HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	ベリリウムフィルターの散乱冷中性子による透過スペクトル歪
Author(s)	坂本, 幸夫; 井上, 和彦
Citation	北海道大學工學部研究報告, 97, 57-61
Issue Date	1980-02-25
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/41603
Type	bulletin (article)
File Information	97_57-62.pdf

Instructions for use

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第97号 (昭和55年)

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University, No. 97 (1980)

ベリリウムフィルターの散乱冷中性子による透過スペクトル歪

坂本幸夫* 井上和彦*

(昭和54年9月29日受理)

Spectral Distortion due to Scattered Cold Neutrons in Beryllium Filter

Yukio SAKAMOTO Kazuhiko INOUE

(Received September, 29 1979)

Abstract

Polycrystalline beryllium filters are used to discriminate the cold neutrons from the thermal neutrons with energies above Bragg cut-off energy. The cold neutron scattering cross section is very small, but the remaining cross section is not zero. Then the neutrons scattered once from the filter in the cold neutron energy region have chance of impinging on the outlet of filter. Those neutrons are almost upscattered and develop into thermal neutrons; thus the discriminated cold neutrons include a small spectral distortion due to the thermal neutrons. In the present work we have evaluated the effect on the cold neutron spectrum due to the repeatedly scattered and transmitted neutrons by using a Monte Carlo calculation method.

1. 序　　言

ベリリウムの散乱断面積には切断があり，冷中性子に対する散乱断面積は熱中性子の場合に比較して著しく小さい。この熱中性子と冷中性子に対する散乱断面積の差を利用して，ベリリウム多結晶フィルターは冷中性子だけを透過させて取出す中性子フィルターとして用いられる。熱中性子を十分取除けるようにフィルターを長くすると，冷中性子に対するベリリウムの散乱断面積は小さいが零でないために，フィルター内の散乱によって透過中性子が減少し，散乱した中性子が直接透過した冷中性子に混入する。ベリリウムにおける冷中性子の散乱は，Bragg 切断エネルギー以下では，主に散乱後の中性子のエネルギーが散乱前より大きくなる上方散乱であるから，散乱した冷中性子は殆んどが熱中性子になり，透過冷中性子スペクトルに熱中性子が混入するため，スペクトルに歪が生ずる。透過中性子の割合とそのスペクトルへの影響を評価するために，長さが数 cm のベリリウムフィルターの熱中性子と冷中性子の透過率をモンテカルロ法で計算した。

2. モンテカルロ計算

ベリリウム多結晶フィルターの形状を $A\times B\times C\,\mathrm{cm}^3$ の直方体とし，中性子は断面 $A\times B$

* 原子工学科　放射線源工学講座

cm^2 の面に垂直に一様分布で入射するものとする。対称性を考慮して入射を 1/4 象限に限定すると，入射点 $\boldsymbol{r}_0$ は

$$x_0 = \frac{A}{2}\gamma_{0x}, \qquad y_0 = \frac{B}{2}\gamma_{0y}, \qquad z_0 = 0 \tag{1}$$

となる。ここで γ_{0x}, γ_{0y} は一様乱数である。フィルター内で i 回散乱した中性子の向きベクトル $\boldsymbol{n}_i$ を

$$u_i = \sin\theta_i \cos\phi_i, \qquad v_i = \sin\theta_i \sin\phi_i, \qquad w_i = \cos\theta_i \tag{2}$$

とする。ここで θ_i は天頂角，ϕ_i は方位角で，等方散乱を仮定すると一様乱数 γ を使って

$$\theta_i = \cos^{-1}(2\gamma - 1) \tag{3}$$

$$\phi_i = 2\pi\gamma \tag{4}$$

となる。次の散乱までの飛程長 λ_i は，Σ をベリリウムの巨視的散乱断面積とすると次式になる。

$$\lambda_i = -\frac{1}{\Sigma}\ln\gamma \tag{5}$$

乱数を発生して飛程長と向きベクトルを決め，中性子がフィルターから飛び出るまで追跡する。

中性子がベリリウムに入射した場合，1回も散乱せずに透過する確率を解析的に求めることができる。これを利用して，次のような重みを導入した。点 $\boldsymbol{r}_i$ に向きベクトル $\boldsymbol{n}_i$ の中性子があるとき，$\boldsymbol{n}_i$ 方向での直方体表面との交点から最大飛程長 $l_{\max}$ を求める。点 $\boldsymbol{r}_i$ にある中性子が，$\boldsymbol{n}_i$ 方向に1回も散乱せずに透過する確率と $l_{\max}$ 進むうちに散乱する確率はそれぞれ

$$(\text{透過確率}) = \exp(-\Sigma\, l_{\max}) \tag{6}$$

$$(\text{散乱確率}) = 1 - \exp(-\Sigma\, l_{\max}) \tag{7}$$

となる。散乱確率が次の地点での重みとなる。散乱されるまでに中性子が進む飛程長 λ_i は，0から $l_{\max}$ の間で次式より与えられる。

$$\lambda_i = -\frac{1}{\Sigma}\ln\left\{\gamma + (1-\gamma)\exp(-\Sigma\, l_{\max})\right\} \tag{8}$$

散乱事象を次々と追跡し，透過して失なわれる数は直方体の飛び出る面に透過数として加算される。散乱を繰返してフィルター内に残っている中性子が，入射中性子のある割合以下になったとき散乱事象の追跡を中止し，次の新しい入射中性子の追跡計算に移る。この様な重みを導入した場合の計算は，重みを導入せずに入射した中性子の飛跡を追跡する計算に比較すると，同じ計算時間でも精度の良い結果が得られる。

一様乱数は計算の繰返しが大きくないので，400個の乱数を使用した。

3. 計算結果

透過率計算に使用したベリリウムの巨視的散乱断面積は，熱中性子に対して $0.74\ cm^{-1}$，冷中性子に対してフィルターを 300°K と 100°K で使用したとき $0.058\ cm^{-1}$ と $0.0062\ cm^{-1}$ である。

3.1 熱中性子透過率

(1) 断面 $5\times1.1\ cm^2$ 長さ 5 cm のフィルター

断面 $5\times1.1\ cm^2$ 長さ 5 cm のフィルター内での熱中性子の散乱回数と散乱方向を表-1に示す。フィルターに入射した熱中性子の52%が1回散乱でフィルターから飛び出る。さらに散乱回数が増えるとフィルターから飛び出る割合は約1/2で減少する。前方透過の割合は3.98%で，そのうち2.45%が1回も散乱しないで透過し，1.53%がフィルター内で散乱して透過する。

表—1　断面 5×1.1 cm² 長さ 5 cm のフィルターの熱中性子透過率
—散乱回数と散乱方向—

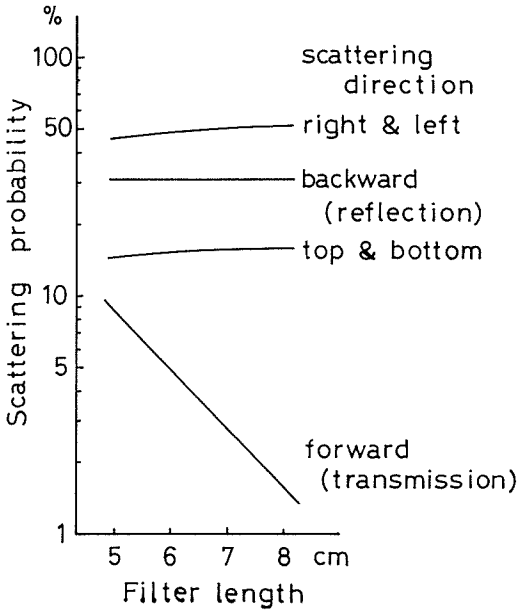
散乱回数 ＼ 散乱方向		前方透過	後方反射	上下散乱	左右散乱
		3.98%	16.42%	10.22%	68.87%
0	2.45%	2.45	—	—	—
1	52.21	1.09	10.01	5.48	35.63
2	24.14	0.02	3.84	2.75	17.35
3	10.77	0.15	1.50	1.05	8.07
4	5.43	0.13	0.52	0.54	4.34
5 以上	4.49	0.06	0.55	0.40	3.48

(2)　断面 10×4 cm² のフィルター

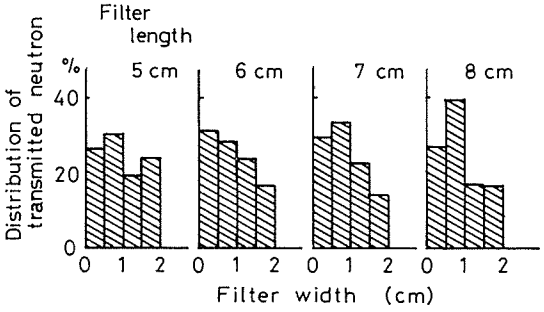
断面 10×4 cm² のフィルターで，長さを 5 cm から 8 cm まで変化させたときの，各散乱方向に対する熱中性子の散乱率を図-1 に示す。後方への反射率は一定で，左右と上下方向への散乱率がわずかに増加している。前方への熱中性子透過率 t(%) はフィルターの長さ l(cm) に対してこの範囲では次の関係がある。

$$t = 1.50 \exp(-0.568\, l) \qquad (9)$$

フィルター出口面における透過中性子の横方向の分布を図-2 に示す。フィルターの中心から端までの 2 cm を 4 領域に分割している。一般にフィルターが短かいときには，透過中性子の大部分は 1 回も散乱しないので，フィルター出口での横方向の分布は入射した分布に近く平坦になる。フィルターが長くなるとフィルター内で散乱して透過する割合が大きくなるので，透過中性子の横方向の分布は中央にピークがある分布をもつようになる。計算結果では，フィルターの長さが 7 cm と 8 cm の場合中央部ではなく 0.5～1.0 cm の領域の分布が大きくなっている。この原因としては，モンテカルロ計算における繰返し数の不足が考えられる。透過中性子の横方向の分布を調べるのには繰返し数を大きくし使用する乱数表も大きいものでなければならない。



図—1　断面 10×4 cm² フィルターの各散乱方向への熱中性子散乱率



図—2　透過熱中性子の横幅方向分布
—断面 10×4 cm² フィルター—

3.2　冷中性子透過率

フィルターに入射した冷中性子が散乱すると，格子振動からエネルギーを得て熱中性子にな

表—2 断面 10×4 cm² 長さ 6 cm のフィルターの冷中性子透過率

a) 前方透過とそれ以外への漏洩の割合

フィルター温度	前方透過	後方反射	上下散乱	左右散乱
300°K	74.6%	4.2%	5.0%	16.2%
100°K	96.9	0.5	0.6	2.0

b) 透過中性子の散乱回数

フィルター温度		300°K	100°K
散乱回数	0	70.57%	96.35%
	1	1.40	0.19
	2	0.52	0.07
	3	0.55	0.08
	4	0.30	0.04
	5 以上	1.29	0.16
合計		74.63	96.89

る。このため冷中性子透過率計算において初回の散乱では冷中性子に対する断面積を，2回目以降の散乱では熱中性子に対する断面積を用いた。

表-2 は断面 10×4 cm² 長さ 6 cm のフィルターを 300°K と 100°K で使用したときの冷中性子透過率である。(a) は冷中性子の各散乱方向に対する散乱率を示している。フィルターを室温で使用すると冷中性子の前方への透過率は 74.6%，それ以外への散乱は 25.4% である。フィルターを 100°K に冷却すれば冷中性子の前方への透過率は 96.9%，それ以外への散乱は 3.1% である。(b) は透過中性子のフィルター内での散乱回数を示す。室温フィルターに冷中性子が入射したとき，1回も散乱せずに 70.57% (透過中性子の 94.6%) が透過し，1回散乱が 1.40% (透過中性子の 1.9%)，2回散乱以上が 2.66% (透過中性子の 3.5%) が透過する。フィルター内で散乱した透過中性子は，直接透過した冷中性子の 5.7% である。

4. 透過スペクトル歪

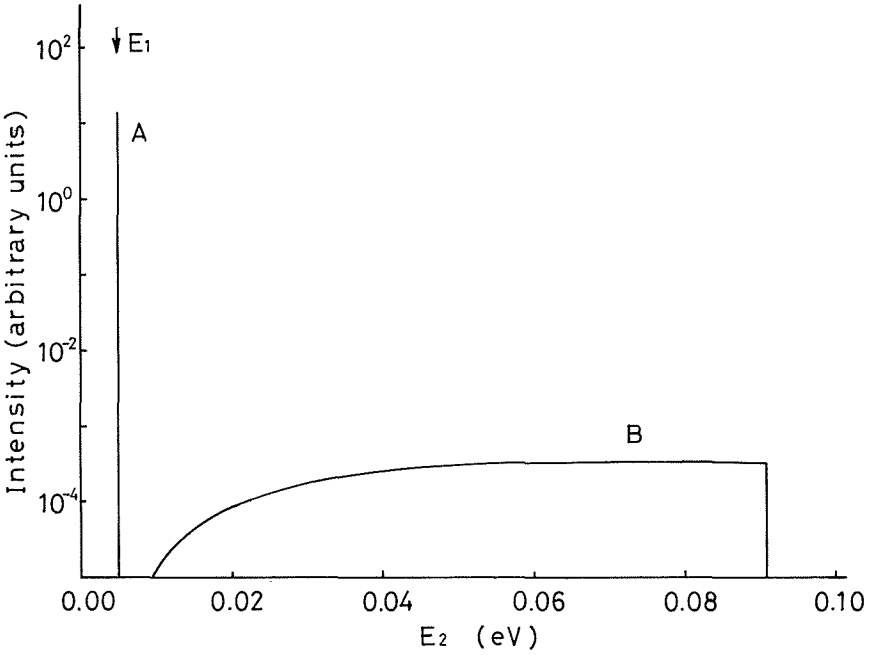
直接透過した冷中性子はエネルギーが変化しないが，フィルター内で散乱した中性子はエネルギーが変化する。ベリリウムフィルターに切断エネルギー以下の冷中性子が入射したとき，フィルター内で1回散乱して前方へ透過する中性子について考える。散乱は弾性散乱がなく，全ての散乱が非弾性散乱であり，散乱された中性子はエネルギーの広い範囲に分布する。ベリリウムの振動数分布を Debye 分布と仮定した1フォノン散乱の断面積は次式で与えられる[1]。

$$\sigma_s(E_1 \to E_2, \cos\theta_0) = \frac{\sigma_{sb}}{2}\sqrt{\frac{E_2}{E_1}}\,\frac{3\kappa^2\hbar^2}{2M(k\Theta_D)^3}\,\frac{E_1-E_2}{1-e^{-(E_1-E_2)/KT_0}} \tag{10}$$

ここで E_1 と E_2 は散乱前後の中性子エネルギーで，E_2 の範囲は 0 から $E_1+k\Theta_D$ までででそれ以上の E_2 に対して断面積は零となる。θ_0 は散乱角，σ_{sb} は強く束縛された原子核の全散乱断面積，κ は中性子の運動量変化量，M は散乱原子の質量，Θ_D は Debye 温度，T_0 は試料温度である。フィルターで1回散乱して透過する場合には，前方散乱のみであるから，(10) 式を前方散乱だけについて考えると

$$\sigma_s(E_1 \to E_2) = \frac{\sigma_{sb}}{2}\sqrt{\frac{E_2}{E_1}}\,\frac{3}{A}\,\frac{(\sqrt{E_1}-\sqrt{E_2})^2}{(k\Theta_D)^3}\,\frac{E_1-E_2}{1-e^{-(E_1-E_2)/kT_0}} \tag{11}$$

となる。ここで A は散乱原子の換算質量である。フィルター温度を 300°K, ベリリウムの Debye 温度を 1000°K として，ベリリウムフィルターに 0.005 eV の中性子が入射して，フィルター内で 1 回散乱して前方に透過する中性子のエネルギースペクトルを 図-3 に示す。 散乱した冷中性子は，殆んど全てが熱中性子になる。図-3 の透過冷中性子は 2.5% のエネルギー広がりを持つとしてプロットしてあり，散乱して透過した中性子は前章の比率に強度が合わせてある。



図—3　透過中性子のエネルギースペクトル
A　直接透過冷中性子　　B　1 回散乱の透過中性子

5. 結　　言

長さが 6 cm の室温のベリリウムフィルターでは，入射中性子の 29.4% がフィルターで散乱してエネルギーが変化する。この散乱した冷中性子のうちの 13.8% が前方に散乱されて，散乱をされずに透過した冷中性子に混入する。1 回の散乱で前方へ通過する中性子は，1 回以上の散乱で前方に通過する全中性子の約 1/3 である。1 回散乱による中性子スペクトルは散乱後の中性子エネルギーの範囲が広がるから，単位エネルギー当りのスペクトル強度は小さくなる。残りの 2/3 の 2 回以上散乱して通過する中性子については，さらにエネルギー範囲が広がり，スペクトル強度は小さい。冷中性子の散乱は大部分が上方散乱であり，熱中性子になる。ベリリウムの熱中性子断面積が大きいから，フィルター出口から離れた場所で散乱した中性子の透過率は小さい。したがって，長いフィルターの場合においても，透過中性子に対する 1 回散乱冷中性子のスペクトルへの影響は短かいフィルターの場合と大差ない。

参 考 文 献

1) Beckurts, K. H. *et al.*: "Neutron Physics", Springer Verlag, Ber. (1964).