとトンネル効果によって電子が原子の束縛ポテンシャルから解放されるが、この電子はレーザー電場によって加速エネルギーも得ることになる。レーザー周期が半周期分過ぎると高い運動エネルギーを持つ電子が原子に向かって擬似的に高い準位から再結合し、そのエネルギー差に応じた波長の光が外部へと放出される。この発生する光のエネルギーの最大値 E_c （カットオフ）は次の式で表される。

$$E_c = I_p + 3.17 U_p$$

ここで、 I_p はイオン化ポテンシャル、 U_p はポンデロモータイプエネルギーを表す。 U_p はレーザー波長の二乗に比例するため、数 keV 程度の軟 X 線を目指した中赤外領域の高出力フェムト秒レーザー開発が進められている¹⁶⁾。イメージングとしては、軟 X 線領域の「水の窓」と言われる生物を生きのまま観測できる波長領域において空間分解能が数 nm のイメージング技術が研究されている。

3.2 中性子の発生

中性子は原子核を構成する基本的な要素であるため、

中性子を生成する際にはその原子核の結合エネルギー以上に外部エネルギーを付与して原子核内の中性子を取り出す必要がある。図 4 に示すように、中性子の収率は入射する粒子のエネルギーに依存しており、高い収率のために、より高エネルギーな加速器が必要とされている。ここでは、その加速器及び、パルスビームではないが、研究用原子炉と放射性同位体 (RI) を用いた代表的な中性子発生法について述べる。なお、代表的な中性子発生装置に関しては、参考文献¹⁷⁾によくまとめられており、参考にさせていただきたい。

3.2.1 放射性同位体

RI を用いた中性子発生には、 (α, n) 反応と (γ, n) 反応、自発核分裂反応を用いた 3 つの方法が存在する。 (α, n) 反応は Be や B などの比較的軽元素に α 粒子を衝突させることにより中性子を発生させることができる。中性子の平均エネルギーは 4 MeV 付近であることが多い。 (γ, n) 反応では、反応閾値が低い ^2H や Be をターゲットとしており、それぞれ 2.23 MeV と 1.67 MeV で中性子を発生する。

この閾値は他の元素が 8 MeV 以上であることを考慮すると、圧倒的に低い値である。自発核分裂の線源には超ウラン元素が用いられ、代表的なものは ^{252}Cf 線源である。 ^{252}Cf は高価であることと半減期が 2.65 年と短いことが欠点であるが、反面、収率が $2.34 \times 10^{12} [\text{s}^{-1}\text{g}^{-1}]$

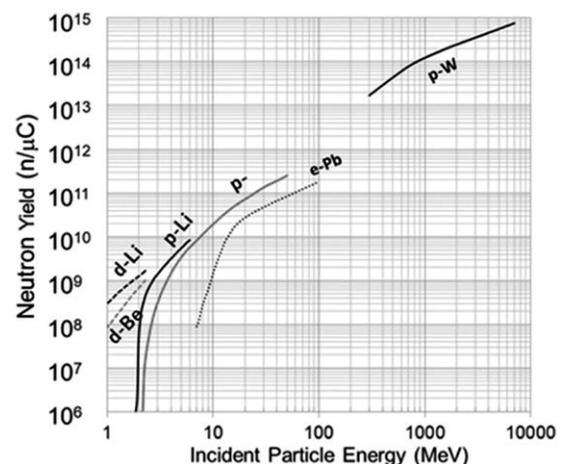


図 4 各中性子発生法に関する加速エネルギーと得られる中性子収率の関係¹⁸⁾。ここで、d-Be は重水素とベリリウムの核反応、d-Li は重水素とリチウムの核反応、p-Li は陽子とリチウムの核反応、e-Pb は電子と鉛の光核反応、p-W は陽子とタングステンの核破砕反応を表す。

と高いこと、中性子と同時発生する γ 線が他のRIよりも1/5から1/10程度低いこと、さらに2.3 MeVにピークを持つ理想的なマクスウェル分布のエネルギースペクトルを持つなどの利点も多い。また、RIを用いる技術的な利点として、小型で取扱いが容易であることや、照射・保管設備が比較的単純で維持費が安いことなども挙げられる¹⁹⁾。

3.2.2 核破碎反応

高エネルギーまで加速された陽子 (120 MeV 以上)、またはイオン種が標的原子核に衝突する際に、原子核が破碎され陽子や中性子をはじき出す (核内カスケード)。はじき出された中性子や陽子のうち、高エネルギーの粒子は周辺の原子核をさらに破碎して、複数の原子破片に分かれながら中性子や陽子を放出する (核外カスケード)。

中性子の発生量は2 GeV程度で最大となり、それ以降は緩やかに減少するが3 GeVまではほとんど変化はない。図5にはこの陽子のエネルギー帯で発生する中性子のエネルギースペクトルを示す¹⁸⁾。この図から発生する中性子は10 MeV程度で最大となることがわかる。また、核破碎反応での陽子1個あたりの中性子発生量 n_n は、陽子のエネルギー E_p (GeV) として、おおよそ次の式で表される。

$$n_n = 0.1(E_p - 0.12)(A+20) \quad [\text{非核分裂性物質}]$$

$$n_n = 50(E_p - 0.12) \quad [\text{ウラン 238}]$$

このような核破碎方式の中性子源では、大強度陽子加速器施設 (J-PARC: Japan Proton Accelerator Complex) が有名であり、3 GeVの陽子をパルス幅1 μ s、繰り返し周波数25 Hzで水銀ターゲットに当て中性子を取り出している。

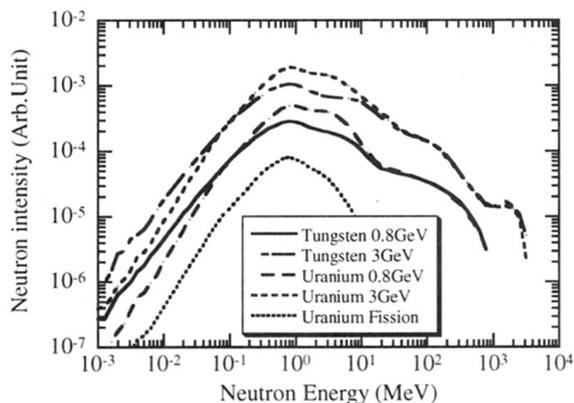


図5 発生する中性子のエネルギー分布¹⁸⁾

3.2.3 光核反応と電磁カスケード

光核反応とは、 γ 線が原子核にある確率で吸収された際に原子核が励起され、核子が原子核外に放出される現象である。光核反応は20 MeV程度で最大となる巨大共鳴、70 MeV程度で最大となる準重陽子崩壊、300 MeV程度で最大となる核子共鳴、の3つに大別され、中性子発生における光核反応を述べる際には暗黙的に巨大共鳴のことを指している。この巨大共鳴とは電子が制動放射によって γ 線を発生し、この γ 線が原子核を励起して中性子を放出する過程 ((γ, n) 反応, $(\gamma, 2n)$ 反応, (γ, p) 反応, (γ, α) 反応) である²⁰⁾。また、電子が直接、原子核を励起して核反応を引き起こす場合 (仮想光子核反応) もあるが光核反応と比較すると、中性子収率は小さい。中性子発生に寄与していない高エネルギー電子や γ 線は、周辺原子核と制動放射や電子対生成を繰り返しながら、次の世代の反応を引き起こし (電磁カスケード)、このうちの一部はさらに中性子の発生を促進する。これが光核反応と電磁カスケードによる中性子の発生であり、初動誘発が電子であるため、電子加速器を用いて行われる。

この光核反応の標的は、使用済みUなどの核燃料を用いる場合もある (これを核分裂コンバーターと言い、3.2.5核分裂反応で詳細を述べる) が、通常は取り扱いが容易であるという観点からWやTaの利用が好まれる²¹⁾。ビーム出力が1 kW程度では簡易的な水冷の設計で十分であるが、5 kWを超えてくる水準となると冷却効果の高い特殊な設計が行われる。例えば、20 kWを超えるビーム出力を持つnELBEでは、Pb標的が液体となって循環するような方式が採用されている。最後に、光核反応方式中性子源について表3にまとめておく。

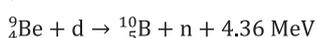
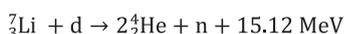
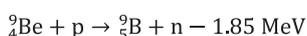
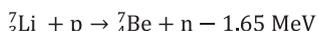
表3 光核反応方式中性子源

施設名	ビーム出力	国名
HUNS	2 kW	日本
KURRI-LINAC	6 kW	日本
AISTANS	10 kW	日本
GELINA	10 kW	ベルギー
Gaerttner	10 kW	アメリカ
nELBE	25 kW	ドイツ

3.2.4 核反応

前述した核破碎反応や光核反応も核反応の一種であり、核反応と同列に併記することは本来正しくはない。しかし、LiとBeの中性子発生を示す場合のみ、単に核

反応という言葉と併記する習慣がある。この核反応の分類には、広義の意味での核融合反応が含まれる場合がある。その中性子発生に用いられる核反応は次式で表される。



これらの反応の閾値エネルギー（衝突させる粒子の加速エネルギー）は、p-Li 反応で 1.88 MeV、p-Be 反応で 2.06 MeV、d-Li 反応及び d-Be 反応で数百 keV である。これらの閾値エネルギーの低さのため、小型のイオン加速器を用いて中性子の発生が可能であり、実際に小型中性子源の一種として広く認識されている。また、近年では、上述した陽子 p を Li 内の中性子が放出されるのに十分なエネルギーまで加速して衝突させるという仕組みとは逆の考え方である、H を含む標的に加速した Li イオンを衝突させるという新しい中性子発生方法：逆動学的中性子発生法が提案され²²⁾、加速器の開発も精力的に行われている²³⁾。この方法の最大のメリットは質量差から放射される角度が制限され、輝度の高い中性子ビームを得られる点であり、中性子発生技術において重要な課題である大きな遮蔽構造を小さく設計できると期待されている。

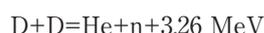
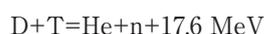
3.2.5 核分裂反応

核分裂反応は「U 系列」と「Th 系列」から成る反応過程に分類されている。U 系列として用いられる ${}^{235}\text{U}$ は天然存在率がわずかに 0.7 % であり、高純度の ${}^{235}\text{U}$ を生成する必要がある。核分裂反応は第 1 世代で生出された 2~3 個の中性子が次の第 2 世代の核分裂を引き起こすための引き金としての役割を持ち、さらに次の世代へと連鎖的反応を引き起こされる。中性子源としての核分裂の利用は主に核分裂コンバーターに限定されている。これは他のソースから発生した中性子を核分裂物質に入射して核分裂を誘発することで、元の入射してきた中性子量を増幅させる技術である。実装例としては、極少量の ${}^{252}\text{Cf}$ に ${}^{235}\text{U}$ を添加することで中性子の収率を向上させる技術であり、 ${}^{252}\text{Cf}$ が極めて高価な物質であることとその半減期は 2.65 年であることから、 ${}^{252}\text{Cf}$ の使用量を抑制するために行われるものである¹⁹⁾。

3.2.6 核融合反応

核融合反応は比較的軽元素同士が互いのクーロン障壁

をトンネル効果によって越えて原子核同士が融合し、結合エネルギーの差分で原子核外部に放出されたエネルギーを取り出す方法である。このとき、核子 1 個あたりの結合エネルギーは質量数 50 付近（鉄など）で最大となり、宇宙空間での物質合成としてはよく知られた反応である。地上で人工的に起こすものとして、よく知られている核融合反応は、下記のようなものである。



この時、放出される中性子は 14.06 MeV のエネルギーをもっており、核融合発電やビーム技術などに応用されている。核融合反応は核分裂反応とは異なり、連鎖的に反応が促進することではなく、安全性の高い中性子発生法である。これまで核融合反応は核分裂反応と同様に発電技術として、精力的に研究開発が行われており、磁場閉じ込め方式、レーザー慣性方式、重イオン慣性方式、ミュオン触媒方式など様々な方法が考案及び検証されている。近年、研究開発の中心となっているのは核融合実験炉 ITER²⁴⁾ や次世代核融合反応炉 SPARC²⁵⁾ などに代表される磁場閉じ込め方式と国立点火施設 NIF²⁶⁾ に代表されるレーザー慣性方式とがある。核融合反応の基本的な必要条件は、プラズマ数密度を n 、閉じ込め時間 τ として、 $n\tau > 10^{20} \text{ s/m}^3$ の条件を満たすことであり、磁場閉じ込め方式は閉じ込め時間 τ 、レーザー慣性方式はプラズマ数密度 n をそれぞれ高めることによって核融合の条件を満たす考えに基づいている。これはローソン条件（臨界プラズマ条件）と呼ばれている。中性子をイメージングなどのビーム技術として用いるためには、中性子発生部が球面波か平面波状態であると利用しやすいため、核融合材料で構成された微小球の点光源を強力なレーザーで照射する慣性方式が中性子イメージングには適している。

また、中性子発生管と呼ばれるポータブルな中性子源も核融合反応を利用している。この中性子管は D-T 反応や D-D 反応が比較的低い加速電圧で発生することができ、単色である。発生管は民生品が販売されており、その寸法は直径 0.1 m、長さ 1 m 程度とコンパクトである。発生管はターゲットの種類によって、固体型、気体型、慣性静電閉込型などに分類される。

3.2.7 中性子の減速

中性子は質量の大きな核同士の（核）反応から放出され、メガ電子ボルト級の高いエネルギーを持つ（高速中性子と呼ばれている）。高速中性子は、ウランなどの特殊な例を除き、ほとんどの材料との反応断面積が小さく、

イメージングにおける適切なコントラストの取得には適さない。このため、減速材（モデレータ）を用いて反応断面積が大きくなるミリ電子ボルトからキロ電子ボルト程度まで減速している。減速の基本的な原理は衝突によるエネルギー損失過程であるため、中性子と同程度の質量を持つ水素が適しており、水素を多く含むいくつかの減速材料が存在する。この減速材の性能は、減速比 M によって特徴づけることができる。

$$M = \frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a}$$

ここで、 ξ は 1 回の衝突におけるエネルギー対数の平均減少量、 Σ_s は巨視的散乱断面積、 Σ_a は巨視的吸収断面積を表す。これらの性能について表 4 にまとめた。減速方式としては、結合型モデレータ、非結合型モデレータ、非結合型ポイズンモデレータに分類できる。中性子の吸収体として知られているカドミウムや炭化ホウ素（これをデカプラーと呼ぶ）をモデレータの周辺に配置することで遠回りしてエネルギーの下がった中性子が流入してくることを防ぐことができ、このデカプラーを用いた方式を非結合型、用いない方式を結合型と呼ぶ。また、モデレータ本体にデカプラーを挿入したものを非結合型ポイズンモデレータと呼んでいる。それぞれの減速方式の特徴は、結合型モデレータが高いピーク強度と高い積分強度を得られること、非結合型モデレータが早い時間減衰を得られること、非結合型ポイズンモデレータが早い時間減衰と狭い半値幅を得られること、などが知られている^{27),28)}。

表 4 減速特性

化学式	ξ	$\xi \Sigma_s$	M
H	1.0	-	-
D	0.725	-	-
H ₂ O	0.925	1.35	71
D ₂ O	0.509	0.176	5670
Be	0.209	0.158	143
C	0.158	0.060	192

4. パルスイメージング技術

パルスイメージングは、一般的に時間分解能を向上させることで様々な「動的」状態を計測するための技術である。この動的状態には、サイクリックなもの、不可逆的な一度しか起きないイベントなどが挙げられる。この動的計測のためには、ビーム源をパルスに成形するか、

もしくは、検出を高速化することにより実行される。ここでは、前者のビームの成形技術を中心として展開される X 線及び中性子パルスイメージングについて説明する。

4.1 X 線パルスイメージング

X 線パルスイメージングは基本的にはレントゲン撮影技術を拡大したものだと言えるのだが、測定対象物の全体サイズ、必要な空間分解能と時間分解能、反応断面積の大きさなどに合わせて光源性能を選択する必要がある。3.1 X 線の発生に示した最適な発生法を選ぶ必要がある。ただし、XFEL のようなフェムト秒のパルスを用いた場合には単純なパルス機能を持たせる以外の機能があり、詳しくは 4.1.2 動的 X 線ラジオグラフィで述べる。また、X 線の輝度や出力に関しては、高出力が進むほど必要な空間分解能と時間分解能を高めることができるため、必要とする上限値を規定されることは少なく、一般的には高い値が好まれる。また、レントゲン撮影のように物質が吸収した場所をコントラストの差としてイメージを得る吸収コントラスト法以外では、散乱した情報をコントラストの差として得る位相コントラスト法が有名であり、パルスイメージング下でも用いられる（パルス特有の物質情報が得られるものではないため、ここでは取り扱わない）。

4.1.1 ストロボスコピック X 線イメージング

X 線のパルスイメージング法で最も基本的な手法がストロボスコピック X 線イメージングである。ストロボ方式は測定対象の動作に追従することでその動作の位相を読み出し、位相ロックしたパルス X 線を発生させてイメージングする方法である。ストロボ撮影の主要な計測対象の一つが機械的動作性を持った構造体、つまり、内燃機関や発電設備、疲労や衝撃耐久試験などであることから、その動作の初動検出や同期技術などに関する研究開発も必要とされている。同期技術については 1960 年代から様々な方法が提案され、電気接触方式、磁気カップリング方式、放射線—ガイガーミュラー管直接方式などの方法が考案されている²⁹⁾。また、X 線を用いたシングルショットイメージングとして、XFEL などのコヒーレント超短パルス光源などを用いた研究も精力的に行われている。生体分子のような軽元素で構成された分子は X 線との反応断面積が小さいため、極めて輝度の高い X 線を照射する必要があるが、Dose 量が多いと X 線の付与するエネルギーによって分子そのものがダメージを受けてしまうことが問題である。そこで考案されたのは、

10 fs 程度の超短パルス光を用いることで分子内のイオンが動いて構造を保てなくなる前に瞬間的に撮影を行うという方法である。この手法をより高度化するために、現在の XFEL の輝度をさらに向上させることが望まれている。現在では、X 線を数十 nm 程度まで集光できる新しい X 線光学系や大きなタンパク質結晶を得るための技術など様々な研究開発が行われており、今後の単一生物分子のイメージング実現などが期待されている。

4.1.2 動的 X 線ラジオグラフィ

近年は光源の高輝度化や位相イメージングの発達によって、リアルタイムイメージングもめざましく進歩している。特に、現行の最先端技術を用いることで、時間分解能 10 ms 程度かつ空間分解能 10 μm 程度での高分解能イメージングにより、溶接中の添加された金属粉末の粒径成長過程の追跡などが可能となってきている³⁰⁾。また、テーブルトップサイズの小型装置に関しても、熱電子銃から CNT ベースの電界電子放出電子銃が発展したことで X 線の高輝度化が進み、検出器の動作と同期することで X 線を用いたダイナミックイメージングはミリ秒の時間分解能で実現できている³¹⁾。

4.2 中性子パルスイメージング技術

中性子のイメージングはパルスと連続波では得られる物質情報は異なる。中性子をパルスにしてイメージングに用いることの利点は様々な物理量を定量化できることにある。一般的に得られる画像情報から定量解析するためには、逆格子空間から物質の位相情報を確定することで、格子定数などの定量性を議論することが多い。この場合、ビームに求められる性能は単色エネルギーかつ輝度が高いことであり、光学分野の言葉に直せば分光放射輝度が高いとも言える。しかし、このような中性子源を得るためには、大強度化する必要があり数百メートル級の大型施設が必要となるため、利用機会が制限されてしまう。そこで、中性子が持つ、波長によって飛行する時間が異なるという基本的な特性を利用することで、単色性やビーム強度に特化する必要がない技術による様々な定量化技術が注目されている。この中性子パルスイメージングは、別名、Time-of-Flight イメージングやエネルギー分解イメージング、スペクトルイメージングなどと呼ばれており、ここでは、この小型中性子源を用いたパルスイメージング技術を中心に述べる。

中性子の波長 λ に依存する透過スペクトル $T(\lambda)$ は微視的中性子全断面積 $\sigma_{\text{tot}}(\lambda)$ を用いて、次のように表される。

$$T(\lambda) = \exp\left(-\sum_p \sigma_{\text{tot},p}(\lambda)\rho_p t_p\right)$$

ここで、 ρ_p は原子数密度、 t_p は中性子の透過厚さを表し、微視的断面積 $\sigma_{\text{tot}}(\lambda)$ と原子数密度 ρ_p の積は巨視的全断面積 $\Sigma_{\text{tot}}(\lambda)$ (γ 線における線減弱係数に相当する) と呼ばれている。この中性子全断面積は下記のように細分化することができる。

$$\sigma_{\text{tot}}(\lambda) = \sigma_{\text{coh}}^{\text{ela}}(\lambda) + \sigma_{\text{incoh}}^{\text{ela}}(\lambda) + \sigma_{\text{coh}}^{\text{inela}}(\lambda) + \sigma_{\text{incoh}}^{\text{inela}}(\lambda) + \sigma_{\text{abs}}(\lambda)$$

ここで、右辺第一項から順に弾性干渉性散乱断面積、弾性非干渉性散乱断面積、非弾性干渉性散乱断面積、非弾性非干渉性散乱断面積、吸収断面積を表す。つまり全断面積は中性子との相互作用毎に分解することができる。

4.2.1 ストロボスコピック中性子イメージング

動的中性子ラジオグラフィは基本的に X 線のダイナミックイメージングと同様の技術が適用できる。これは、大型原子炉中性子源による高フラックスの中性子ビームが得られるようになってから着目されている。最近では、スイス PSI の大型核破砕中性子施設 SNIQ を用いて内燃エンジン動作中のガソリン噴射時の可視化などが実現されており (図 6 参照)、燃焼体との測定相性 (反応断面積が大きい) も良い。中性子は元来、水素に対して大きな反応断面積を持つことから、将来的には燃料電池自動車 (FCV) や次世代の水素エンジンなどの内部の動作中可視化等に利用することが期待できる。

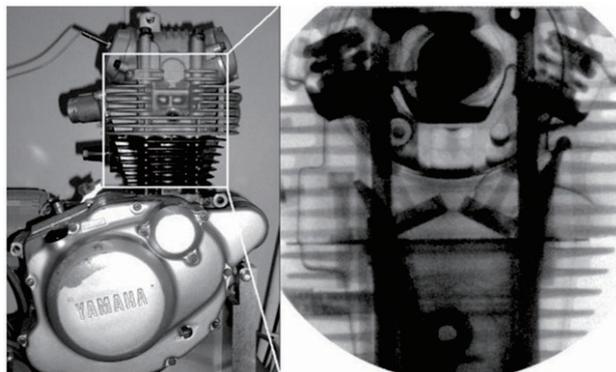


図 6 動的中性子ラジオグラフィによるエンジン内部の可視化の様子³²⁾

4.2.2 後方散乱イメージング

先にも述べたように、中性子の波長は $\lambda = h/mv$ で表されるため、波長に依存したそれぞれの物質相互作用の効果が検出器上は到達速度（飛行時間）の差を測定した際に到達時間や減衰量として現れるのだが、後方散乱の場合は異なる。光と同様に後方に中性子が散乱される場合、ビーム軸方向に対する散乱位置によって全体の飛行距離が異なる。この場合、中性子の波長や速度に関係なく、検出位置での到達時間の差として現れる。これらの技術は主にコンクリートやトンネル、架橋などの内部の水の滞留や土砂による空洞化などの可視化技術として開発が進められている（図7参照）。

4.2.3 中性子スピンイメージング

中性子はスピンを持ち、 $\pm 1/2$ の2つの状態を取ることができる。このうち、どちらかの状態のみを選択的に抽出することで偏極中性子ビームを得ることができる。この時の性能を表すパラメータである偏極度 P は次の式で表される。

$$P = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}$$

ここで、 n^+ は up、 n^- は down のスピン状態の中性子の

数である。このような偏極中性子ビームの偏極度は地磁気のような弱磁場でも悪化するため、ガイド磁場を形成して輸送することで初めて利用することができる。

この偏極中性子を利用したイメージングで最も有名なものが磁気イメージングであり、これは磁場中での中性子スピンの回転を利用し、偏極度を変化させ、偏極フィルターで中性子を選択することで画像コントラストを得ている（図8参照）。この運動は、下記の2式によって記述することができる。

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \frac{m_n}{2} \left| \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right|^2 + \mu_n \sigma_n(t) \cdot \mathbf{B}(t)$$

$$\frac{d}{dt} \sigma_n(t) = \gamma_n \sigma_n(t) \times \mathbf{B}(t)$$

ここで、 m_n は中性子の質量、 μ_n は中性子の磁気モーメント、 $\sigma_n(t)$ は中性子スピンに平行な単位ベクトル、 γ_n は中性子の磁気回転比となる。中性子は磁場中で軌道が変化し、さらにラーモア歳差運動する。ここで、磁場中での中性子スピンの歳差運動回転角度 ϕ は上述した式より、次のように書き直すことができる。

$$\phi = \omega_L t = \frac{\gamma_n m_n \lambda}{h} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}$$

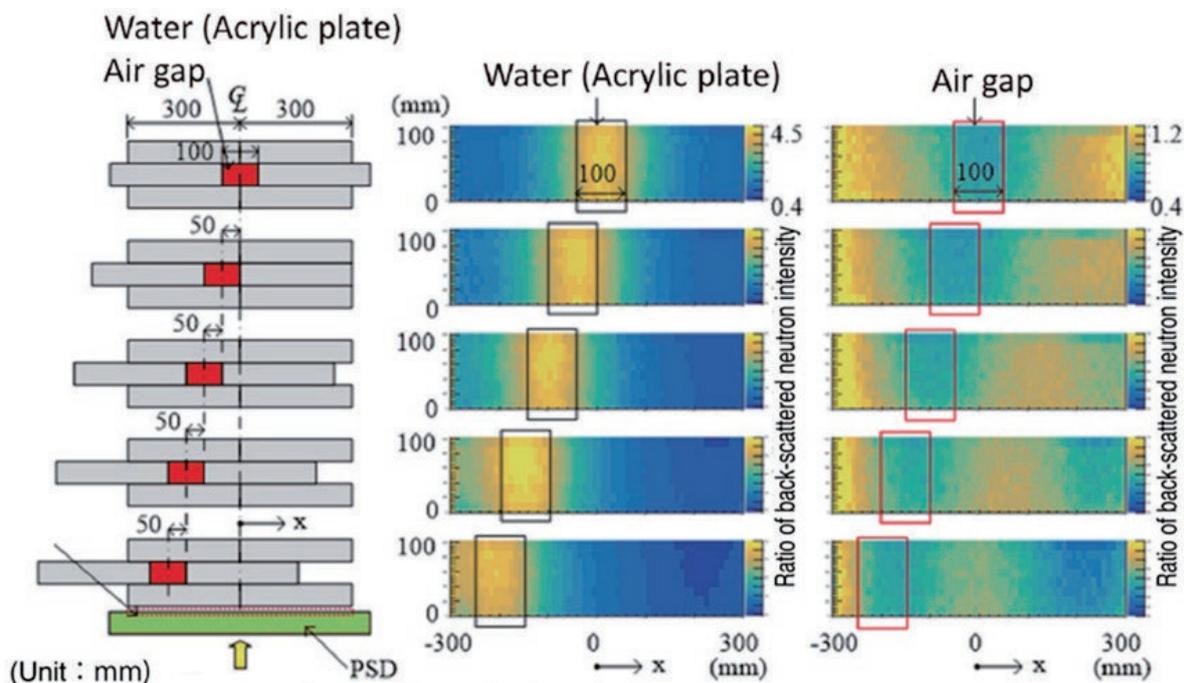


図7 コンクリート内部の後方散乱イメージングの実装³³⁾。部材の間にある水層及び空気層を可視化することができる。また、水と空気層はコンクリートに対して吸収強度が反転しており、得られたコントラストからその様子が観測されている。

ここで、 λ は波長、 B は磁場強度、 t は中性子が磁場中に滞在する時間、 ω_L はラーモア周波数であり $\omega_L = \gamma_n B$ と表される。磁気イメージングでは、このラーモア歳差運動による中性子スピンの回転を空間毎に測定することでイメージを取得することができる^{34),35)}。この測定法の特徴もやはり透過力であり、中性子以外の方法では得られない数 mm 以上の厚みの磁場測定に利用されている。

4.2.4 ブラッグエッジイメージング

4.2 中性子パルスイメージング技術に記載した中性子全断面積 $\sigma_{\text{tot}}(\lambda)$ の右辺第一項：弾性干渉性散乱断面積 $\sigma_{\text{coh}}^{\text{ela}}(\lambda)$ に着目する。この項を決定する散乱要因には、結晶構造が起因するブラッグ散乱、磁気構造に起因する磁気散乱、マクロ構造に起因する小角散乱、液体やアモルファスの短距離秩序構造に起因する全散乱がある。弾性干渉性散乱断面積は下記の式で記述される。

$$\sigma_{\text{coh}}^{\text{ela}}(\lambda) = \frac{\lambda^2}{2V_0} \sum_{hkl} |F_{hkl}|^2 d_{hkl} [1 - H(\lambda - 2d_{hkl})]$$

$$F_{hkl} = w_{hkl} \sum_n o_n b_n \exp[2\pi i(hx_n + ky_n +$$

$$lz_n)] \exp\left(-\frac{B_{\text{iso}n}}{4d_{hkl}^2}\right)$$

この式中で、 $H(\lambda - 2d_{hkl})$ はブラッグの法則より、 $\lambda < 2d_{hkl}$ の場合にのみブラッグ散乱が起こることが Heaviside のステップ関数で表されている。また、散乱強度は結晶構造因子 F_{hkl} によって決定される。 w_{hkl} は多重度であり、同じ面間隔を持つ等価な $\{hkl\}$ 群の数を表す。 o_n は n 番目の原子核のサイト占有率、 b_n は n 番目の原子核の散乱長、 x_n, y_n, z_n は分極座標における n 番目の原子核の位置、最後の指数関数の項は Debye-Waller 因子、 B_{iso} は等方性原子変位パラメーターを表す。

ブラッグエッジイメージングの名称は、よく知られているブラッグ反射条件： $2d \sin\theta = n\lambda$ に由来する。中性子

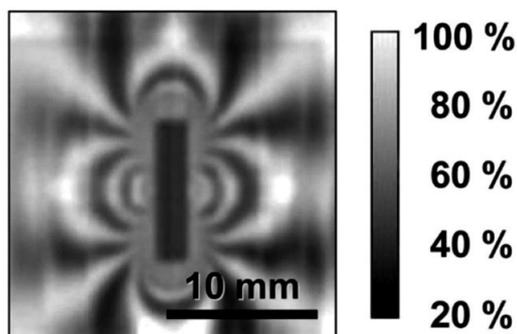


図8 中性子スピンイメージング技術による鉄芯周辺部の磁場可視化³⁶⁾

の波長を用いて式変形すると次式を得る。

$$2 \frac{m_n L}{h} \frac{1}{t} \sin \theta_{hkl} = \frac{1}{d_{hkl}}$$

ここで、 m_n は中性子の質量、 L は飛行距離、 t は飛行時間、 θ_{hkl} は散乱角、 d_{hkl} は面間隔を表す。また、格子歪み ε は、次の式で表される。

$$\varepsilon = \frac{d_{hkl,s} - d_{hkl,0}}{d_{hkl,0}}$$

ここで、 $d_{hkl,s}$ は測定された（応力フリーの）面間隔、 $d_{hkl,0}$ は応力負荷のない面間隔を表す。この歪み情報はピクセル毎に得られるため、イメージングすることが可能である。図9と図10には、それぞれ、最近になって得られた代表的なブラッグエッジイメージングによる残留応力の特徴づけた結晶構造画像とリチウムイオンバッテリー内の充放電繰り返し後の結晶構造の変化画像を示す。

また、ブラッグエッジイメージングを応用したコンピュータ断層撮影（CT）技術も精力的に研究開発されている。X線CTのようなスカラー量とは異なり、ブラッグエッジ測定による歪み量はテンソル量であるため、物理量に対する処理が重要となる。さらに、中性子は同一の結晶内で多重回折を起こすことがあり、見かけ以上透過強度が増加するので、この程度を分析することで結晶子サイズを導出することができる。

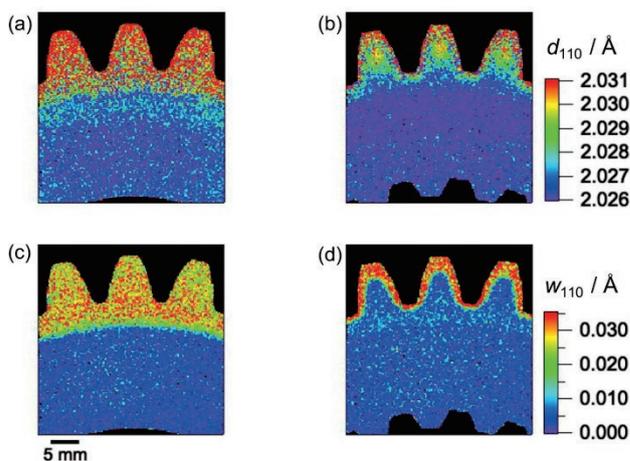


図9 ブラッグエッジイメージング法による歯車内の結晶構造毎のイメージング画像³⁷⁾。歯幅方向に平均化された結晶構造の違いが可視化されている。

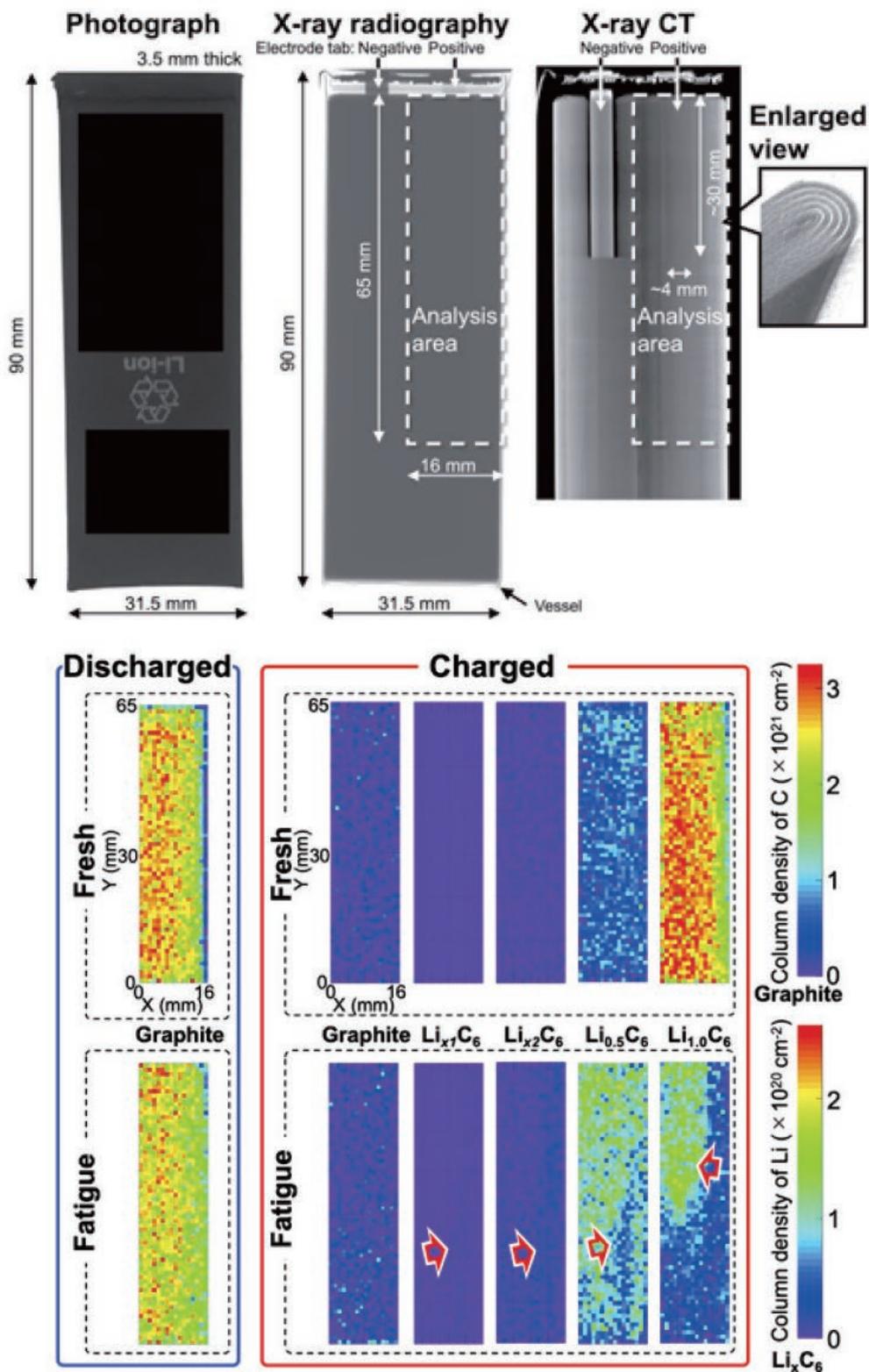


図 10 Li イオンバッテリー内の充放电繰り返し後の結晶構造変化のイメージング³⁸⁾. 充放电を繰り返すことで、バッテリー内部の結晶構造が変化していく様子が計測されている。

4.2.5 共鳴吸収イメージング

中性子が原子核に入射し、中性子が捕獲され複合核が形成されると、中性子の結合エネルギーは複合核の内部エネルギーとして吸収される。さらに、中性子が結合したことによるエネルギーを加算した分の全エネルギーが励起準位に近いと複合核が形成される断面積が大きくなる。この特定の中性子エネルギーで反応断面積が急激に大きくなる現象は共鳴吸収と呼ばれ、吸収エネルギー値から核種を同定でき、吸収の自然幅から原子核由来の温度情報を得ることができる。この中性子捕獲の反応断面積（共鳴吸収断面積）は単一準位の Breit-Wigner の式：

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 g_j \frac{\Gamma_n \Gamma_r}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}$$

から次式で表される。

$$\sigma(E) \approx \frac{1}{\Delta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dE' \exp\left[-\left(\frac{E' - E}{\Delta/2}\right)^2\right] \sqrt{\frac{E'}{E}} \sigma(E')$$

ここで、 Δ はドップラー拡がりと呼ばれるパラメータであり、次式で現れる。

$$\Delta = \sqrt{\frac{4Ek_B TmM}{(m + M)^2}}$$

ここで、 λ は中性子の波長、 Γ_n は中性子の幅、 Γ_r は反応の部分的な幅、 g_j は角運動量を持つ複合状態形成のための統計的スピン係数、 Γ は $\Gamma = \Gamma_n + \sum_r \Gamma_r$ で表される共鳴幅の近似値、 E は中性子のエネルギー、 k_B はボルツマン定数、 T は標的核の温度、 M は標的核の質量、 m は中性子の質量である。最終的に観測される共鳴線の形状は次式のようなになる³⁹⁾。

$$\sigma_{\text{eff}}(E) = \frac{\sigma_0 \Gamma}{2\Delta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{\exp\left\{-\frac{\Gamma}{4\Delta}(x - y)^2\right\}}{1 + y^2}$$

$$x = \frac{2(E - E_0)}{\Gamma}$$

$$y = \frac{2(E' - E_0)}{\Gamma}$$

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\lambda^2 g_j \Gamma_n \Gamma_r}{\Gamma^2}$$

温度測定の実験では、測定された中性子共鳴スペクトルのデータに対して、パラメータフィッティングすることで温度 T を求める。表 5 には、これまで測定された元素と最高温度 T_{max} 、温度分解能 ΔT の一覧を示す。基本的には中性子のエネルギーが 1 から 10 eV までの共鳴吸収帯を利用して温度測定が行われている。以下の表に示した

材料以外にも、Ag, Nd, Sm などの元素が温度測定に適用できる可能性がある。図 11 には、Ta に対して、中性子の温度イメージングした実験結果を示す⁴³⁾。

表 5 中性子に温度測定の先行研究一覧

元素	T_{max} (K)	ΔT (K)	参考文献
Ta, Re	540	-	40
Hf, Ta, Ir, Re	1300	20	41
W	880	50	42
Ta	350	23	43
Mo	880	100	44
Ta, W	560	< 100	45
Ta	770	-	46

5. X 線と中性子イメージングのハイブリット化

1. はじめに、で述べたように X 線と中性子の透過能は原子番号とエネルギーによって異なり、イメージ取得した際には X 線と中性子は異なる物質情報を提供する。そこで、X 線源の光源サイズが小さいことを利用した X 線画像の高解像度化と、軽元素と中性子の反応断面積の大きさを利用した元素分布分析を組み合わせることで、X 線と中性子のハイブリットイメージングによる考古学関

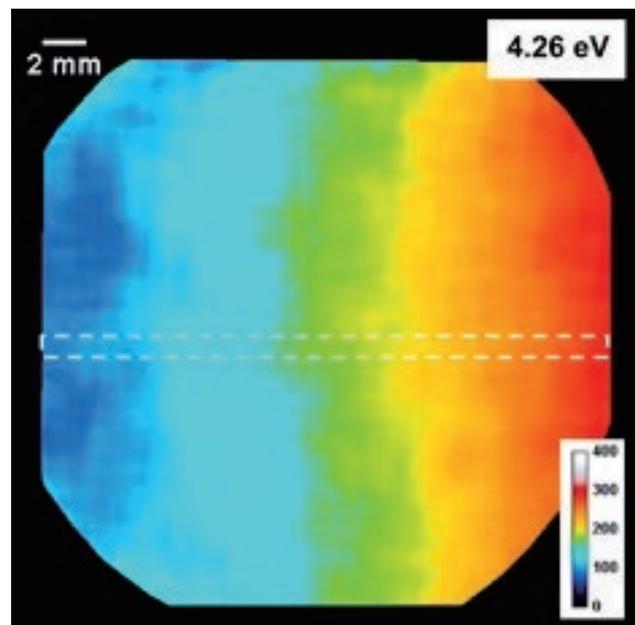


図 11 Ta 板の共鳴吸収による温度イメージング。紙面右側のみ加熱したことによってできた温度勾配を Ta の 4.26 eV の吸収ピークの広がり幅を測定することで可視化⁴³⁾。

連史料のイメージングなどが行われている⁴⁷⁾。さらに、近年、X線と中性子のCTで得られる数学的なデータの融合と再構成手順が開発され、コントラスト差の大きな材料同士でも同一イメージ内に高解像度で取得できるようになってきた⁴⁸⁾。

6. パルスイメージングの将来展望と期待

これまで、X線や中性子を用いたパルスイメージング技術は、主に、光源、検出器、光学系及びイメージング手法の各要素技術の発展とともに進展してきた。検出器の研究開発では、検出効率と空間分解能を向上するためにシンチレータ材料の合成技術や加工技術などの高度化が進められている。また、光学系では位相マスク⁵¹⁾やX線・中性子の集光ミラー技術⁵²⁾などのハードウェア技術が確立し、またイメージング手法では、コヒーレント回折イメージング技術⁴⁹⁾やホログラフィー技術⁵⁰⁾などの位相技術が確立してきている。このような動向には、光源開発によって様々なユーザーが最先端の量子ビーム技術を扱えるようになってきた事実が大きく関わっている。このような流れを考えれば、装置利用の裾野を広げるような光源の開発はこれからも重要であると言える。例えば、X線を発生させる装置の小型化としては、XFEL、高輝度化としてはX線管などへの期待である。XFELでは主に電子を加速する加速器部分と光を発生・増幅するアンジュレータ部がある。加速器部分の将来技術としてはレーザープラズマ加速¹²⁾とレーザー誘電体加速¹³⁾などに期待できる。これらはレーザー光の高い電場強度を利用して加速器を小型化しようという試みであり、レーザープラズマ加速では100 GV/m、レーザー誘電体加速では1 GV/m程度の加速電界が想定されている（通常の加速器は30 MV/m程度）。また、アンジュレータ部の小型化には、極短周期アンジュレータ¹⁴⁾が期待できる。これには、これまで技術的に困難であった短い距離での磁性体の極性反転できる着磁技術が開発されている。これらの技術は組合せが可能であり、将来的にはテーブルトップでの実現が期待できる。また、大電力向けのX線管では平均出力10 kW級、マイクロフォーカス式X線管では1 kW級の装置が製品化されている。実際、X線の出力を制限している主たる要因はX線を発生する標的自体の熱負荷であり、原理的に、電子がX線に変換される効率は1%から5%程度である⁵³⁾。近年では標的に液体金属を用いられ⁵⁴⁾、輝度を20倍から30倍程度向上させることに成功している。しかし、電子ビームの最大出力は連続波源では100 kWを超えており、また、パルス

励起の場合にはさらに高いピーク出力によって標的に大きな熱負荷がかかる。そのため、この液体金属標的技術の性能を上回る新たな標的技術が必要になる。

中性子パルスイメージングの場合には、大強度化と小型化に関する研究開発に加えて、短パルス化も重要である。これは特に定量化できる中性子パルスイメージングを見据えたものであり、短パルス化によって様々な定量化技術を利用しやすくなる。小型化に関しては、これまで中性子イメージング装置が加速器本体や遮蔽体を含めると一辺あたり数十メートル以上のスペースを必要としていたが、近年になり数mにまで小型化がすすんできている。しかし、電子顕微鏡などの装置サイズと比較してもまだまだ小型化を進めていかなければならない。さらに、高輝度化、小型化、短パルス化の両立という面ではさらに取り組むべき課題が残されている。

著者は今後、これらX線や中性子、さらにそれらを発生させる電子ビームやレーザー技術の開発に携わることで従来以上の価値創造を目指してゆく。

まとめ

本記事で紹介したように、高い透過能を活かしたX線と中性子を用いたイメージング技術が重要性を増してきている。高輝度化や短パルス化の技術、及びそれらを利用したパルスイメージング技術は、ますます発展してゆくものと思われる。特に、今後の発展により、これまで大型施設でのみ利用されてきたパルスイメージング技術がラボスケールにサイズダウンすることができれば、様々な応用分野への波及が期待できる。

謝辞

本調査研究を行うにあたり、大島永康研究グループ長、木野幸一主任研究員、友田陽招聘研究員には多くの御助言をいただきました。ここに、深く感謝の意を評します。

参考文献

- 1) W. C. Röntgen, *Sitzungsberichte der Physikalisch-medizinischen Gesellschaft zu Würzburg*, 29, 132 (1895).
- 2) F.W. Zonneveld, *Insights Imaging* 11, 46 (2020).
- 3) V. O. Peter, *Zeitschrift Für Naturforschung A* 1, 557 (1946).
- 4) R.F. Ziesche, N. Kardjilov, W. Kockelmann, D.J.L. Brett, and P.R. Shearing, *Joule* 6, 35 (2022).

- 5) M. Strobl, I. Manke, N. Kardjilov, A. Hilger, M. Dawson, and J. Banhart, *J. Phys. D Appl. Phys.* 42, 243001 (2009).
- 6) 小田切丈, *Radioisotopes* 66, 417 (2017).
- 7) H. Bethe, W. Heitler, and P.A.M. Dirac, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 146, 83 (1934).
- 8) 劉源興, 浦井一, 石井彰三, 電気学会論文誌 A (基礎・材料・共通部門誌) 113, 17 (1993).
- 9) 波戸芳仁, 植木紘太郎, 船舶技術研究所報告 24, 1, 71-94 (1987).
- 10) 水渡英二, 塩尻詢, 日本ゴム協会誌, 37, 11, 875-895 (1964).
- 11) 田中隆次, X 線自由電子レーザー ~ SACLA, 3. アンジュレータ, 高エネルギー加速器セミナー OHO (2013).
- 12) X. Wang, R. Zgadzaj, N. Fazel, Z. Li, S.A. Yi, X. Zhang, W. Henderson, Y.-Y. Chang, R. Korzekwa, H.-E. Tsai, C.-H. Pai, H. Quevedo, G. Dyer, E. Gaul, M. Martinez, A.C. Bernstein, T. Borger, M. Spinks, M. Donovan, V. Khudik, G. Shvets, T. Ditmire, and M.C. Downer, *Nat. Commun.* 4, (2013).
- 13) E.A. Peralta, K. Soong, R.J. England, E.R. Colby, Z. Wu, B. Montazeri, C. McGuinness, J. McNeur, K.J. Leedle, D. Walz, E.B. Sozer, B. Cowan, B. Schwartz, G. Travish, and R.L. Byer, *Nature* 503, 91 (2013).
- 14) S. Yamamoto, *Synchrotron Radiat. News* 28, 19 (2015).
- 15) 黒田隆之助, 池浦広美, 安本正人, 豊川弘之, 山田家 和勝, レーザー解説 40, 11, 858-862 (2012).
- 16) Y. Fu, B. Xue, K. Midorikawa, and E. J. Takahashi: "TW-scale mid-infrared pulses near 3.3 μ m directly generated by dual-chirped optical parametric amplification", *Appl. Phys. Lett.* 112(24), 241105 (2018).
- 17) 藤原健, 産総研計量標準報告, 9, 4 439-450 (2018).
- 18) Y. Kiyonagi, *AAPPS Bulletin* 31, 22 (2021).
- 19) 松林政仁, *RADIOISOTOPES*, 56, 479-486 (2007).
- 20) 佐藤達彦, 博士論文「高エネルギー電子加速器に対する遮蔽設計のための光核反応に関する研究」京都大学 (2001).
- 21) W. P. Swanson, *Health Physics* 35, 353 (1978).
- 22) M. Lebois, J.N. Wilson, P. Halipré, B. Leniau, I. Matea, A. Oberstedt, S. Oberstedt, and D. Verney, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 735, 145 (2014).
- 23) S. Ikeda, M. Okamura, T. Kaneshue, D. Raparia, A. Hershcovitch, K. Yip, K. Takahashi, D. Wu, A. Cannavò, and G. Ceccio, *Rev. Sci. Instrum.* 91, 023304 (2020).
- 24) P.-H. Rebut, *Fusion Eng. Des.* 30, 85 (1995).
- 25) A. J. Creely, M.J. Greenwald, S.B. Ballinger, D. Brunner, J. Canik, J. Doody, T. Fülöp, D.T. Garnier, R. Granetz, T.K. Gray, and Others, *J. Plasma Phys.* 86, (2020).
- 26) O.A. Hurricane, D.A. Callahan, D.T. Casey, P.M. Celliers, C. Cerjan, E.L. Dewald, T.R. Dittrich, T. Döppner, D.E. Hinkel, L.F. Berzak Hopkins, J.L. Kline, S. Le Pape, T. Ma, A.G. MacPhee, J.L. Milovich, A. Pak, H.-S. Park, P.K. Patel, B.A. Remington, J.D. Salmonson, P.T. Springer, and R. Tommasini, *Nature* 506, 343 (2014).
- 27) 勅使河原誠, 波紋 28, 135 (2018).
- 28) K. Kino, T. Fujiwara, M. Furusaka, N. Hayashizaki, R. Kuroda, K. Michishio, T. Muroga, H. Ogawa, B.E. O' Rourke, N. Oshima, D. Satoh, N. Sei, T. Shishido, R. Suzuki, M. Tanaka, H. Toyokawa, and A. Watazu, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 927, 407 (2019).
- 29) B.J. Vincent, *Br. J. Appl. Phys.* 11, 132 (1960).
- 30) L. Massimi, S.J. Clark, S. Marussi, A. Doherty, J. Schulz, S. Marathe, C. Rau, M. Endrizzi, P.D. Lee, and A. Olivo, *Phys. Rev. Lett.* 127, 215503 (2021).
- 31) Y. Cheng, J. Zhang, Y.Z. Lee, B. Gao, S. Dike, W. Lin, J.P. Lu, and O. Zhou, *Rev. Sci. Instrum.* 75, 3264 (2004).
- 32) P. Vontobel, G. Frei, J. Brunner, A.E. Gildemeister, and M. Engelhardt, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 542, 148 (2005).
- 33) 大竹淑恵, レーザー研究 46, 11 (2018).
- 34) 篠原武尚, 波紋 21, 180 (2011).
- 35) 加倉井和久, *RADIOISOTOPES*, 46, 844-851 (1997).
- 36) F.M. Piegsa, B. van den Brandt, P. Hautle, J. Kohlbrecher, and J.A. Konter, *Phys. Rev. Lett.* 102, 145501 (2009).
- 37) Y. Su, K. Oikawa, T. Shinohara, T. Kai, T. Horino, O. Idohara, Y. Misaka, and Y. Tomota, *Sci. Rep.* 11, 4155 (2021).
- 38) K. Kino, T. Itoh, T. Fujiwara, R. Kuroda, N. Oshima, M. Tanaka, A. Watazu, T. Kamiyama, M. Yonemura, and Y. Ishikawa, *Appl. Phys. Express* 15, 027005 (2022).
- 39) H.A. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* 9, 69 (1937).
- 40) J. Mayers, G. Baciocco, and A.C. Hannon, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 275, 453 (1989).
- 41) H.J. Stone, M.G. Tucker, F.M. Meducin, M.T. Dove,

- S.A.T. Redfern, Y. Le Godec, and W.G. Marshall, *J. Appl. Phys.* 98, 064905 (2005).
- 42) V.W. Yuan, J.D. Bowman, D.J. Funk, G.L. Morgan, R.L. Rabie, C.E. Ragan, J.P. Quintana, and H.L. Stacy, *Phys. Rev. Lett.* 94, 125504 (2005).
- 43) A.S. Tremsin, W. Kockelmann, D.E. Pooley, and W.B. Feller, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 803, 15 (2015).
- 44) D.C. Swift, A. Seifert, D.B. Holtkamp, V.W. Yuan, D. Bowman, and D.A. Clark, *Phys. Rev. B Condens. Matter* 77, 092102 (2008).
- 45) T. Kai, K. Hiroi, Y. Su, T. Shinohara, J. Parker, Y. Matsumoto, H. Hayashida, M. Segawa, T. Nakatani, K. Oikawa, S. Zhang, and Y. Kiyonagi, *Phys. Procedia* 88, 306 (2017).
- 46) K.Y. Hara, M. Asako, T. Kai, H. Sato, and T. Kamiyama, in *2019 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)* (2019), pp. 1-2.
- 47) 松林政仁, *RADIOISOTOPES*, 57, 199-206 (2008).
- 48) M.J. Schrapp, M. Goldammer, M. Schulz, S. Issani, S. Bhamidipati, and P. Böni, *J. Appl. Phys.* 116, 163104 (2014).
- 49) G. Brändén, G. Hammarin, R. Harimoorthy, A. Johansson, D. Arnlund, E. Malmerberg, A. Barty, S. Tångeford, P. Berntsen, D.P. DePonte, C. Seuring, T.A. White, F. Stellato, R. Bean, K.R. Beyerlein, L.M.G. Chavas, H. Fleckenstein, C. Gati, U. Ghoshdastider, L. Gumprecht, D. Oberthür, D. Popp, M. Seibert, T. Tilp, M. Messerschmidt, G.J. Williams, N.D. Loh, H.N. Chapman, P. Zwart, M. Liang, S. Boutet, R.C. Robinson, and R. Neutze, *Nat. Commun.* 10, 2589 (2019).
- 50) M. Vassholz, H.P. Hoeppe, J. Hagemann, J.M. Rosselló, M. Osterhoff, R. Mettin, T. Kurz, A. Schropp, F. Seiboth, C.G. Schroer, M. Scholz, J. Möller, J. Hallmann, U. Boesenberg, C. Kim, A. Zozulya, W. Lu, R. Shayduk, R. Schaffer, A. Madsen, and T. Salditt, *Nat. Commun.* 12, 3468 (2021).
- 51) H. Miao, A. Panna, A.A. Gommella, E.E. Bennett, S. Znati, L. Chen, and H. Wen, *Nat. Phys.* 12, 830 (2016)
- 52) H. Mimura, S. Handa, T. Kimura, H. Yumoto, D. Yamakawa, H. Yokoyama, S. Matsuyama, K. Inagaki, K. Yamamura, Y. Sano, K. Tamasaku, Y. Nishino, M. Yabashi, T. Ishikawa, and K. Yamauchi, *Nat. Phys.* 6, 122 (2009).
- 53) C.-S. Wu, *Physical Review* 59, 481 (1941).
- 54) O. Hemberg, M. Otendal, and H.M. Hertz, *Appl. Phys. Lett.* 83, 1483 (2003).