(案)
中性子基礎基盤部会 各種委員会報告

日本中性子科学会基礎基盤部会

Fundamentals Working Group, The Japanese Society for Neutron Science

(部会長) 清水裕彦

はじめに

中性子の利用を広げるために、分野を超えた議論が欠かせない。またそれぞれの応用において、どのような種類のデータがどの程度の質で取得できると見込めるか、あらかじめ定量的に知ることが欠かせない。これはどのような中性子施設を設計すれば、どのような分野の利用をどの程度促進できるのか、という問題を定量的に議論する上では、特に重要である。

基礎基盤部会は次の三項目を軸に中性子科学の基礎基盤の充実を図ることとし、2017 年 5 月 15 日に開催された中性子科学会評議員会において報告し、承認を受けた。

1. **中性子関連の専門用語の標準化**
   中性子利用に関するビーム特性、解析能力を表す諸量の定義を整理し、標準的な指標を確立する。これは新たな人材の育成の効率を高めることにもつながる。
2. **中性子基礎基盤技術の情報交流の促進**
   中性子利用の基盤を支える要素技術の情報交流を促進し、技術開発や装置維持の効率を高める。
3. **地域拠点の構築**
   地域拠点の機能を持つ小型中性子源施設の設計や利用体制などについての指針を提案し、それらを含めた新規の中性子利用体制の整備を目指す。

これを受けて、**中性子関連の専門用語の標準化**については「用語体系検討委員会」、**地域拠点の構築**については「地域拠点検討委員会」を発足し、検討を行っている。特に、中性子ビームおよびその利用方法を特徴付ける諸量の定量的な定義を提示し、その量を解析的または数値的に表現することで、様々な場面で共通に利用可能な形にまとめることを目指している。

本文書は現時点までの議論をまとめたものである。

Ver.	修正日	修正履歴
1.1	2018.6.14	レーザー中性子源のデータを入手。図 2.1、表 2.1、表 2.2 更新
1.2	2018.6.28	図 2.1、図 2.2、図 2.3 に透かしで転載禁止表記を入れた
1.3	2018.7.24	1.3 流束と束の定義見直し、表記ミスなどを修正

第1章　中性子ビーム関連用語の標準的定義

(STANDARD TERMINOLOGY)

日本中性子科学会 基礎基盤部会 用語体系検討委員会
(委員長) 日野正裕、

1.1　中性子源

中性子は単体では約 10 分で陽子、電子、反ニュートリノに崩壊する粒子であるため、中性子ビームとして計測に利用する際には核反応によって原子核から取り出す必要がある。中性子発生方法を大別すると次のとおりである。

1. 放射性同位体

   - ^{252}Cf の自発核分裂に伴って生じる中性子を利用する。
   - α 線源と (α, n) 反応を組み合わせて中性子を発生させる。α 線源には、^{210}Po, ^{226}Ra, ^{239}Pu, ^{241}Am などが用いられる。Am/Be の組み合わせは特によく用いられる。

$$
\begin{array}{l}
{}^{241}\mathrm{Am} \rightarrow {}^{237}\mathrm{Np} + \alpha \quad (5.486\,\mathrm{MeV}) \\
\qquad\qquad\qquad\quad\;\, \downarrow \\
\qquad\qquad\qquad\quad\;\, \alpha + {}^{9}\mathrm{Be} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \mathrm{n}
\end{array}
$$

2. 核融合
   DD 反応及び DT 反応があり、中性子が発生する。

$$
\begin{array}{lcl}
\mathrm{D} + \mathrm{D} & \rightarrow & {}^{3}\mathrm{He} + \mathrm{n}(2.45\mathrm{MeV}) \\
\mathrm{D} + \mathrm{T} & \rightarrow & {}^{4}\mathrm{He} + \mathrm{n}(14.1\mathrm{MeV})
\end{array}
$$

   この反応は発熱反応であり、反応閾値が存在せず低エネルギーでも反応するが、クーロン斥力の影響を受けるため反応量は入射エネルギーにより変化し、図 1.1 のようになる [1]。

3. 核分裂炉
   ^{235}U に熱中性子を吸収させて、核分裂反応を起こしその際に熱エネルギーと複数の中性子が発生する。発生した中性子は炉内で減速された後に再び ^{235}U に吸収されるが、1 回の核分裂反応で平均 2.4 個の中性子が発生するとされており、連鎖反応に利用される 1 個分を差し引いた残りの中性子の一部が中性子ビームとして取り出される。

4. 加速器中性子源

   電子加速器：加速器を用いて得られる電子ビームを重元素に照射し、標的内で生じる制動輻射 γ 線が引き起こす光核反応 (γ, n) で生じる中性子を利用するタイプの中性子源。巨大共鳴からの蒸発中性子 (evaporation) を利用することが多く、電子入射エネルギーとして巨大共鳴の生成断面積が大きくなる領域（20MeV 以上）を利用することが多い。入射電子エネルギーに対する中性子発生量を図 1.2 に示す。

   低エネルギー陽子加速器：加速器を用いて得られる陽子ビームを用いて、(p, n) 反応で発生する中性子を利用するタイプの中性子源。重陽子ビーム入射で (d, n) 反応を用いる場合もある。クーロン斥力の影響を受けるので、特に低エネルギー領域では標的核は軽元素が良いとされる。

   核破砕中性子源：概ね 200 MeV 以上のエネルギーの陽子ビームを重元素に照射し、核破砕反応 (spallation 反応) に引き続いて起こる破砕断片 (spallation fragment) からの蒸発中性子を利用する中性子源。

本節では、これらのうち加速器中性子源を主軸に、できるだけ一般的に利用可能な定式化を行う。

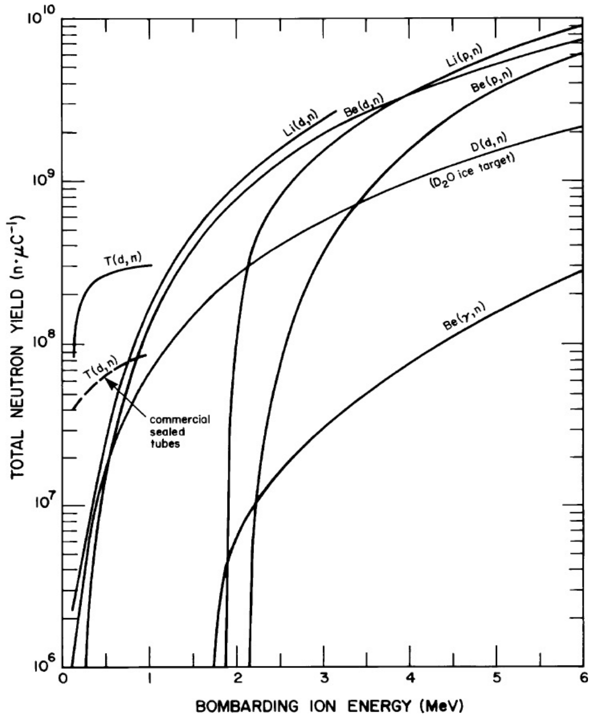

図 1.1: 陽子および重陽子入射の場合の中性子収量

1.2 中性子計測システム

中性子のエネルギー別の名称は、熱中性子、冷中性子、高速中性子 (速中性子)、超冷中性子がよく用いられる。それぞれの定義は次のようなものである。

高速中性子:原子核反応から生じる MeV 以上のエネルギー領域の中性子を漠然と指す。

熱中性子:常温減速体から生じる中性子で、スペクトルが常温のボルツマン分布で近似されるもの。慣例的に Cd の Cutoff エネルギーである 0.5eV から、Be の Bragg カットオフエネルギーである 5meV(4Å) までとすることが多い。本文書でもこの定義を利用する。

冷中性子:低温減速体から生じる中性子。本文書においては上記熱中性子より長い波長 (4Å 以上) とする。

超冷中性子:Fermi 擬ポテンシャルによって全反射されるエネルギー領域の中性子を指す。ニッケルの擬ポテンシャル 250 neV 以下の運動エネルギーを持つ中性子を指すことが多いが、概ね 500 neV 以下の中性子を漠然と指す場合もある。

この他に、高速中性子と熱中性子の中間の領域を指す熱外中性子、冷中性子と超冷中性子の中間の領域を指す極冷中性子、という言葉がある。熱外中性子および極冷中性子の範囲内でも、エネルギー領域に応じてそれぞれ複数の利用方法が考えられる。そこで、それぞれのエネルギー領域をさらに分けて表現することを考えたい。その試案を図 1.3 に示す。

加速器中性子源を用いた場合の利得関数を定義することを考える。計測システム全体を概念的に図 1.4 に示す。まずシステムを「中性子源 (source)」、「装置 (instrument)」、「解析 (interpretation)」の三つのカテゴリーに大別する。「中性子源」と「装置」の関係を、「中性子源のエミッタンス」と「装置のアクセプタンス」の関係で表し、「装置の性能」を「利得関数 (figure of merit)」で表現する。測定によって得られる情報の有効性は、測定結果を解析して目的を達成する度合いを勘案して決定する必要があり、解析のアルゴリズムを与えたときに得られる解析結果が目的を達成している度合いを定量的に表す量を併せて定義することで、定量的な議論を可能にする。これは計測方法にも依存する。計測方法を「メソッド (method)」($\mathcal{M}$)、解析方法を「インタープリテーション (interpretation)」($\mathcal{I}$)、定量化された目的達成度を「シグニフィカンス (significance)」(σ) と呼ぶこととし、「中性子源のエミッタンス」($\mathcal{E}$) のうち「装置のアクセプタンス」($\mathcal{A}$) で受け入れられた中性子の集合を $\phi_S = \phi_S(\mathcal{E}, \mathcal{A})$ と表すことにすると、利得関数 FOM は

$$\mathrm{FOM} = \mathrm{FOM}(\mathcal{M}, \phi_S) \tag{1.1}$$

と与えられ、シグニフィカンス σ は

$$\sigma = \sigma(\mathcal{I}; \mathcal{M}; \phi_S) \tag{1.2}$$

という形で表現できる。このとき、計測の「最適化」は、目的達成度 $\sigma(\mathcal{I}; \mathcal{M}; \phi_S)$ を最大にすることであると表現される。現実には目的達成度 σ を最大にするような $\mathcal{I}$、$\mathcal{M}$、ϕ_S が必ずしも実現可能であるとは限らない。そこで、

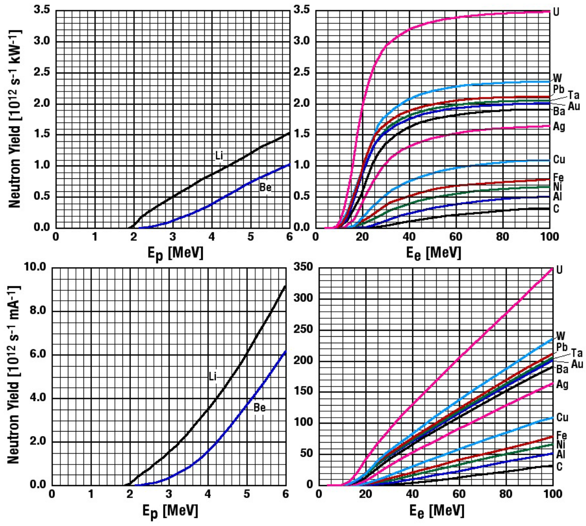

図 1.2: 陽子および電子入射の場合の中性子収量

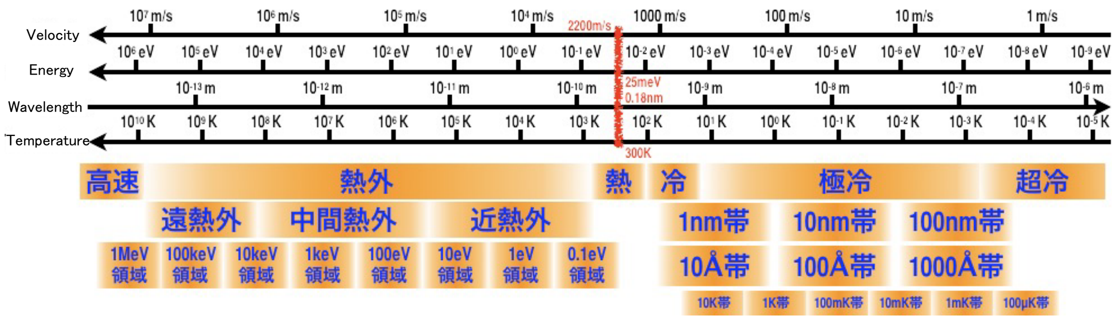

図 1.3: 波長帯名称 (試案)

実現可能な範囲で目的達成度 σ と強く相関する「利得関数」FOM を

$$\mathrm{FOM} = \mathrm{FOM}(\mathcal{M}; \phi_S) \tag{1.3}$$

で与えて装置を設計し、さらに、その範囲内でシグニフィカンスを最大にするようなインタープリテーション $\mathcal{I}$ を工夫することを「最適化」と総称することにする。その上で、計測方法に応じた利得関数を求めるものとする。

1.3 流束密度と流束

標準的には、ビーム軸を z 軸に取ることにする。ビーム軸は通常は水平方向なので、鉛直上方を y 軸に取って、右手系をなすように x 軸をとる。球面座標 (r, θ, φ) は、$(x, y, z) = (r \sin\theta \cos\varphi, r \sin\theta \sin\varphi, r \cos\theta)$ ととる。円筒座標 (ρ, ϕ, z) は、$(x, y, z) = (\rho \cos\phi, \rho \sin\phi, z)$ ととる。

N 個の粒子の運動を、6 次元位相空間内の N 個の点で表す。i 番目の粒子の位置を $\boldsymbol{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$、運動量を $\boldsymbol{p}_i = (p_{xi}, p_{yi}, p_{zi})$ とおき、$\boldsymbol{u}_i = (\boldsymbol{r}_i, \boldsymbol{p}_i)$ とおく。N 個の粒子の運動学的量 (6 次元位相空間座標) は、$\mathbb{E}_N = \{\boldsymbol{u}_i | i = 1, \ldots, N\}$ で表される。

N が十分に大きい時には、6 次元位相空間 $\mathcal{E} = \{\boldsymbol{u}\}$ 内で連続的に分布しているものとして表すことにして、粒子数密度を

$$\frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}}(\mathcal{E}, t) \equiv \frac{\partial^6 N}{\partial x \partial y \partial z \partial p_x \partial p_y \partial p_z}(\mathcal{E}, t) \tag{1.4}$$

と書く。なお t は時刻であり、個数が時間に依存して変化する場合を含めて考える。ある時刻の粒子の総数を $N(t)$ とすると

$$N(t) = \int \frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}} \mathrm{d}\mathcal{E} \tag{1.5}$$

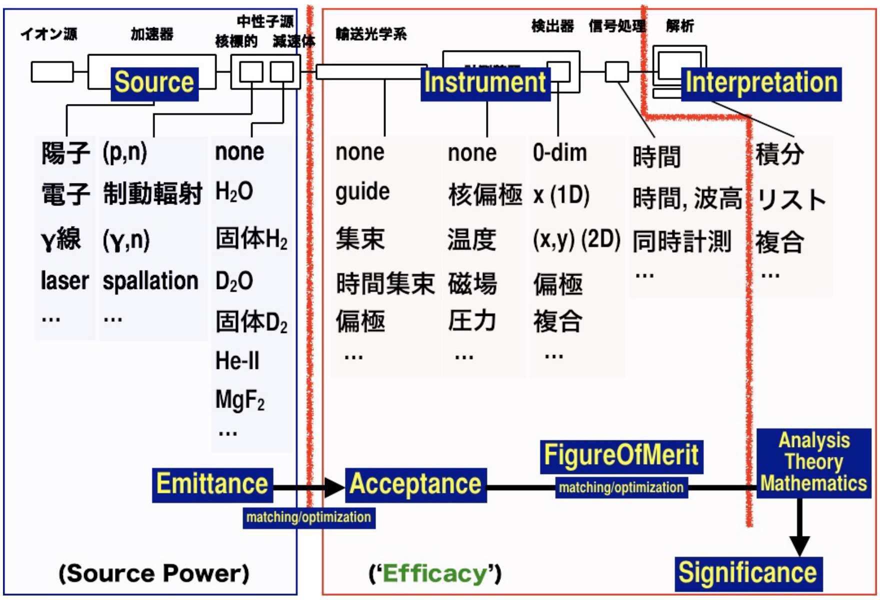

図 1.4: 概念の図 (試案)

である。ただし位相空間体積素片は $\mathrm{d}\mathcal{E} = \mathrm{d}x_i \mathrm{d}y_i \mathrm{d}z_i \mathrm{d}p_{xi} \mathrm{d}p_{yi} \mathrm{d}p_{zi}$ であり、この次元は $\mathrm{J}^3\,\mathrm{s}^3$ である。

位置 $\boldsymbol{r}$ にある微小な面積素片 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ を通過する流束密度を

$$\phi_S \mathrm{d}S = \frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}} \boldsymbol{v} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} \tag{1.6}$$

で定義し、流束（中性子束）を

$$\mathrm{d}\Phi_S = \phi_S \mathrm{d}S \tag{1.7}$$

と定義する。ただし $\boldsymbol{v}$ は速度であり、$\boldsymbol{p} = m\boldsymbol{v}$ である。面 $\boldsymbol{S}$ を通過する流束は

$$\Phi_S = \int_S \phi_{S'} \mathrm{d}S' = \int_S \frac{\partial N_0}{\partial \mathcal{E}_0} \boldsymbol{v}_0 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S'} \tag{1.8}$$

である。流束および束はともに時間 t の関数である。流束密度の単位は $\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$、流束の単位は s^{-1} である。

以上の定義では、ある面について、裏面から表面に通過した粒子と表面から裏面に通過した粒子数の差を考えているが、原子炉物理などでは、裏面から表面に通過した粒子と表面から裏面に通過した粒子数の和を考える場合がある。そのような場合の流束は、通常の流束と区別するために、「通過流束」と呼ぶことにする。位置 $\boldsymbol{r}$ にある微小な面積素片 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ を通過する通過流束を

$$\phi_{|S|} \mathrm{d}S = \frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}} \left| \boldsymbol{v} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S} \right| \tag{1.9}$$

で定義し、通過束を

$$\mathrm{d}\Phi_{|S|} = \phi_{|S|} \mathrm{d}S \tag{1.10}$$

と定義する。面 $\boldsymbol{S}$ を通過する通過束は

$$\Phi_{|S|} = \int_S \phi_{|S'|} \mathrm{d}S' = \int_S \frac{\partial N_0}{\partial \mathcal{E}_0} \left| \boldsymbol{v}_0 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S'} \right| \tag{1.11}$$

である。通過流束および通過束はともに時刻 t の関数である。

1.4 一次粒子

一次粒子を添字 0 をつけて表す。一次粒子の位相空間数密度を

$$\frac{\partial N_0}{\partial \mathcal{E}_0} \tag{1.12}$$

と表す。

原子炉やプラズマなどのように、一次粒子の分布内で中性子が発生する場合もあるが、加速器の場合には一次粒子をビームとして取り出して、中性子発生標的に導く。そのような場合には、一次粒子の発生源から離れた場所での位相空間分布が問題になる。一次粒子の流れは方向性があるので、絶対流束を考える場面はない。一次粒子が発生する空間的領域を V_0 とし、V_0 の外側の点 $\boldsymbol{r}_S$ にある微小な面積素片 $\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ を考える。一次粒子が互いに相互作用しないと近似できる場合については、$\mathrm{d}\boldsymbol{S}$ を通過する流束は

$$\phi_{\boldsymbol{S}}(\boldsymbol{r}_S) = \int_{V_0} \left[|\boldsymbol{v}_0'| \frac{\boldsymbol{r}_S - \boldsymbol{r}_0'}{|\boldsymbol{r}_S - \boldsymbol{r}_0'|} \cdot \frac{\boldsymbol{S}}{|\boldsymbol{S}|} \right] \left[\frac{\partial N_0}{\partial \mathcal{E}_0} \left(\boldsymbol{r}_0', |\boldsymbol{p}_0'| \frac{\boldsymbol{r}_S - \boldsymbol{r}_0'}{|\boldsymbol{r}_S - \boldsymbol{r}_0'|}, t - \frac{|\boldsymbol{r}_S - \boldsymbol{r}_0'|}{|\boldsymbol{v}_0'|} \right) \right] \mathrm{d}\boldsymbol{r}_0' \tag{1.13}$$

と書くことができる。

一次粒子が発生する割合を

$$\dot{N}_0(t) \equiv \frac{\mathrm{d}N_0}{\mathrm{d}t} = \int \frac{\partial^2 N}{\partial \mathcal{E} \partial t} \mathrm{d}\mathcal{E} \tag{1.14}$$

で定義し、これを瞬間強度と呼ぶことにする。これに対して

$$\left\langle \dot{N}_0(t) \right\rangle_T = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t} \dot{N}_0(t') \mathrm{d}t' \tag{1.15}$$

として、時間 T の間で平均を取ったものを (時間幅 T の) 平均強度と呼ぶ。次元は s^{-1} である。周期的にパルス運転されている場合、T はパルスの繰り返し周期よりも十分に長く取るものとする。T が指定されていない場合は $T \to \infty$、すなわち

$$\left\langle \dot{N}_0 \right\rangle \equiv \left\langle \dot{N}_0(t) \right\rangle_\infty = \lim_{T\to\infty} \left\langle \dot{N}_0(t) \right\rangle_T \tag{1.16}$$

を意味するものとする。なお各々のパルスは微細な時間構造を持つ場合も多い。図 1.5 のような場合、$\dot{N}_{\mathrm{n}_0}^{\mathrm{peak}}$ は $\dot{N}_{\mathrm{n}_0}$ の尖頭値を指すことになるが、実用上中性子の飛行時間若しくは中性子の減速時間に比べて T が短いならば、$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T$ を瞬間発生率とみなすべきである。瞬間発生率は、考えている中性子のエネルギー領域に応じて、適宜、微細構造の粗視化を行った上で定義するものとする。

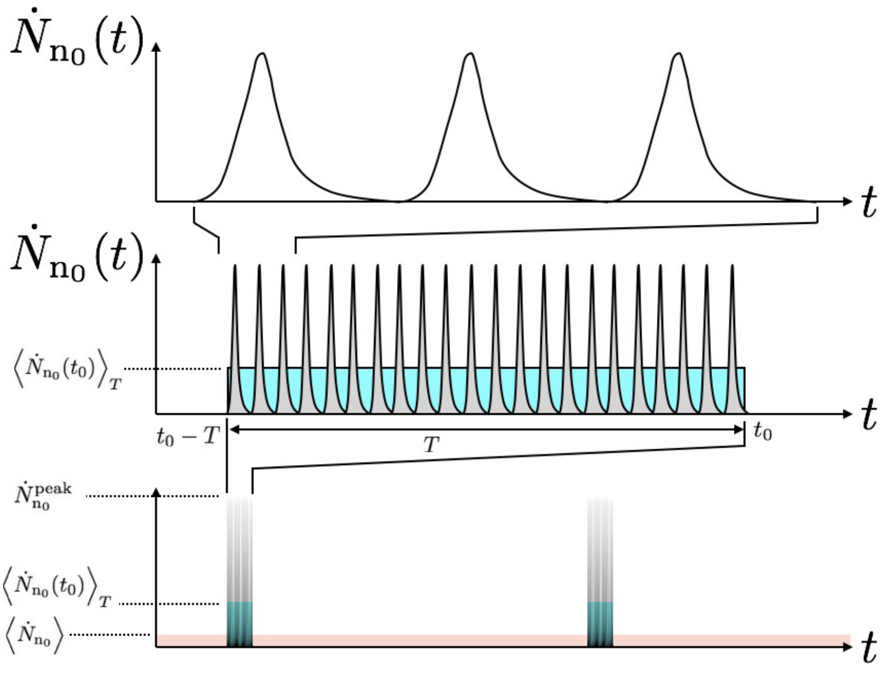

図 1.5: パルスの微細構造

一次粒子のビームパワーも同様に定義する。瞬間ビームパワーを

$$W_0(t) = \int E \frac{\partial^2 N}{\partial \mathcal{E} \partial t} \mathrm{d}\mathcal{E} \tag{1.17}$$

で定義し、これに対して

$$\langle W_0(t) \rangle_T = \frac{1}{T}\int_{t-T}^{t} W_0(t')\mathrm{d}t' \tag{1.18}$$

として、時間 T の間で平均を取ったものを (時間幅 T の) 平均ビームパワーと呼ぶ。次元は W である。周期的にパルス運転されている場合、T はパルスの繰り返し周期よりも十分に長く取るものとする。T が指定されていない場合は $T \to \infty$、すなわち

$$\langle W_0 \rangle \equiv \langle W_0(t) \rangle_\infty = \lim_{T\to\infty} \langle W_0(t) \rangle_T \tag{1.19}$$

を意味するものとする。

1.5 発生中性子 (減速前)

一次粒子の流束をもとに、発生する中性子の位相空間密度分布を求める。一次粒子の位相空間分布を $\mathcal{E}_0$ とするとき、中性子の位相空間座標 $\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}$ の位置にある中性子位相空間体積素片 $\Delta\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}$ の中に中性子が生成される確率を

$$R(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0})\Delta\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0} \tag{1.20}$$

とおく。時刻 t、位相空間座標 $\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}$ における中性子数密度は

$$\frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}_0}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t) = \int \frac{\partial \dot{N}_0}{\partial \mathcal{E}_0}(\mathcal{E}'_0, t) R(\mathcal{E}'_0, \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0})\mathrm{d}\mathcal{E}'_0 \tag{1.21}$$

で与えられ、次元は $[\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{J}^{-3}\,\mathrm{s}^{-3}]$ である。

(減速前) 瞬間中性子発生率を

$$\dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) = \int \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}_0}}{\partial \mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}}(\mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}, t)\mathrm{d}\mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0} \tag{1.22}$$

と定義する。瞬間中性子発生率の次元は $[\mathrm{s}^{-1}]$ である。瞬間中性子発生率は時間の関数であるが、その最大値 (ピーク値) を最大瞬間中性子発生率と呼ぶこととし、$\dot{N}_{\mathrm{n}_0}^{\mathrm{peak}}$ と表す。

(減速前) 平均中性子発生率を

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T = \frac{1}{T}\int_{t-T}^{t} \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t')\mathrm{d}t' \tag{1.23}$$

と定義する。平均中性子発生率の次元は $[\mathrm{s}^{-1}]$ である。周期的にパルス運転されている場合、T はパルスの繰り返し周期よりも十分に長く取るものとする。T が指定されていない場合は $T \to \infty$、すなわち

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0} \right\rangle \equiv \left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_\infty = \lim_{T\to\infty} \left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T \tag{1.24}$$

を意味するものとする。

1.6 減速中性子

$(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t_{\mathrm{n}_0})$ にあった減速前の中性子が、減速の結果、$(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})$ にある位相空間体積素片 $\Delta\mathcal{E}_{\mathrm{n}}$、時刻 t_{n} にある時間素片 Δt_{n} の中に中性子を生じる確率を

$$M(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t_{\mathrm{n}_0}; \mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})\Delta\mathcal{E}_{\mathrm{n}}\Delta t_{\mathrm{n}} \tag{1.25}$$

とおく。M は

$$\int M(\Gamma_{\mathrm{n}_0}, t_{\mathrm{n}_0}; \Gamma_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})\mathrm{d}\Gamma_{\mathrm{n}}\mathrm{d}t_{\mathrm{n}} = 1 \tag{1.26}$$

と規格化されているものとする。$(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})$ に生じる中性子数を N_{n} とおくと

$$\frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t) = \int_{t_{\mathrm{n}_0} \le t} \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}_0}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t_{\mathrm{n}_0}) M(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t_{\mathrm{n}_0}; \mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t)\mathrm{d}\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}\mathrm{d}t_{\mathrm{n}_0} \tag{1.27}$$

である。減速体の体積を V_{m} とおくとき、減速体内において、ある中性子のエネルギー領域 $\mathbb{E}$ 内に発生する中性子の総数 (減速中性子瞬間発生率) は

$$\dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t) = \int_{E_{\mathrm{n}} \in \mathbb{E}} \int_{V_{\mathrm{m}}} \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t)\mathrm{d}\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}}\mathrm{d}\mathcal{E}_{\mathrm{n}} \tag{1.28}$$

で与えられる。またその時間平均 (減速中性子平均発生率) は

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t) \right\rangle_T = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t} \dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t')\mathrm{d}t' \tag{1.29}$$

である。周期的にパルス運転されている場合、T はパルスの繰り返し周期よりも十分に長く取るものとする。T が指定されていない場合は $T \to \infty$、すなわち

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}) \right\rangle \equiv \left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t) \right\rangle_\infty = \lim_{T\to\infty} \left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t) \right\rangle_T \tag{1.30}$$

を意味するものとする。

面 $f(\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}}) = 0$ 上で定義される中性子位相空間分布関数は、

$$\left.\frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})\right|_{f(\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}})=0} \tag{1.31}$$

と書ける。

1.7 減速体表面 S 上での中性子流束

減速体表面の全部または一部を S とする。S 上での中性子流束を ϕ_S と書くことにする。

時間依存性をを含んだ中性子エネルギーの関数としての中性子流束は

$$\frac{\partial^3 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}} \partial t_{\mathrm{n}}}(E_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}}) = \frac{1}{S} \int_{\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}} \in S} \frac{\partial^2 \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \boldsymbol{r}_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}(E_{\mathrm{n}}, \boldsymbol{r}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})\mathrm{d}\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}} \tag{1.32}$$

と表すことにする。単位は $[\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}\,\mathrm{eV}^{-1}]$ である。

中性子エネルギーの関数としての中性子流束は

$$\frac{\partial^2 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}(E_{\mathrm{n}}) = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\partial^3 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}} \partial t_{\mathrm{n}}}(E_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})\mathrm{d}t_{\mathrm{n}} \tag{1.33}$$

と表す。単位は $[\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}\,\mathrm{eV}^{-1}]$ である。

中性子エネルギーの領域 $\mathbb{E}$ の中性子流束は

$$\left(\frac{\partial \phi_S}{\partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}\right)_{\mathbb{E}} = \int_{E_{\mathrm{n}} \in \mathbb{E}} \frac{\partial^2 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}(E_{\mathrm{n}})\mathrm{d}E_{\mathrm{n}} \tag{1.34}$$

と表す。単位は $[\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}\,\mathrm{sr}^{-1}]$ である。

エネルギー領域 $\mathbb{E}$ の中性子流束の立体角積分は

$$\langle \phi_S \rangle_{\mathbb{E}} = \int \left(\frac{\partial \phi_S}{\partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}\right)_{\mathcal{E}} \mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}} \tag{1.35}$$

と表す。単位は $[\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}]$ である。

エネルギー領域 $\mathbb{E}$ の中性子発生率は

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}} \right\rangle_{\mathbb{E}} = \sum_i \langle \phi_{S_i} \rangle_{\mathbb{E}} S_i \tag{1.36}$$

と表す。ただし、S_i を全て合わせると減速体 V_{m} の表面を覆い尽くし、S_i は互いに重なる部分がないように取られているものとする [1]。単位は $[\mathrm{s}^{-1}]$ である。

減速効率は

$$\eta_{\mathbb{E}} = \frac{\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}} \right\rangle_{\mathbb{E}}}{\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0} \right\rangle} \tag{1.37}$$

と定義する。

[1]すなわち次の関係が満たされているように取る。

$$\bigcup_i S_i = \partial V_{\mathrm{m}}, \quad (\forall i \neq j)(S_i \cap S_j = \emptyset)$$

1.8 利得関数

メソッド及びインタープリテーションを仮定した時のシグニフィカンスと相関する利得関数を考える。測定時に制御する量を $\boldsymbol{\alpha} = (\alpha^{(1)}, \alpha^{(2)}, \ldots, \alpha^{(l)})$ で表す。$\boldsymbol{\alpha}$ を $\boldsymbol{\alpha}_1, \boldsymbol{\alpha}_2, \ldots, \boldsymbol{\alpha}_n$ と変化させながら測定を行い、その結果得られた測定値が $y_1, y_2, \ldots, y_n$ であったとする。$\boldsymbol{y} = (y_1, y_2, \ldots, y_n)$ と表し、それぞれの誤差を $\Delta\boldsymbol{y} = (\Delta y_1, \Delta y_2, \ldots, \Delta y_n)$ と表すこととする。この測定を解釈するモデルを $f(\boldsymbol{\alpha}; \boldsymbol{x})$ と表すことにする。$\boldsymbol{x} = (x_1, x_2, \ldots, x_m)$ はこのモデルを構成するパラメータである。データを解析するということを

$$S(\boldsymbol{x}) = \sum_{i=1}^{n} w_i \left(y_i - f(\boldsymbol{\alpha}_i; \boldsymbol{x})\right)^2 \tag{1.38}$$

を最小にする $\boldsymbol{x}$ の値を求めること、と定義する。なお $\boldsymbol{w} = (w_1, w_2, \ldots, w_n)$ は各測定の重みである。$S(\boldsymbol{x})$ を最小にする $\boldsymbol{x}$ は

$$\frac{\partial S}{\partial \boldsymbol{x}} = \boldsymbol{0} \tag{1.39}$$

を満たすので、$\boldsymbol{x}$ についての m 元連立方程式の解の中に求めるべき解析結果が含まれる。ここで $f_i(\boldsymbol{x}) = f(\boldsymbol{\alpha}_i; \boldsymbol{x})$ と書くことにすると

$$\sum_{i=1}^{n} w_i (y_i - f_i) \frac{\partial f_i}{\partial x_j} = 0 \tag{1.40}$$

となる。つまり式 1.39 は

$$\sum_{i=1}^{n} w_i f_i \frac{\partial f_i}{\partial x_j} = \sum_{i=1}^{n} w_i y_i \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \tag{1.41}$$

と同等である。この m 元連立方程式を解くことで、モデルのパラメータ $\boldsymbol{x}$ が決定される。その解を $\boldsymbol{x}_0$ とおく。

$\boldsymbol{\alpha}$ の誤差を各測定値 y_i の誤差 Δy_i に繰り込むことが可能である場合を考える。モデルパラメータ $\boldsymbol{\alpha}$ の誤差は

$$\Delta x_k = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial x_k}{\partial y_i} (\boldsymbol{x}_0) \Delta y_i \right)^2} \tag{1.42}$$

となる。測定の目的から、各モデルパラメータの誤差の許容値 ξ が与えられているとき、

$$\boldsymbol{\sigma} = \left(\frac{\xi_1}{\Delta x_1}, \ldots, \frac{\xi_m}{\Delta x_m} \right) \tag{1.43}$$

をシグニフィカンスとみなす。$\boldsymbol{\sigma}$ の各成分が 1 を超えていることを必要条件とし、1 を超えて大きいほどにシグニフィカンスが大きいとみなす。ただし、$\boldsymbol{\sigma}$ は $\boldsymbol{\xi} = (\xi_1, \ldots, \xi_m)$ の取り方、すなわち測定の目的に依存する。そこで、ある測定手法 $\mathcal{M}$ に属する様々な測定におおむね共通して $\boldsymbol{\sigma}$ に貢献するような特徴を別途定義し、利得関数 FOM と呼ぶ。利得関数はシグニフィカンスに相関するように選ぶ。中性子を用いた実験の場合、測定誤差は統計誤差が支配的であることが多い。その場合には、シグニフィカンスを大きくするためには、ビーム強度や測定時間を増大させることが概ね共通した要求となる。

なお測定値の誤差も推定する必要がある場合には、モデルが与える値 $f_i(\boldsymbol{x})$ の周囲に各測定値 y_i がなす分布の標準偏差 σ_y を考える。σ_y は

$$(\sigma_y)^2 = \frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^{n} \left(y_i - f_i(\boldsymbol{x}_0)\right)^2 \tag{1.44}$$

と推定される。この σ_y を用いて、モデルパラメータ $\boldsymbol{x}$ の誤差は

$$\Delta x_k = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial x_k}{\partial y_i} (\boldsymbol{x}_0) \sigma_y \right)^2} = \sigma_y \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial x_k}{\partial y_i} (\boldsymbol{x}_0) \right)^2} \tag{1.45}$$

と評価される。

シグニフィカンスは値が大きいほど有利であることを示すが、各成分の逆数を組み合わせたベクトル

$$\tilde{\boldsymbol{\sigma}} = \left(\frac{\Delta x_1}{\xi_1}, \ldots, \frac{\Delta x_m}{\xi_m} \right) \tag{1.46}$$

を指標として用いると、測定が目的に適合していることの必要条件を、ベクトル $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}$ が単位超立方体内にあることである、と表現できる。

1.9 利得関数の具体例

以下、一般論をまとめる準備として、メソッド別に例を挙げていく。

1.9.1 撮像 (イメージング)

密着型透過撮像

撮像対象が薄い場合の透過撮像を考える。画像検出器を被写体に密着させると、入射中性子の被写体位置の空間分布のみを考慮すれば充分であり、角度分布は考慮する必要がない。 中性子は被写体によって弾性散乱されるか

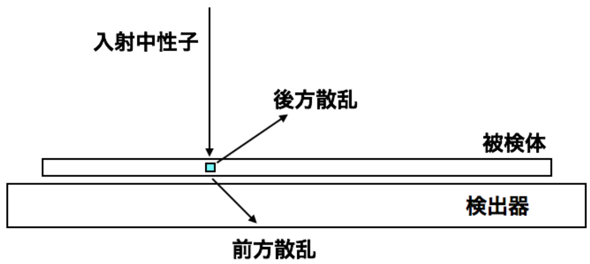

図 1.6: 密着型透過撮像

吸収されるかどちらかである場合を考える。吸収された場合は γ 線を放出して緩和するものとする。

$$\sigma_{\rm tot} = \sigma_{\rm sca} + \sigma_{\rm abs} \tag{1.47}$$

散乱は実験室系において等方的であるとすると、実験室系の散乱角 $\theta_{\rm lab}$ が $0 < \theta_{\rm lab} < \pi/2$ の時は前方に散乱されて検出器に入り、$\pi/2 < \theta_{\rm lab} < \pi$ の時は後方に散乱されて検出器に入らない。実験室系の散乱角 $\theta_{\rm lab}$ と重心系における散乱角 $\theta_{\rm CM}$ の関係は

$$\cos\theta_{\rm lab} = \frac{\cos\theta_{\rm CM} + m_{\rm n}/m_A}{\sqrt{1 + (m_{\rm n}/m_A)^2 + 2(m_{\rm n}/m_A)\cos\theta_{\rm CM}}} \tag{1.48}$$

であり、$\theta_{\rm lab} = \pi/2$ に対応する重心系の散乱角 $\theta_{\rm CM}^{\pi/2}$ は

$$\cos\theta_{\rm CM} = -\frac{m_{\rm n}}{m_A} \tag{1.49}$$

を満たす。よって散乱された中性子のうち

$$\frac{1-\cos\theta_{\rm CM}}{2} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{m_{\rm n}}{m_A}\right) \tag{1.50}$$

だけが前方散乱される。前方散乱された中性子、吸収されて発生した γ 線はバックグラウンドになる。前方散乱された中性子は入射点近傍に信号を発生するので、ある程度の画像情報を担っているけれども、実際には、被写体の厚み、検出器の厚み、被写体と検出器の間隔が無限に小さいわけではないので、画像をぼやかす原因になる。そこで、ここでは、前方散乱された中性子の一定割合が一様な中性子バックグラウンドを生じるものとして扱う。この時、検出器上の各点において、検出器で発生する信号 N は入射中性子数を N_0 とすると

$$\begin{aligned}
N &= N_{\rm sig} + N_{\rm BG,n} + N_{\rm BG,\gamma} + N_{\rm BG} \\
N_{\rm sig} &= N_0 \epsilon_{\rm n} e^{-n\sigma_{\rm tot} z} \\
N_{\rm BG,n} &= N_0 \epsilon_{\rm BG,n} (1 - e^{-n\sigma_{\rm tot} z}) \frac{1}{2}\left(1 + \frac{m_{\rm n}}{m_A}\right)\frac{\sigma_{\rm sca}}{\sigma_{\rm tot}} \\
N_{\rm BG,\gamma} &= N_0 \epsilon_{\rm BG,\gamma} e^{-n\sigma_{\rm tot} z} \frac{\sigma_{\rm abs}}{\sigma_{\rm tot}}
\end{aligned} \tag{1.51}$$

と書ける。ただし、$N_{\rm sig}$ は散乱されずに透過した中性子の数であって画像情報を正しく担っているもの、ϵ_n は散乱されずに透過した中性子の検出効率、$N_{\rm BG,n}$ は前方散乱された中性子によって生じる信号のうち画像情報を必ずしも正しく担っているとは言えない信号の数、$\epsilon_{\rm BG,n}$ は前方散乱された中性子がバックグラウンドとして寄与する割合、$N_{\rm BG,\gamma}$ は吸収された中性子が発生させた γ 線による信号数、$\epsilon_{\rm BG,\gamma}$ は吸収された中性子が発生させた γ 線がバックグラウンドに寄与する割合、$N_{\rm BG}$ は入射中性子以外の原因で発生するバックグラウンドの信号数であっ

て必ずしも N_0 に比例しないものである。また n は被写体内の原子核数密度、z は被写体の厚みだが、nz を保ったまま $z \to 0$ として扱う。この時、各点での信号は

$$N_{\rm sig} = N - (N_{\rm BG,n} + N_{\rm BG,\gamma} + N_{\rm BG}) \tag{1.52}$$

となるので、それぞれの統計誤差を用いて評価すると

$$\begin{aligned}(\Delta N_{\rm sig})^2 &= (\Delta N)^2 + (\Delta N_{\rm BG,n})^2 + (\Delta N_{\rm BG,\gamma})^2 + (\Delta N_{\rm BG})^2 \\ &= \frac{1}{\Delta N} + \frac{1}{\Delta N_{\rm BG,n}} + \frac{1}{\Delta N_{\rm BG,\gamma}} + \frac{1}{\Delta N_{\rm BG}}\end{aligned} \tag{1.53}$$

となる [2]。シグニフィカンスは

$$\sigma(\mathcal{I};\mathcal{M};\phi_S) = \frac{N_{\rm sig}}{\Delta N_{\rm sig}} \tag{1.54}$$

と定義するのが妥当である。ここで $N_{\rm BG} \propto N_0$ と近似できる場合には、画像検出器のピクセルサイズを $\Delta x \Delta y$、測定時間を ΔT とすると

$$\sigma(\mathcal{I};\mathcal{M};\phi_S) \propto \sqrt{N_0} \propto \sqrt{\phi_S \Delta x \Delta y \Delta T} \tag{1.55}$$

である。したがって利得関数として

$$\mathrm{FOM}(\mathcal{M},\phi_S) = \phi_S \propto \sigma(\mathcal{I};\mathcal{M};\phi_S)^2 \tag{1.56}$$

を取る。

具体的な体系を入れてみる。被検体は水分が主体の電解液相当のものを想定し厚さ L はおおよその目安として $L = 0.5$[cm] 程度を想定する。H_2O の熱中性子断面積は つまり水分による反応はほとんど散乱と考えて良い。

熱中性子	吸収断面積	散乱断面積
H_2O	644 ± 4 mbarn	80 ± 8 barn

表 1.1: 断面積

被検体は一様な厚さで十分大きな面積があるとして、ここでは気泡などの不純物があるところもないところも、一様にバックグランドとして入ってくるとする。透過中性子数は $\Phi_I \Delta t/N_p \times \exp(-0.266z)$ で表現され、散乱されて検出器で検出される中性子は $\Phi_I \Delta t/N_p \times (1-\exp(-0.266z)) \times (19/36)$ となる。両者を足し合わせたものが検出器で検出される中性子数となる。

画像を定量的に評価するために、信号の SN 比の概念を用いて画質 p を定義する。各画素の信号強度 N に対する雑音レベルが ΔN の時に $p = 20\log_{10} N/\Delta N$ とする。

大きさ L^3 の液体の認識

散乱体として大きさ $L \times L \times L$ の液体を認識する場合、検出器としてはこの物体による強度低下として液体を認識する。資料位置での入射中性子流束を Φ_I[n/cm^2/s] とし、被検体の大きさを L、n は被検体内の原子核数密度、検出効率を ϵ、計測時間を T とし、散乱断面積と吸収断面積の和を σ_t とすると

$$10^{p/10} = \epsilon \Phi_I L^2 T \frac{(1-\exp(-n\sigma_t L))^2}{2(1+\exp(-n\sigma_t L))} \tag{1.57}$$

で評価される。

L=0.1[cm] とし、Φ_I=10^5[n/cm^2/sec] としたときに式 (1.57) で $p = 20$[db] を実現するためには $\epsilon T = 6.5$[sec] となる。おおよそ中性子イメージングで標準的に用いる検出器が検出効率 10%とすると、この画質を実現するのに必要な計測時間はおよそ 1 分となる。

[2] $N_{\rm BG}$ については妥当とは言えないがとりあえずこうする

液体中の気泡の認識

厚さ L の液体の中に大きさ ΔL の気泡がある場合の認識を考える。信号は気泡がない場所と気泡がある場所の強度差で表される。

$$10^{p/10} = \epsilon \Phi_I (\Delta L)^2 T \frac{\exp(-2n\sigma_t L)(1-\exp(-n\sigma_t \Delta L))^2}{2(1+\exp(-n\sigma_t L))} \tag{1.58}$$

液体の厚さを L=0.5[cm]、気泡の大きさ ΔL=0.1[cm]、$\Phi_I = 10^5[\mathrm{n\,cm^{-2}\,s^{-1}}]$ とすると、式 (1.58) で p=20[db] を実現するためには $\epsilon T = 66$[sec] となる。検出効率 10%では 10 分必要となる。1 分程度の計測時間で実現するためには、中性子ビーム強度を $10^5[\mathrm{n\,cm^{-2}\,s^{-1}}]$ 程度必要となる。

なお、液体の厚み L=0.5[cm]、気泡の大きさ ΔL=0.2[cm] では中性子ビーム強度を $10^5[\mathrm{n\,cm^{-2}\,s^{-1}}]$ で $\epsilon T =$ 5.3[sec] となる。

このように画像検出器のピクセルサイズ（イメージングでは見たい物質の大きさと関係している）$\Delta x \Delta y$、測定時間 ΔT と中性子ビーム強度で評価することができる。

1.9.2 中性子小角散乱

中性子小角散乱における冪決定

中性子小角散乱において、移行波数 q の関数として散乱強度 $I(q)$ が q の冪乗に比例している領域において、その冪を求める場合を考える。入射中性子の波数を k、中性子の散乱角を θ とすると、移行波数は

$$q \quad = \quad 2k \sin\frac{\theta}{2} \tag{1.59}$$

で定義される。入射中性子強度を I_0 で表すとき

$$I(q) \quad = \quad I_0 \left(\frac{q}{k}\right)^{-r} \tag{1.60}$$

とおく。ただし $r > 0$ とする。図 1.7 に示したように、測定は $q_{\min} \le q \le q_{\max}$ の範囲で行われるものとする。

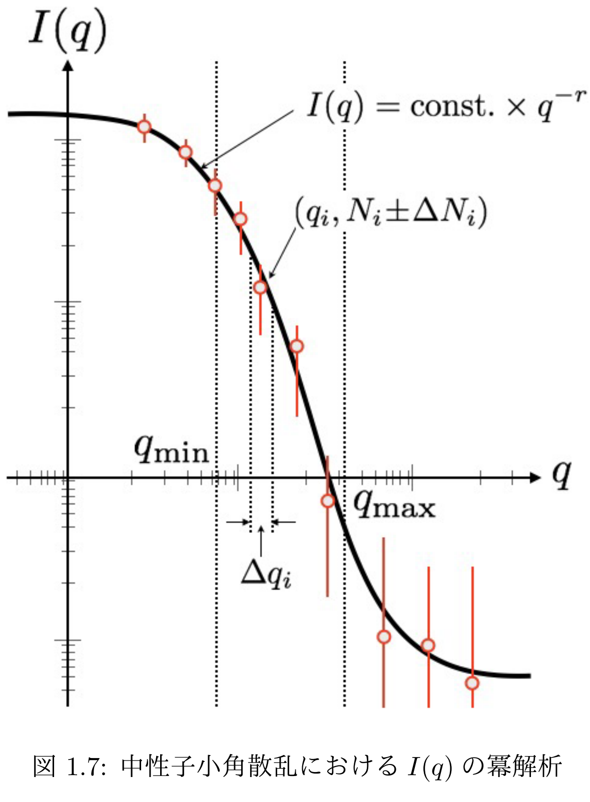

図 1.7: 中性子小角散乱における $I(q)$ の冪解析

入射中性子は単色とする。モデルは

$$\log I(q) = \log I_0 - r \log \frac{q}{k} \tag{1.61}$$

として、$l=1$, $\alpha=\log(q/k)$,
$\boldsymbol{x}=(r,\beta)$, $\boldsymbol{y}=(\log N_1,\ldots,\log N_n)$ とする。ただし $\beta=\log I_0$ とおいた。

$$y=\beta-r\alpha \tag{1.62}$$

と書いていることになる。α は $\alpha_{\min}=\log(q_{\min}/k)$ と $\alpha_{\max}=\log(q_{\max}/k)$ の間を n 分割するようにとる。n は大きな数とする。N_i は $\alpha=\alpha_i$ における中性子のカウント数に取り、$\Delta N_i=\sqrt{N_i}$ であるものとする。n は大きく取るので、N_i も α の連続関数 $N(\alpha)$ とも表す。r は

$$r=-\frac{\langle\alpha y\rangle-\langle\alpha\rangle\langle y\rangle}{\langle\alpha^2\rangle-\langle\alpha\rangle^2} \tag{1.63}$$

と求まる。なお $\langle\alpha\rangle$ は

$$\langle\alpha\rangle=\frac{\displaystyle\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}\alpha\mathrm{d}\alpha}{\displaystyle\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}\mathrm{d}\alpha}=\frac{1}{2}(\alpha_{\max}+\alpha_{\min}) \tag{1.64}$$

であり、同様に

$$\left\langle\alpha^2\right\rangle=\frac{1}{3}(\alpha_{\max}^2+\alpha_{\min}\alpha_{\max}+\alpha_{\min}^2) \tag{1.65}$$

となるので

$$\left\langle\alpha^2\right\rangle-\langle\alpha\rangle^2=\frac{1}{12}(\alpha_{\max}-\alpha_{\min})^2 \tag{1.66}$$

である。なお

$$\langle y\rangle=\frac{\displaystyle\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}\log N(\alpha)\mathrm{d}\alpha}{\displaystyle\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}\mathrm{d}\alpha} \tag{1.67}$$

$$\langle\alpha y\rangle=\frac{\displaystyle\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}\alpha\log N(\alpha)\mathrm{d}\alpha}{\displaystyle\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}\mathrm{d}\alpha} \tag{1.68}$$

である。r の誤差は

$$\begin{aligned}(\Delta r)^2 &= \frac{1}{(\langle\alpha^2\rangle-\langle\alpha\rangle^2)^2}\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}\left(\frac{\partial r}{\partial y}\Delta y\right)^2\mathrm{d}\alpha \\ &= \frac{1}{(\langle\alpha^2\rangle-\langle\alpha\rangle^2)^2}\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}(\alpha-\langle\alpha\rangle)^2(\Delta y)^2\mathrm{d}\alpha\end{aligned} \tag{1.69}$$

である。ここで

$$(\Delta y)^2 = \left(\frac{\Delta N}{N}\right)^2=\frac{1}{N}=e^{-y}=e^{-(\beta-r\alpha)}=\frac{e^{r\alpha}}{I_0} \tag{1.70}$$

であることを使うと

$$\begin{aligned}(\Delta r)^2 &= \frac{1}{I_0(\langle\alpha^2\rangle-\langle\alpha\rangle^2)^2}\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}(\alpha-\langle\alpha\rangle)^2e^{r\alpha}\mathrm{d}\alpha \\ &= \frac{e^{r\langle\alpha\rangle}}{I_0r^3(\langle\alpha^2\rangle-\langle\alpha\rangle^2)^2}\int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}}r^2(\alpha-\langle\alpha\rangle)^2e^{r(\alpha-\langle\alpha\rangle)}r\mathrm{d}\alpha\end{aligned} \tag{1.71}$$

である。

$$\begin{aligned}\gamma &= r(\alpha-\langle\alpha\rangle)=r\left(\alpha-\frac{\alpha_{\max}+\alpha_{\min}}{2}\right) \\ \gamma_0 &= r\frac{\alpha_{\max}-\alpha_{\min}}{2}=r\langle\alpha\rangle\end{aligned} \tag{1.72}$$

$$
\begin{aligned}
(\Delta r)^2 &= \frac{e^{r\langle\alpha\rangle}}{I_0 r^3(\langle\alpha^2\rangle - \langle\alpha\rangle^2)^2} X \\
X &= \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} r^2 \left(\alpha - \langle\alpha\rangle\right)^2 e^{r(\alpha - \langle\alpha\rangle)} \mathrm{d}(r\alpha)
\end{aligned}
\tag{1.73}
$$

とおく。

$$
X = \int_{-\gamma_0}^{\gamma_0} \gamma^2 e^{\gamma} \mathrm{d}\gamma = 2(\gamma_0^2 + 2)\sinh\gamma_0 - 4\gamma_0\cosh\gamma_0 \tag{1.74}
$$

となるので

$$
(\Delta r)^2 = \frac{2e^{r\langle\alpha\rangle}}{I_0 r^3(\langle\alpha^2\rangle - \langle\alpha\rangle^2)^2} \left((r^2\langle\alpha\rangle^2 + 2)\sinh r\langle\alpha\rangle - 2r\langle\alpha\rangle\cosh r\langle\alpha\rangle\right) \tag{1.75}
$$

すなわち

$$
\Delta r = \frac{1}{\sqrt{I_0}} \frac{\sqrt{2e^{r\langle\alpha\rangle}}}{r\sqrt{r}} \frac{\sqrt{\left((r^2\langle\alpha\rangle^2 + 2)\sinh r\langle\alpha\rangle - 2r\langle\alpha\rangle\cosh r\langle\alpha\rangle\right)}}{(\langle\alpha^2\rangle - \langle\alpha\rangle^2)} \tag{1.76}
$$

である。冪の誤差 Δr は、入射中性子数の平方根 $\sqrt{I_0}$ に反比例する。以上は入射中性子が単色の場合である。装置設計としては、ある中性子散乱角 $\theta_{\min} \leq \theta \leq \theta_{\max}$ を覆うように検出器を配置する。なお

$$
\begin{aligned}
\alpha_{\min} &= \log\frac{q_{\min}}{k} = \log\left(2\sin\frac{\theta_{\min}}{2}\right) \\
\alpha_{\max} &= \log\frac{q_{\max}}{k} = \log\left(2\sin\frac{\theta_{\max}}{2}\right)
\end{aligned}
\tag{1.77}
$$

であり

$$
\langle\alpha\rangle = \frac{\alpha_{\max} + \alpha_{\min}}{2} = \log\left(2\sqrt{\sin\frac{\theta_{\max}}{2}\sin\frac{\theta_{\min}}{2}}\right) \tag{1.78}
$$

および

$$
\langle\alpha^2\rangle - \langle\alpha\rangle^2 = \frac{1}{12}\left(\log\left(2\sin\frac{\theta_{\max}}{2}\right) - \log\left(2\sin\frac{\theta_{\min}}{2}\right)\right) = \frac{1}{12}\log\left(\frac{\sin\frac{\theta_{\max}}{2}}{\sin\frac{\theta_{\min}}{2}}\right) \tag{1.79}
$$

である。そこで

$$
\Delta r = \frac{1}{\sqrt{I_0}} R(\theta_{\min}, \theta_{\max}; r) \tag{1.80}
$$

$$
R(\theta_{\min}, \theta_{\max}; r) = \frac{\sqrt{2e^{r\langle\alpha\rangle}\left((r^2\langle\alpha\rangle^2 + 2)\sinh r\langle\alpha\rangle - 2r\langle\alpha\rangle\cosh r\langle\alpha\rangle\right)}}{(\langle\alpha^2\rangle - \langle\alpha\rangle^2) r\sqrt{r}} \tag{1.81}
$$

と書くことにすると、中性子強度と検出器配置の影響は別の因数に分解できることがわかる。また R には入射中性子の波数は含まれない。ただし $\alpha = \log q$ が均一になるように検出器を配置していることになっている。またビーム発散は $\theta_{\min}$ を超えないように取るので、入射中性子の横方向の運動量範囲は

$$
-\hbar k\sin\theta_{\min} \leq p_x,\, p_y \leq \hbar k\sin\theta_{\min} \tag{1.82}
$$

である。

実際の測定では、検出器配置を固定した状態で、入射中性子の波数を変化させてデータを取得する。このときは I_0 を

$$
\overline{I_0} = TS\int_{\max(q_{\min}, 2k\sin\frac{\theta_{\min}}{2})}^{\min(q_{\max}, 2k\sin\frac{\theta_{\max}}{2})} \int_{-k\sin\theta_{\min}}^{k\sin\theta_{\min}} \int_{-k\sin\theta_{\min}}^{k\sin\theta_{\min}} \frac{\partial^3\phi}{\partial\boldsymbol{k}\partial\Omega_{\boldsymbol{k}_{\mathrm{n}}}} \mathrm{d}k_x \mathrm{d}k_y \mathrm{d}k_z \tag{1.83}
$$

に置き換える。ただし、T は測定時間、S は試料にビームが当たっている部分の面積、ϕ は試料位置での中性子流束である。よって式 1.80l の Δr に対する要求値 ξ を判断して与えると、$\Delta r < \xi$ を満たすために、検出器配置に工夫を施すことでどの程度 R を小さくできるのか、ということが定量的に議論できる。また同じく $\Delta r < \xi$ を満たすために $\overline{I_0}$ を大きくする場合、どの程度の測定時間が必要なのか、あるいは、どの程度の大きさの試料が必要なのかというようなことも定量的に議論できる。

以上の結果を使って、利得関数を

$$\mathrm{FOM}(\mathcal{M};\phi_S) = \frac{r}{\Delta r} \tag{1.84}$$

と定義するのが妥当と考えられる。ただし、このまま使うと、試料によってまちまちな最適化が必要になる。そこで、装置設計を目的とする場合は、

$$\mathrm{FOM}(\mathcal{M}) = \frac{1}{R(\theta_{\min},\theta_{\max};r)} \tag{1.85}$$

としても良いと考えられる。

1.9.3 中性子回折

TOF 型中性子回折

減速体から試料までの距離 L_1、試料から検出器までの距離 L_2、$L = L_1 + L_2$ として中性子の速さ v に対して $v = L/t$ 及びドブロイの関係式 $\lambda = h/mv$ をブラッグ反射の条件式 $\lambda = 2d\sin\theta$ に代入すると、

$$d = \frac{ht}{2mLsin\theta} \tag{1.86}$$

となる。中性子質量等を入れて計算すると、

$$\frac{t}{1\,[\mu\mathrm{s}]} = 505 \times \frac{d}{1[\text{Å}]}\frac{L}{1\,[\mathrm{m}]}\sin\theta \tag{1.87}$$

となって飛行距離と飛行時間がわかれば面間隔 d を求めることができる。

配置から決まる計測精度

回折測定においては異なる hkl 面からの散乱を区別する必要があり、そのために散乱ピーク同士が重ならないように良い精度で d を求めたい。面間隔の分解能として半値全幅 Δd とすると $\Delta d/d$ は、入射ビームの角度誤差 $\Delta\theta$ を用いて

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta t}{t} + \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + (\Delta\theta)^2\cot^2\theta} \tag{1.88}$$

と記述される。

第 1 項の Δt は飛行時間 t の誤差であり、この主要因は特定のエネルギーの中性子が減速体表面から発する時刻の広がりであり、使用する減速体の構造によって変化する。また減速体が有限の大きさを持つことによっても飛行時間に幅を持つ。また小型中性子源などで入射陽子ビームの時間幅が広い場合も影響する。

第 2 項は幾何学的な配置の効果であり、検出器の大きさによる誤差である。(試料が有限な大きさを持つことによって生じる誤差も含まれる。)

第 3 項はビーム発散角由来の誤差であり、試料への入射ビーム角度による誤差及び散乱ビーム角の誤差でこれは試料から検出器までの距離 L_2 と検出器の大きさによって決まる。

おおよその $\Delta d/d$ を把握するために式 (1.88) を幾つかのの条件で計算してみる。減速体によるパルス時間の広がりは J-PARC の公式ページによると、1MW 出力時に L=10[m] 位置での 10meV (2.9[Å]) の中性子に対して、結合型、非結合型、ポイズン（厚、薄）でそれぞれ、92,33,22,14μs となっている。陽子シンクロトン加速器においては陽子ビームのパルス幅はこの減速体の時間分解能よりも充分に短いが、陽子小型中性子源における陽子ビームのパルス幅は同程度のパルス幅を持つ場合があり、AccSYS 社の PL7 の場合、典型的な最小パルス幅が 20μs である。

また例えば減速体から $L_1 = 9[m], L_2 = 1[m], L = 10[m]$ の位置に試料及び検出器があり、背面検出器（$\theta = 90$ 度）で d=2.9[Å] の面間隔のブラッグ反射を計測しようとすると、t=14.6[ms] となり、結合型減速体 ($\Delta t = 92[\mu s]$) を使用した場合の分解能は（他の項を無視した場合）$\Delta d/d = 0.6\%$ となる。

幾何学的な誤差は中性子検出器として PSD などの位置分解能を持つものを用いれば、小さくすることができ、検出器の管径で決まるようになる。1/2 インチ（13mm）径の検出器を使うとすると、L=10m の場合（他の項を無視した場合）$\Delta d/d = 0.13\%$。

入射ビームの広がりの影響は中性子飛行管にガイド管を使用するかどうかで変化する。また背面検出器の場合、$\cot\theta \sim 0$ なので無視できる。90 度 ($\theta = 45$ 度) バンクで検出する場合で検討してみる。ガイド管を使わない場合、コリメーターも無ければ減速材の大きさが角度広がりとなる。減速材表面に 1cm のコリメーターを設置したとすると $\Delta d/d = 0.1\%$ となる。

角度分散型中性子回折

角度分散型の回折装置では散乱角 2θ の半値全幅 (FWHM) である $\Delta(2\theta)$ が分解能として利用されることが多いが、ここではエネルギー分散型との比較しやすいように $\Delta d/d$ を用いる。ブラッグ反射の条件式 $n\lambda = 2d\sin\theta$ を微分して、

$$\frac{\Delta d}{d} = -\Delta\theta\cot\theta + \frac{n\Delta\lambda}{\lambda} \tag{1.89}$$

となる。

単結晶試料中性子回折

利得関数

中性子ビームが 1 辺 L_c の長さの結晶に散乱されて検出器で検出される。結晶からの散乱は結晶中の位置 $\mathbf{r_i}$ にある原子核による散乱による重ね合わせでかけて、検出される中性子は運動量移行 q と（干渉性）散乱長 b を用いて

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} = I(q) &= |F|^2 \\ &= b^2\sum_i \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r_i})\end{aligned} \tag{1.90}$$

計測される中性子の量 N は,

$$N = I_c\cdot\epsilon\cdot(\text{単位面積あたりのターゲット数})\cdot I(q)d\Omega \tag{1.91}$$

ここで ϵ は検出効率。入射中性子数 I_c は結晶に照射する面積に比例するので最大で $N_0(L_c)^2$、またガイド管がなければ飛行距離の 2 乗に反比例するので

$$\begin{aligned}I_c &= (L_c)^2\cdot N_0 \\ &= \frac{(L_c)^2}{L^2}\langle\Phi_s\rangle_{\mathbb{E}}\end{aligned} \tag{1.92}$$

$<\Phi_s>_{\mathbb{E}}$ は (1.35) 式で定義されている減速体表面でのエネルギー領域 $\mathbb{E}$ の中性子流束の立体角積分。またターゲット数は分子数 M、密度 ρ、アボガドロ数 N_A、1 分子に含まれる原子の数 n_c を用いて

$$(\text{ターゲット数}) = \frac{Lc\rho N_a n_c}{M} \tag{1.93}$$

と書けるので

$$N = \frac{Lc^3\rho N_A n_c}{M}\langle\Phi_s\rangle_{\mathbb{E}}\, b^2\sum_i \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r_i})\mathbf{d\Omega}\cdot\epsilon \tag{1.94}$$

ここから FOM は

· 計測時間、検出器面積、検出効率に比例

· 試料結晶の体積に比例

·(ガイド管を使わなければ) 飛行距離の 2 乗に逆比例

となる。飛行距離 L を短くすればビーム強度は増えるが、式 (1.88) による計測精度の関係式があるため L が短くて $\Delta d/d$ の誤差が $\Delta L/L$ で記述されるときには、

$$I_c = L_c^2\frac{\langle\Phi_s\rangle_{\mathbb{E}}}{\Delta L^2}(\frac{\Delta d}{d})^2 \tag{1.95}$$

となって、ビーム強度と計測できる面間隔精度に関係が出てくる。

1.9.4 中性子反射率計

中性子反射率の計測では波長 λ の中性子ビームを斜視角 θ で試料に当てる。斜視角度の分散 $\Delta\theta$ は 2 つの入射ビームスリットから求まる。計測される中性子反射ビームは対応する運動量移行 $\mathbf{q}$ の z 成分 q_z を用いて

$$q_z = 4\pi\sin\theta/\lambda = 2\pi\sin(2\theta)/\lambda \tag{1.96}$$

と書ける。反射率 $R(q_z)$ は反射強度 $I_R(q_z)$ を入射強度 $I_0(q_z)$ で割ったものであり、バックグランド $I_B(q_z)$ も考慮して書く (I_B は I_0 に対して十分小さいとする) と

$$R(q_z) = \frac{I_R(q_z) - I_B(q_z)}{I_0(q_z) - I_B(q_z)} \simeq \frac{I_R(q_z) - I_B(q_z)}{I_0(q_z)} \tag{1.97}$$

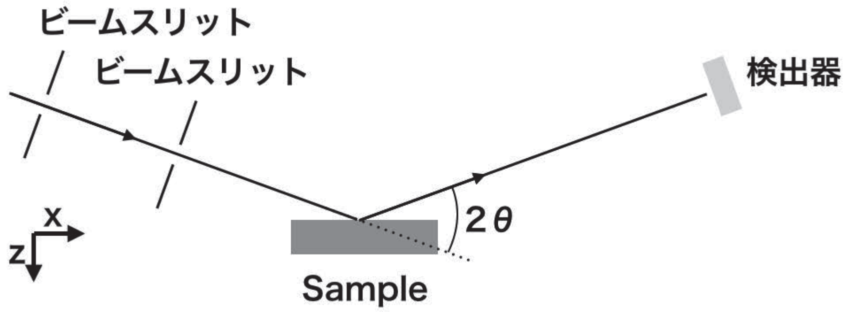

図 1.8: 反射率計の配置

$R(q_z)$ の統計誤差 ΔR は

$$\Delta R = \frac{\sqrt{I_R + I_B + (I_R - I_B)^2/I_0}}{I_0} \tag{1.98}$$

で表される。ここで $(\Delta I_0)^2 = I_0$、$(\Delta I_B)^2 = I_B$ を用いている。q_z の分解能は式 (1.96) を利用して

$$\frac{\Delta q_z}{q_z} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{\theta}\right)^2} \tag{1.99}$$

と書け、さらにパルス中性子源による TOF 測定においては

$$\frac{\Delta q_z}{q_z} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\theta}{\theta}\right)^2} \tag{1.100}$$

となる。また TOF 計測においては波長 λ[Å] の中性子が中性子源から検出器までの距離 L[m] までに飛行する時間 t[ms] は $\lambda = 3.956t/L$ と書けるので $q_z = 3.18L/t \sin\theta$ となる。これを利用すると計測できる領域は TOF 計測が可能な最低時間 T_0、及びパルス周期 T_p を用いて

$$3.18(L/T_p)\sin\theta \leq q_z \leq 3.18(L/T_0)\sin\theta \tag{1.101}$$

となる。

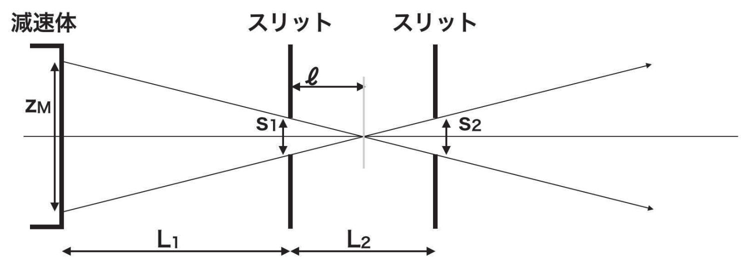

図 1.9: 反射率計でのビームの広がり

これに対して計測に必要な条件を考える。試料の膜の厚みが D_i とする。複数の膜がある場合、全体の膜厚 D_t は $D_t = \sum_i D_i$ と書ける。この時反射率測定で得られるデータはおおよそ周期

$$\Delta q_z = 2\pi/D_t \tag{1.102}$$

で振動するフリンジが見られる。個々の膜厚に相当するフリンジは周期 $2\pi/D_i$ で振動するので、より大きな周期となる。反射率測定においてはこの周期構造を正確に計測したいので、厚みが D_t と予想される層を計測するには

$$q_z \geq 2\pi/D_t, \Delta q_z \leq 2\pi/D_t \tag{1.103}$$

とする必要があり、できればこの数倍良い Δq_z で数倍広い領域の q_z を計測する。

式（1.98）で書かれた統計精度を上げるためには、Δq_z を維持しつつ I_0 を大きくする必要がある。幾何学的な配置から Δq_z を維持するためには図 1.9 において $(s_1+s_2)/L_2$ を維持したまま、ビームが減速体を見込む面積を大きくするのが良い。反射率測定においては（y 軸方向に）幅の広いビームが使えるので、図での z 方向の幅のみを考える。

図 1.9 において $\ell : s_1 = L_2 : s_1 + s_2$ と $\ell : s_1 = \ell + L_1 : z_M$ の関係を用いて、

$$z_M = \frac{s_1+s_2}{L_2} L_1 + s_1 \tag{1.104}$$

と書ける。$(s_1+s_2)/L_2$ を固定すると、L_1 と s_1 を大きくするのが良い。

数式	用語	式番号
$\frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}}(\mathcal{E},t) \equiv \frac{\partial^6 N}{\partial x_i \partial y_i \partial z_i \partial p_{xi} \partial p_{yi} \partial p_{zi}}(\mathcal{E},t)$	粒子数密度	(1.4)
$N(t) = \int \frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}} \mathrm{d}\mathcal{E}$	ある時刻 t の粒子の総数	(1.5)
$\phi_S \mathrm{d}S = \frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}} \boldsymbol{v} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}$	面積素片 d$\boldsymbol{S}$ を通過する流束密度	(1.6)
$\mathrm{d}\Phi_S = \phi_S \mathrm{d}S$	流束	(1.7)
$\Phi_S = \int_S \phi_{S'} \mathrm{d}S' = \int_S \frac{\partial N_0}{\partial \mathcal{E}_0} \boldsymbol{v}_0 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S'}$	面 $\boldsymbol{S}$ を通過する流束	(1.8)
$\phi_{\vert S\vert} \mathrm{d}S = \frac{\partial N}{\partial \mathcal{E}} \vert\boldsymbol{v} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S}\vert$	微小な面積素片 d$\boldsymbol{S}$ を通過する通過流束	(1.9)
$\mathrm{d}\Phi_{\vert S\vert} = \phi_{\vert S\vert} \mathrm{d}S$	通過束	(1.10)
$\Phi_{\vert S\vert} = \int_S \phi_{\vert S'\vert} \mathrm{d}S' = \int_S \frac{\partial N_0}{\partial \mathcal{E}_0} \vert\boldsymbol{v}_0 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{S'}\vert$	面 $\boldsymbol{S}$ を通過する通過束	(1.11)
$\frac{\partial N_0}{\partial \mathcal{E}_0}$	一次粒子の位相空間密度	(1.12)
$\dot{N}_0(t) \equiv \frac{\mathrm{d}N_0}{\mathrm{d}t} = \int \frac{\partial^2 N}{\partial \mathcal{E} \partial t} \mathrm{d}\mathcal{E}$	一次粒子が発生する割合（瞬間強度）	(1.14)
$\left\langle \dot{N}_0(t) \right\rangle_T = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t} \dot{N}_0(t') \mathrm{d}t'$	（時間幅 T の）平均強度	(1.15)
$\left\langle \dot{N}_0 \right\rangle \equiv \left\langle \dot{N}_0(t) \right\rangle_\infty = \lim_{T\to\infty} \left\langle \dot{N}_0(t) \right\rangle_T$	T が指定されていない場合	(1.16)
$W_0(t) = \int E \frac{\partial^2 N}{\partial \mathcal{E} \partial t} \mathrm{d}\mathcal{E}$	瞬間ビームパワー	(1.17)
$\langle W_0(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t} W_0(t') \mathrm{d}t'$	(時間幅 T の) 平均ビームパワー	(1.18)
$\langle W_0(t) \rangle_\infty = \lim_{T\to\infty} \langle W_0(t) \rangle_T$	T が指定されていない場合	(1.19)
$R(\mathcal{E}_0, \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}) \Delta \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}$	空間体積素片 $\Delta\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}$ の中に中性子が生成される確率	(1.20)
$\frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}_0}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t) = \int \frac{\partial \dot{N}_0}{\partial \mathcal{E}_0}(\mathcal{E}'_0, t) R(\mathcal{E}'_0, \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}) \mathrm{d}\mathcal{E}'_0$	時刻 t、位相空間座標 $\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}$ における中性子数密度	(1.21)
$\dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) = \int \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}_0}}{\partial \mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}}(\mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}, t) \mathrm{d}\mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}$	(減速前) 瞬間中性子発生率	(1.22)
$\dot{N}_{\mathrm{n}_0}^{\mathrm{peak}}$	最大瞬間中性子発生率	
$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t} \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t') \mathrm{d}t'$	(減速前) 平均中性子発生率	(1.23)
$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0} \right\rangle \equiv \left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_\infty = \lim_{T\to\infty} \left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T$	T が指定されていない場合	(1.24)
$\frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t) =$ $\int_{t_{\mathrm{n}_0} \le t} \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}_0}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t_{\mathrm{n}_0}) M(\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0}, t_{\mathrm{n}_0}; \mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t) \mathrm{d}\mathcal{E}_{\mathrm{n}_0} \mathrm{d}t_{\mathrm{n}_0}$	$(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})$ に生じる中性子数	(1.27)
$\dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t) = \int_{E_{\mathrm{n}} \in \mathbb{E}} \int_{V_{\mathrm{m}}} \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t) \mathrm{d}\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}} \mathrm{d}\mathcal{E}_{\mathrm{n}}$	減速中性子瞬間発生率	(1.28)
$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t) \right\rangle_T = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{t} \dot{N}_{\mathrm{n}}(\mathbb{E}, V_{\mathrm{m}}; t') \mathrm{d}t'$	減速中性子時間平均発生率	(1.29)
$\left. \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \mathcal{E}_{\mathrm{n}}}(\mathcal{E}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}}) \right\vert_{f(\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}})=0}$	中性子位相空間分布関数	(1.31)
$\frac{\partial^3 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}} \partial t_{\mathrm{n}}}(E_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}})$ $= \frac{1}{S} \int_{\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}} \in S} \frac{\partial^2 \dot{N}_{\mathrm{n}}}{\partial \boldsymbol{r}_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}(E_{\mathrm{n}}, \boldsymbol{r}_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}}) \mathrm{d}\boldsymbol{r}_{\mathrm{n}}$	時間及び中性子エネルギー依存性のある中性子流束	(1.32)
$\frac{\partial^2 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}(E_{\mathrm{n}}) = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{\partial^3 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}} \partial t_{\mathrm{n}}}(E_{\mathrm{n}}, t_{\mathrm{n}}) \mathrm{d}t_{\mathrm{n}}$	中性子エネルギーの関数としての中性子流束	(1.33)
$\left(\frac{\partial \phi_S}{\partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}} \right)_{\mathbb{E}} = \int_{E_{\mathrm{n}} \in \mathbb{E}} \frac{\partial^2 \phi_S}{\partial E_{\mathrm{n}} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}}(E_{\mathrm{n}}) \mathrm{d}E_{\mathrm{n}}$	中性子エネルギーの領域 $\mathbb{E}$ の中性子流束	(1.34)
$\langle \phi_S \rangle_{\mathbb{E}} = \int \left(\frac{\partial \phi_S}{\partial \Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}} \right)_{\mathcal{E}} \mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{p}_{\mathrm{n}}}$	エネルギー領域 $\mathbb{E}$ の中性子流束の立体角積分	(1.35)
$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}} \right\rangle_{\mathbb{E}} = \sum_i \langle \phi_{S_i} \rangle_{\mathbb{E}} S_i$	エネルギー領域 $\mathbb{E}$ の中性子発生率	(1.36)
$\eta_{\mathbb{E}} = \frac{\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}} \right\rangle_{\mathbb{E}}}{\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0} \right\rangle}$	減速効率	(1.37)

表 1.2: 本書で用いられた数式のまとめ

第2章　地域拠点の整備について

(REGIONAL CENTER)

日本中性子科学会 基礎基盤部会 地域拠点検討委員会
岩下芳久、大竹淑恵、大沼正人、佐藤博隆、篠原武尚、杉山正明、日野正裕、(委員長) 広田克也、古坂道弘、山形豊

2.1　中性子源を議論する上で指標となるべき量

新しく中性子源を議論する上で現状の施設を把握する必要がある。そこでまずは現状の中性子施設をなるべく定量化して可視化する。第 1 章"中性子ビーム関連用語の標準的定義"で述べてきた数式のうち、地域拠点などの中性子源を評価する上で指標となるべき式を抜き出し既存施設に関しての評価を行う。

減速前の中性子発生率

式 (1.22) で表現された瞬間中性子発生率

$$\dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) = \int \frac{\partial \dot{N}_{\mathrm{n}_0}}{\partial \mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}}(\mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}, t)\mathrm{d}\mathcal{E}'_{\mathrm{n}_0}$$

及び式 (1.23) で表現された平均中性子発生率

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T = \frac{1}{T}\int_{t-T}^{t} \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t')\mathrm{d}t'$$

瞬間中性子発生率は加速器中性子源などの TOF 測定を行う中性子源同士での比較では有用である一方で研究用原子炉との比較は難しい。統計精度を必要とする測定を行う際に原子炉など他の中性子源との中性子強度を比較する場合には平均中性子発生率で比較する。

減速体表面での中性子発生率

式 (1.36) で表現されたエネルギー領域 $\mathbb{E}$ の中性子発生率を用いて評価する。

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}} \right\rangle_{\mathbb{E}} = \sum_i \langle \phi_{S_i} \rangle_{\mathbb{E}} S_i$$

2.1.1　実際の中性子源での評価

減速体前での中性子発生率

上記の式 (1.22)、(1.23) に関して既存の中性子源での評価を行う。平均中性子発生率は各施設において出されている数値を利用する。数値が不明なものは関係資料をもとに類推している。関係者からの情報提供を期待する。

減速体前の最大瞬間中性子発生率は計測できていない施設がほとんどであるので、ここでは
$\dot{N}^{\mathrm{peak}}_{\mathrm{n}_0} = \left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T$ /duty を用いて計算する。
duty = (加速器の繰り返し周波数) × (陽子ビームのパルス幅) で表される。

原子炉中性子源においては、例えば原発のように出力を大きくすると中性子発生率は増えるがビーム強度は増えないといったこともあるので、総中性子発生率が必ずしも研究用原子炉の中性子量を表す良い指標とはなり得ないことに注意する必要があるが、装置同士を比較する際におおよその目安を与える上での参考にはなるので掲載しておく。

レーザー中性子源においては現状では繰り返しの頻度が低く、1shot あたりの中性子数（あるいは 1shoto あたりの中性子数を sr で割ったもの）で記載されているものが通常である。そこで $\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T$ = (1shot あたりの中性子数)/(繰り返し時間 (秒))、$\dot{N}^{\mathrm{peak}}_{\mathrm{n}_0}$=(1shot あたりの中性子数)/(パルス幅)、として計算した。

現状入手できる数値から計算した結果が表 2.1 及び図 2.1 である。

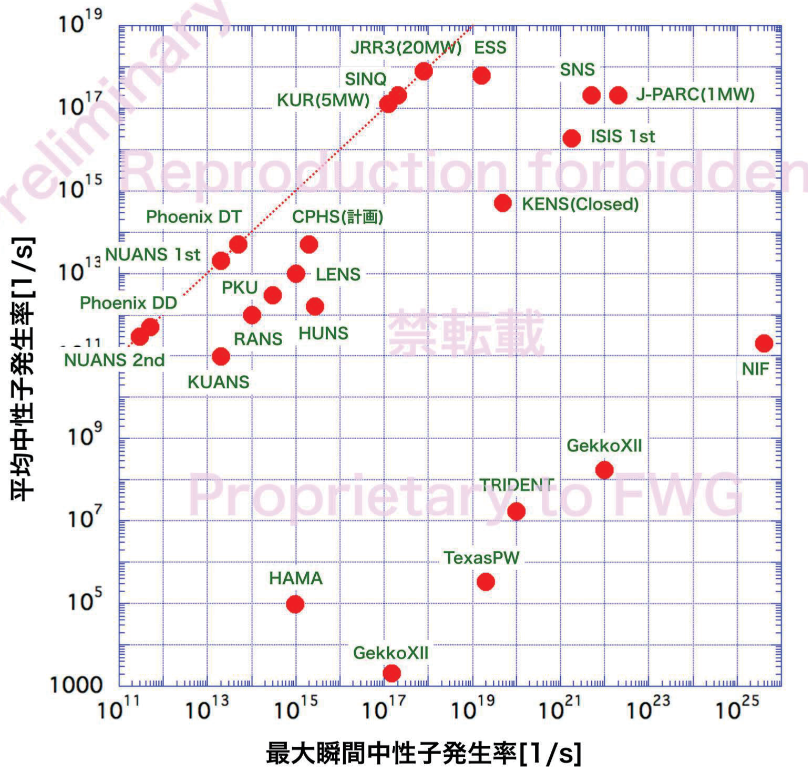

図 2.1: 中性子発生率の比較

この数字を決める上で利用した条件等

duty の値が明示されていない場合、あるいは可変の装置も多いので、利用した数字をまとめておく。（繰り返し周波数及びパルス幅が可変の場合、平均中性子発生率は duty を最大にした場合で求められている場合が多い、その一方で最大瞬間中性子発生率は duty を小さくした方が計算上は大きくなる。実際の関係ははっきりしない場合が多いので、ここでは duty が最大（平均中性子発生率が最大）になる条件の元で最大瞬間中性子発生率を求めることにする。）
原子炉では核分裂毎に平均して 1.4 個の中性子が放出される（通常は平均 2.4 個発生とするが、 1 個は次の連鎖反応のためにウランに吸収されるので引いておく）、一回の核分裂で発生するエネルギーは約 200MeV であり、$1\,[\mathrm{MeV}] = 4.4 \times 10^{-23}\,[\mathrm{MW\,h}]$ であることを利用すると、熱出力 a MW の原子炉に関して、平均中性子発生率は

$$\left\langle \dot{N}_{\mathrm{n}_0}(t) \right\rangle_T = \frac{a[\mathrm{MWh}]}{4.4 \times 10^{-23}[\mathrm{MWh/MeV}]} \frac{1.4}{200[\mathrm{MeV}] \times 3600[\mathrm{s}]} \tag{2.1}$$

として計算。
中性子がパルス的に発生していない中性子源では”平均中性子発生率”＝”最大瞬間中性子発生率”として記述している

減速体表面での中性子流束

減速体表面での熱中性子束を見積もる。式 (1.33)

$$\frac{\partial^3 \phi_S}{\partial E_\mathrm{n} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_\mathrm{n}} \partial t_\mathrm{n}}(E_\mathrm{n}, t_\mathrm{n}) = \frac{1}{S} \int_{\boldsymbol{r}_\mathrm{n} \in S} \frac{\partial^2 \dot{N}_\mathrm{n}}{\partial \boldsymbol{r}_\mathrm{n} \partial \Omega_{\boldsymbol{p}_\mathrm{n}}}(E_\mathrm{n}, \boldsymbol{r}_\mathrm{n}, t_\mathrm{n}) \mathrm{d}\boldsymbol{r}_\mathrm{n}$$

で表現するのが望ましいが、ここではまずは簡単のために式 (1.35) の値、

$$\langle \phi_S \rangle_{\mathbb{E}} = \int \left(\frac{\partial \phi_S}{\partial \Omega_{\boldsymbol{p}_\mathrm{n}}} \right)_{\mathcal{E}} \mathrm{d}\Omega_{\boldsymbol{p}_\mathrm{n}}$$

を公表されている数字から換算して見積もってみる。熱中性子エネルギー領域 $\mathbb{E}$ としては前節と同様に Cd のカットオフエネルギーである 0.5 eV から Be のブラッグカットオフが見える 5meV(4Å) までとする。多くの施設では減

速体表面での中性子束ではなく、想定される試料位置（飛行距離 L）での中性子束が記述されている。施設間での比較のためには同じ条件にする必要があるので減速体の半径 r として、減速体表面での中性子束をここでは $\langle\phi_{S0}\rangle$ と表記した場合

$$\langle\phi_{S0}\rangle_{\mathbb{E}} = \left(\frac{L}{r}\right)^2 \langle\phi_S\rangle_{\mathbb{E}} \tag{2.2}$$

として減速体表面の中性子流束とする。

	名称 (出力等)	施設説明	瞬間発生率	平均発生率
加速器 中性子源 (国内)	J-PARC(1MW)	大強度陽子施設（東海村）	$2{\times}10^{22}$(n/s)	$2{\times}10^{17}$(n/s)
	KENS(4.6kW)	KEK つくば（閉鎖）	$5{\times}10^{19}$	$5{\times}10^{14}$
	HUNS(1kW)[2]	北大電子線中性子源	$2.7{\times}10^{15}$	$1.6{\times}10^{12}$
	RANS(700W)[2]	理研陽子中性子源	10^{14}	10^{12}
	KUANS(350W)[2]	京大理学部陽子中性子源	$2{\times}10^{13}$	10^{11}
	NUANS1st (42kW:Li)	名大中性子源 BNCT 用	$2{\times}10^{13}$	$2{\times}10^{13}$
	NUANS2nd (4.2kW:Be)	名大中性子源汎用	$3{\times}10^{11}$	$3{\times}10^{11}$
	SNS[3]	米国大型中性子源	$5{\times}10^{21}$	$2{\times}10^{17}$
	SINQ	スイス PSI 研究所	$1.25{\times}10^{17}$	$1.25{\times}10^{17}$
	ISIS(1st)[4]	英国 RAL 研究所	$1.8{\times}10^{21}$	$1.8{\times}10^{16}$
	ESS	スェーデン（建設中）	$1.6{\times}10^{19}$	6.3×10^{17}
	LANSCE	米国ロスアラモス研究所		$6.7{\times}10^{15}$
	LENS(3.9kW)[5]	米国インディアナ大学	10^{15}	10^{13}
	CPHS[5]	中国清華大学 (13MeV16kW:計画)	2×10^{15}	$5{\times}10^{13}$
	PKU[5]	中国北京大学	$3{\times}10^{14}$	$3{\times}10^{12}$
研究用 原子炉	JRR3(20MW)	東海村	$8{\times}10^{17}$	$8{\times}10^{17}$
	KUR(5MW)	京大 (熊取町)	$2{\times}10^{17}$	$2{\times}10^{17}$
レーザー 中性子源	HAMA(1.2J)	光産業創生大	9.5×10^{14}	9.5×10^{4}
	TRIDENT(80J)	ロスアラモス研究所	1×10^{20}	1.7×10^{7}
	TexasPW(90J)	テキサス大 Austin	2×10^{19}	3.3×10^{5}
	Gekko XII(2.4kJ)	阪大レーザー研	1.5×10^{17}	2.1×10^{3}
	Gekko XII(8kJ)	阪大レーザー研	1×10^{22}	1.7×10^{8}
	NIF(1.9MJ)	ローレンスリバモア	4×10^{25}	2×10^{11}
中性子管 [6]	Sodern Genie35(DD)	固体標的	$1{\times}10^{8}$	$1{\times}10^{8}$
	Sodern Genie35(DT)	固体標的	$1{\times}10^{10}$	$1{\times}10^{10}$
	Phoenix Nucl.(DD)	ガス標的	$5{\times}10^{11}$	$5{\times}10^{11}$
	Phoenix Nucl.(DT)	ガス標的	$5{\times}10^{13}$	$5{\times}10^{13}$
RI 線源 [7]	^{252}Cf	発生率の単位は (n/s/kg)	$2.4{\times}10^{15}$	$2.4{\times}10^{15}$
	^{241}Am-B	発生率の単位は (n/s/Bq)	$1.6{\times}10^{-5}$	$1.6{\times}10^{-5}$
	^{241}Am-Be	発生率の単位は (n/s/Bq)	$6.6{\times}10^{-5}$	$6.6{\times}10^{-5}$

表 2.1: 減速体前の中性子発生率

名称 (出力等)	duty	パルス幅	繰り返し (Hz)	可変の場合の情報など
				1 次資料が見つからない。研究会等の
J-PARC(1MW)	8×10^{-6}	160ns	2bunch $\times$25 Hz	発表スライドで 100-160ns のコメント
KENS				J-PARC と同じ duty と仮定
HUNS(1kW)	6×10^{-4}	3μs	200	10ns-3μs, -200Hz
RANS	1%			20-160μs,12-150Hz、最大 duty 1.3%
KUANS	0.5%	50μs	100	100Hz,-50μs
SNS	4.2×10^{-5}	695ns	60	
ESS	4%	2.86ms	14Hz	2014 年の発表スライド（公式数字見つからず）
ISIS(1st)	1×10^{-5}	100ns	2bunch$\times$50Hz	
LENS	1.2%	0.6ms	20Hz	
CPHS	2.5%	0.5ms	50Hz	
PKU	1.2%	0.6ms	20Hz	
HAMA[8]		100ps	1Hz	9.5×10^{4} n/sr/shot
TRIDENT[9]		600ps	1shot/h	5×10^{9} n/sr/shot
TexasPW[11]		50ps	1shot/h	1.2×10^{9} n/shot
Gekko XII[12]		100ps	1shot/2h	1.5×10^{7} n/shot
Gekko XII[13]		100ps	1shot/2h	1.25×10^{12} n/shot
NIF[14]		152ps	1shot/8h	6.1×10^{15} n/shot

表 2.2: 計算に利用した duty などの値

	減速体表面での熱中性子流束
J-PARC(CM:1MW)	4.6×10^{12}(n/s/cm^2)
J-PARC(DM:1MW)	9.5×10^{11}
RANS	6×10^{8}
KUANS	1.6×10^{6}
JRR3	3×10^{14}
KUR(5MW)	3×10^{13}

表 2.3: 減速体表面での熱中性子流束

この数字を決める上で利用した条件等

J-PARC の中性子強度

J-PARC の公式ページ [15] を利用。ここでの数字は $L = 10$m 位置になっている。減速体は半径 $r = 0.1$m として計算。

RANS の中性子強度

JCANS のページ [2] を利用、$L = 500$cm、減速体は $r = 2$cm とする。

KUANS の中性子強度

JCANS のページ [2] を利用、$L = 200$cm、減速体は $r = 5$cm で計算。

研究用原子炉での中性子強度

厳密には定義できないが、照射設備として公的に使用されている値 (KUR[16] 及び JRR3[17]) を減速体表面での熱中性子流束とした。

2.1.2　各中性子計測装置での評価

ラジオグラフィ装置

中性子ラジオグラフィ装置においてはビームの広がりを示す指標として L/D が慣例的に使われている。これは中性子線源（減速体表面）から試料位置までの距離 L 及び、試料位置が見込む線源の大きさ D との比から求まる量であり厚い試料を計測するときのボケ具合を決める。また統計精度を決める量としては試料位置での中性子ビーム流束 $\phi_S[\mathrm{n\,cm^{-2}\,s^{-1}}]$ を用いる。L/D の値や試料位置での中性子ビーム流束は各施設で公開情報を出している場合が多いでのそれを用いている。一つの施設で試料位置やコリメーターを変えることで L/D や中性子ビーム流速が変更できる。複数の条件で計測可能な施設に関しては複数の値を示し、矢印でつないだ。小型中性子源に関しては常設のラジオグラフィポートが無く、公開している L/D 値がないため、配置から見積もることとした。RANS に関しては減速体サイズ (D=)10cm とし、L=5m と 2.5m で計測できるとし L/D=50 と 25 を採用した。

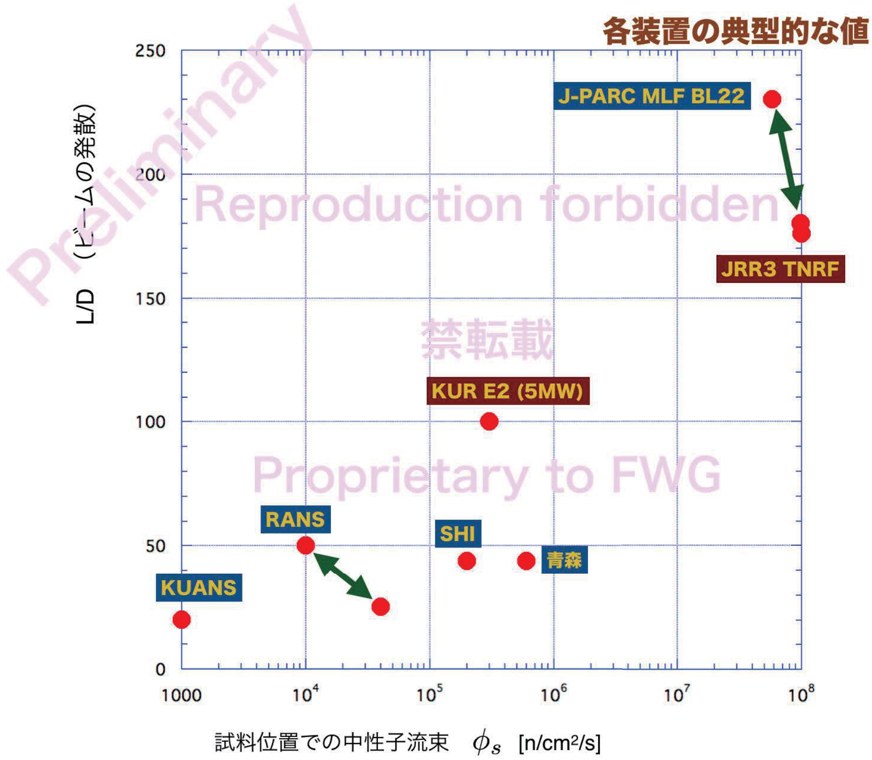

図 2.2: ラジオグラフィ装置の比較

中性子回折装置

中性子回折装置においては、格子面間隔の測定精度を表す指標である $\Delta d/d$ が計測における性能を表す指標としてよく使われている。また統計精度を決める量としては試料位置での中性子ビーム流束 $\phi_s[\mathrm{n/cm^2/s}]$ を用いれば良い。$\Delta d/d$ に関しては式 (1.88) を使って計算する。J-PARC の装置に関しては J-PARC MLF の web ページ [18] の数字を参照した。RANS の想定値としては 1.9.3 の例題で示した通り、L=10m、$\theta = 90°$、結合型減速体使用の仮定のもとに式 (1.88) で計算した。

角度分散型回折装置の一例も載せておく。JRR-3 ユーザーズオフィスの web ページ [19] を参照すると、HRPD の分解能は最良の条件下で $\Delta d/d = 0.18\%$、中性子流束は 1×10^5 n/cm^2/s ある。

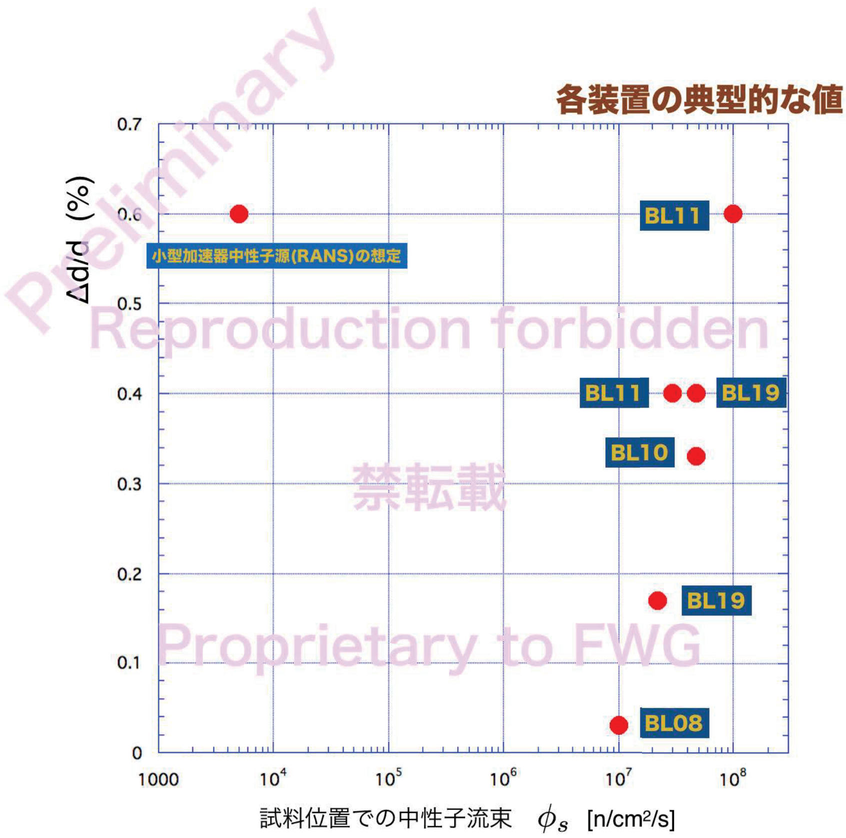

図 2.3: 中性子回折装置の比較

2.2　中性子施設と放射光施設

中性子ビーム利用においては、2008 年に J-PARC が稼働を開始し、徐々にビーム強度を増大させており、また震災後停止状態が長らく続いていたが、京都大学原子炉実験所 KUR が平成 29 年度より運転が再開された。原子力研究開発機構 JRR-3 も近い将来の運転再開を目指して準備が進められている。小型中性子源においては北海道大学 HUNS、理研 RANS、京都大学 KUANS が運用中で、名古屋大学 NUANS や産業総合技術研究所でも立ち上げが進められている。これらのことから日本における中性子ビーム資源は復活の傾向にあるように見えるが、これらを X 線 (放射光) の状況と比較することは、今後の中性子ビーム施設の方向性を考える上で重要と考えられる。表 2.4 は 日本国内の主な放射光光源の運用時間、ビームライン数等をまとめたものである。大型施設として SPring-8 は 57 本のビームラインを運用中で年間のビーム供用時間は 3400 時間を超える。これに加えて大型施設に準ずる SACLA、PF、　PF-AR も順調に運転を行っており、また全国に 6 カ所の中規模放射光施設が運転中である。東北地方にも新規に中規模放射光源を建設する計画が進行中である。放射光 (X 線) のエネルギーやその brilliance などを考慮すると様々な線質があることは議論の余地が無いが、これらをビーム供用時間とビームライン数の積でまとめると、総計で 46 万 1 千 (時間・ビームライン) のリソースが提供されていることになる。また、X 線の場合は、ラボ用の X 線管を用いた装置も考慮に入れる必要があると考えられる。こうした装置の総台数の集計は統計データが無く、販売実績等から推定するしかない。そこで、経済産業省の資料から推定を試みる。該当する項目としては、X 線回折装置 (年間 375 台) と蛍光 X 線装置 (1000 台) があげられるが、蛍光 X 線装置は簡易的なものも多く含まれるため、前者のみを考慮し、平均寿命を 10 年と仮定すると日本全国にはざっと 3700 台の X 線回折装置が存在することになる。これらは、医療用の X 線 CT や工業用の X 線透過撮影装置/X 線 CT 装置を含んでおらず、主に物質構造解析等に用いられるものと考えてよい。これらの装置がおよそ年間 500 時間程度可用であると仮定すると、そのビームリソースは、185 万 (時間・ビームライン) に相当する。これらの X 線管を用いた回折装置はビーム強度は弱いものの、SPring-8 の典型的な偏向磁石のビーム強度がおよそ $1{\times}10^{16}$ (photon/s/mm^2/mrad^2/0.1%band) であるのに対し、$1{\times}10^{10} \sim 1 \times 10^{11}$ (photon/s/mm^2/mrad^2/0.1%band) 程度の強度を有しており、比較的実用的な強度を有していると考えられる。

一方で日本国内の主な中性子発生施設をまとめたものが表 2.5 である。大型施設としての J-PARC、JRR-3、KUR の総ビーム供用時間をビームライン本数で掛けたものの総計は、20 万 (時間・ビームライン) 程度であり、放射光の大型施設のおよそ 1/2 程度である。これらの多くの部分は、現在稼働を停止している原子炉ベースの線源が担っている。また、中規模線源 (大型施設のおよそ 2 – 3 桁下) の施設は存在していない。また、先ほどの X 線管と SPring-8 の強度比はおよそ $10^5 \sim 10^6$ であり、中性子ビームにおける J-PARC のビーム強度と小型中性子源 (RANS、HUNS) の比率にほぼ等しい。このことから、小型中性子源は、放射光施設との比較で言うと、ラボ向けの X 線装置と近い存在であると言ってよい。こうした観点で見ると、X 線回折装置の 185 万 (時間・ビームライン) という数字と比較して、小型中性子源の時間・ビームライン積は、およそ 3500 程度と 600 倍以上の開きがある。このように中性子ビームの可用量を X 線 (放射光) と比較した場合は、J-PARC や JRR-3 が安定的に運用を行った場合でも極めて大きな乖離 (10 倍以上) があり、中性子ビームを用いた実用研究はもとより、教育や若手育成にも大きな影響があると考えられる。

こうした観点から、小型中性子源よりも 1 桁以上強度が大きく複数のビームラインを同時利用可能な中規模中性子源を地域拠点として全国の複数個所に整備を行い、中性子ビームを用いた実用研究、産業利用はもとより、教育や若手研究者の育成が順調に行われるようにすることは、中性子科学技術コミュニティーの将来にとっても極めて重要な課題であると考えられる。

実際に図 2.1 で記述される様な中性子発生率の図をみると、HUNS や RANS の様な小型中性子源の中性子発生

	名称	利用開始年	エネルギー	BL 数	運転時間	利用時間 ×BL 数	ビーム強度
大型	SPring-8	1997	8	57	3428	195,396	1×10^{16}
	SACLA	2012	8	2	3300	6,600	
	PF	1983	2.5	39	3432	133,848	1×10^{15}
	PF-AR	1987	6.5	8	3470	27,760	5×10^{15}
小型	RitsuSR	1999	0.57	14	1400	19,600	5×10^{10}
	UVSOR	1984	0.75	12	2115	25,380	5×10^{13}
	NewSUBARU	2000	1.5	9	1192	10,728	2×10^{13}
	HiSOR	1997	0.7	13	1421	18,473	1×10^{11}
	SAGA-LS	2006	1.4	9	1670	15,030	1×10^{13}
	Aichi SR	2013	1.2	6	1376	8,256	1×10^{13}
					小計	461,071	
小型	X 線回折装置			3700	500	1,850,000	1×10^{10}
					小計	1,850,000	

表 2.4: 日本における主な放射光施設の比較

	名称	利用開始年	エネルギー / 熱出力	BL 数	運転時間 (時間)	利用時間 ×BL 数	サンプル位置での平均熱中性子流束 (n/cm^2/sec)
大型	J-PARC	2008	3GeV	22	2841	62,502	5×10^8
	JRR3	1990	20MW	31	4176	129,456	1×10^8
	KUR	1968	5 / 1MW	8	1,244	9,952	1×10^7
					小計	201,910	
小型	HUNS	1973	40MeV	2	1,000	2,000	1×10^4
	RANS	2013	7MeV	1	1,000	1,000	1×10^4
	KUANS	2012	3.5MeV	1	500	500	1×10^3
	UTR-KINKI	1961	1W	1			
					小計	3,500	

表 2.5: 日本における主な中性子施設の比較

率と J-PARC や研究用原子炉等の大型中性子源では中性子発生規模には大きな隔たりがある。また中性子源としての用途を考えても、大型中性子源においては主として共同利用などで使用されることを前提として建設され日本の中性子研究の中核として人材や情報が集中しているのに対して、小型中性子源においては大学などに設置して設置者自身がメインユーザーとなって利用するのが一般的となっており、利用方法も異なっている。

今後の中性子研究及び利用をさらに広げていくためには、この両者の中間となり両者を橋渡しする様な役割を持つ施設が期待される。すなわち、地域の中核となるべく人材・情報を集約する拠点となる加速器中性子源である。現在の小型中性子源のようにユーザーの測定に合わせて毎回計測装置を組み替えるのと異なり、複数の常設 BL を設置し、ユーザー開放して「ユーザーに使ってもらう装置」としての運用が期待される。中性子強度や測定精度において J-PARC などの大型中性子源を下回る性能になることが想定されるが、なるべく安い資金で建設・維持管理できる工夫を行い、また気軽に利用出来るよう即時対応可能なマシンタイム配分を行うなど、地域の実情や装置規模に合わせた小回りの効く装置とすることで、利便性を高めた装置になることが期待される。(ここで考える「地域」とは、北海道、東北、関東といった距離感を想定している。つまりなんとか日帰りでも実験が可能なくらいの距離感で計測できることを想定している。)

想定される中性子発生規模の目安としては平均中性子発生率で 10^{13} から 10^{15}n/s 程度、瞬間中性子発生率で 10^{15}n/s 程度以上を期待する。これはあくまで目安として想定される数字であり、当然これより小さな装置であってもその地域の実情に合わせて機能し、地域の拠点となりうる装置であれば地域中性子源と呼べる装置と考える。このような中性子源としては

- シンクロトロン加速器を用いた、かつての KENS クラスの装置
- 直線加速器等で実現する若干小さめの装置

このような装置が考えられる。KENS 規模の装置に関してはかつて存在していたので、おおよそイメージしやすい。また今後建設するにあたっては、特に加速器に関して、陽子線治療装置などで数多くの構築例があるので建設にかかる難易度は低下していると考えられる。また欧州においても数百 MeV クラスのシンクロトロン加速器を用いた加速器中性子源構想が立ち上がっており、地域中性子源の候補となりうる施設である。その一方で、直線加速器で実現する比較的小さめの地域中性子源は実現例もないため、以下に検討を進める。

2.3　地域拠点の中性子源に期待される性能

地域拠点の中性子源として期待される仕様として概ね以下の項目を想定する。

- 加速器は既存の施設において実現しているものを極力採用し、加速器設計の労力を減らす
- 設備サイズ：約 20m×15m 程度以上（複数 BL 建設に必要最小限）
- 半導体 RF 電源の採用によりメンテナンスフリーで運用する
- 同時に複数のユーザーが中性子ビームラインを利用できる
- ソフトエラー計測のためには陽子加速器エネルギーは 10MeV 程度以上が必要。これを実現するためには陽子エネルギーは高いほうがよい (ソフトエラー測定を計画しない場合、バックグランドや放射化低減のため、陽子エネルギーを下げることも検討する)
- その一方で ^{9}Be(p,t) 反応によるトリチウム発生を避ける為、陽子加速エネルギーは最大 E_p=13MeV とする。
- ターゲット/モデレーターは高フラックス用と高波長分解能用など、用途に応じて切り替えられるのが無難
- 産業界の定期的な利用に応えるため高い可用性と安定した運転を実現する。

これらを実現するための中性子ビーム強度と加速器仕様の一例を示す。あくまで一例であり、このような仕様にする必要はないが、今後のたたき台とするために設定したものである。特に本案においてはなるべく汎用性の高い装置とするような例としている。実際に各地域に中性子源を建設する際には、当然その地区の実情や予算規模に合わせて必要な仕様を決めることになる。またここでは減速体として高フラックス及び高分解能減速体を設置するとした。

表 2.6: 中性子ビームの仕様の例

動作モード	パルス幅	平均電流	平均中性子発生率	最大瞬間中性子発生率
高フラックス	100 ∼ 500 μs	0.2 ∼ 1 mA	4×10^{13} n/s (1mA 時)	10^{15} n/s
高分解能	10 ∼ 100 μ s	0.1 ∼ 0.2 mA	8×10^{12} n/s (0.2mA 時)	10^{15} n/s

表 2.7: 加速器仕様の例

カテゴリー	項目	仕様
加速器 (陽子)	イオン源	ECR イオン源 50kV peak 50mA
	RFQ	3MeV 長さ 3.1m
	DTL	3MeV から 13MeV まで加速 長さ 6m
	平均ビーム電流	1mA (13kW)
	ピーク電流	25mA (duty 4%)
	パルス幅	10-500μs
	繰り返し	∼ 80Hz
RF 電源	RFQ	ピーク 400kW, 324MHz, 半導体式
	DTL	ピーク 950kW, 324MHz, 半導体式
ターゲット	-	Be (Be(p,n) 反応を利用)
減速体	高フラックス	結合型パラ水素冷却中性子源
	高分解能	非結合型パラ水素冷却中性子源
	高エネルギー用	減速体なし

陽子ビームは現状の加速器技術でもおおよそ無理なく実現できる値として、最大のピーク電流値 25mA、パルス時間幅 500μs とした。80Hz の繰り返しで運転すると、duty が 4%で平均電流 1mA が達成できる。この場合加速器は 500μs ビームを加速した後 12m 秒運転を停止し、その後また 500μs ビームを加速するという運転を繰り返していることになる。

平均中性子発生率の見積りは、米国 LENS を参考にした [5]。LENS では E_p=13MeV、4kW 出力で約 10^{13}n/s なので本装置の平均中性子発生率は 4×10^{13} n/s になると想定される。

減速体での中性子の遅延を無視すれば、典型的な瞬間中性子発生率は陽子ビームのピーク強度で決まっており、陽子ビームのパルス幅を変更しても瞬間発生率はあまり変化せず平均中性子発生率が変化すると考えて良い。した

がって平均中性子発生率を増やすためにはパルス幅を伸ばせば良いが、中性子の波長分解を飛行時間（TOF）で行うため、パルス幅を長くすると波長分解能が悪くなる。熱中性子 (波長 1.8Å) は 1ms あたり 2.2m 進むので、中性子ビームラインを 5m とすると、陽子ビーム入射後およそ 2.3ms 後に検出器に届くことになる。発生中性子のパルス幅が 50μs であれば、（中性子検出器の時間分解能が十分に良ければ）波長分解能は 2.2%で計測できることになる。波長分解能を良くするにはパルス幅を短くするか、中性子飛行距離を長くとる。中性子ビーム強度 I はパルス幅 t_p、中性子飛行距離 L に対して $I \propto t_p/L^2$ の関係があるのに対して、波長分解能 $\Delta\lambda$ は $\Delta\lambda \propto t_p/L$ の関係があるため、減速体による中性子発生の遅延が無視できる範囲においては陽子パルス幅を短くするのが良い。そこで波長分解能の良い測定をしたい時のために、パルス時間幅を短くする運転モードを準備し、減速体も高分解能に対応した減速体（非結合型減速体）とすることで対応可能となる。

またこの中性子源で使用する中性子は概ね 6Å 程度までの冷中性子が中心となる。波長 6 Å の中性子であれば 7.6ms で 5m 飛行する。したがって 10m の中性子ビームラインを設置すると、中性子が検出器に届く頃 (15m 秒後) には次の陽子ビームによる中性子が発生しているため、フレームオーバーラップの影響で正確な中性子測定が難しくなる。フレームオーババッラップは加速器の繰り返し周波数を落とすなど回避策はあるが、特別な理由がなければ中性子ビームラインの長さは 10m 以内で設計を進めるのが良い。

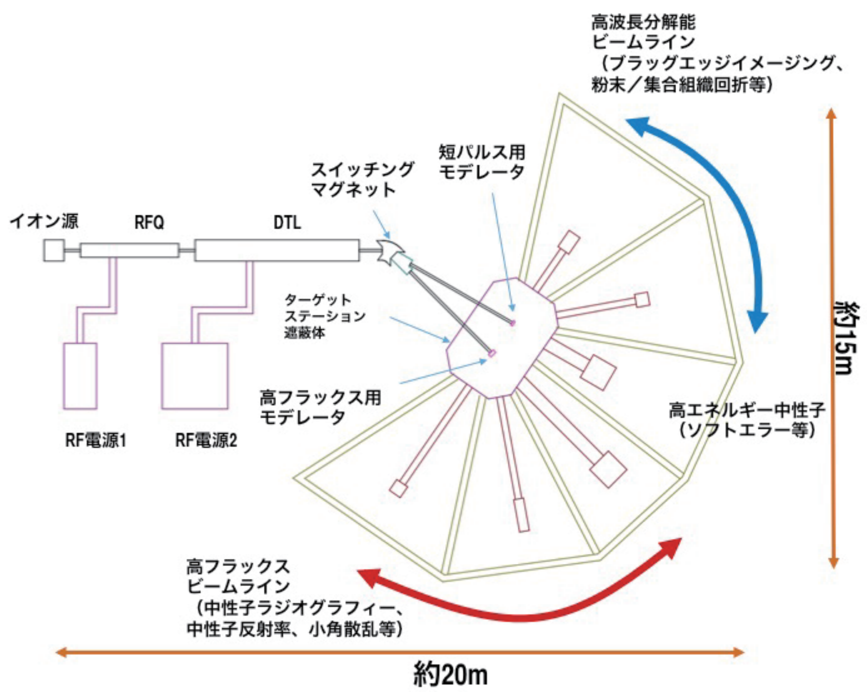

図 2.4: 全体配置（例）

2.3.1 加速器の検討

加速器本体の検討

地域拠点中性子源で利用する加速器は陽子直線加速器で加速エネルギーは 10-13MeV 程度である。ソフトエラー利用も考慮するとなるべく高いエネルギーがよく、^{9}Be(p,t) 反応の閾値（13.4MeV）が上限となるため最大 13MeV が目安となる。

30-50MeV 程度の電子線加速器を利用することも可能であるが、本検討委員会では以下の理由により、設計の優先順位を落とした。

- 中性子発生においては陽子加速に比べて電子加速の方が利用エネルギーが高い、発生する放射線のエネルギーも高くなるので、新規に建設することを考えた場合電子線加速器施設の方が遮蔽体等の費用が高くなる。
- メンテナンス性を考慮すると地域拠点中性子源では高周波電源として半導体電源が望ましいが、電子線加速器においては RF 周波数が高いため現状ではクライストロン利用となる。

本議論においては陽子加速器の利用を前提として進めているが、電子線加速器の利用可能性は十分にありうる。また 10MeV 領域の陽子エネルギーを実現する加速器としては、直線加速器、サイクロトロン、静電加速器が考えられるが、パルス運転を前提とした場合、直線加速器が無難である。（上記の平均電流値、パルス幅、繰り返しを同時に満たすことが直線加速器以外では難しい）

イオン源の検討

イオン源の選択肢としては、ディオプラズマトロン型、ECR 型、レーザーイオン源などがある。

ディオプラズマトロン型は古くからある方式であり技術的には安定していることもあり RANS、KUANS でも採用されている。この方式ではフィラメントを用いて電子を発生しプラズマをつくるため、例えば 1 年程度の利用でフィラメントが劣化し交換する必要がある。またピーク電流 10mA 程度くらいまでは実績もあるが、大電流になるほどフィラメントに負荷がかかり劣化も早い。

ECR イオン源は 1990 年代から開発が本格化したイオン源であり、フィラメントなどの交換材料なしに運転できるのが特徴である。日本では 1980 年代頃から理研を中心に開発がすすみ、特に重イオン用に利用されてきたが大強度イオンビームを出しやすいこと、メンテナンスが楽なことから陽子イオン源としてもよく利用されている。現状においては地域拠点中性子源でもこのイオン源を使用するのが良いと考える。サイクロトン共鳴を利用しており、より高い周波数を選ぶことでキャビティの大きさを小さくすることができる（通常は数 GHz から十数 GHz が利用される）。あまり周波数を高くすると電源が大きくなる。例えば家庭用電子レンジのマグネトロンが 2.4GHz である。家庭用のものとイオン源用のものは使用頻度等が大きく異なるのでそのまま利用できないが、数 GHz のものは比較的入手しやすい。陽子イオン源として、装置サイズ、電源サイズ、ビーム強度、コストのバランスのとれた周波数のイオン源を選択したい。

レーザーイオン源は大強度レーザーを利用して物質をイオン化させるイオン源である。レーザーは時間分解能がよく、短パルスのイオン源として利用することが可能であるため、将来的には短パルスの中性子源用に利用価値があると考えるが、上記イオン源に比べて最も新しいタイプのイオン源であり、ビーム強度、安定性などの点で十分なレベルに達しているとはいえず、実用マシンに搭載するには時期尚早と考える。情報収集をしつつしばらく様子を見たい。

電源の検討

大強度の高周波源は、以前まではクライストロンの利用が普通であった。ほとんどすべての電子線加速器や大強度の陽子加速器 (例えば iBNCT や最初の小型中性子源とされているインディアナ大 LENS) でもクライストロンが使われている。強度が幾分弱いあるいは周波数が低い時には真空管 (三極管あるいは四極管) による高周波源が実用的である。AccSYS 社では三極管による高周波電源を用いた加速器を販売しており、RANS、KUANS も三極管利用である。

半導体による高周波発生は、放送局の電波発信、携帯電話基地局での利用などの需要に牽引されるように技術発展があり、いよいよ加速器での半導体電源が現実的となってきている。RANS 計画時 (2008~2010 年頃）から比べると電力効率や一石で出せる出力の向上など、半導体自身の改良が進んでおり、真空管方式と比べて更に優位性が目立ってきている。半導体電源の優位性はいくつかあるが、一例として電源ユニットの故障に対して優位性がある。半導体の場合当該ユニットの故障に応じて全体の出力（陽子あるいは中性子ビーム強度）は下がるが、100 ユニットの電源システムで 1 ユニット故障したとしても 1%の出力低下程度である。半導体電源では故障中もそのまま運転できるのに対して、クライストロンや真空管では運転を一旦止め修理しなければならない点で差がある。今後製造される加速器においては半導体利用がますます広がるものと思われ、地域拠点中性子源においても半導体電源の利用が望ましい。

2.3.2 想定するビームラインに関して

地域拠点中性子源において想定しうる中性子ビームラインに関して検討してみる。現状で想定するのは表 2.8 のとおり。

表 2.8: 中性子ビームライン (試案)

減速体	中性子ビームライン
高フラックス	中性子イメージング (CT 測定)
	小角散乱 (SANS) or MF-SANS
高分解能	中性子回折
	パルイメージング (&パルス PGA)
	機器開発・テスト実験
高エネルギー	ソフトエラー

中性子イメージング

高フラックスビームラインに設置する、おそらく最も利用頻度が高いと想像される。いわゆる中性子透過像測定(レントゲン写真の中性子版)。初めて中性子の利用を想定するユーザーにも想像しやすく、とりあえずの雰囲気を理解する「お試し測定」にも使えると考えられる。

比較的簡単な測定であれば、画像 1 枚取得するのに数分程度で終了するため、企業側から測定資料を拝借して、数枚の透過像を取得して、写真とともに返却する、などといったことが将来的には可能と考える。

入射中性子流束として $\Phi_I = 10^5$ [n/cm^2/s] 程度とすると、密着型透過像測定での議論 (式 1.57) より、1mm^{3}の液体を p=20[db] で検出するのに、検出効率 10%の画像検出器を用いると約 1 分で静止画が計測可能となる。

試料を少しづつ回転させながら数百枚の透過像を測定して、コンピューター計算で 3 次元の立体的な画像を作り出す CT 測定も可能としたい。この場合の計測時間はおそらく 6 − 8 時間程度と想定される。(1 分/枚の照射で 300 枚撮影するとして照射時間 5 時間。その他試料調整、データ転送時間などが必要。)

本ビームラインでは熱中性子に近いエネルギーの中性子を利用する。波長弁別は行わないのでなるべくビーム時間幅が長くビーム強度が強い方が良い。想定される中性子検出器は従来型のシンチレーター + CCD 検出器がまずは想定される。位置分解能向上を目指した中性子 I.I. や SN 比向上を目指した Si ピクセル検出器なども画像精度向上を目的とした検出器の候補となる。

小角散乱

中性子を試料に照射し、わずかに散乱する角度を測定することで、散乱体の大きさ形状などを測定する装置。おおよそ 0.1nm から 100nm くらいの大きさの粒子の測定に使われる。中性子小角散乱装置は比較的大きな装置となりがちであり、東海村の原子力機構にある、研究用原子炉(JRR3)では全長２０ m の装置が 2 本、J-PARC にも 1 本の装置が使用されている。一つの試料に対する測定時間が長く、1 試料の測定に数日必要とすることも多いため、ビームラインが混み合うことも多い測定手法である。

あまり中性子のエネルギー分解能をよくする必要はなく、大強度中性子を用いた方が照射時間が短くなるので、高フラックス減速体の利用が適切と考える。

広い運動量移行(q)の測定を行う場合、散乱中性子の収量が数桁にわたって変化していくので、低バックグランド環境の下での測定が有効である。RANS や KENS などで培った知識と経験を利用して低バックグランドの装置を実現させるのが良い。

中性子回折

小型中性子源において中性子回折は理研 RANS で積極的に行われており、鉄鋼製品の評価などに利用出来るものとして期待されている。

J-PARC の非結合型減速体に近い性能の減速体が使用できた場合 (10meV の中性子に対して L=10m 位置で t_M =33μs の時間的広がり)、TOF 型中性子回折での議論 (式 (1.88)) を元に評価してみる。陽子ビームのパルス幅 t_p=10μs、L$_1$(減速体ー試料間距離)=9m、L$_2$(試料ー検出器間距離)=1m、L=10m とし、検出器はビームラインからみて直角方向 ($\theta = 45^\circ$) に設置した時、中性子のパルス幅 $\Delta t = \sqrt{(t_M)^2 + (t_p)^2} = 34.5\mu$s、中性子飛行時間(式 (1.87) より)t=10,354μs から $\Delta t/t$=0.33%。それに対して入射ビームの広がりの影響は減速体表面の 3cm の大きさをみるとして $\Delta\theta$=0.3%。したがって $\Delta d/d = 0.6$%となる。

この条件において、中性子ビーム強度を増やすためにコリメーターを大きくする、L を短くするなどの措置をとると $\Delta d/d$ が悪化する。陽子ビームの繰り返し周期を早くするとフレームオーバーラップが発生するので、利用したい波長領域を制限するなどの措置が必要となる。そこでこれ以上中性子ビーム強度を増やすには、中性子飛行管にスーパーミラーガイド管を採用するのが有効な手段と考えられる。

パルスイメージング

パルスイメージングは透過像測定を中性子波長毎に測定する装置である。多くの金属物体は多結晶で構成しており、この結晶粒が勝手な方向を向いているが、圧延、溶接などの製造過程を受けて特定の方向に揃ったり、また逆に拡散したりする。こうした結晶の振る舞いは Bragg edge(特定波長の吸収端) 付近の中性子透過率データを取得することで評価できるので、イメージングと組み合わせて試料の場所毎の評価を行うのがパルスイメージング法である。鋼材の焼入れ評価、溶接による材質(強度)の劣化等の評価に利用可能と考えられる。波長分解能が重要になるので、非結合型減速体を用いたビームラインとなる。

ソフトエラー

ソフトエラーは宇宙から降り注ぐ中性子線による半導体回路の誤動作である。近年特に半導体回路の集積度が上昇しており、ソフトエラー対策が重要となってきている。このソフトエラー対策及び評価の一環として、高速中性子を回路系に照射することで、意図的に誤動作を発生させ対策の有用性を評価する装置である。

日本の施設では大阪大学 RCNP 及び東北大学 CYRIC において準単色の高速中性子ビームが利用できるビームラインを所持し、北大 HUNS においては白色中性子ビームが利用できるが、これらは中性子源の構成上、他の計測との並列利用が不可能であり、加速器利用を占有することになる。そのため、年間に利用できるビームタイム日数に制限が生じている。そこで地域拠点中性子源に専用の高速中性子ビームラインを構築することでビームタイム利用可能日数を確保が可能となる。

ソフトエラー評価には 10MeV 程度以上のエネルギーの中性子が必要であり、中性子源からの中性子を減速体を経由せずに直接 BL に導く専用のビームラインが必要である。他のビームライン利用との並行利用を考慮すると、短パルス用モデレータ部に中性子発生ターゲットを直接覗き込めるビームラインを構築してソフトエラー用に利用することで並行利用が実現でき効率的な計測につながる。

機器開発・テスト実験

上記 5 つの中性子ビームラインはユーザー向けに公開することを前提としているが、新しいデバイスや計測法の評価、検出器動作確認など多目的で使用出来るビームラインとして、用途を限定しない多目的ビームラインがあると有効である。このようなビームラインの例は JRR-3 においては MUSASI、J-PARC においては NOBORU などがある。汎用性を高くし測定空間を広く確保しておくのが望ましい。

2.3.3 J-PARC・JRR3 や基幹大学との連携

地域拠点中性子源を運営していくには何人かの専属の加速器スタッフ、中性子ビームラインスタッフが必要である。これらの人材は主としてこの地域拠点中性子源で活動するが、同時に日本の中性子科学の拠点ともいうべき J-PARC MLF や JRR3、KUR などとも積極的に交流を持ち、常に最新の計測技術、解析手法を理解することが重要である。特にユーザーは、小型中性子源、地域拠点中性子源、大型中性子施設を必要に応じて使い分けることになるので、地域拠点中性子源が独自の計測技術や解析方法を使うことになると他の中性子施設との計測データの共有化が難しくなり、使い勝手が悪くなる。

- 計測機器は極力 J-PARC に準じたものを使う。特にデータフォーマットを合わせておくと共有化しやすい。
- 汎用の解析手法は J-PARC と同様のものを使うのが望ましい。研究チームが独自の解析をするのは排しない。

例えば中性子イメージングにおいては、J-PARC BL22 を中心として日本の中性子イメージング施設全体で連携して共有化する試みが進められており、汎用的な CT 再構築ソフトの整備が行われている。こうした試みに積極的に関与していくことで、ユーザーにとっても使い勝手の良い環境が作られる。

地域拠点中性子源を構築する上で近隣の大学との連携もまた重要である。大学の研究者はヘビーユーザーであると同時に新しい計測手法・情報をもたらしてくれる。地域拠点中性子源の建設に当たっては近隣の大学（あるいは研究所）と密接な連携と情報交換を行い、共同で必要な装置の仕様を決めていくのが望ましい。

2.3.4 各地域の特色を生かした地域拠点のあり方

本提案で書かれた地域拠点中性子源の地域は、北海道、東北、関東、といった距離感の地域を想定している。これはおおよそ、計測をするときになんとか日帰りができる距離感である。本提案においては具体的な地域を考えることはせずに、一般的にユーザー利用が多い装置を意識して議論をしてきた。実際に地域拠点中性子源を構築する際には、地域の実情に合わせて構築するビームラインの種類や数を選択する必要がある。例えばソフトエラー計測を希望する企業が少ない地域であれば、高速中性子ビームラインを除外し、陽子加速器の最大エネルギーを下げて発生するバックグランドや放射化物の低減を行うことは効果的である。製造業が多い地域においてはイメージングビームラインのユーザーが増える可能性があり、広い計測空間を確保することで、多様なイメージング計測を可能にするように設計するのも効果的と考える。このように地域拠点中性子源の構築にはその地域の特色を把握して、ビームライン設計に取り込む必要がある。

参考文献

[1] R.W.Hamm, Proc. SPIE 4142 (2000) 39-47
[2] http://phi.phys.nagoya-u.ac.jp/JCANS/index.html
[3] Kevin W. Jones, The Neutron Lifecycle Lectures Series https://conference.sns.gov/indico/event/56/
[4] 公式ページより https://www.isis.stfc.ac.uk/Pages/Characteristics-of-a-pulsed-source.aspx
[5] I.S.Anderson et.al., Phys.Rep.**654** (2016) 1-58
[6] 波紋 27,113(2007)
[7] 波紋 27,109(2007)
[8] O. Komeda, et.al., Nature Sci. Rep. 3:2561 DOI: 10.1038/srep02561
[9] M. Roth, Phys. Rev. Lett. 110, 044802 (2013)
[10] http://www.lanl.gov/science-innovation/science-facilities/trident-laser-facility/
[11] I. Pomerantz, et.al., Phys. Rev. Lett. 113,184801 (2014)
[12] Y. Abe, et. al., Appl. phys. Lett. 111, 233506 (2017)
[13] C. Yamanaka and S. Nakai, Nature 319 757 (1986)
[14] O.A.Hurricane, et.al., Nature 506 343 (2014)
[15] http://j-parc.jp/researcher/MatLife/ja/instrumentation/index.html
[16] http://www.rri.kyoto-u.ac.jp/facilities/kur
[17] https://jrr3uo.jaea.go.jp/about/index.htm
[18] https://j-parc.jp/researcher/MatLife/ja/instrumentation/ns_spec.html
[19] https://jrr3uo.jaea.go.jp/about/institution/hrpd.htm