RADIOISOTOPES, **56**, 403-416 (2007)

連載講座

中性子イメージング技術の基礎と応用（基礎編第４回）

中性子イメージング技術に関する基本因子†

小林久夫

立教大学名誉教授
238-0023　神奈川県横須賀市森崎 4-9-27（自宅）

Key Words：neutron, neutron imaging, neutron beam, parallelism, magnification, geometrical uncertainty, inherent uncertainty, line spread function, Lorenzian, point spread function, modulation transfer function, density resolution, effective energy, effective total macroscopic cross section, scattered neutron

1.　はじめに

従来の中性子ラジオグラフィ画像は，X 線フィルムを用いて取得することが普通であった。しかし，1980 年代からの傾向としては，画像を単なる定性的な情報取得という検査手法にとどまらず，定量的な計測手法としても議論され，利用されるようになってきた。つまり，その画像から，動画像解析による運動体情報，物質情報や，場合によっては 3 次元寸法情報の取得，等も行われるようになってきた。その結果の画像を定量的に解析するため，それまで無視されていたいくつかの因子を系統的に検討し直す必要に迫られるようになってきた。更に，電子式画像取得や断層撮像等は，それの持つ特殊な性能，機能に伴って，対応する画像評価に関する因子や評価基準も議論されるようになってきた。しかし，これら関連する様々な因子，特に電子式撮像法や断層撮影法に関わるものに関しての詳細は，以降に取り上げる個々の講座で必要に応じて詳述することになる。ここでは，中性子イメージング画像の画質に直接関連する，基本的な因子を中心に議論する。なお，本講座は他の全ての内容に直接，間接に関わるため，記述の重複はご容赦願いたい。

本講座は議論が多岐にわたるため，議論の全体像が見渡せるよう，関連因子に関する各項目を，議論される各章・節番号と共に図 1 に示した。ここで太い破線は中性子イメージング撮像系を，太い実線は得られる画像と，その画像へ関連因子の与える画質と効果を示している。太い実線はビームと撮像された画像の流れを，細い実線は各情報の流れを示している。

2.　中性子ビーム

中性子は原子炉を中心に様々な中性子源より，ダイヤフラム開口部を介して取り出すのが普通である。中性子源に関しては第 5 回，ビームの生成に関しては第 6 回で詳述するので，詳細はそちらに譲るが，ここではそのビームの画質に関連する因子について述べる。このようにして取り出されたビームは，当然末広がりの形になる。画像取得の原則は平行ビームを用いるところにあるが，良質の画像を取得するために，中性子強度の増強と画像歪みの低減という相反する要求に，許容される撮像時間，許容される画

---

† Fundamentals and Applications of Neutron Imaging (Fundamentals Part 4).
Basic Parameters Relating Neutron Imaging.
Hisao KOBAYASHI : Professor Emeritus at Rikkyo University, 4-9-27, Morisaki, Yokosuka-shi, Kanagawa Pref. 238-0023, Japan (Residence).

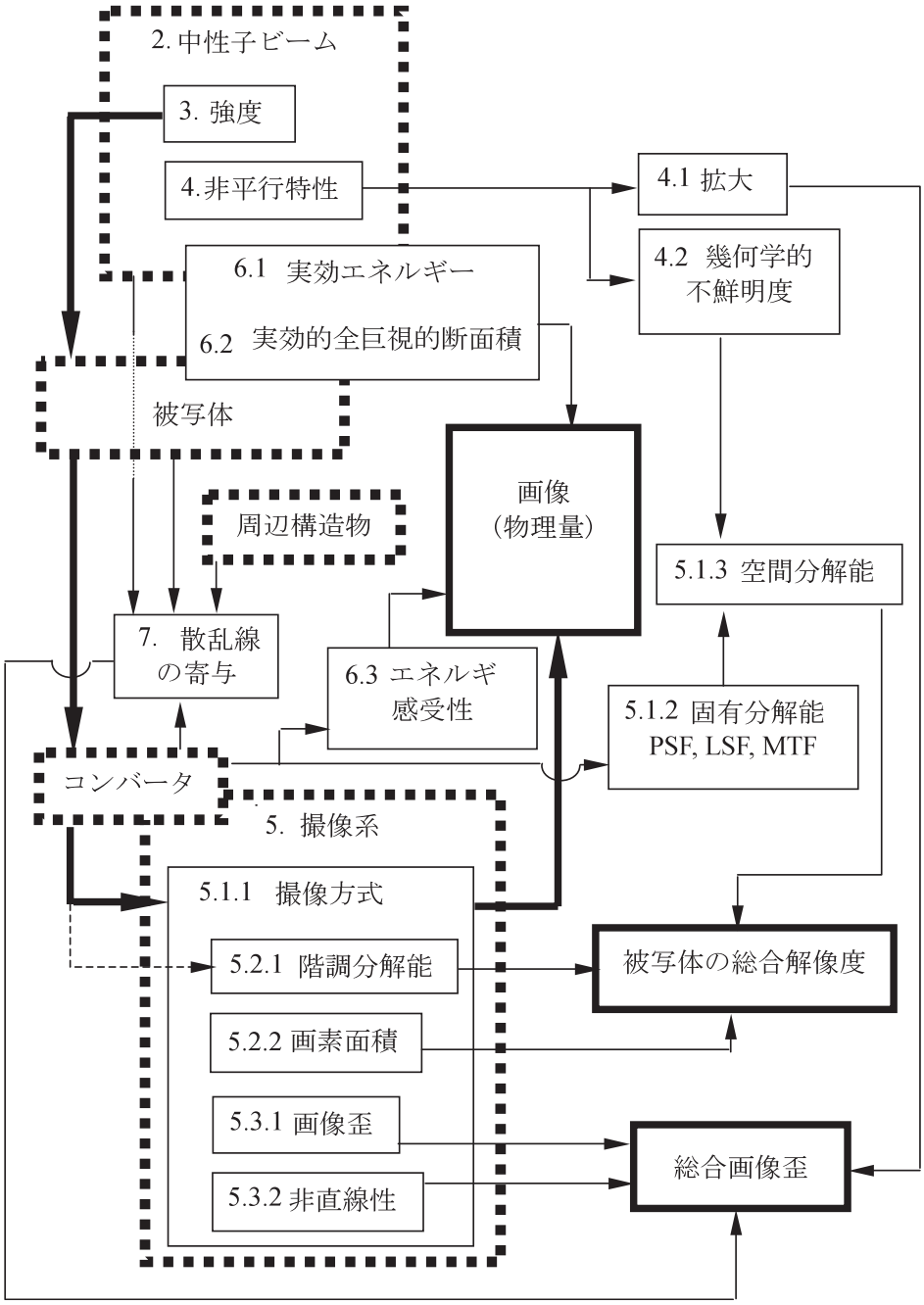

図1 中性子イメージング関連の基本因子

像歪みや可能な放射線遮蔽など，他の外的な条件との間で，最適な条件を探って決められることになる。この意味でも基本因子の理解と取得は重要である。

中性子ビームの画像に関連する最も基本的な因子は，撮像部における中性子束密度，これを時間積分した中性子強度，及び非平行特性である。中性子強度は，試料透過後の中性子強度，

すなわち画像信号値の表現幅を決定する。更に，中性子強度は撮像系の信号取得特性と共にその揺らぎ，すなわち画像信号の強度（濃度）情報の分解能あるいは画質等も決定する。

ビームの非平行特性は，取得画像の幾何学的空間分解能及び画像歪み（拡大率）を決定，更には画像の解像度も決定する。両者は最も重要な因子であるといえる。ここでは両者を中心に，次いで関連する諸因子を論ずる。

3.　中性子強度

いうまでもなく，中性子イメージングにおいて最も重要な因子は，撮像面における中性子強度 $\boldsymbol{n}$ [n cm^{-2}]*1 であり，中性子束密度 $\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$ [n cm^{-2}s^{-1}]*2 と画像取得時間 $\boldsymbol{t}$ [s] の積で決まる。$\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$ は中性子源が決まると決定してしまうのが普通であるから，一定面積に入射する中性子強度 $\boldsymbol{n}$ は，$\boldsymbol{t}$ を変えて決定することになるので，$\boldsymbol{t}$ も因子の一つになる。画像取得に，一定の中性子強度が要求されるとすると，$\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$ と $\boldsymbol{t}$ は逆相関の関係になる。逆に，高い中性子束密度は，静止画の取得時間を短縮し，動画像をより早く取得する際の限界を広げる。この $\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$ は，ダイヤフラムにおける中性子束密度を $\boldsymbol{\phi}(0)$ [n cm^{-2}s^{-1}]，ダイヤフラム開口寸法を $\boldsymbol{D}$ [cm] とすると，理想的なビームであるならば，

$$\phi(L) = \phi(0)/(4L/D)^2 \qquad (1)$$

で与えられる[1]。ここで $\boldsymbol{L}$ [cm] は，ダイヤフラム*3 撮像面間距離である。一般には，ダイヤフラムの形状は方形，矩形も使用されているが，ここでは簡単のために最も普通の円形としている（円形以外は推奨されない）。中性子束密度に関してはもう少し詳細な議論が必要となるが，その点は第 6 回で述べる。したがって，ここでの主要因子は，$\boldsymbol{\phi}(0)$，$\boldsymbol{L}$ 及び $\boldsymbol{D}$ である。この関係から，$\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$ は $\boldsymbol{D}$ の二乗に，$\boldsymbol{L}$ の逆二乗に比例する。$\boldsymbol{L}$ 及び $\boldsymbol{D}$ は，中性子束密度を決定するが，中性子ビームのエネルギーは重要な因子である。これに関しては，透過特性とともに 6 章で議論する。

中性子場では，散乱中性子線 $\boldsymbol{\phi}_s$ [n cm^{-2} s^{-1}] の存在が不可避であるところから，定量性を重視する場合，この存在を抜きにしては考えられない。したがって，観測される中性子束密度は $\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L}) + \boldsymbol{\phi}_s$ で表現されることになる。当然，散乱中性子線の存在はダイナミックレンジの下限を，更に相対的な階調分解能にも限界を与えることになる。この点に関しては 7 章で議論する。

4.　ビームの非平行特性

上述のように，$\boldsymbol{L}$ 及び $\boldsymbol{D}$ は，中性子束密度を決定するが，ビームの非平行性も決定する。この二つの因子は，次に述べる二種の画像の幾何学的性質を特徴づける[2]。

4･1　画像の拡大

第一に，$\boldsymbol{L}$ は画像の拡大率を与える重要な因子である。すなわち，被写体と撮像面間の距離を ℓ とすると，ビームが拡散型であるので，画像は ℓ と共に拡大する。その拡大率 $\boldsymbol{M}$ [無次元] は

$$M = (1 + \ell/L) \qquad (2)$$

で与えられる。すなわち，ダイヤフラム撮像面間距離を $\boldsymbol{L} = 500$ cm，被写体と撮像面間の距離を $\ell = 10$ cm とする撮像条件は時に起こり得るが，この場合，撮像された被写体の画像は 1.02 倍，すなわち 2% 増大した画像が得られる。かくして，この条件で取得した画像で寸法計測し何ら補正しなければ，結果 2% の誤差を含んでしまう。この因子は，特に寸法計測を

*1 フルエンス。通常次元には n は使用しないが，中性子数を強調するため，また他の文献でもしばしば用いられているので，ここでもこの書式を用いることにする（以下同）。

*2 フルエンスの時間率。フラックスに同じ。

*3 diaphragm，開口部（aperture）あるいはコメリータ径とも言うが，ここではこの語に統一する。

行う場合に重要となる。なお，この誤差は，当然4･2節に述べる幾何学的不鮮明度が，この誤差を凌駕しないという条件で論じられる。

この画像の拡大効果は，素性の良い画像の歪みに属するのであるが，もっと複雑な歪みに関しては5･3節で改めて議論する。

4･2 幾何学的不鮮明度

第二の効果は，ダイヤフラムが針穴状に十分小ではなく，有限の値 $\boldsymbol{D}$ を有しているために，画像に幾何学的な不鮮明度を与える。この不鮮明度 $\boldsymbol{U}_g$[cm]は，

$$U_g = \{(\ell/L/D)\}/(1-\ell/L) \approx \ell/(L/D) \quad (3)$$

で与えられる。これを幾何学的不鮮明度（geometrical uncertainty）と呼ぶ。通常 $\ell/\boldsymbol{L} \ll 1$ であるから，右端の近似式を用いれば十分である。例えば，上の例と同様 $\boldsymbol{L}=500$ cm，ダイヤフラムの直径 $\boldsymbol{D}=5$ cm，つまり $\boldsymbol{L}/\boldsymbol{D}=100$ の場合，同じ条件で被写体が撮像面から10 cm離れると，$\boldsymbol{U}_g=100\ \mu$m の不鮮明度を与えることになる。実際，被写体の厚さあるいは被写体の位置が撮像面から10 cmということは，珍しいことではない。したがって，$\boldsymbol{U}_g$ は，しばしば，後に述べる撮像系の固有分解能を上回り，これがいわゆるボケの主要な原因となる。なお，この効果を特徴づける因子は幾何学的因子 $\boldsymbol{L}/\boldsymbol{D}$ として広く使われているが，拡大率を特徴づける $\boldsymbol{L}$ は少し軽視され過ぎている傾向がある。これらの幾何学的因子の測定に関しては，本講座の第6回及び応用編の第11回に詳述する。

5. 撮像系に関わる因子

4章では，中性子ビームに関連し画像に与える因子を示した。ここでは，画像取得系の取得面上における固有分解能（inherent resolution，あるいは固有不鮮明度：inherent uncertainty）$\boldsymbol{U}_i$[cm]及び試料の厚さに関連する透過量を決定する階調分解能（あるいは信号雑音比特性）$\boldsymbol{U}_d$[n cm^{-2}]*4について5･1節に議論する。ここで，幾何学的不鮮明度に関しては，ビーム開口部 $\boldsymbol{D}$ の寸法・形状に依存するのに対して，固有不鮮明度は撮像系が決まると，その点広がり関数として決定されるため，むしろ分解能という言葉を用いる方が自然であろう。本講座では固有分解能を用いることにする。この節では，撮像系からの分解能を扱ったが，4･2節の幾何学的不鮮明度 $\boldsymbol{U}_g$ と5･1･2項のコンバータの固有分解能 $\boldsymbol{U}_i$ と共に，総合的な解像度を与える。

5･2節では，階調分解能と取得する画像の密度あるいは画素面積の画像に与える寄与を論ずる。ここで，階調という言葉は，フィルム黒化度の濃淡を表現する言葉であるが，例えば，電子式カメラの出力信号強度も含めてこの表現を用いる。

次いで，5･3節では撮像系の画像歪みと非直線性に由来する画像濃度の歪みに関して議論する。

5･1 撮像系の固有空間分解能

ここで議論する固有分解能 $\boldsymbol{U}_i$ は，通常 ℓ が小さい場合に問題となる。

5･1･1 撮像方式

直接（フィルム）法：撮像系の固有分解能 $\boldsymbol{U}_i$ に関しては，撮像装置によっていくつか考慮すべき項目がある。まず，直接法におけるコンバータ-フィルム系の分解能について述べる。直接法の代表は，金属GdとX線フィルムの組み合わせの撮像系である。中性子線がまずコンバータに入射し，例えばGdの場合，その場所から主としてほぼ70 keVの内部転換電子が放出される。これが金属Gdから放出，（半数以下の多くは）真空内で接触しているX線フィルムのエマルジョン部分に入射し，これに潜像を与える。広がりのない線条のビームはその結果，数学的には点広がり関数（PSF：point

*4 単位は撮像系で異なるが，ここでは信号出力が，中性子数に比例するものとしている。

表1　コンバータ-フィルム系等の固有分解能

検出系*1	コンバータ*2	エッジ*3	ℓ(mm)*4	解析寸法*5	固有分解能(μm)
SR	Gd-12.5 μm	Gd	0.2	$5\mu m^{W}\times 50\mu m^{H}$	14 ± 6
SR	Gd-25 μm	Gd	0.2	〃	18 ± 1
D30	Gd-25 μm	Gd	0.2	〃	19 ± 2
D35	Gd-25 μm	Gd	0.2	〃	11 ± 2
SR	PBN	Cd	0.2	〃	22 ± 5
Dry	KO500	Gd	0.2	$10\mu m^{W}\times 50\mu m^{H}$	265 ± 5
Dry	NRC	Gd	0.2	〃	207 ± 22
C-CCD	NRC	Cd	2.0	$17\mu m^{H}\times 13\mu m^{V}$	160 ± 10 *6
NIP	Gd_2O_3	Gd	0.0	$25\mu m^{W}\times 25\mu m^{H}$	59 ± 8 *7

*1 検出系：
SR：片面型X線フィルム(Kodak)，　D30：両面型X線フィルム(Dupont)，
D35：両面型X線フィルム(Dupont)，　Dry：ドライフィルム(3M INSPEX-II)，
C-CCD：冷却型CCDカメラ　NIP：中性子用IP
*2 コンバータ：
Gd：金属-厚さ，　PBN：気相成長焦熱窒化硼素-20μm厚
KO500：X線用増感紙-Gd_2O_2S:Tb，　NRC：発光型コンバータ ^{6}LiF/ZnS:Ag.
*3 エッジ：　Gd：50μm 金属Gd片.　Cd：0.5mm Cd板.
*4 エッジ-コンバータ間距離ー1mm
*5 マイクロデンシトメータの窓寸法または撮像系の窓寸法
*6 H. Kobayashi, *Neutron Radiography System Design and Characterization*, G. M. MacGillivray and J. S. Brenizer, Jr. eds., AECL Res., Chalk River (1994) pp.189-208.
*7 H. Kobayashi and M. Satoh, Nucl. Instr. Methods, **A424**, 1-8 (1999).

spread function）を与えるわけであるが，例えば25 μm厚の金属Gdのコンバータと片面フィルムのKODAK SR-5のX線フィルムを用いた場合，この系のPSFの分解能は半値幅でほぼ U_i ～ 20 μm[3]（表1では11 μm ～ 19 μm），シミュレーション計算で $U_i = (17 \pm 4)$ μm[4]を与える。これら直接法では，コンバータとフィルムを真空カセッテに入れ，互いに密着させて撮像するのが普通である。しかし，コンバータとフィルムに間隙があり，この増大と共に U_i は急速に悪くなることを考慮すべきである。なお，フィルムを用いる方法では，フィルムの現像法によって，異なった分解能を与えたり，端部強調したりすることがあるので，正しい U_i を与えない可能性も承知しておく必要がある。

直接（発光型コンバータ）法：本講座第3回で詳述しているように，主として

(1) ^{6}Liで中性子をα線に変換し，ZnS(Tl)などの蛍光物質で発光させるもの(NRC)

(2) Gd_2O_2S:Tbをベースとした X線用増感紙を用いてGdからのβ線による基盤の発光に導くもの(X線増感紙KO 500等[3])

が用いられるが，共に分解能は比較的大きい値 $U_i = (200 \sim 300)$ μmを与えている（表1）。特殊な例としては，気相成長型焦熱窒化硼素板（pyrolytic boron nitride：PBN）をコンバータ

として使用した場合である[*5]。PBN は板に垂直方向に繊維状の結晶を形成する性質があるため，発光が垂直に放射される。したがってコンバータの厚さにもよるが，表 1 に示したように，発光型にもかかわらず 20 μm 厚の PBN で，$\boldsymbol{U}_i$ = 22 μm と評価されている。表 1 には，他のいくつかのフィルムを用いた結果が示されているが，このフィルムの違いはあまり大きく分解能に影響を与えないようである。

以上，直接法を議論した。間接法あるいは転写法もあるが，空間分解能に関してはほぼ同様に議論できる。

電子式撮像法：発光型コンバータの画像を光学的に撮像面に結像させる形式が一般的である。したがって，コンバータ内部において，中性子から何らかの放射線（変換物質による）に変換，この放射線が蛍光物質を発光させる。この光がコンバータ内を通過して光学系に入る。光がコンバータ内から放射されるまでに，光の散乱によって滲みが出る。この滲みが，この系の主要な分解能の基になる。もちろん光学系，撮像管面にも分解能劣化の要因はある。ここでは，これを個々に分解して理解する必要はなく，撮像系全体の分解能として評価する。少し古いデータになるが，冷却型 CCD カメラで取得した中性子画像から得られた結果を表 1 に示した。最近の CCD カメラ，あるいは他の様々な撮像系でもほぼ同様 $\boldsymbol{U}_i$ = (200 ～ 300 μm) の値を与えている。

イメージングプレート (NIP) 法：輝尽発光体に Gd_2O_3 (Tb) を混入して，中性子イメージング用に改良した neutron imaging plate（NIP）を説明する。励起光を導入する際に位置は決定されているため，主要な分解能はこの励起レーザー光の太さと，これを NIP に照射する際の滲みに依存する。表 1 は，25 μm × 25 μm の励起ビームを用いた例であるが，$\boldsymbol{U}_i$ ～ 60 μm を与えた。この理由は入射励起光の滲み，NIP 内部での変換 β 線の飛跡，遅い成分の輝尽発光の存在などいくつか考えられている。検討を要することではあるが，励起後の輝尽発光そのものの NIP 内部での滲みは，輝尽発光の取り出し機構によっては考慮すべきものとなる。しかし，この滲みは発光体の遅延発光の効果以外は，主要なものとはなり得ないと考えられる。

5･1･2　理論的解析

5･1･2･1　撮像系

固有分解能を与える関数形は，PSF で表現される。PSF を得るには，少なくともビームの太さを分解能より十分細くしなければならず，ビーム強度が問題となり，測定は事実上不可能に近い。そこで，2 次元的に等方であるという仮定の下で，PSF を積分した，線広がり関数（LSF : line spread function）で表現するのが普通である。LSF の解析は，中性子不透過物質（例えば板状の Cd）を撮像し，直線状の切断縁から垂直な方向に中性子強度に比例する濃度分布を取得することで行う。LSF の理論的解析は，Harms, A. A. and Wyman, D. R.の著書[5]に詳しい。彼らは，直接法で取得したコンバータ−フィルム系の PSF の関数形は，理論的に Lorenzian の形をしていることを示している。コンバータ−フィルムの間隙がゼロであることが成立条件であることを陽には述べていないが，この点は重要である。実際，筆者はコンバータ−フィルムの間隙が無視できる時にのみ，ほぼ正しいことをシミュレーション解析で示した[6]。もし，PSF が Lorenzian だとすると，その LSF の形は逆正接（arctangent）となり，PSF の分解能（半値幅）は，LSF のスキャンイメージの最大値 1 と最小値 0 の 1/4 分点及び 3/4 分点の値に相当する位置間の距離に等しくなる。したがってこの近似は，画像解析から分解能を得る際の有力な評価法となっている。

5･1･2･2　変調伝達関数

LSF は，フーリエ解析することによって変

*5 この物質は現在全くと言って良いほど使用されることはないが，発光型のコンバータとしては，本文に記載しているとおり比較的優れた特性を有しているので敢えて取り上げている。

調伝達関数（MTF：modulation transfer function）*6 を得ることができるのであるが，PSF が Lorenzian の場合，MTF は指数関数形になる。その指数部分は PSF の半値幅の π 倍となる[5]。つまり，MTF を一般に，特に非破壊検査の領域で，広まっているような縦軸を 0 から 1 とする直線表示ではなく，対数で表示すると，得られた MTF が直線かどうかで，元の PSF の形状が Lorenzian かどうかが目視により容易に評価でき，かつ PSF の半値幅もその傾斜から決定できるという利点がある。PSF が正規分布であると，MTF はやはり正規分布となり，対数表示で 2 次曲線の形になり，得られた画像の PSF がどちらに近いかが容易に目視で判別できる。今までの経験では，得られる中性子イメージングは，むしろ Lorenzian に近いことが多いようである。

このように，MTF を，従来より非破壊検査の分野等で表現しているような単なる直交座標で表現するのではなく，縦軸を対数表示することは極めて有益であるので，ここで特に強調しておく。

5･1･3　総合的分解能

撮像系の固有空間分解能 $\boldsymbol{U}_{\mathrm{i}}$ は，個々のコンバータで異なるのであるが，これが問題になるのは，主として試料が薄く，かつ撮像面に十分近い（$\ell \sim 0$）場合である。両者が共に無視できない ℓ の領域もあるが，その際，総合的な分解能 $\boldsymbol{U}_{\mathrm{t}}$[cm]は経験則から

$$U_{\mathrm{t}} = (U_{\mathrm{g}}^{k} + U_{\mathrm{i}}^{k})^{1/k} \tag{4}$$

で与えられている[7]。Klasens は $\boldsymbol{k}=3$ を与えているが，中性子イメージングの場合，著者らの実測によれば，むしろ $\boldsymbol{k}=2.5$ に近い[8]。いずれにしても $\boldsymbol{U}_{\mathrm{g}} \sim \boldsymbol{U}_{\mathrm{i}}$ の範囲の話であり，この $\boldsymbol{k}$ 値の相違は，あまり問題にする必要はない。

*6 一般に，X 線の分野では MTF を評価する治具が広く使われているが，中性子イメージングの分野では，このような治具の制作が困難なのでここで論じられる方法が良く使われる。

5･2　撮像系の階調分解能

撮像系では，空間分解能と共に出力信号の階調分解能 $\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}$*7 も重要な因子である。この因子は中性子強度 $\boldsymbol{n}$ に依存するため，常にこの量との関係で論じられることになる。ここでは $\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}(\boldsymbol{n})$ を $\boldsymbol{n}$ の単位[n cm^{-2}]で目盛ることにする。これは，しばしば相対的に（S/N 比で）表現した方がわかりやすい場合があるが，その場合，ここでは $\boldsymbol{S}/\boldsymbol{N}=1/\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}(\boldsymbol{n})$［$=\boldsymbol{n}/\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}(\boldsymbol{n})$：無次元］で表すことにする。

5･2･1　撮像系の階調分解能

階調分解能 $\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}$ は，相隣り合った撮像点の信号強度の相違を識別する度合いでもあるから，当然空間分解能に関連する。一般に，$\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}$ は空間分解能を識別し得る性能を有していることを前提にしている。この空間分解能との関連は，ここでは，階調の識別能力についてのみ論ずる。

フィルム法：$\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}$ は，検出系によって異なった振る舞いをする。例えば X 線用フィルムの場合を考える。図 2 内の“フィルム＋Gd”に示した曲線は，X 線用フィルムの一例である。この図の縦軸は相対的階調分解能 $\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}$[無次元]を％で目盛ってある。横軸は中性子強度 $\boldsymbol{n}(\boldsymbol{\phi} \times \boldsymbol{t})$ である。中性子強度が非常に小さい場合，フィルムのフォグ*8(fog)濃度（中性子強度に依存しない領域でバックグラウンドに相当）の上に微弱な中性子起因の濃度が乗ることになる。つまり，この領域ではフォグ濃度の持つ濃度揺らぎが主で，中性子自身の濃度揺らぎはその陰に隠れてしまう。この領域で揺らぎ $\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}$ の方が信号強度 $\boldsymbol{n}$ より大になる $\boldsymbol{u}_{\mathrm{d}}>1$ の場合は，信号が識別できないので無意味な領域となる（図 2

*7 density resolution 又は測定系によっては統計的不確実性(statistical uncertainty)あるいは統計的分解能(statistical resolution)などと呼ぶことができるが，ここでは $\boldsymbol{U}_{\mathrm{g}}$，$\boldsymbol{U}_{\mathrm{i}}$ との並びで $\boldsymbol{U}_{\mathrm{d}}$ の記号を使用している。

*8 いわゆる「かぶり」と言われるもので，ほぼ透明な未照射部分。中性子イメージングの場合，γ 線など中性子に関係しない部分のフィルム濃度に近い。

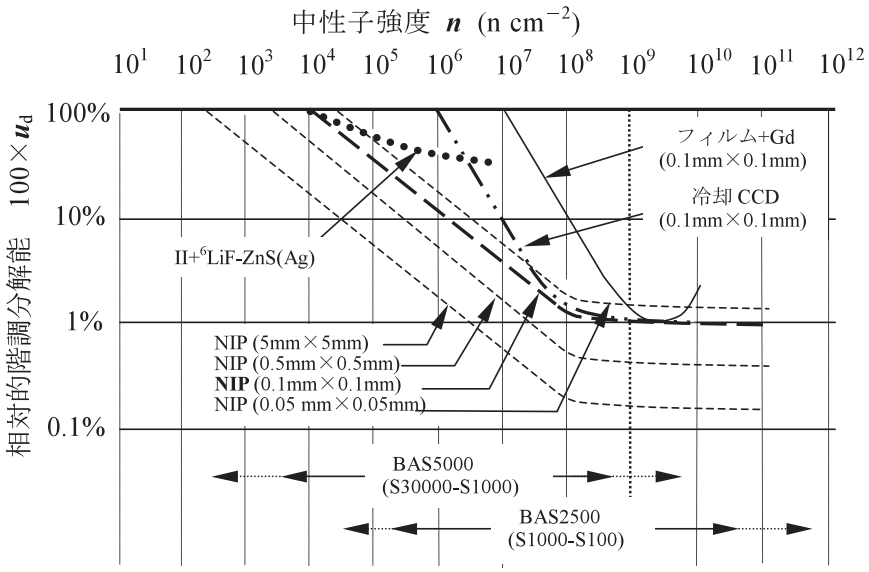

図 2　代表的な撮像系の相対的階調分解能

には示されない)。次いで，領域 u_d<1 になると，最初，U_d はフォグによる揺らぎが主要で，ほぼ一定であるから，u_d は n の増大と共に直線的に減少するようになる。次いで，n が増すにつれてフィルム濃度は増していくが，この場合の揺らぎは主として，銀粒子起因の粒状性（グレイン）とその数が主要な揺らぎ U_d の原因となる。この領域では中性子数の統計に従う成分があるはずであるが，銀粒子起因の揺らぎの方が大きいために，そのような傾向ははっきりは認められない。黒化度が進み各々の粒状が互いに重なり合うようになると，揺らぎは次第に濃度に比例するように見える部分（u_d 一定，図 2 の谷の部分）が出現する。その後，同時に，黒化度の読み取り系のフィルムを透過する光量が減少していくため，読み取り装置の雑音が相対的に大となっていき，ついには，黒化度の揺らぎを凌駕するようになり，u_d は再び増大していく。フィルム法では，当然この谷の部分で階調分解能が最良となるため，この領域が多用されることになる（フィルム濃度で 2 前後)。結局，この過程を読み取り装置の出力信号を相対的階調分解能 u_d で見ると，

(1) n が小さい場合は，その密度の増大と共に $u_d(n)$ は直線的に減少する（U_d が一定)。
(2) 中性子強度が黒化度に現れ識別可能な範囲に入ると，u_d は減少を続けるが次第に粒状性の揺らぎが主となり中性子強度に依存しなくなり，最小値に近づく。
(3) 撮像系雑音起因の揺らぎが粒状性に基づく値に匹敵し，次いで凌駕するようになると，u_d は最小値を通って急速に増大に転ずる。

この(3)の領域の存在は，フィルム系の持つ一つの限界といえる。

電子式撮像系：フィルム法と比較して，他の撮像系はもう少し単純である。多くの撮像系は，主として測定時間 t に関係しない，読み取り時に発生する一定の雑音と，装置固有の雑音が t に比例して増大してしまう雑音が重なって現れる。したがって，

(1) $u_d(n)$ は最初 n と共に逆比例して減少していく（U_d が一定)。次いで，
(2) 測定時間に比例する雑音がその装置の雑音を凌駕するようになると，$u_d(n)$ は強度に関係なく一定（U_d は出力信号に比

例）となり，測定時間をかけて積分しても，もはや相対的には階調分解能は良くならないようになる（図2の“冷却型CCD”で二点破線の平坦部分参照）。

最近の撮像系のようにS/N比が改良されてくると，上の t 依存の雑音が信号自身の持つ固有の揺らぎが，中性子数の統計特性そのものの揺らぎを下回るようになる。中性子数そのものの統計揺らぎが観測されるようになる。この時 U_d はポアソン統計に従うので，$u_d(n)$ は $1/\sqrt{n}$ に比例するようになる。最近の優れた撮像系は，上の(1)と(2)の間に $1/\sqrt{n}$ に比例する領域が現れることになる。

なお，図2の“II＋^{6}LiF-ZnS(Ag)”の曲線は，イメージインテンシファイア（あるいはアイ・アイ）と発光型コンバータとの組み合わせの例であるが，特に雑音特性が劣悪なものの一例で，現在ではこのような特性はあまり参考にはならないであろう。最近のIIであれば，“冷却型CCD”あるいはもっと性能が良くなれば“NIP”のような特性になるであろう。

NIP法：従来のX線フィルムを用いる方法に取って代わりつつある画像取得法に，輝尽性発光（neutron imaging plate, NIP）を利用するものがある。すなわち，雑音特性の良い最近の撮像系のように，

(1) 最初 $u_d(n)$ は $1/n$ に比例して減少する。しかし，図2ではこの特性は現れず，いきなり次の領域(2)になる。

(2) 中性子の量子統計が読み取り装置の雑音を超えるようになると，$u_d(n)$ は $1/\sqrt{n}$ に比例するようになる。NIPの場合，図2の曲線“NIP 0.1×0.1 mm”で示したように，いきなり(2)の領域から始まる。

(3) この量子統計が測定時間 t に比例する揺らぎ成分より小さくなると，階調分解能は単に n に比例するようになり，$u_d(n)$ は一定となる。

撮像系は通常おのおの異なった観測窓を有している。したがって，図2では，比較のために，全ての撮像系につき同一の面積0.1 mm×0.1 mmあたりの揺らぎの形に換算して示してある。更に，NIPに関しては，他の様々な窓寸法についての階調分解能も示してある。

5･2･2　画素面積と階調分解能

中性子イメージングを実施する場合，ある画素単位での信号強度の集積で表現されるのであるが，上に述べたように，階調分解能は画素面積との関連で論ずる必要がある。当然，複数画素をまとめて平均化すれば，その新しい画像の階調分解能は当然良くなる。結局，$u_d(n)$ を評価した画素面積 s_0 に対する相対的な画素面積を s/s_0 とするとその画像の相対的階調分解能は $u_d(n)/\sqrt{s/s_0}$ と近似される。実際には，この中には真の濃度情報も含まれるのであるから，濃度変化の有る領域では当然，単純な統計則から悪い方にずれることになる。しかし，そのような操作をする場合は，空間分解能の方を犠牲にすることを前提にしているのであるから，これを改めて問題にすることはないであろう。

5･3　画像歪み

5･3･1　撮像系の画像歪み

通常，フィルム法，NIP法は透過画像を直接画像化するので，4･1節で述べた画像拡大の問題以外は歪みに結びつくものは発生しない。電子式撮像の場合，光学系を使用することと，撮像管等の持つ特性のために，画像歪みは常に考慮する必要がある。撮像管には，糸巻き状，あるいは太鼓状等の歪みが存在することが多いが，この歪みは現在は回路上で補正できるのが普通である。これについては，基礎編第8回で詳述するので，そちらを参照していただきたい。

5･3･2　非直線性

通常，X線イメージングには Γ 値[*9][無次元]という非直線性を示す因子がある。X線フィル

*9 線量 X とフィルム黒化度 D の傾斜を表す指標であり，両軸を対数表示した場合の傾斜値と考えることができる。

ムを用いる場合は，フォグを差し引いた Γ 値が1に近いものを使用しており，中性子強度に対し直線的である。しかし，X線フィルム＋発光型のコンバータを使用する場合は，$\Gamma>1$ となることが多いので，定量する場合には考慮する必要がある。逆に，$\Gamma>1$ の撮像系の場合には，階調分解能が向上するという利点がある。むしろ，XRの分野で $\Gamma>1$ の特性を持ったシステムが積極的に用いられるのはこの理由による。

電子式イメージングにおいても，このX線イメージングの画像にあわせて，同じ Γ 値を用いて議論している。しかし，最近の傾向としては，電子式の場合，Γ 値を任意に変えることができるものもある。また，最近の電子式撮像方式は，必要ならこの Γ 値を電気的に任意に設定できるようになっている。これらの詳細は，やはり基礎編第8回で詳述する。

6. 実効エネルギーと実効全巨視的断面積

中性子線源に関しては，第5回で詳述するので，単に表2を参照していただきたい。

表2 中性子イメージングに利用されるエネルギー領域

カテゴリー	代表するエネルギ	主な検出方法	主な利用分野	備考
超高速中性子*1	～10MeV	核反応	試験的	可能性研究
速中性子	～1MeV	(n,n'p)	原子核燃料、厚い鋼板 ドラム缶内検査等	工業利用 研究目的
熱外中性子	1eV ～数 10keV	共鳴核反応 Dy, In, Au, Fe	原子核燃料、厚い鋼板 ドラム缶内検査等	工業利用 研究目的
熱中性子	～25meV	(n,β)が主, (n,γ), (n,α)	汎用	応用全般 研究目的
熱下中性子*2	数 meV ～25meV	同上	汎用、薄い試料 コントラスト増強	応用全般 研究目的
冷中性子	数 meV	同上	汎用、薄い試料 コントラスト増	応用全般 強研究目的
極冷中性子	0.1meV	同上	コントラスト増強 極薄い試料	試験的研究
超冷中性子	1μeV 以下	同上	表面観察 極薄い試料 中性子顕微鏡*3	試験的研究

*1 中性子イメージングの分野で主として用いられるカテゴリー
*2 同上。常温あるいは冷却フィルターを用いた冷中性子ビーム
*3 むしろ試験的な研究

中性子線はエネルギーの低い方から，極超冷（UVCN : ultra very cold neutron），超冷（VCN : very cold neutron），冷（CN : cold neutron），熱下（ST : sub-thermal neutron），熱（TN : thermal neutron），熱外（ETN : epithermal neutron），高速中性子（FN : fast neutron）などに分類される。

現在，このすべての領域での，中性子イメージングが行われているが，このうちでも TN が最も多く使われる。その理由は，発生した高速度の中性子線を，常温媒体中で熱化した中性子線を使用することで，

(1) 最も強力な中性子線が得られること
(2) このエネルギー領域で物質の透過量が適切なものが多いこと
(3) このエネルギー領域での中性子線の検出が最も容易であること

による。本講座では，TN を念頭に置いて議論している。

6・1　実効エネルギー

中性子イメージングでは，中性子強度が最も重要な因子であるため，それを犠牲にしてまで中性子ビームを単色化して用いることはまれである。いずれのエネルギー領域においても，得られた連続スペクトルのビームをそのまま使用している。そのため，そのビームを特徴づけるために，実効エネルギー $\boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}}$[eV]とそのビームの透過特性を特徴づける実効全巨視的断面積 $\langle \boldsymbol{\Sigma}_{\mathrm{eff}} \rangle$[cm^{-1}]という量が考えられた。エネルギースペクトル $\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{E})$[n cm^{-2} s^{-1}]を有するビームの平均のエネルギーを実効エネルギーと考えて

$$E_{\mathrm{eff}} = \int E \cdot \phi(E)\,\mathrm{d}E \Big/ \int \phi(E)\,\mathrm{d}E, \tag{5}$$

と定義される。

6・2　実効全巨視的断面積

試料の厚さ $\boldsymbol{x}$[cm]があまり大ではない領域での平均的な巨視的断面積を，実効全巨視的断面積 $\langle \boldsymbol{\Sigma}_{\mathrm{eff}} \rangle$ と考えると，

$$\langle \Sigma_{\mathrm{eff}}(\boldsymbol{x}) \rangle \approx (1/\boldsymbol{x}) \cdot \left[\left\{ \ln \left(\int \phi(E)\,\mathrm{d}E \right) \right\} \right] - (1/\boldsymbol{x}) \cdot \left[\left\{ \ln \left(\int \exp[-\Sigma(E) \cdot \boldsymbol{x}] \cdot \phi(E)\,\mathrm{d}E \right) \right\} \right] \tag{6}$$

で表現される。ここで $\langle \boldsymbol{\Sigma}_{\mathrm{eff}}(\boldsymbol{x}) \rangle$ は，通常一定ではなく $\boldsymbol{x}$ と共に変化する。ここでは，中性子スペクトルの形を議論していないので，$\langle \boldsymbol{\Sigma}_{\mathrm{eff}}(\boldsymbol{x}) \rangle$ は，必ずしも $\boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}}$ に相当する核データ $\boldsymbol{\Sigma}(\boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}})$[cm^{-1}]に等しいという保証はない。しかし，それでもなお，実際のスペクトルはマクスウェル分布から大きくずれることはないと暗に想定して，近似としては

$$\langle \Sigma_{\mathrm{eff}}(\boldsymbol{x}) \rangle \approx \Sigma(E_{\mathrm{eff}}) \tag{7}$$

は成立すると考えている[9]。いずれにしても，連続スペクトルを有するビームに対する，あまり大でない有限の厚さ $\boldsymbol{x}$ の物質の透過特性を記述するには，少し曖昧ではあるが，この実効全巨視的断面積という考え方は不適切ではあるまい。連続スペクトルビームの試料透過後の中性子強度 $\boldsymbol{I}(\boldsymbol{x})$[n cm^{-2}]は，入射中性子強度を $\boldsymbol{I}(0)$[n cm^{-2}]とすると，

$$I(\boldsymbol{x}) = I(0) \cdot \exp\{-\langle \Sigma_{\mathrm{eff}}(\boldsymbol{x}) \rangle \cdot \boldsymbol{x}\} \tag{8}$$

で記述される。

現在，中性子イメージングでは，実効全巨視的断面積は，(6)式に基づいて評価されている。しかし，より適切な方法がない現状で，連続スペクトルビームのエネルギーを特徴づけるものとして，$\boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}}$ は式(5)に基づくものではなく，Ti と Pb の巨視的断面積の相違から評価する実効エネルギー $\langle \boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}} \rangle$[eV]で近似している。この $\langle \boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}} \rangle$ を評価実測する治具が BQI（beam quality indicator）の名で提案されている[10]。この治具 BQI により評価されたエネルギー $\langle \boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}} \rangle$ は，かなり荒い近似ではあるが式(7)をほぼ満たしていることがわかっている[9]。残念ながら，

この方式は，冷中性子ビームから熱中性子ビームにのみ対応しており，熱外，高速中性子ビームに対しては，いまだにTOF法などに頼らざるを得ず，現在のところ実験室レベルで簡単に評価できる方式はない。

6・3　コンバータのエネルギー感受性

熱及び熱以下のエネルギーを有する連続スペクトルの中性子ビームを用いる場合，通常25 μmのGdや^{10}B，^{6}Li等をコンバータとして使用する。これらのコンバータを用いる限り，0.1 eV以下の中性子は，断面積が大きくコンバータ内でほぼ全て吸収される。その限りにおいて，その中でβ線放射あるいは，その結果発光にいたる数は，入射中性子数にほぼ比例し，エネルギーにはほとんどよらない。したがって，熱以下のエネルギー範囲では，このエネルギー依存を考慮する必要はない。しかし，熱外や速中性子のイメージングを異なったエネルギーで比較するとき等の場合は，もちろん考慮する必要がある。

7.　散乱中性子線

散乱線は多かれ少なかれ存在し，避けて通れない問題である。中性子ビームには，遮蔽体やビームキャッチャーが付属するのが普通である。このような照射室の内部では，常に10～20%の散乱線が観測され，これを減らすのは困難である。その中のビーム内に試料等が置かれ，更には試料自身からの散乱線が加わる(図1参照)。

一方，中性子導管により導出されるビームは散乱線は少ないが，それでもなお，通常数%程度の散乱線が観測される[3)]。

表3には，いくつかの中性子ビーム照射施設

表3　中性子線照射場における散乱中性子線量

照射場*1 (線質*2)	中性子束密度 n/cm^2-s	散乱線量 %	備考
JRR-3M/TNRF2(TN)	1.5×10^{8}	17 ± 6	フィルターなし
RUR/N2(TN)	1.5×10^{6}	15 ± 5	フィルターなし
KUR/E2(TN)	1.2×10^{6}	14	室温Pbフィルター
SAPHIR(TN)	3.5×10^{5} *3	14	室温Pb+Biフィルター
HFR/HB8(TN)	3.4×10^{5} *3	9	Si+冷却Biフィルター
HFR/HB8(CN/F)	2.6×10^{5} *3	7	冷却(Be+Bi)フィルター
JRR-3M/CNRF(CN/G)	2.3×10^{8}	4 ± 2	中性子導管
KUR/CN2(CN/G)	1.1×10^{7}	4	中性子導管

*1: **JRR-3M**: (独)日本原子力研究開発機構　原子炉3号炉(改良)，JAERI，20MW.
RUR: 立教大学原子力研究所　原子炉TRIGA-II，100kW (炉停止).
KUR: 京都大学原子炉実験所　原子炉，5MW.
SAPHIR: 軽水炉(Paul Scherrer Institute, Swizerland),10MW (炉停止).
HFR: 高東材料試験炉(Petten, Netherlands).
*2　**TN**: 熱中性子ビーム
CN/G: 中性子導管方式による冷中性子
CN/F: 冷却フィルター方式による冷中性子
*3 立教炉の金箔法測定結果のフィルム黒化度の比較による推定値

において実測された散乱線量が示されている。なお，表3中HFR/HB 8という通常のビームにもかかわらず散乱線量が若干少ないのは，ビームが直接炉室内に裸で放射され，付近に遮蔽体や散乱体が少ない構造であることによる。

散乱線の線束密度 ϕ_s は，使用するビームの中性子束密度 $\phi(L)$ が一定であっても必ずしも一定とはならず，ビーム中に置かれる試料（位置，形状，寸法，物性），更に撮像に直接関係のない場所に置かれる機器や遮蔽体にも依存する。したがって，ビームが均質であっても，ϕ_s は撮像面の場所にも依存する。

散乱線の存在は，それの統計変動のために，その変動の大きさの程度の中性子強度が，その測定系の下限を与えることになる。これがダイナミックレンジを損なう最大の原因となる。そのため，広いダイナミックレンジが要求される断層撮影の際等の場合，画像化可能な被写体の寸法及び断層像の画質に限界を与える。このような場合には，散乱線を評価するばかりでなく，近くに無用なものを置かない，照射室を広くする，より強力なビームキャッチャを設置する，等可能な限りこれを低減する工夫が必要となる。

散乱線評価法あるいは除去の方法はいくつか提案されていて，決定的な手法はないが，そのうち評価法の一つに，Cd遮蔽法[11]がある。これは，試料のビーム側に1 mm程度の厚さのCd板の小片を置くことで，直達線を遮蔽する。Cdの陰影の部分で観測される信号強度は，被写体と周辺から回り込んだ散乱線や γ 線によるものとして評価する方法である。この方法の欠陥は，Cd小片の部分は，当然画像データが失われることである。これを避けるためには，Cd小片の位置を変えて複数回撮像する等の工夫が必要である。現在まで，他にいくつかの方法が提案されているが，どの手法をとるにしても定量性のある画像処理の必要な場合には，この散乱線成分の除去あるいは評価は欠かせない。なお，これについての議論は，重要であり，主に基礎編の各回で論じられる。

8. まとめ

以上，中性子イメージング，特に定量的イメージングに必要な基本的因子について述べた。それらの諸因子の代表的なものは，末尾の付録にまとめた。もちろん，現在の中性子イメージング技術は，最近の技術を駆使して単に非破壊検査技術ばかりでなく，関連学問分野にも広がりを見せている。それに関連する諸因子を，全てを網羅的には説明することは不可能である。言及できなかった部分は，他の関連する連載記事で，また関連する諸論文，国外で出版されている教科書，ハンドブックの類など[1),5),12),13)]を参照して補って欲しい。

文　献

1) Donamus, J. C. and Matified, R. S.(eds.), Neutron Radiographiy Handbook, D. Deidel Publ. Co.(1981)
2) Kobayashi, H. and Wakao, W., Acculate measurement of L, D, and L/D for divergent collimator, Neutron Radiography(3), Fujine, S. et al. eds., pp.885-892, Kulwer Acad. Publ. (1990)
3) Kobayashi, H., Radiation Detectors and Their Uses, Miyajima, M. et al. eds., KEK Proc. 93-8, Nat. Lab. for High Energy Phys., KEK, pp.174-185(1993)
4) Kobayashi, H., Evaluation of three dimentional unsharpness on NR images, Neutron Radiography(4), Barton, J. P. ed., pp.683-691, Gordon & Breach(1994)
5) Harms, A. A. and Wyman, D. R., Mathematics and Physics of Neutron Radiography, D. Reidel Publ. Co.(1986)
6) Kobayashi, H., Response function of screen-film systems, in ref. 2) pp.893-902
7) Klasens, H. A., Measurement and calculation of unsharpness combination in X-ray photography, *Phillips Res Rep.* 1, 4(8)(1946)
8) 小林久夫，中性子ラジオグラフィにおける画像計測，放射線，**19**(1), 3-19(1992)
9) Kobayashi, H., A correlated study between effective total macroscopic cross sections and effective energies for neutron beams with continuous

spectra, *Nucl. Instrum. Methods*, **A424**, 151-157 (1999)

10) Kobayashi, H. and Kiyanagi, Y., Basic concept and characteristics of beam quality indicator for continuum neutron spectra, *Nucl. Instrm. Method*, **A377**, 52-57 (1996)

11) Kobayashi, H. et al., *J. Nucl. Sci. Technol*., **29**, 1045-1053 (1992), Kobayashi, H. and Satoh, M., Study for ETM cross section measuremens, *Nondestr. Test Eval*., **16**, 131-139 (2001)

12) Berger, H., Neutron radiography: Methods, Capabilities and Application, Elsevier Publ. Co. (1977); Photocopu edition; Industrial Quality, Inc., Gaithersburg (1995)

13) Domanus, J. C., ed., Practical Neutron Radiography, Kluwer Acad, Publ., Dordrecht (1992)

［付録］関連する基礎的な因子

$\boldsymbol{\phi}(0)$［n cm^{-2}s^{-1}］：均質等方を仮定（3 章）

$\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$［n cm^{-2}s^{-1}］：位置 $\boldsymbol{L}$ における中性子束密度（3，7 章）

$\boldsymbol{\phi}_s$［n cm^{-2}s^{-1}］：散乱線の線束密度，位置依存性有（3，7 章）

$\boldsymbol{n}$［n cm^{-2}］：中性子強度（3，5 章）

$\boldsymbol{t}$［s］：中性子画像取得時間（3 章）

$\boldsymbol{L}$［cm］：ダイヤフラム撮像面間距離，$\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$に逆自乗依存（3，4 章）

ℓ［cm］：被写体と撮像面間の距離（4 章）

$\boldsymbol{D}$［cm］：ダイヤフラム開口寸法，$\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{L})$に自乗で依存（3 章）

$\boldsymbol{L}/\boldsymbol{D}$［無次元］：ビームの幾何学的因子（4 章）

$\boldsymbol{M}$［無次元］：非平行ビームを前提 ℓ 及び $\boldsymbol{L}$ に依存（4 章）

$\boldsymbol{U}_g$［cm］：幾何学的不鮮明度 ℓ，$\boldsymbol{L}$ 及び $\boldsymbol{D}$ に依存（4，5 章）

$\boldsymbol{U}_i$［cm］：固有空間分解能，コンバータと測定系に依存（5 章）

$\boldsymbol{U}_t$［cm］：総合的な空間分解能（5 章）

$\boldsymbol{U}_d(\boldsymbol{n})$［n cm^{-2}］：階調分解能，測定系依存（5 章）

$\boldsymbol{u}_d(\boldsymbol{n}) = \boldsymbol{U}_d(\boldsymbol{n})/\boldsymbol{n}$［無次元］：相対的階調分解能（5 章）

$\boldsymbol{S}/\boldsymbol{N} = 1/\boldsymbol{u}_d(\boldsymbol{n})$［無次元］：S/N 比（5 章）

$\boldsymbol{s}$［cm^2］：評価する単位画素面積（5 章）

$\boldsymbol{s}_0$［cm^2］：基準となる単位画素面積（5 章）

$\boldsymbol{\Gamma}$［無次元］：非直線性因子，両対数表示での傾斜（5 章）

$\boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}}$［eV］：(7)式に基づく実効エネルギー（6 章）

$\langle \boldsymbol{E}_{\mathrm{eff}} \rangle$［eV］：測定治具 BQI による実効エネルギー（6 章）

$\boldsymbol{\phi}(\boldsymbol{E})$［n cm^{-2}s^{-1}］：エネルギースペクトル（6 章）

$\langle \boldsymbol{\Sigma}_{\mathrm{eff}}(x) \rangle$［cm^{-1}］：実効全巨視的断面積（6 章）

$\boldsymbol{x}$［cm］：試料厚あるいは試料の深さ（6 章）

$\boldsymbol{I}(x)$，$\boldsymbol{I}(0)$［n cm^{-2}］：厚さ x 透過後及び 0 における連続スペクトルビームの中性子強度（6 章）