

2000年度 学士論文
高効率中性子検出器開発のための予備実験

東京工業大学 理学部 応用物理学科

97-0187-9 池田 宙

指導教官 中村 隆司 助教授

目次

第1章	物理的背景	2
第2章	プラスチックシンチレーターによる中性子検出	3
2.1	序	3
2.2	プラスチックシンチレーターによる中性子検出	3
第3章	実験内容	4
3.1	実験装置	4
3.2	プラスチックシンチレーターの概要	5
3.3	データ収集系回路	6
第4章	解析	7
4.1	序	7
4.2	ADC pedestal の決定	9
4.3	Energy calibration	10
4.4	TDC calibration	11
4.5	Slew 補正	12
4.6	Slew 補正の確認	14
4.7	ターゲットから Neutron detector までの距離	16
4.8	荷電粒子の除去	18
4.9	TOF からの中性子のエネルギーの計算	19
第5章	結果	21
第6章	考察と今後の課題	22
6.1	考察	22
6.2	まとめ	24

第1章 物理的背景

最近不安定核物理の研究が進展し、中性子過剰な領域に中性子ハロー核や中性子スキン核といった特異構造が見つかった。こうした中性子過剰核の構造研究において中性子の測定は不可欠である。例えば、こうした原子核のクーロン分解反応を用い、その励起状態のスペクトロスコピーが行われている。



の反応で前方に運動学的に収束して放出される終状態の中性子と ${}^{10}\text{Be}$ の4元運動量ベクトルを同時計測すれば、その不変質量を求めることができ、中間状態 ${}^{11}\text{Be}^*$ の励起エネルギーが得られる。このような方法を不変質量法と呼び、不安定核を用いた有用な実験手法として注目されている。さてこの方法で重要なのが中性子測定であり、中性子の4元運動量ベクトルを効率良く測定できる中性子検出器の開発が求められている。我々はこれまでプラスチックシンチレーターホドスコープを用いた飛行時間測定により中性子検出を行ってきた。将来的には、より統計の少ない反応や多重中性子なども測定できるような検出器の開発を目標とすることが必要となってくる。

中性子検出効率を高めるひとつの方法として、鉄コンバーターとプラスチックシンチレーターの組合せによる方法がある。これは高エネルギー (200MeV 以上) の中性子検出については有効であることが知られている。しかしより低エネルギーの領域でこの手法が有効であるかどうかは良く分かっていなかった。そこで今回は 20MeV から 120MeV ほどの中性子について鉄コンバーターの効果について実験を行った。

第2章 プラスチックシンチレーターによる中性子検出

2.1 序

中性子はそれ自身電荷を持たないために、物質中を通過する際に物質原子のイオン化を生じることなく、また磁場や電場の中で進行方向に変化を生じることもない。このため荷電粒子のエネルギー測定法を中性子に対して直接適用することができず、中性子のエネルギー測定は(中性子の単なる検出さえも)中性子と原子核との相互作用によって生じる二次的な荷電粒子や γ 線の測定という間接的な方法によらなければならない。

2.2 プラスチックシンチレーターによる中性子検出

2.2.1 プラスチックシンチレーターと中性子との反応

今回我々が用いるプラスチックシンチレーターについて、その測定原理を述べる。プラスチックは炭素原子Cと水素原子Hからできている。したがって n (中性子)とH(水素原子核つまり陽子)、 n (中性子)とC(炭素原子核)との核反応を用いた検出法が用いられる。 n とHの反応については大部分が弾性散乱である。この場合は陽子は中性子と同等の質量を持つので、最も反跳エネルギーが大きくなり中性子検出には効率的である。 n とCの間ではさまざまな反応が起こるが、主に中性子が炭素原子核と弾性散乱したり、中性子が炭素原子核と非弾性散乱することにより γ 線を放出したり、中性子が炭素原子核中の陽子をたたき出すことによって中性子が検出される。

2.2.2 プラスチックシンチレーターからの情報解析

今回実験に使用したプラスチックシンチレーターの左右両端には光電子増倍管が取り付けられていて、そこから得られる情報は粒子の到着した時間及び、反跳荷電粒子または γ 線の残すシンチレーション光のパルスハイト(波高値)である。我々の実験のようにサイクロトロンビームの場合、ビーム加速がパルス化されているのでそのパルスの周期と検出器が鳴る時間差から飛行時間を測定できる。こうして、中性子の飛行速度さらにそのエネルギーを求めることができる。またパルスハイトはしきい値を選ぶことにより、ノイズを落とすことに用いられる。さらに、検出効率はしきい値に依存するのでパルスハイトの校正は重要である。

第3章 実験内容

3.1 実験装置

本実験は理化学研究所のリングサイクロトロン加速器研究施設において行った。実験装置のセットアップの概要は図 3.1、図 3.2 の様になっている。

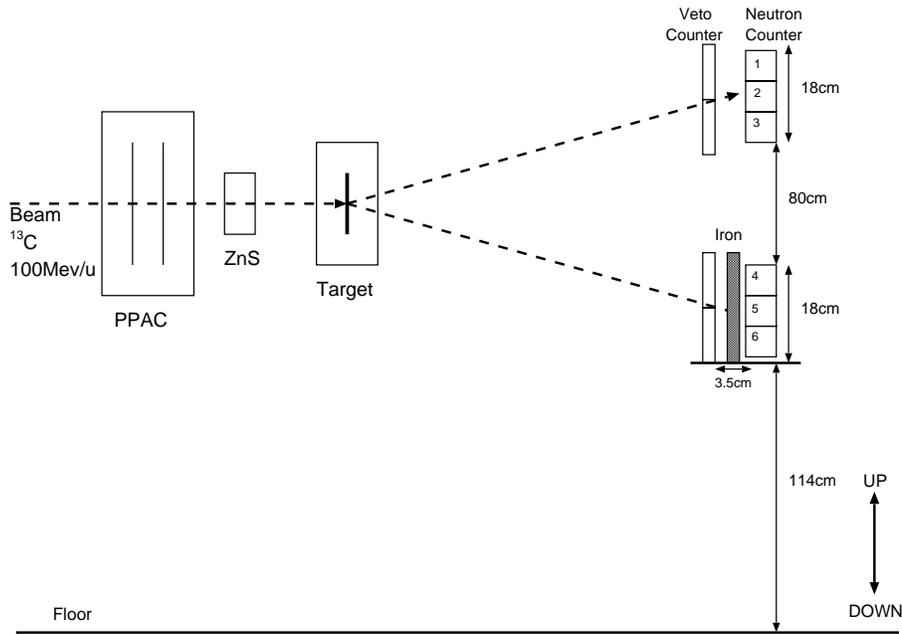


図 3.1: 実験装置のセットアップの概要 (側面)

今回の実験では 100MeV/u の ^{13}C ビームを用いた。PPAC(位置検出器) は解析上では使用しなかった。検出器のセットアップは次節で述べるような $6\times 6\times 108\text{cm}$ のプラスチックシンチレーターを 3 つ組み合わせたものをビームラインに対して対称に上下 2 組、80cm の間隔をあけて設置した。このギャップによりビーム起源の前方に集中する荷電粒子バックグラウンドを逃している。それぞれのシンチレーターの左右に付いた光電子増倍管におけるシンチレーション光の到達時間差から水平方向の位置が求められる。

中性子検出器の 3.5cm ほど上流に置かれている Veto カウンターは厚さ 5mm, $100\times 10\text{cm}^2$ であり、上下合わせて 4 面で中性子検出器をカバーしている。この Veto カウンターは荷電粒子が通過したときに必ず検出できることにより荷電粒子を排除する役割がある。中性子検出器と Veto カウンターとの間に今回の実験ではコンバーターとして 3cm と 2cm の厚さの鉄を用いた。

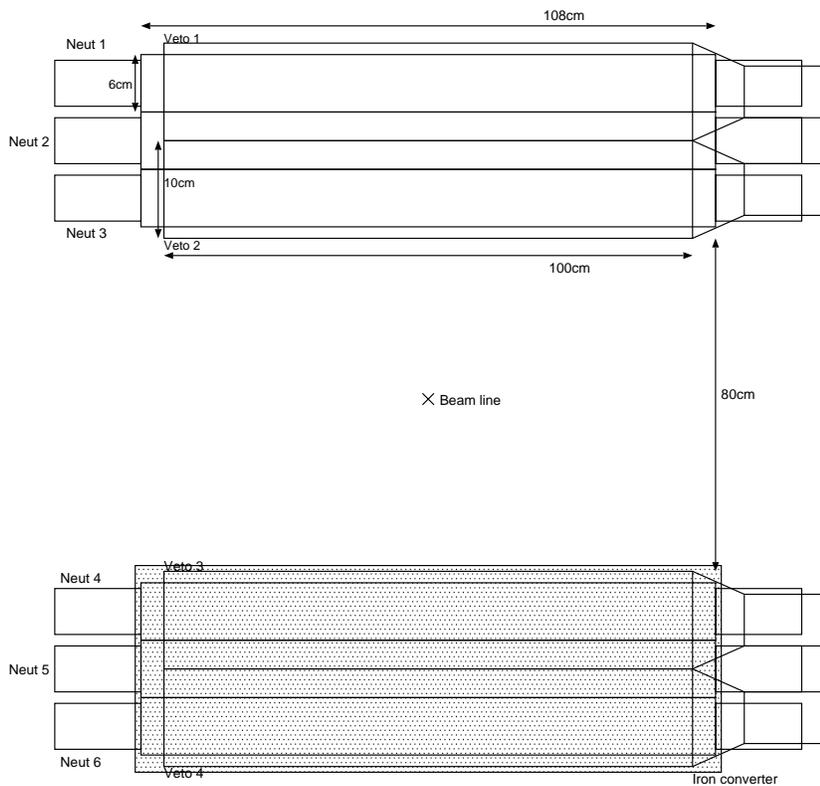


図 3.2: 実験装置のセットアップの概要 (正面)

3.2 プラスチックシンチレーターの概要

今回の実験で用いたプラスチックシンチレーターの概要を図 3.3 に示す。大きさは $6 \times 6 \times 108 \text{ cm}$ のバイクロン製 BC408 である。両端には光電子増倍管が取り付けられていて、左右の時間情報と、パルスハイト (シンチレーション光の波高値) を信号として送ることができる。それぞれの光電子増倍管からの信号のパルスハイトを AL, AR、その信号の得られる時間を TL, TR とする。左右の時間の平均 ($\frac{TL+TR}{2}$) からは飛行時間を、時間差 ($TL - TR$) からは中性子の当たった水平方向の位置を、 $(\sqrt{AL \cdot AR})$ からは左右のパルスハイトの平均をそれぞれ得ることができる。

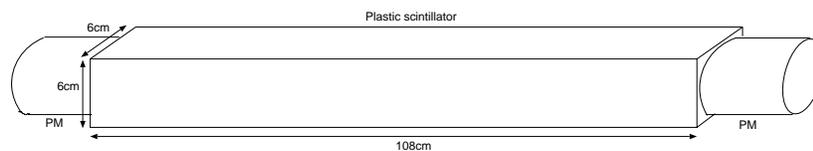


図 3.3: プラスチックシンチレーターの概要

3.3 データ収集系回路

本実験で用いた回路図を図 3.4 に示す。

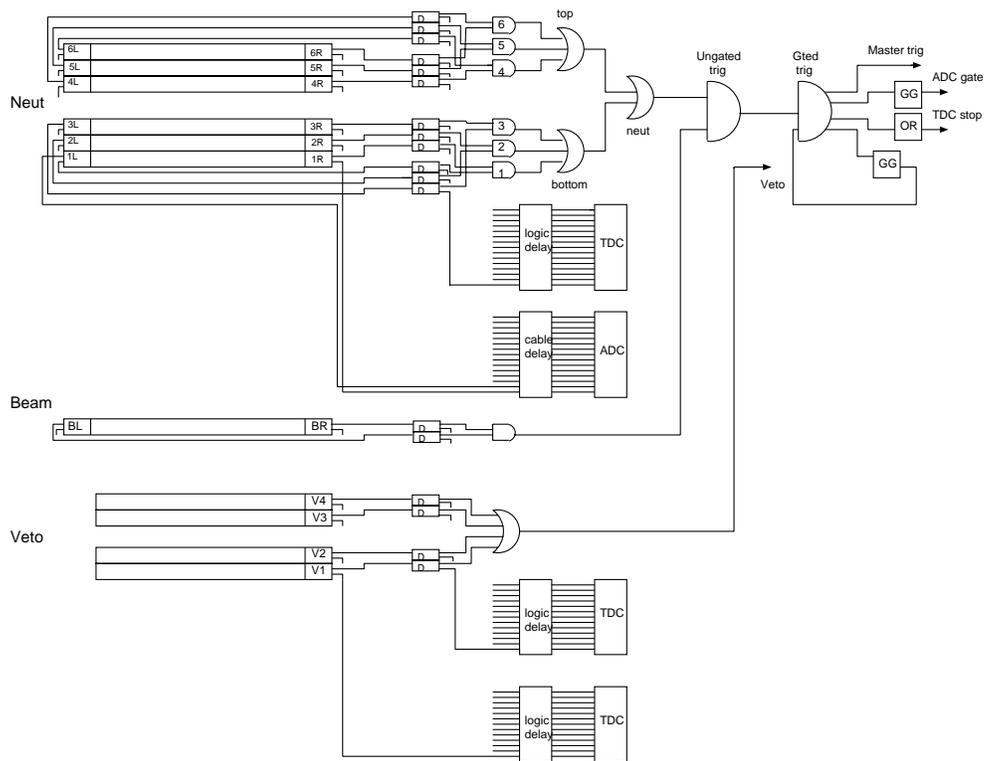


図 3.4: データ収集系回路の概要

第4章 解析

4.1 序

図 4.1 は横軸に [ch] を単位とする時間 ($\frac{TL+TR}{2}$) をとり、縦軸に [ch] を単位とするパルスハイト ($\sqrt{AL \cdot AR}$) をとった校正前の Raw データである。横軸の 1200ch から 1300ch の間に見える小さなピークは最も速く detector に到達する γ 線によるものである。1500ch 以降に見られるピークは今回解析すべき中性子によるものである。この Raw データに対し以下に示すようなさまざまな校正を行うことによって、最終的に中性子のエネルギーに対する検出効率のグラフを得ることができる。以下に解析手順の概略を示す。

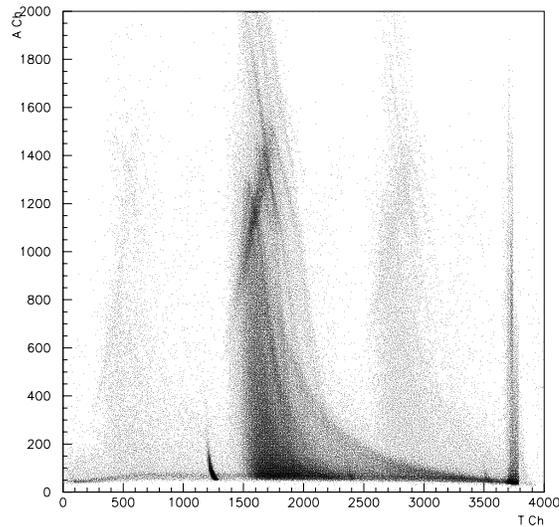


図 4.1: 解析前の Raw データのヒストグラム

- ADC(Analog to Digital Converter) pedestal の決定
ビームを入射せずにパルサーを用いたデータを使って、パルスハイト情報のゼロ点を決定する。
- Energy calibration
プラスチックシンチレーター内でのエネルギー損失の良く分かっている宇宙線を用いて左右のパルスハイトの平均値の単位を [ch] から [MeV] に校正する。

- TDC(Time to Digital Converter) calibration
パルス幅を 20ns、range を 640ns のように設定したパルサーを用いてとったデータを使い時間情報の単位を [ch] から [nsec] に補正する。
- Slew 補正
光電子増倍管の信号はディスクリミネーター (波高弁別器) を通して時間を導出するための論理信号を得る。これは入力信号の波高によってタイミングがずれる。このパルス信号のずれを補正する。さらに補正の程度を確認する。
- ターゲットから Neutron detector までの距離の確認
荷電粒子及び γ 線の飛行時間を用いて飛行距離の確認をする。
- 荷電粒子の除去
荷電粒子は薄いシンチレーターでも 100 出される。このことを利用して Veto カウンターで検出された粒子は荷電粒子と見なして除去する。したがってならなかった粒子をのみを中性子としてカウントする。そのほか、左右の信号の時間差から位置を決定し detector の中心から $\pm 30\text{cm}$ の範囲でカウントされた粒子のみを選別した。
- 飛行時間から中性子のエネルギーの計算
飛行時間と飛行距離から中性子の速度を求めさらに、相対論的に運動量、運動エネルギーを計算したものを横軸にとり、中性子のエネルギーに対するパルスハイトを求める。

4.2 ADC pedestal の決定

Time calibration の時と同じデータを用いて、ビームを入射していないときの ADC の pedestal を求めた。結果は表 4.1 のようになった。単位は ch なので、raw データから求めた pedestal を引いた左右の値をそれぞれ ALcal、ARcal とする。

	AL [ch]	AR [ch]
N1	23.99	23.47
N2	24.93	2.270
N3	1.331	1.706
N4	1.923	6.245
N5	1.299	6.891
N6	11.16	5.125

表 4.1: ADC pedestal の決定

4.3 Energy calibration

AL_{cal} と AR_{cal} の平均に係数 b を掛けたものをエネルギーの平均 $\langle A \rangle$ とする。この b を以下の手順で求める。

宇宙線を用いて、下の表のように AL と AR の平均値 $\langle A \rangle$ のチャンネル数を MeV 単位のエネルギーに直す補正を行った。本実験で使用した、プラスチックシンチレーターの厚さは 6cm で、宇宙線に対して 1cm あたり 2MeV のエネルギー損失を持っているため、図 4.6 のピークのチャンネル数が 12MeV に相当するとして計算した。図 4.6 における、200ch 以下に見られるピークは荷電粒子のものと考えられる。結果は表 4.2 のように求められた。

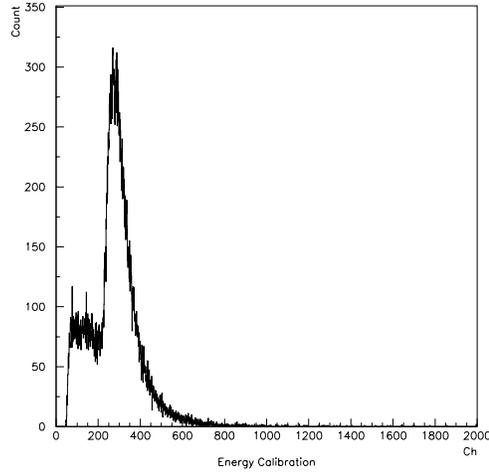


図 4.2: Neutron detector 1 の Energy calibration

	peak [ch]	b [MeV/ch]
N1	253.2	0.04739
N2	202.3	0.05932
N3	248.8	0.04823
N4	183.1	0.06554
N5	228.8	0.05245
N6	205.3	0.05845

表 4.2: Energy calibration の結果

$$\begin{aligned} AL_{cal} &= AL_{raw} - AL_{ped} \\ AR_{cal} &= AR_{raw} - AR_{ped} \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\langle A \rangle = \sqrt{AL_{cal} \cdot AR_{cal}} \cdot b \quad (4.2)$$

4.4 TDC calibration

パルス幅を 20ns、range を 640ns のように設定したパルサーを用いて、チャンネル [ch] と時間 [ns] の関係が以下のように求められた。

N1L ~ N4R までと、N5L ~ V4 までと、BL ~ BCR までとの間の係数 a の違いは、本実験では 8ch の TDC を用いたため、TDC の違いにより、8 つごとに同じような値をとったものと思われる。

RF1、RF2、BCL、BCR については、データからはっきりとしたピークが読み取れなかったため、同じ TDC である、BL、BR とほぼ同じであると予測して、BL、BR の平均をそのまま用いることにした。

	a [ns/ch]	error [ns/ch]		a [ns/ch]	error [ns/ch]
N1L	0.05983	$\pm 8.437 \times 10^{-6}$	N6R	0.04876	$\pm 3.964 \times 10^{-5}$
N1R	0.06075	$\pm 7.103 \times 10^{-6}$	V1	0.04900	$\pm 1.138 \times 10^{-5}$
N2L	0.06056	$\pm 7.471 \times 10^{-6}$	V2	0.04946	$\pm 7.945 \times 10^{-6}$
N2R	0.05977	$\pm 6.660 \times 10^{-6}$	V3	0.04912	$\pm 8.975 \times 10^{-6}$
N3L	0.06070	$\pm 7.119 \times 10^{-6}$	V4	0.04937	$\pm 9.750 \times 10^{-6}$
N3R	0.06209	$\pm 1.157 \times 10^{-4}$	BL	0.05160	$\pm 1.057 \times 10^{-5}$
N4L	0.06171	$\pm 7.006 \times 10^{-6}$	BR	0.05149	$\pm 9.545 \times 10^{-6}$
N4R	0.06094	$\pm 5.663 \times 10^{-6}$	RF1	0.05154	$\pm 9.545 \times 10^{-6}$
N5L	0.04894	$\pm 1.523 \times 10^{-5}$	RF2	0.05154	$\pm 9.545 \times 10^{-6}$
N5R	0.04905	$\pm 9.958 \times 10^{-6}$	BCL	0.05154	$\pm 9.545 \times 10^{-6}$
N6L	0.04886	$\pm 1.101 \times 10^{-5}$	BCR	0.05154	$\pm 9.545 \times 10^{-6}$

表 4.3: Time calibration の結果

左右それぞれの raw データに上で求めた係数 a をかけたものを TL_{cal} 、 TR_{cal} とし、それらの平均をとった。このとき Neutron detector に到達する時間平均からターゲットに当たる直前の時間平均 T_{beam} を引くことによって、ターゲットから Neutron detector までの時間平均が求められ、それを $\langle T \rangle$ とした。

$$\begin{aligned} TL_{cal} &= TL_{raw} \cdot a \\ TR_{cal} &= TR_{raw} \cdot a \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$T_{beam} = \frac{TL_{cal_{beam}} + TR_{cal_{beam}}}{2} \quad (4.4)$$

$$\langle T \rangle = \frac{TL_{cal} + TR_{cal}}{2} - T_{beam} \quad (4.5)$$

4.5 Slew 補正

光電子増倍管からのパルスは通常図 4.3 のような形をしている。これをディスクリミネーターに通す。ディスクリミネーターにある threshold(しきい値)を設定し、その threshold を越えたときに矩形パルスを出させ、そのタイミングを時間情報としている。ところでパルスハイトの異なるパルスがディスクリミネーターに入力されると、threshold に達する時間がパルスハイトにより異なってくる。このエネルギーによる時間のずれを Slew と言い、これを補正することによって、本来の入射した中性子のエネルギーを正確に求めねばならない。

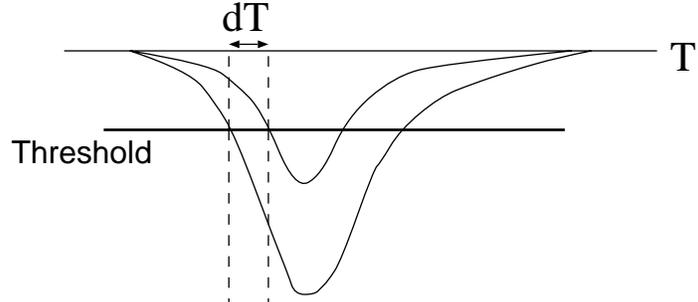


図 4.3: detector からのパルス信号

$$t = T - \frac{C}{\sqrt{E}} \quad (4.6)$$

Slew は式 (4.6) で与えられることが分かっていて、中性子の時間 t は観測され、時間 T から Slew を引いた時間になる。

4.4 章の TDC calibration で求めた $\langle T \rangle$ は左右のエネルギー A_L と A_R と上に書いたように式 (4.7) のような関係を持っているので、まず始めに左右それぞれ別に係数 C_l 、 C_r を求めるために $\langle T \rangle$ vs $\frac{1}{\sqrt{A_l}}$ 、 $\langle T \rangle$ vs $\frac{1}{\sqrt{A_r}}$ のヒストグラムから直線でフィッティングすることにより、始めの係数 C_{l1} 、 C_{r1} を決定した。

$$\begin{aligned} \langle T \rangle &= const + \frac{C_{l1}}{\sqrt{A_l}} \\ \langle T \rangle &= const + \frac{C_{r1}}{\sqrt{A_r}} \end{aligned} \quad (4.7)$$

次に、上で求めた C_{l1} 、 C_{r1} をパラメーターとして代入し新たに $\langle T_2 \rangle$ を定義する。式 (4.8) そしてパラメーターの精度を上げるために再び $\langle T_2 \rangle$ vs $\frac{1}{\sqrt{A_l}}$ 、 $\langle T_2 \rangle$ vs $\frac{1}{\sqrt{A_r}}$ のヒストグラムから係数 C_{l2} 、 C_{r2} を求め 式 (4.9)、1 回目に求めた係数 C_{l1} 、 C_{r1} にそれぞれ加えたものを新たなパラメーターとして代入する。式 (4.10) このような手順を 5 回繰り返すことによって、Slew 補正のパラメーターを決定した。表 4.4

$$\langle T_2 \rangle = \langle T \rangle - \frac{C_{l1}}{\sqrt{A_l}} - \frac{C_{r1}}{\sqrt{A_r}} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \langle T_2 \rangle &= const + \frac{C_{l2}}{\sqrt{A_l}} \\ \langle T_2 \rangle &= const + \frac{C_{r2}}{\sqrt{A_r}} \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\langle T_3 \rangle = \langle T \rangle - \frac{C_{l1} + C_{l2}}{\sqrt{A_l}} - \frac{C_{r1} + C_{r2}}{\sqrt{A_r}} \quad (4.10)$$

	C_l	C_r
N1	4.139	3.703
N2	4.030	4.582
N3	3.042	3.656
N4	4.381	5.184
N5	3.635	4.440
N6	4.377	4.622

表 4.4: Slew 補正のパラメーター $C_l \cdot C_r$

4.6 Slew 補正の確認

Slew 補正の確認方法の1つとして、宇宙線を用いたデータを使い、隣どうしの detector の時間平均を引いたものを横軸に取り、縦軸にエネルギーをとったヒストグラムを用いる。

宇宙線の早さは、光速とみなしてよいので、隣どうしの detector 間の距離 6cm 程度の短い距離における時間差はほとんどないとしてもよいので、隣どうしの detector の間の時間平均の差もほぼ 0 になるということを利用して Slew 補正の確認をした結果を下の表に示した。

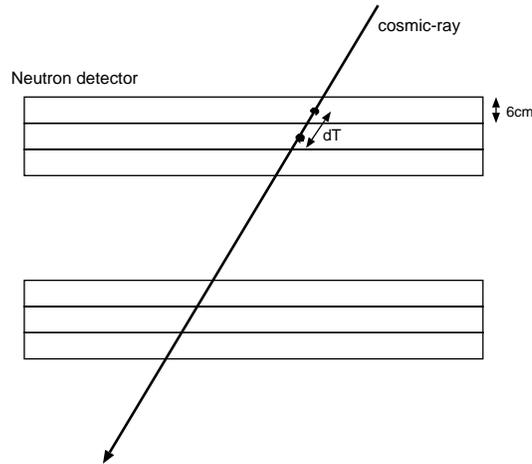


図 4.4: detector の概要

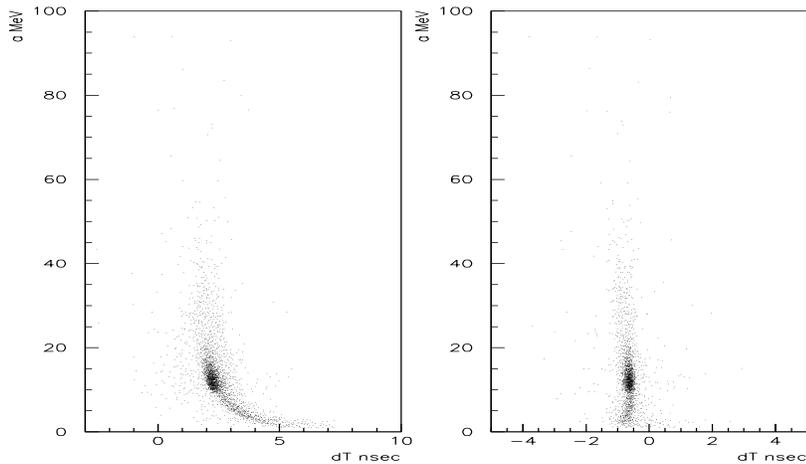


図 4.5: N1 と N2 の dt のヒストグラム

4.5 章における 5 回の Slew 補正の結果、図 4.5 の左側の様なエネルギー依存性をもった dt が図 4.5 の右側のようにパルスハイトに関係なくなるように補正されている。ちなみに

図 4.5 は Neutron detector 1 と 2 の間の時間平均の差をとったものである。補正後の dt の時間分解能 δT は約 140psec であった。

$$\frac{\Delta TOF}{TOF} \sim \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (4.11)$$

式 (4.11) において、光速で飛んで来る γ 線を用いて分解能を考えると、ターゲットから detector までの距離 $L = 504cm$ 、detector の厚さ $\Delta L = 6cm$ 、 γ 線の TOF(Time of Flight)、 $TOF = 17nsec$ 、 γ 線の半値幅、 $\Delta TOF = 0.65nsec$ より、時間分解能 $\frac{\Delta T}{T}$ は約 3.6%と求められ、 γ 線の時間分解能と矛盾なく説明できる。

4.7 ターゲットから Neutron detector までの距離

荷電粒子が物質中に入射するときを考える。まず、荷電粒子が物質中に完全に止まってしまう場合、式 (4.12) の関係があるために荷電粒子が物質に与えるエネルギーは TOF に対して、2 乗に反比例する形で減少していく。

$$E = \frac{1}{2}mv^2 \propto \frac{1}{(TOF)^2} \quad (4.12)$$

次に荷電粒子が物質中を透過する場合のエネルギー損失と TOF の関係は式 (4.13) のようになっているため、荷電粒子のエネルギーは TOF の 2 乗に比例して増加していく。

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \cdot (TOF)^2 \quad (4.13)$$

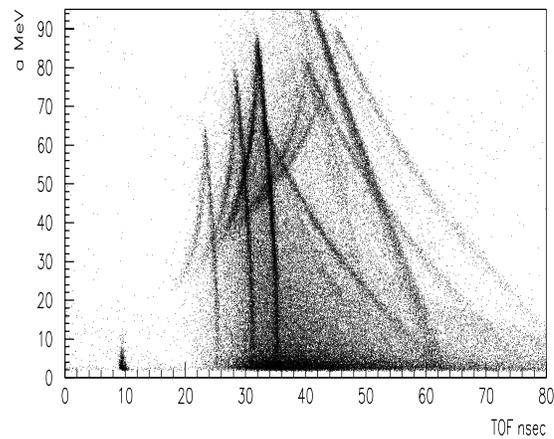
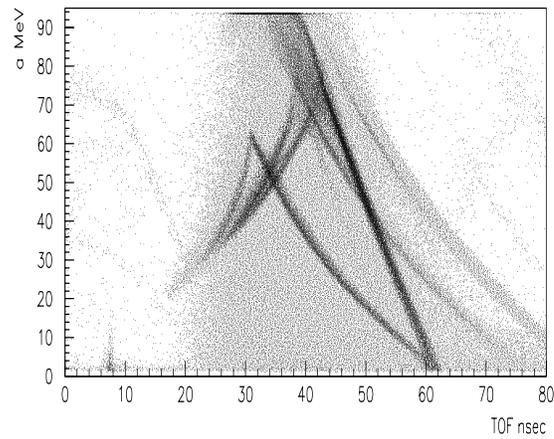


図 4.6: 荷電粒子のエネルギー分布

図 4.6 の上の図は、Neutron detector 1 のヒストグラムで下の図は、Neutron detector 4 のヒストグラムである。

また、物質中での原子核のエネルギー減衰を計算する enew というプログラムと enew によって計算されたエネルギーにおける原子核の速度を計算する calv というプログラムを用いてプラスチックシンチレーターの奥から順にターゲットまでエネルギーを、ビームラインの大半を占める空気中でのエネルギー減衰の効果も考慮にいれて逆算していくことにより、ターゲットと Neutron detector 間の荷電粒子の飛行速度が計算でき、 γ 線と上図のピークの時間との差を考慮してやると、下の表のようにターゲットと Neutron detector 間の距離が計算できる。ちなみに荷電粒子として、Neutron detector 1 ~ 3 までは proton と deuteron を使い、Neutron detector 4 ~ 5 までは proton、deuteron に加えて triton まで、ヒストグラム上で見ることができたため、それらを使って計算した。ただし、ターゲットと Neutron detector 間の空気中でのエネルギーの減衰は計算にいれたが、その間の飛行速度はほぼ等しいと考え一定の値で計算した。

	proton	deuteron
N1	5.00[m]	5.03[m]
N2	5.00[m]	5.00[m]
N3	4.87[m]	4.86[m]

表 4.5: ターゲットから Neut detector1,2,3 までの距離

	proton	deuteron	triton
N4	5.07[m]	5.04[m]	5.08[m]
N5	5.11[m]	5.08[m]	5.11[m]
N6	5.11[m]	5.13[m]	5.10[m]

表 4.6: ターゲットから Neut detector4,5,6 までの距離

上で求めた 15 のターゲットから Neut detector までの距離の平均を取ると、504cm と求められた。この値は上図の荷電粒子のピークを読み取る精度や、空気中での飛行速度の減衰を考慮していない部分があること等の理由により誤差は少なくとも $\pm 15\text{cm}$ はあるように思われる。

4.8 荷電粒子の除去

Neutron detector の前においてある Veto カウンターがなかったときの Neutron detector に入ったイベントのみを測定することにより、荷電粒子を除去した。それだけでは不十分であったために以下のような Gate もかけた。

今回使用した Neutron detector は長さ 108cm あったのに対して、その前においた Veto カウンターの長さのほう約 1m と短かったために Neutron detector の両端の辺りは Veto カウンターを通過せずに入射して来る粒子が混ざってしまうため、Neutron detector の中心から、 $\pm 30\text{cm}$ の範囲で観測されたイベントのみ解析に使用した。

上のような gate をかけて荷電粒子を取り除くためにまず、左右の信号の時間差から水平方向の位置を求める必要がある。そのために、図 4.7 の左側において左端と右端の dT の値より中心の dT を求める。

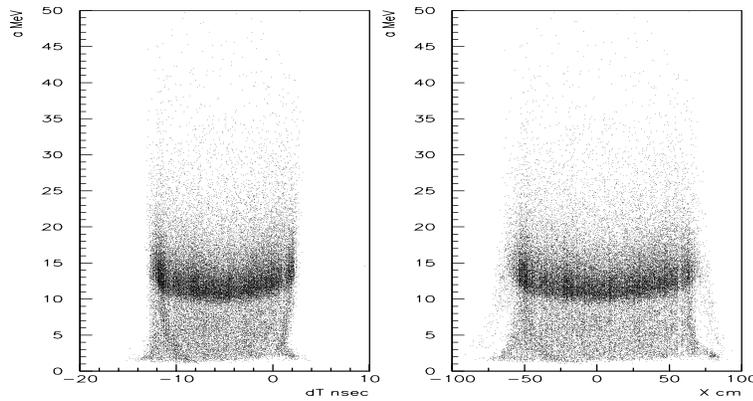


図 4.7: dT から X への補正

$$X = a \cdot dT + b \quad (4.14)$$

X と dT は式 (4.14) のような関係があることから、それぞれ係数 a 、 b を決定した。(表 4.7) それにより、 dT を X に補正した後は図 4.7 の右側により確認できる。

	a	b
N1	7.351	37.74
N2	7.522	-34.22
N3	7.310	6.102
N4	7.188	38.70
N5	7.351	-0.3069
N6	7.522	-11.62

表 4.7: 水平方向の位置の決定

4.9 TOF からの中性子のエネルギーの計算

TOF と β は式 (4.15) で関係している。ここでの c は光速である。

$$\beta = \frac{5.04[m]}{TOF \cdot c} \quad (4.15)$$

相対論的に β から運動エネルギーを導くためには式 (4.16) の関係を用いればよい。

$$\begin{aligned} T &= E_{total} - m \\ &= \sqrt{p^2 + m^2} - m \\ &= \frac{p^2}{\sqrt{p^2 + m^2} + m} \\ \left(p &= m\beta\gamma = \frac{m\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right) \end{aligned} \quad (4.16)$$

横軸を TOF から中性子の運動エネルギーに計算しなおしたものが図 4.8 である。左側が横軸 TOF のもの、右側がそれから式 (4.16) を用いて中性子のエネルギーに直したものである。

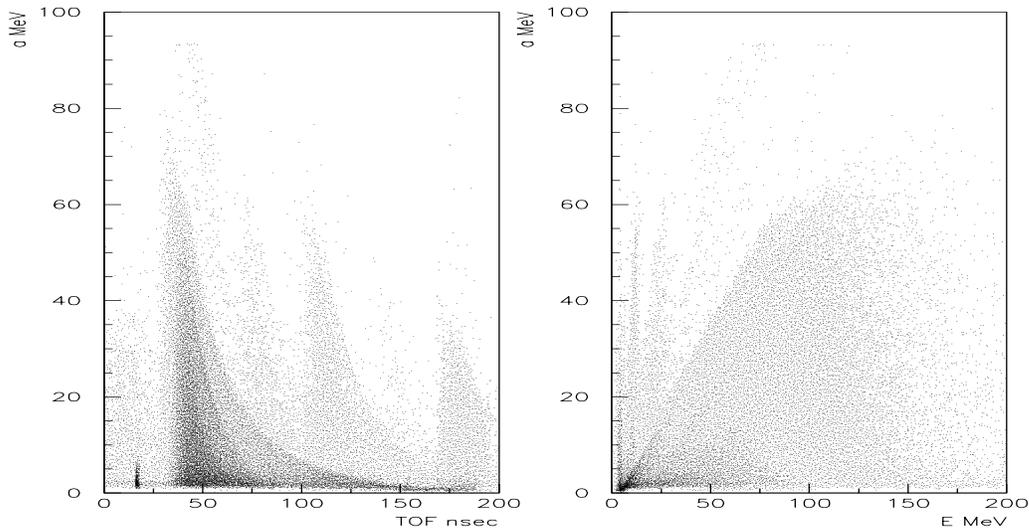


図 4.8: TOF から中性子のエネルギーに変換したヒストグラム

4.1 章で示した図 4.1 と図 4.8 の左側を比較することで解析によるさまざまな補正がなされたことが分かる。4.6 章にも書いた通り、時間分解能は 3.6% だったので、古典論的に中性子のエネルギーの分解能は、式 (4.17) より、その 2 倍の 7.2% 程度である。

$$E = \frac{1}{2}m\beta^2$$

$$\begin{aligned}\ln E &= \ln \frac{m}{2} + 2 \ln \beta \\ \frac{\Delta E}{E} &= 2 \frac{\Delta \beta}{\beta}\end{aligned}\tag{4.17}$$

第5章 結果

threshold を 2MeV と 5MeV の 2 通りについて、鉄コンバーターを入れた方の detector の中性子のカウント数を鉄コンバーター無しの際の detector のもので割ったものを縦軸にとった結果が図 5.1、図 5.2 である。それぞれの図中には、コンバーターの厚さが 3cm のとき、2cm のとき、コンバーター無しの際の 3 通りのデータがプロットされている。

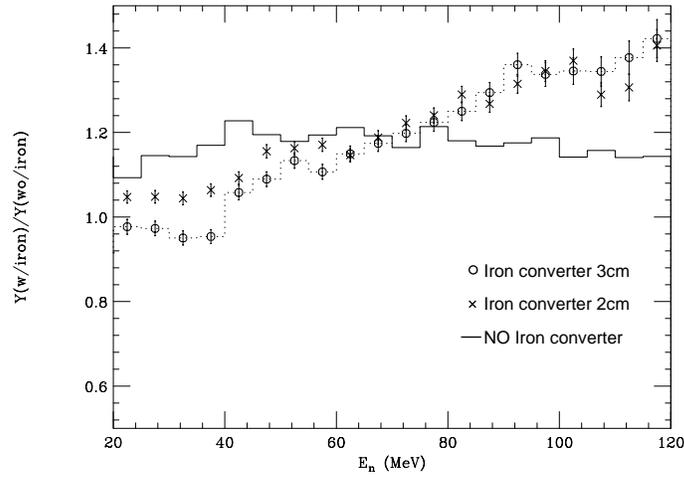


図 5.1: $E_{th} = 2\text{MeV}$ のときの鉄コンバーターの効果

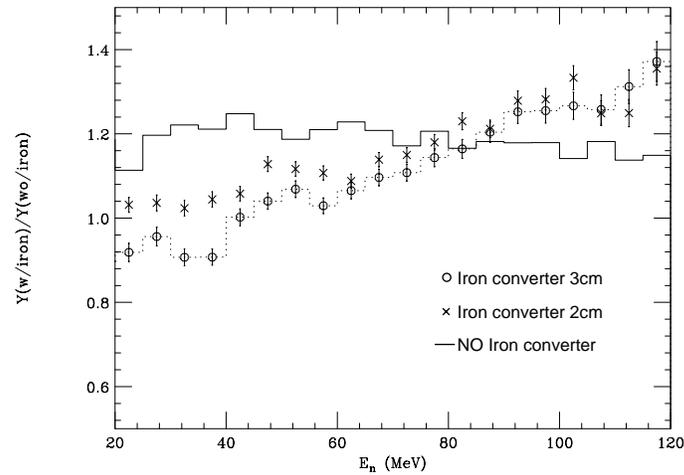


図 5.2: $E_{th} = 5\text{MeV}$ のときの鉄コンバーターの効果

第6章 考察と今後の課題

6.1 考察

6.1.1 鉄コンバーターの効果の中性子エネルギー依存性について

Neutron detector1~3 と 4~6 のセットアップの微妙なずれ等を反映した鉄コンバーター無し時のプロットを考慮すると、鉄コンバーターの厚さが 2cm の時も 3cm の時もほぼ 70KeV 付近を境にして中性子検出効率が減少と増加に分かれていて、中性子のエネルギーが 70MeV 以下の領域では鉄コンバーターが中性子検出の効率を下げる結果となっていて、70MeV 以上の領域では逆に鉄コンバーターが中性子検出の効率を上げていることが分かった。図 6.1 に示されている [2] において行われたシュミレーションの結果によると鉄コンバーターの厚さとして 1cm と 4cm のデータがプロットされているが、1cm の場合は約 30 から 50MeV の間を境に鉄コンバーターの効果が現れていて、4cm の場合は約 60MeV 付近を境に効果が出るということが分かった。これは今回の実験の結果と鉄コンバーターの厚さは異なるものの、とても良く一致した結果が得られた。

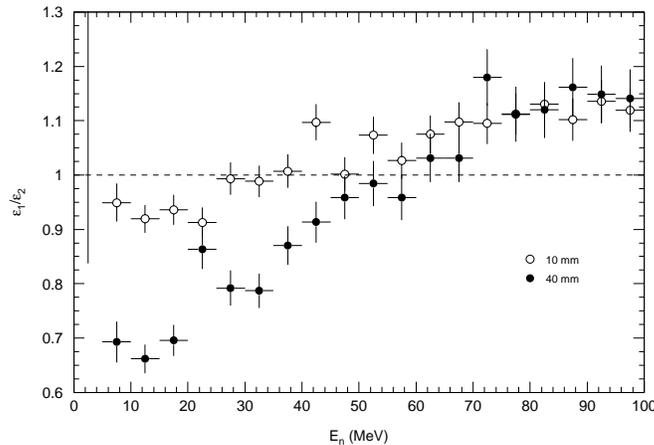


図 6.1: シュミレーションによる中性子検出効率の割合

これは以下のように定性的に理解される。我々は中性子検出器としてプラスチックシンチレーターを用いており、比較的高エネルギーの中性子がプラスチック中に入射したとき、平均自由行程が約 80cm であることが知られている。一方、鉄中に粒子が入射したときはその距離が約 17cm であるために、プラスチックシンチレーターの前に中性子と相互作用を起こす確率の高い鉄コンバーターを置くことにより、まず中性子が鉄と相互作用を起こし、プラスチックシンチレーターに比べてより多くの荷電粒子を放出し、それがプラ

スチックシンチレーターにとらえられるために効率が上がるものと思われる。一方、エネルギーの低い中性子は、プラスチックシンチレーターの前の鉄中でエネルギー減衰をしまい、鉄中の原子核に捕えられてしまうか、全く別の方向に弾き飛ばされてしまうために、検出効率は逆に低下してしまうものと思われる。

6.1.2 鉄コンバーターの厚さが2cmのときと3cmときの結果について

中性子が鉄中に入射するとその中の原子核と相互作用を起こし、荷電粒子(おもに陽子)を放出するが、放出された陽子のエネルギーは、入射した中性子のエネルギーや放出した角度などいろいろな要素に依存するけれども、比較的小さくて、鉄中での放出された位置によっては陽子が鉄中でエネルギー減衰をしまい、プラスチックシンチレーターまでとどかないということが考えられる。今回の20MeVから120MeV程の中性子のエネルギー領域では、この放出された陽子の鉄中での飛程が2cmよりも短く(最大1.87cm)であったために、2cmと3cmの違いでは飛程よりも上流側の部分の厚さが変化したにすぎず、同じような結果が出てしまったように思われる。図(6.2)

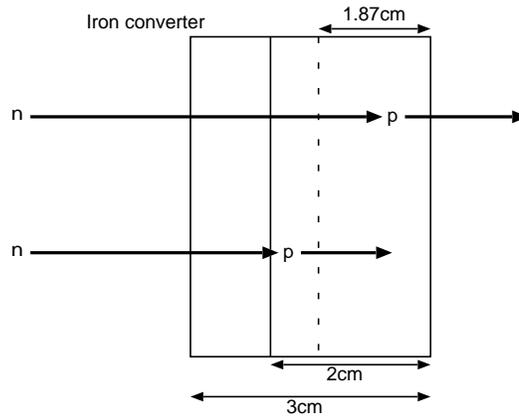


図 6.2: 鉄コンバーター中での飛程

これは鉄コンバーターの厚さを反跳陽子の飛程付近で何種類か変えてみるか、入射中性子のエネルギーをもっと高エネルギー領域まで広げてみることで、ある厚さ以上は検出効率が頭うちになるのではないかと考えられる。

反跳陽子の飛程は(n,p)反応において、陽子の反跳角が0°の弾性散乱を考えた第0近似のもとで、 $^{56}_{26}Fe$ と $^{56}_{25}Mn$ との質量差も考慮して、反跳陽子の飛程を求めたもので、この場合鉄中の原子核との相互作用によって出てくる荷電粒子の中で最もエネルギーの高いものを想定して求めたものである。

6.1.3 thresholdが2MeVのときと5MeVのときの結果について

鉄中での相互作用により生じた荷電粒子のエネルギーは比較的小さいということを確認するために、2MeVよりも大きい5MeVもthresholdに設定して中性子検出効率を比較し

てみたところ、両者に大きな違いは見られなかった。これは鉄中での相互作用によって生じた荷電粒子のパルスハイトが 2MeV から 5MeV の領域にあまり影響がなかったことを示している。鉄の二次 γ 線のエネルギーはこのエネルギー領域にあるので鉄からの二次 γ 線はあまり検出効率には関与していないようである。

6.2 まとめ

高効率中性子検出器開発のための予備実験ということで、今回は 20-120MeV の低エネルギー領域の中性子について鉄コンバーターの効果を調べた。約 70MeV 以上のエネルギー領域では検出効率が向上していた。今後の高効率中性子検出器開発に役立つと考えられる。

謝辞

本研究を行うにあたり、さまざまな方々に御協力をいただき、この場をかりて感謝する次第です。

指導教官である中村隆司助教授には、本研究室初代ということで実験の準備から、コンピューターの使い方、そして解析の進め方に至るまで、昼夜を問わず温かい御指導を頂けたことは、今後も物理学の勉強を進めていく上で何ものにも替えがたい経験になり、大変感謝しております。また、同研究室であり、ともに実験を行った、杉本崇氏、黒川三奈子氏、三浦元隆氏にも大変お世話になりました。はるばるミシガン州から本実験に参加して、準備段階から協力頂いた Thomas Baumann 氏にも大変感謝します。お忙しい中、頻繁に東京工業大学に御指導に来て頂いた福田直樹氏にも大変お世話になりました。学士論文を書くにあたって、構成の段階から、発表の仕方に至るまで事細かに御指導頂いた須賀敏孝氏にも大変お世話になりました。このような大変有意義な実験を行うことができたのは他ならず、理化学研究所の放射線研究室をはじめとする方々の協力のおかげであり、感謝申し上げます。

本研究室設立一年目ということで、机の設置から携わることができたのは、今後もお世話になる上で大変愛着のわく良い機会となり、感謝の念に絶えません。本当にありがとうございました。

参考文献

[1] 青井 考, 修士論文. 東京大学 (1994).

[2] T. Baumann ,private communication 2001,Michigan State University (2000).

・実験物理学講座 27 原子核, 野中 到 [共立出版].