

解 説

低速中性子光学

清水 裕彦*

Low Energy Neutron Optics

Hirohiko M. SHIMIZU*

Abstract

Neutron is a unique probe to study materials according to its low capability to excite chemical bondings with a relatively high sensitivity to light elements. However, its low luminosity has limited the application fields. The recent innovations in neutron optics have been activating enhanced analyzing capabilities of neutron scattering experiments. We describe the current status of advanced neutron optics and possible extensions of their applications.

1. はじめに

本記事で議論する中性子の光学は、運動エネルギーが概ね 1 eV 未満の低速中性子に対して光学的制御を行うものである。このエネルギー領域の中性子は、通常、熱中性子または冷中性子と呼ばれる。中性子のド・ブロイ波長 λ と運動エネルギー E は、 $\lambda[\text{nm}] = 0.02860 (E[\text{eV}])^{-1/2}$ で与えられる。熱中性子は、 $E = 25 \text{ meV}$ 付近のエネルギー領域の中性子を指し、 $\lambda = 0.18 \text{ nm}$ に対応する。図 1 にエネルギー別の中性子の呼び名を示す。

さて、物質研究に利用される放射線のうち代表的なものは X 線である。X 線は主に電磁相互作用によって物質と相互作用をし、物質中の原子の原子番号が大きくなるにつれて急激に相互作用が強くなる。よって軽元素に対する識別性は高くない。これに対して、中性子と原子核の相互作用は原子核構造に依存して複雑に変化し、原子番号に対する単純な依存性は示さない。その結果、中性子は軽元素に対する高い識別性を持ち、ユニークな物質研究の手段と位置付けられる。これは有機化合物等の物質研究に大変好都合である。

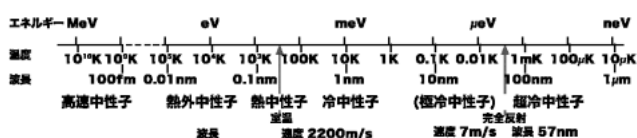


図 1 運動エネルギー領域別の中性子の呼称

特に、中性子の質量は原子と同程度であるために原子に有効にエネルギーを受け渡しやすく、物質中の励起状態を研究するには好都合である。それと同時に、原子スケールの波長に対応する運動エネルギーが X 線と異なる。例えば、波長 0.1 nm の X 線のエネルギーは 12 keV なので、物質中の電子を剥ぎ取るに充分すぎるほどの能力を持っている。これに対して、波長 0.1 nm の中性子の運動エネルギーは 0.08 eV である。X 線は言わば試料を“焼いてしまう”が中性子ではそのような心配はほとんどない。加えて、中性子は磁気能率を持っていることを利用して磁気構造の研究が可能であり、さらに物質透過力が高いため構造物の透視などの利点もある。

このように有用な中性子であるが、X 線に比べれば未だ一般的な研究手法として広く用いられているとは言えない。最大の理由に、中性子ビームの弱さがあげられる。直接的な解決方法は中性子源の強度の増強であり、大強度陽子加速器を用いた大強度パルス中性子源の建設が日本と米国で進行中である^{1,2)}。このような中性子源の増強には巨額の費用と多大な労力を要し、現在建設中の大強度中性子源よりも桁違いに強い中性子源を実現することは、簡単とは言えない。

中性子ビームを利用する上で、もう一つの難点として、ビームの光学的な性質の悪さが上げられる。物質研究に用いられる低エネルギー中性子は、原子核反応で発生した高エネルギーの中性子を減速して得られる。減速材の大きさは 10 cm のオーダーであり、中

* 高エネルギー加速器研究機構 KEK (High Energy Accelerator Research Organization)
(E-mail: hirohiko.shimizu@kek.jp)

中性子はその表面からほぼ一様に放出される。よって、中性子ビームは極めてエミッタンスの大きなぼやけたビームである。中性子散乱に用いる際にはスリットや結晶分光系などを用いて、ビームの平行性を確保したり、細いビームを切り出したり、あるエネルギーの中性子だけを切り出して単色化したりする。この時ほとんどの中性子を使用せずに捨てることになる。パルス中性子源の場合には、飛行時間法を用いるために、中性子の単色化のためにビームを捨て去るということはない。しかし、非弾性散乱測定装置などの場合によく使われているチョッパーは、やはりある波長以外の中性子を捨て去ることになる。結果として、貴重な中性子のほとんどは利用できていない。よって、中性子ビームを光学的に制御する方法に技術革新をもたらすことによって、中性子ビームの“利用効率”を向上させることができれば、安価に同等な効果を実現できる。

このような発想のもとで、1990年代から日本では中性子ビーム制御研究会が小規模ながら活動を開始し、中性子の屈折光学が実証された。その後、2000年代前半には、理化学研究所、高エネルギー加速器研究機構、北海道大学、京都大学、日本原子力研究開発機構、東京大学にわたる全国的な研究活動を展開するに至り、中性子の反射光学、屈折光学、干渉光学、画像検出器等の総合的な研究が推進され、中性子科学において日本が世界をリードする一つの分野へと成長した。しかも、中性子光学による方法は、新たな研究手法を生み出す可能性を秘めている。中性子源の増強と中性子光学の応用とは、互いに独立した解決方法であって、双方がそれぞれに増強されれば、もたらされる実質的ビーム強度増強は極めて大きなものとなる。中性子光学の研究成果は、新たな中性子散乱実験手法の開拓に発展し、今も応用研究が進展している。ここではこれらの研究の概要について紹介する。

2. 物質界面における中性子光学

熱中性子や冷中性子等の低エネルギー領域では、通常s波の中性子を考えれば十分である。s波中性子が原子核による散乱において受ける位相のずれを δ_0 とおく時、自由な原子核と中性子の散乱における散乱長 a を

$$a = - \lim_{k_{CM} \rightarrow 0} \frac{\sin \delta_0}{k_{CM}}$$

と定義する。ただし k_{CM} は重心系での中性子波数である。散乱断面積 σ_s 及び吸収断面積 σ_a とは次の関係

にある。

$$\sigma_s = 4\pi (\text{Re } a)^2, \quad \sigma_a = -\frac{4\pi}{k_{CM}} \text{Im } a$$

物質中に束縛された原子による中性子の散乱長 b は、物質の原子番号を Z 、中性子質量を m_n 、原子質量を m_A とする時、

$$b = \frac{m_A + m_n}{m_n} a + Z b_{ne}$$

で与えられる。ただし、 b_{ne} は電子による散乱の効果であり、 $b_{ne} = -(1.38 \pm 0.03) \times 10^{-3} \text{ fm}$ である。低エネルギーの中性子と物質との相互作用は、原子核ポテンシャルを体積平均した有効ポテンシャルで記述することができ、有効ポテンシャル U は原子数密度を N とおくと、

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} bN$$

で与えられる。いくつかの種類原子核が含まれる場合には、

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_i b_i N_i$$

と与えられる。中性子が有効ポテンシャルの異なる二つの領域の界面を通過するとき、界面において反射波と屈折波が生じる。反射波は通常の光と同じく、入射角と反射角は等しい。屈折波については次式が成立する。

$$\frac{\sin \theta}{\sin \Theta} = \sqrt{1 - \frac{m_n}{2\pi^2\hbar^2} \lambda^2 (U_2 - U_1)}$$

領域1が真空の場合を考える。中性子の有効ポテ

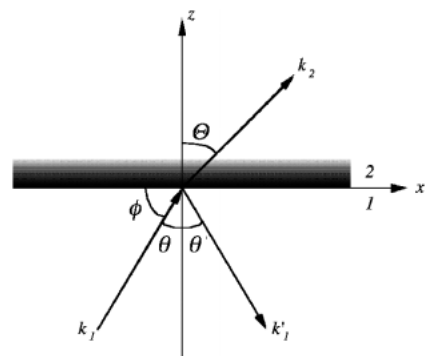


図2 中性子が領域1と領域2の界面に角度 θ で入射した時の反射角を θ' 、屈折角を Θ とする。

ンシヤルは、散乱長の正負に従って、正の場合と負の場合がある。自然同位体存在比の元素の中で負のポテンシヤルを持つものは Mn, Ti, Li, V, H で、それ以外の自然同位体存在比の元素の有効ポテンシヤルは正である。有効ポテンシヤルが正だと入射中性子は物質中に入る際に運動エネルギーの一部を有効ポテンシヤルに奪われ、境界面に垂直な方向に減速を受ける。これは 1 よりも小さな屈折率に対応し、通常の光の屈折とは逆方向に屈折する。

3. 中性子反射光学

物質界面における中性子の反射率 R 、透過率 T は次式で与えられる。

$$R = \left| \frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right|^2, \quad T = \frac{4 \operatorname{Re} \nu}{|1 + \nu|^2}$$

$$\nu = \sqrt{1 - \frac{bN\lambda^2}{\pi \cos^2 \theta}}$$

特に浅い角度で入射する場合 ($\theta \sim \pi/2$) では $\phi = \pi/2 - \theta$ とおくと、

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\phi_c}{\phi}\right)^2}}{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\phi_c}{\phi}\right)^2}} \right|^2$$

$$\phi_c = \lambda \sqrt{\frac{bN}{\pi}}$$

となる。 b の虚部が無視できる時には $\phi < \phi_c$ の中性子の反射率は 1 となるので、 ϕ_c は全反射臨界角と呼ばれる。

中性子光学で最も広く利用されているのは、反射光学であり、中でも利用頻度が高いのは中性子導管である。中性子導管は、全反射ミラーを筒状に組んだもので、内表面はニッケルミラーやスーパーミラーが使用される。スーパーミラーは、屈折率の異なる物質 (Ni と Ti 等) を対層とした多層膜で、膜周期間隔を厚み方向に変化させることで、広い波長領域の中性子をブラッグ反射するものである。スーパーミラーを中性子導管に応用すれば、ニッケルの全反射臨界角 ($\phi_c/\lambda = 17 \text{ mrad nm}^{-1}$) を超えた全反射臨界角を実現することができる。スーパーミラーの全反射臨界角を、自然同位体存在比のニッケル表面の全反射臨界角に対する比を m 値と呼ぶ。ある m 値を持つスーパーミラーは、 mQ スーパーミラーと呼ばれることもある。 mQ スーパーミラーを用いた導管を使用すると、反射

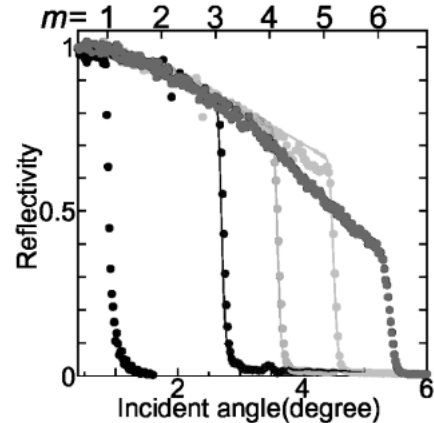


図3 波長 0.88 nm の中性子を用いた多層膜中性子ミラーの反射率測定結果。ニッケルミラーの反射率に加えていくつかのミラーの測定値を示す。最も高い m 値を示しているものは $m=6$ に相当している。

率が 100% の場合、導管出口では m^2 の中性子強度の増加が見込まれる。中性子反射光学は斜入射光学系であり、もともと限定されている有効開口度の増大のためには、 m 値の増大と反射率の増大が鍵となる。 m 値の大きなスーパーミラーを製作するためには、多層膜を短周期化することが必要である。しかし、1 対層あたりの中性子反射係数が急激に減少するため、十分な反射率を得るために多層膜の膜層数は急激に増加する。しかし、実際には膜層数が多いと多層膜構造が乱れて中性子反射率が低下してしまう。有効ポテンシヤルのコントラストを保ちながら、一様な成膜を実現するという点に技術上の困難がある。

中性子用のスーパーミラーはスパッタ法を用いた多層膜の成膜技術の基礎開発によって、京都大学において $m=6$ に達する大きな全反射臨界角を持つスーパーミラーの製作に成功している³⁾。図3に $m=6$ のスーパーミラーの反射率測定の結果を示す。測定は波長 0.88 nm の中性子を用いて行われ、図の横軸は、中性子の入射方向とミラー面とがなす角度 (前述の ϕ) である。これを中性子導管として利用した場合、もしも反射率が 100% にまで向上した場合、36 倍の中性子強度増加をもたらす能力を持っていることを意味している。2000 年当時は、 $m=4$ のスーパーミラーが世界記録として Institut Laue Langevin で 1 例のみが報告されていた状況だったこと考えると、格段の進歩がもたされたと言える⁴⁾。大きな m 値を持つスーパーミラーの登場により、中性子ビームを屈曲させる角度が大きく取れるようになり、中性子ビームラインの設計の自由度が極めて大きくなった。しかも、スーパー

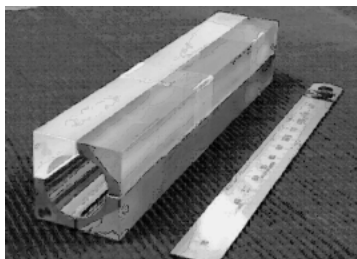


図4 回転放物面多層膜スーパーミラー.

ミラーの積層技術そのものは、サブ nm オーダーの平均膜厚制御に成功しており、 $m=10$ に相当する薄さの対層積層が可能であることが実証されている。 m が大きくなるにつれて反射率が減少している原因は、膜積層時に界面粗さが成長しているのではなく、基板の表面粗さにあることが示されている。現在使用されている基板の表面粗さはおおよそ 0.5 nm であり、より平滑な基板を使用することにより、反射率が向上すると考えられる。この研究は磁気多層膜の製作に研究が発展しており、 $m=5$ の反射臨界角を持つ磁気スーパーミラーの試作に至っている。

また理化学研究所では数値制御の精密機械加工技術を利用して、自由曲面基板の作成に成功しており、回転放物面及び回転楕円対面のスーパーミラーを実現している⁵⁾。図4に示したものは、非軸対称の曲面基板上に多層膜スーパーミラーを積層し、それを4つ組み合わせて、回転放物面スーパーミラーを実現したものである。最も湾曲した部分では、曲率半径が 5 mm という値を実現している。

4. 中性子物質界面屈折光学

物質界面における中性子の屈折波を利用した光学系も可能である。物質界面屈折光学は、反射光学とは異なり、光学素子の断面積が光学系の口径に直結し、極めて大きな開口度が得られるという利点を持つ。言い換えれば、ごく短い光学素子でビーム全体を光学的に制御できる。

図5に示したような断面を持つ物質の表面に中性子が入射すると屈折が起こり、物質はプリズムとして作用する。

図5に示したように、三角形の断面を持つ物質に入射した場合、中性子が屈折されて出て行く方向は、次式で与えられる。

$$\sin \theta' = \sin (\theta + \beta) \cos \beta - \sqrt{\cos^2 (\theta + \beta) - \frac{bN\lambda^2}{\pi}} \sin \beta$$

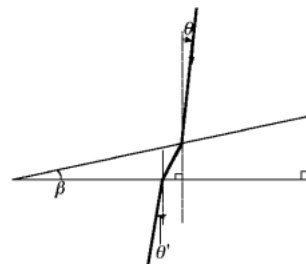


図5 三角形断面を持つ物質を透過する際の中性子の屈折.

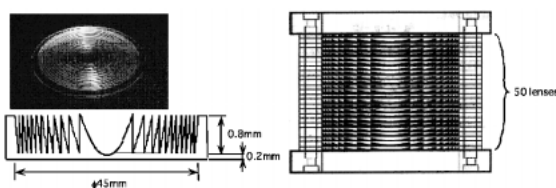


図6 MgF_2 を用いたフレネル断面形状の物質レンズ.

入射角が小さい ($\theta \sim 0$) の時には次式が成り立つ。

$$\sin \theta' - \sin \theta \simeq \frac{\phi_c^2}{2 \cos (\theta + \beta)} \frac{\sin \beta}{\cos (\theta + \beta)}$$

レンズ素材として要求されることは、有効ポテンシャルの実部が大きい即ち屈折能力が大きいこと、同虚部が小さい即ち透過率が高いこと、さらに小角散乱が小さいことがあげられる。

物質界面屈折光学は、当初は MgF_2 を利用したレンズの研究が進められた。 MgF_2 は $U = (131 - 1.8 \times 10^{-4} i) \text{ [neV]}$ の有効ポテンシャルを持ち、 $\phi_c / \lambda = 12.8 \text{ mrad nm}^{-1}$ である。口径の大きなレンズを実現するために、図6に示したようなフレネル断面形状のレンズを開発した⁶⁾。これは、中性子の透過率を大きく保ったまま大きな口径を実現することを目指した。このレンズの集光効果は、日本原子力研究開発機構3号炉のC3-2ビームラインにおいて確認した。その結果を図7に示す。レンズがない場合には徐々に広がっていくビームが、集光されていることが分かる。

中性子の屈折能力は ϕ_c^2 に比例するため、 λ^2 に比例して短波長側では屈折能力が小さくなる。よって短波長に適用できる中性子レンズを構成するためには、より多数のレンズを積層することが必要となる。一方で、中性子の吸収率は λ に反比例して波長が短くなるにつれて増加する。従って、単純に積層数を増加させると短波長側では透過率の低いレンズになってしまう。そこで、短波長中性子用レンズを構成するために

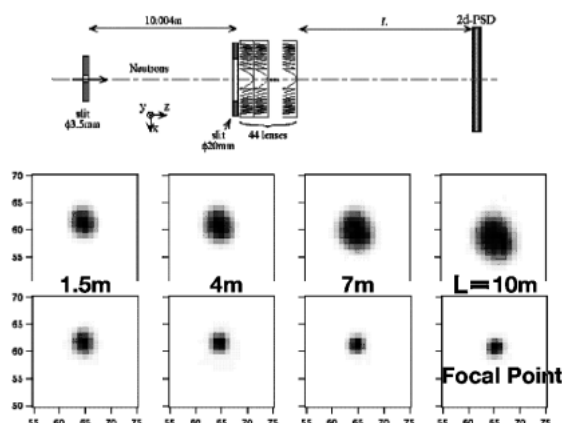


図7 MgF₂を用いたフレネル断面形状の集束効果の測定. 波長 1.1 nm の中性子を入射させ、レンズから検出器までの距離を変えながら測定したビームの像を示している. 上段がレンズのない場合、下段がレンズがある場合である.

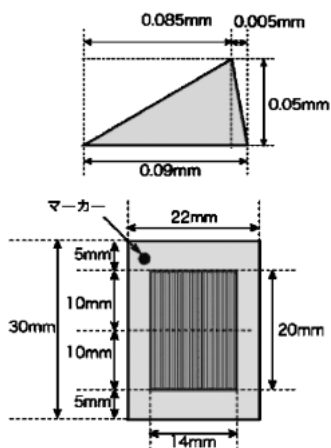


図8 マイクロプリズムの形状. 上側の三角形は一つ一つの凹凸の断面であり、その断面を持つ三角柱が下側図の縦 20 mm、横 14 mm の領域に並んでいる.

は、より薄いレンズ素片が要求されるようになる.

MgF₂ レンズの材料は単結晶であり、冷中性子領域ではブラッグ散乱が起こらず透過率が高い. しかし、熱中性子領域ではブラッグ散乱が起こるために透過ビームは極めて波長依存性の大きな透過率の変化を伴う. そこで熱中性子用の薄膜レンズの素材としては、アモルファスフッ素樹脂を用いることにした. 樹脂を用いることによって、型から細かいプリズム構造を転写する方法が採用でき、多数枚の薄膜レンズを効率よく作成できるようになった. フッ素樹脂素材は小角散乱が少ないものとして、旭硝子社製の CYTOP を用いた⁷⁾. これまでに開発が終了しているのは、図8上

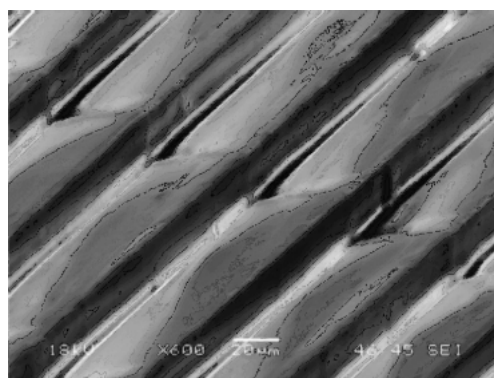


図9 マイクロプリズムの型.

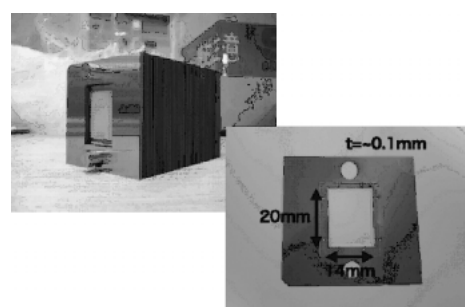


図10 右が位置出し用の金属板にマイクロプリズムを貼付けたものであり、それを積み上げたものが左の写真である.

部のような断面を持つ三角柱を平行に並べたもので、プリズムとして機能するものである. これ単体では集束機能を持っていない. これをマイクロプリズムと呼ぶことにする. 素片の製作には、図9に示した通り、斜面を伴う溝をつけた型から転写した. 型はポリイミド製でレーザー加工で整形した. これを位置出ししながら積み上げて、出来上がった熱中性子用プリズムを図10に示す. また、このプリズムの屈折効果を高エネルギー加速器研究機構のパルス中性子源を使って測定した結果が図11である.

図11が示す通り、熱中性子の屈折が実測されている. 今後、更に薄い薄膜レンズの開発に展開し、熱中性子の屈折集光や、冷中性子の極端に大きな角度での集光を目指す. 特に 10 μm 程度の薄膜レンズがもたらす冷中性子の強い集光は、ビームが自然に発散して行くよりも急激に集光させることができ、発散の大きな冷中性子ビームを狭い領域に絞り込むことを可能とする. それを 10 μm 程度の細かいコリメーターで切り出してやると、点状で、輝度の高い中性子源を作ることが出来る. これによって、微小領域の微量分析を可能とするとともに、試料をビームに対してスキャンす

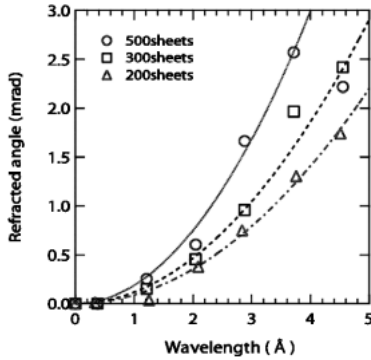


図11 熱中性子用プリズムの屈折効果の測定結果. 横軸が中性子波長で, 縦軸が屈折角. マイクロプリズムの素片を△が200枚, □が300枚, ○が500枚重ねた場合のデータであり, 曲線は λ_2 の依存性を示す.

ることによって画像化することが可能となる. これは, 中性子による顕微鏡を実現する可能性を秘めている.

5. 磁気光学

中性子は磁気双極子能率を持つため, 非一様磁場の中で力を受ける. これを用いた光学系をここでは磁気光学と呼ぶ. 磁気光学はビーム経路に物質が全く無いため, 正確に計算可能な結像性能を持つ^{8,9)}.

磁場 B 中での中性子の運動は, 次の連立微分方程式で記述される.

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\alpha \nabla (\sigma_n \cdot B)$$

$$\frac{d\sigma_n}{dt} = \gamma_n \sigma_n \times B$$

ここで, σ_n は中性子スピンに平行な単位ベクトル, μ_n を中性子の磁気双極子能率として $\alpha = |\mu_n/m_n| = 5.768 \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{T}^{-1}$, γ_n は中性子の磁気回転比である. この式によって, 中性子スピンは磁場中では磁場の方向を軸として角振動数 $\omega_L = \gamma_n |B|$ の Larmor 歳差運動をする. 一方, 中性子は磁場中を運動するので, 磁場の方向が一定でない場合には, 中性子とともに動く座標系から見ると磁場が回転する. 中性子から見た磁場の回転角振動数を ω_B とおく.

$$\omega_B = \frac{ds}{dt} \left| \frac{\partial \hat{B}}{\partial s} \right|$$

$$\hat{B} = B/|B|$$

ただし, s は中性子の軌道に沿った座標である. こ

で, $\Gamma = \omega_L/\omega_B$ とおく. Γ が1に比べて十分大きい場合には, 磁場の方向があまり変化しないうちに十分な回数歳差運動が起こり, 結果的に中性子スピンは磁場の回転に追従し, 中性子スピンの磁場に対する相対的な向きは, 平行か反平行にはほぼ固定される. この時, 上記の連立微分方程式は次のように単純になる.

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mp \alpha \nabla |B|$$

ただし, 複号は, 負が中性子スピンが磁場に平行な場合, 正が中性子スピンが磁場に反平行な場合に対応する. 磁場に非偏極の中性子が入射する場合には, 磁場のある領域に入るときに中性子スピンの磁気量子数は量子化され, 半数が平行, その他の半数が反平行になり, それぞれの運動方程式に従うものとして扱うことができる.

特に, 六極磁場の場合には, 磁石の軸を z 軸, それに垂直な方向に x 軸, y 軸をとると, $|B| = (G/2) (x^2 + y^2)$ となるので, $\omega^2 = \alpha G$ とおくと運動方程式は次式のようになる.

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \mp \omega^2 x, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = \mp \omega^2 y, \quad \frac{d^2 z}{dt^2} = 0$$

よってスピンが局所磁場に平行な成分は磁石の軸に対して単振動する. 点中性子源を六極磁石の入口に置いた時は, $\omega t = \pi$ が満たされる場所に集束される. 反平行の成分は磁石の軸から離されて行き, 磁石内壁などにあたって失われる.

中性子の磁気レンズとして開発しているものは, 超伝導六極電磁石, Halbach 型永久六極磁石, 六極パルス電磁石がある. ここでは超伝導六極電磁石を用いた場合の測定結果を図12に示す. 図では磁場を印加していない場合と磁場を印加した場合のビーム分布を示してある.

この時, ビーム軸上では磁場がない場合に比べておよそ100倍程度の中性子が集められている. 集光したスポットはほぼ上流側のスリットの大きさと同程度であり, 正確な結像が得られていることが分かる.

この超伝導六極電磁石は最大 $G = 12800 \text{ Tm}^{-2}$ を得るもので, 0.6 nm の中性子に対する焦点距離は 4.3 m で, 有効口径は約 47 mm である¹⁰⁾. なお, ここで言う焦点距離とは, 平行な中性子ビームが入射した場合に結ぶ焦点と磁石入り口の距離をさすものとする.

一方で Halbach 型永久六極磁石は, $G = 23500 \text{ Tm}^{-2}$ を持ち, 2 m 長の場合には, 波長 0.6 nm の中性子に対する焦点距離は 2.9 m である. 冷却を必要と

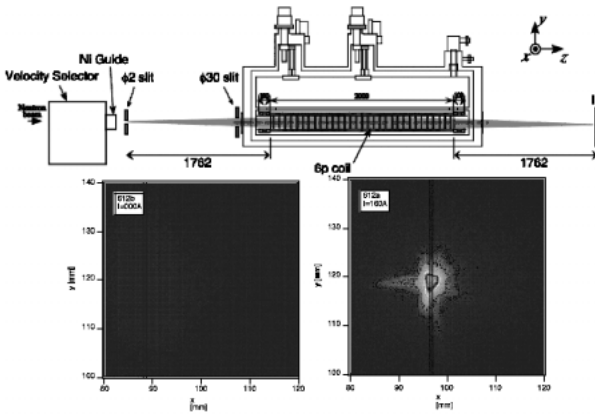


図12 超伝導六極電磁石を用いた中性子集束効果の測定. 検出器位置でのビーム分布を下部に示す. 左側が磁場がない場合, 右側が磁場がある場合のビーム分布である.

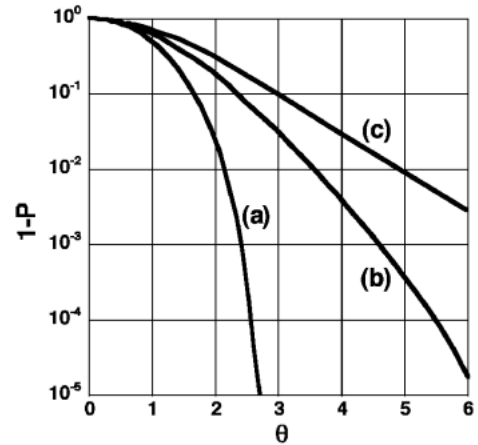


図13 (a)四極磁場 $n=1$, (b)六極磁場 $n=2$, (c)八極磁場 $n=3$ を用いて得られる中性子偏極度を P として, $1-P$ を規格化された時間 $\theta = \omega t$ の関数として示す.

せずコンパクトであり, より実用的である^{11,12)}.

以上の二つはともに静磁場で使用するものである. パルス中性子源では, 異なるエネルギーの中性子が中性子飛行時間に応じて異なる時間に到達する. そこで, 中性子パルスに同期して磁場の強度を変化させて, それぞれの時点で到達している中性子のエネルギーがある決まった場所に集束するように調節すると, 広い波長域の中性子を集束して利用できるようになる. そこで, そのような応用を目指して六極パルス電磁石の研究が進行中である¹³⁾. また, 一つの永久六極磁石の外側を取り囲むもう一つの永久六極磁石を置き, 互いに回転させることによって中心の六極磁場の強度を変化させることも可能である. これはもともとはリニアコライダーの衝突点への最終集束用に研究されていた可変四極強力永久磁石を六極に発展させたものであり, 研究が開始されている¹⁴⁾.

さて, 磁気レンズはスピンを選択的に輸送するため, 中性子偏極子としても利用できる. ここで $\rho^2 = x^2 + y^2$, 磁石の口径を ρ_0 とおき, $2(n+1)$ 極磁場を

$$|\mathbf{B}| = B_n \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n$$

とおく. さらに

$$\omega^2 = \alpha \frac{nB_n}{\rho_0^2}, \quad \theta = \omega t,$$

$$X = \frac{x}{\rho_0}, \quad Y = \frac{y}{\rho_0}, \quad \mathcal{E} = \frac{dX}{d\theta}, \quad H = \frac{dY}{d\theta}$$

とおくと, 運動方程式は

$$\frac{d^2X}{d\theta^2} = \mp X \cdot (X^2 + Y^2)^{\frac{n}{2}-1}, \quad \frac{d^2Y}{d\theta^2} = \mp Y \cdot (X^2 + Y^2)^{\frac{n}{2}-1}$$

となる. これを用いて得られる中性子偏極を計算したものを図13に示す. ただし, 磁石口径内壁に至った中性子は完全に吸収されていると仮定している.

例えば, $1-P = 10^{-4}$ すなわち $P = 99.99\%$ という極めて高い偏極度を得る場合を考える. これまでに実現されている具体的な磁石強度は, $\rho_0 = 15 \text{ mm}$ で $B_1 = 2.5 \text{ T}$ and $B_2 = 1.8 \text{ T}$ であり, 磁石長さを L とおくと,

$$\theta = \begin{cases} 0.64 \times \left(\frac{L}{1 \text{ m}} \right) \left(\frac{\lambda}{1 \text{ nm}} \right) & (\text{for } n=1) \\ 0.77 \times \left(\frac{L}{1 \text{ m}} \right) \left(\frac{\lambda}{1 \text{ nm}} \right) & (\text{for } n=2) \end{cases}$$

に相当する. 高い中性子偏極度を得るためには, 四極磁石が適している. そして, 長さ 10 m の四極磁石は, 中性子波長 $\lambda = 0.4 \text{ nm}$ の中性子を 99.99% に偏極させる能力を持つ. 従来は, 磁性体を使った中性子スーパーミラーによって複数回反射させることによって高い中性子偏極を実現するという方法が一般的であった. 高い中性子偏極度を実現するには, 中性子反射率を向上させ, 非鏡面反射を抑制する必要がある. しかし, これには高い技術が必要であり, 概ね 99.5% 程度までと考えて良いと思われる. これに対して, 四極磁石を用いた方法では, 内壁による反射及び中性子のスピンスピンフリップを十分に抑制することが必要となるが, 比較的技術的な困難が少ない¹⁵⁾.

中性子の β 崩壊に伴うスピン角相関項の測定では, 小林益川行列のユニタリティ検証や高次相関項の

実測のために精度向上が追求されている。その際には統計精度の向上と併せて、系統誤差の抑制も必要である。系統誤差の中で最も大きなものは中性子偏極度の誤差である。99.99% という高い偏極度が達成されれば、自ずからその誤差は 10^{-4} 以下に抑えられるため、このような高い偏極度の実現が精度向上の新しい方法をもたらすと考えられる。

さらに、磁気レンズを用いた中性子偏極法は、中性子偏極を得ると同時にビーム発散を制限する。よって一般の中性子散乱全般に於いて、中性子ビームを効率的に試料に導くことが可能であり、一般の応用の可能性のある方法であると考えられる。

6. 中性子散乱への応用例

以上のように開発された中性子光学素子の応用の代表例に集光型小角散乱がある。

一般に小角散乱と呼ばれる手法では、散乱強度の角度依存性を小さな散乱角領域で測定する。主な散乱は弾性散乱なので、散乱角と入射中性子波長から移行運動量を決めて、散乱強度の移行運動量依存性を得る。通常、移行運動量は波数の単位で記述し、記号は Q を用いる。ある Q で散乱強度が高いということは、 $2\pi/Q$ という空間スケールを持つ秩序状態が存在することを意味する。よって、高分子や蛋白あるいはそれらの集団の研究を行うような場合に、より大きな秩序状態を観測するためには、より小さな Q を測定する必要がある。測定可能な散乱角の最小値は、検出面における位置分解能 Δx とダブルスリット系の像の大きさで決まる。そして、日本原子力研究開発機構3号炉に配備されている小角散乱装置 SANS-J では、 $Q \geq 10^{-1} \text{nm}^{-1}$ 程度の測定が可能であるので、空間スケール 60 nm 程度までの観測が可能ということになる。

従来の小角散乱では、**図14**に示すように、二つの中性子スリットを用いて平行性を保証した中性子ビームを試料に当て、下流に置かれた検出器におけるビームの分布から散乱角分布を測定する。したがって、より小さな散乱角を測定しようとするれば、スリットを細く絞る必要がある。しかしビーム量がそれに伴って著しく減少し、実際には測定できなくなる。

一方、**図15**に示すように、集光型の小角散乱では、スリットから出てくる発散した中性子ビームをレンズで集光し、その経路の途中で試料を置く。すると、検出面での像の大きさはスリットの大きさと同程度であり、発散したビームのすべてを用いても、小さな散乱角の測定が可能となる。したがって、より大きな試料を用いることによって、それだけ余分に中性子

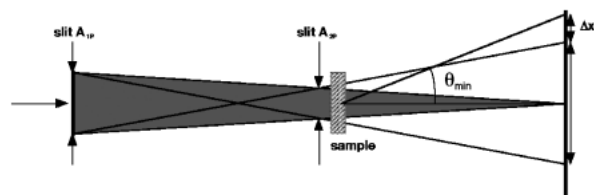


図14 従来型小角散乱の概念図。

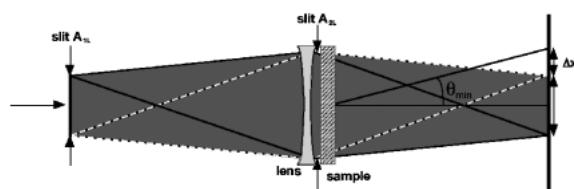


図15 集光型小角散乱の概念図。

を利用することができる。このような方法をとると、日本原子力研究開発機構3号炉の小角散乱装置 SANS-J では、 $Q \geq 10^{-2} \text{nm}^{-1}$ 程度の測定が実現すると見込まれる。これを単純に換算すると、100 倍程度強力な入力ビームを使用した従来型の小角散乱装置に匹敵する。なお、 Q を小さくするためには、より強力な中性子源を用いて、より長い装置長で測定するという可能性もあるのだが、その場合には中性子が飛行するうちに重力で落下するという影響が無視できなくなるという欠点がある。

集光レンズの性能が上がってくると、それに伴って検出器（二次元検出器）の位置分解能を向上させる必要が出てくる。従来型の SANS-J では、試料-検出器間の距離は 10 m 程度で、検出器の位置分解能は数 cm もあれば十分である。しかし、同じ装置長で 1/10 の角度分解能を達成するには、位置分解能が数 mm 以下の二次元検出器が必要となる。また、それ以外に中性子源からより多くの中性子を輸送するための大きな反射臨界角を持つ中性子導管などを組み合わせることが望ましい。さらに、集光型小角散乱では、少々の発散角を持っていても良いので、上流側のスリットに多くの中性子を入力することが重要であり、物質レンズを利用して上流側スリットへの一次集光を付け加えることも有効であると考えられる。これら全てを組み合わせることによって、更なる改善が見込まれる。

7. まとめ

以上は小角散乱を例に取り上げて、中性子光学の可能性について述べた。しかし、中性子光学によって既存の手法の性能を向上させる可能性はいくつも存在

し、中性子光学によるビーム分岐による並列利用、即発ガンマ線分析における試料へのビーム集光、粉末及び単結晶回折に於けるビーム集光などの実用が行われている。屈折光学系の適用範囲は、現在のところ冷中性子領域であるが、これを熱中性子領域へと拡大していくなどの技術革新によってさらに広い応用が開けると考えている。

中性子光学の活用は、中性子の利用効率の向上をもたらす。集光型小角散乱が100倍を超える中性子利用効率の向上を実証しているということは、従来法の小角散乱を1/100の強度の中性子源で実現できる可能性を示唆している。ここに、大学の研究室に配備可能な小型加速器中性子源活用の可能性が浮上する¹⁶⁾。

中性子利用の大きな部分は物質研究である。物質研究では様々な測定手法を用いて試料の性質を研究して、総合的に最終的な結果に至るのであって、中性子ビームはそのうちの一つの手段であって全てではない。物質研究に従来からよく使われるX線と比較してみるとそのX線源は大学の研究室にも多数配備されている。その強度は軌道放射光設備に比べれば弱いけれども、試料の基礎研究には欠かせない。そして研究内容が絞られてくると、決定的な高精度測定を行うために軌道放射光設備が利用できる。中性子利用に於いても物質研究としての研究レベルを格段に引き上げるためには、X線に類似の研究体制を構築して、一挙に研究テーマ及び中性子利用研究者数を増加させることを考えて行く必要があると考えられる。特に、中性子が単独で新しい発見を導くためには、このような研究体制は必要かつ不可欠ではないかと思われる。理想的には、研究室における試料準備段階から中性子ビームが利用できることが必要である。そのために必要なものは、小型加速器、高性能中性子減速材、そして中性子光学だと考えられる。これらは全て日本が世界をリードしている分野である。そして全国の大学で小型高性能中性子ビームが利用可能になれば、物質研

究の内容が充実するだけでなく、中性子散乱手法に必要な新技術の開発研究も進み、中性子散乱の新手法や新概念の発案にもつながって行くことが期待できる。このような研究体制の確立は、現在建設中のJ-PARCにおける大強度パルス中性子源や原子炉中性子源の重要性や有用性を増すためにも重要である。このような考え方は、未だ世界的にも斬新なイニシアティブへとつながるものであり、大強度パルス中性子源建設に合わせて早期実現されることが望ましいと考えられる。

参考文献

- 1) <http://www.j-parc.jp>
- 2) <http://www.sns.gov>
- 3) M. Hino et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 54.
- 4) ILL News, No. 31 (1999).
- 5) K. Ikeda et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 78.
- 6) T. Adachi et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 112.
- 7) T. Shinohara et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 134.
- 8) H. M. Shimizu et al., Physica **B241-243** (1998) 172.
- 9) H. M. Shimizu et al., Nucl. Instrum. Methods **A430** (1999) 423.
- 10) J. Suzuki et al., J. Appl. Cryst. **36** (2003) 795.
- 11) T. Oku et al., Proc. 16th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XVI), ISSN 1433-559X/ESS 03-136-M1, July 2003, Forschungszentrum Juelich, pp. 467.
- 12) T. Oku et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 116.
- 13) J. Suzuki et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 120.
- 14) Y. Iwashita et al., (to be published).
- 15) H. M. Shimizu et al., Physica B (in press).
- 16) 「On-Site 中小規模中性子源」研究会報告書 2006年3月京都大学・化学研究所発行