

快中子能谱测量

Б. Б. 雷巴可夫 В. А. 西道洛夫

科学出版社

53.8332
669

快中子能譜測量

Б. Б. 雷巴可夫 В. А. 西道洛夫 著

中国科学院原子核科学委员会編輯委员会編譯



Б. В. РЫБАКОВ, В. А. СИДОРОВ
СПЕКТРОМЕТРИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
(Приложение № 6 к журналу "Атомная энергия" за 1958 год)
Атомиздат, Москва—1958

內 容 簡 介

本书詳細討論了快中子 (0.3—30 兆电子伏) 能譜測量的电子学方法。主要注意力放在飞行時間方法上面, 对上述能量范围來說, 这是一种新的方法。本书的对象是实验原子核物理学領域中的科学研究人員及工程技术人員, 研究生及高年級大学生。

快 中 子 能 譜 測 量

Б. В. 雷巴可夫 В. А. 西道洛夫 著
中国科学院原子核科学委员会編譯委员会編譯

*

科学出版社出版 (北京朝阳門大街 117 号)
北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

*

1961 年 12 月第 一 版 书号: 2450 字数: 146,000
1961 年 12 月第一次印刷 开本: 850 × 1163 1/32
(第 1) 00001—11,000 印张: 5 5/8

定价: 0.84 元

原書編者前言

探討快中子和物質之間的相互作用，是研究原子核性質的一個好方法。這方面的探討，對於解決有關原子核反應堆設計及計算的重大實際課題，也是極端重要的。因此，在擬制各種快中子譜儀方面有了很大數量的研究工作，是不足為奇的。

但是這些工作當中，屬於方法上的建議和尋找竅門方面的多於研究成果。這是因為要製造一個在現有的中子源條件下能夠給出良好結果的中子譜儀，是有着各種困難的。近來正打算把飛行時間方法推廣應用在快中子能譜測量上來擺脫這些困難，它為迄今尚無法進行的一些研究工作開辟廣闊的前途。

本書的兩位作者都是擬制用飛行時間來測量快中子能譜的方法的先鋒。他們在原子能研究所一米半迴旋加速器的基礎上，設計建造了首批譜儀中的一個，並且看來還是現有譜儀當中較好的一個。因此，書中有关飛行時間方法的几章，不只是各方面工作的評述，而且在相當程度上又是作者自己的經驗的總結以及作者所得原始結果的敘述。

自然，在書中最大的注意力是放在最為有效和有希望的方法——飛行時間方法上面。關於其他的方法，只討論了最重要的、迄今還有價值的幾種。

有关快中子飛行時間方法的綜述性的文章，到目前為止還沒有過。本書是這方面的第一個著作。無疑，本書對於和中子有关的物理學家和工程師們會很有益處。本書作者的經驗在設計建造新的迴旋加速器時已經被用到了。可以預期，這些經驗也將被別的实验室採用。

符拉索夫(Н. А. ВЛАСОВ)

目 录

原書編者前言	v
緒論	1
第一章 反冲核方法	5
§ 1. 基本关系式	6
§ 2. 輻射体的选择	10
§ 3. 中子在质子上的散射	11
第二章 正比計数器望远鏡及閃爍計数器望远鏡	16
§ 1. 用薄輻射体的望远鏡	16
§ 2. 用厚輻射体的望远鏡	36
第三章 核反应方法	51
§ 1. He^3 电离譜仪	53
§ 2. $\text{Li}^6\text{I}(\text{Eu})$ 晶体閃爍譜仪	56
第四章 飞行時間方法	62
§ 1. 用两个計数器的譜仪	64
§ 2. 用脉冲中子源的譜仪	68
第五章 脉冲中子源	72
§ 1. 靜电加速器上束的調制	72
§ 2. 利用迴旋加速器束的自然調制	80
§ 3. “時間标志”的获得	88
第六章 中子探测器	92
§ 1. 有机閃爍体做的探测器的效率	92
§ 2. 分辨時間	107
§ 3. 若干种閃爍体和光电倍加管的特性	113
第七章 時間分析器	121
§ 1. 单道時間分析器	121
§ 2. 多道延迟符合分析器	125

05656

• iii •

§ 3. 快速示波器	128
§ 4. 時間振幅变换	130
§ 5. “游标尺”原理	134
第八章 飞行時間法譜仪的基本特性	142
§ 1. 分辨能力	142
§ 2. 效率	148
§ 3. 动态范围	152
附錄 飛行時間-能量表	161
中俄文名詞对照表	173

緒 論

測量中子能量是原子核能譜學最困難的課題之一。中子通過物質時實際上並不導致電離，它只能由於核相互作用而被記錄下來。研究此時形成的帶電粒子、 γ 量子或放射性核，就可以了解中子流的強度及能量分布情況。

本書討論“快”中子能譜測量的各種方法，能量範圍約從 0.3 到 30 兆電子伏。

所選範圍的上限從應用中子能譜測量來研究核結構的觀點來看是很自然的，它是由原子核能級的不連續譜的存在範圍決定的。同時，對於一定類型的源（原子核反應堆，加速管的、范德格喇夫靜電加速器的以及常頻迴旋加速器的靶），其中子極限能量也正處在這個範圍內。

下限僅僅決定於記錄快中子所用方法的特點，因而很不確定。利用反沖質子記錄中子是記錄快中子的基本方法，它的適用範圍的下限大約是 1 兆電子伏，雖然在個別情況下用這個方法能夠記錄能量小於 0.1 兆電子伏的中子^[1,2]。

不久以前快中子能譜多半是根據中子在原子核上彈性散射時所形成的快速帶電粒子能譜（反沖核方法）或核反應產生的快速帶電粒子能譜（核反應方法）來測定的。

隨著快閃爍計數器的出現和毫微秒脈沖技術的發展，原來在慢中子實驗中已經成為經典的飛行時間方法有可能用來測量快中子能量。測量快中子的飛行時間方法目前在所獲得結果的精確性以及可能應用的廣泛性方面在很多情況下已經勝過其他方法。它還在不斷蓬勃發展，成為快中子能譜測量上最有前途的一種方法。不過為了得到好的結果，飛行時間方法要求有脈沖工况的中子源以及長的飛行距離。當這些條件無法實現時，反沖核方法和核反

应方法依然是有意义的。

基于利用中子俘获反应产生放射性核的“阈指示器”方法^[3,4], 只能提供中子能谱的粗略概念, 应用裂变室之类的阈探测器也有同样情况。

快中子能谱学有着多种多样的科学技术上的应用。例如, 为了设计和建造新型原子核反应堆, 必须研究快中子与物质的相互作用, 也必须测量中子弹性及非弹性散射的各种特性。

快中子能谱学对于研究核力和核结构具有特别重大的意义。虽然中子具备很多优越性(中子与核相互作用时不存在库仑位垒), 但是, 一直到现在为止, 研究核反应及核能态方面起着主要作用的仍然是带电粒子的能谱学。这是因为中子谱仪的分辨能力很差, 无法研究相应于一定核能级的各个单独的中子能组。不过, 对于能量在 3 兆电子伏以下的中子, 由于有了可变能量的单色中子源(范德格喇夫静电加速器), 已完成了一系列很好的能谱研究。至于谈到中子谱仪, 则仅仅对于慢中子才曾经得到充分高的分辨能力。然而在慢中子实验中, 可供研究的仅仅是核激发能量靠近中子在核中结合能(~ 8 兆电子伏)处非常狭窄的一段。近来, 特别是因为飞行时间方法的发展, 对于快中子能谱测量, 也已有可能来研究至少是轻核和中核的各个单独的能级。

在描述快中子能谱测量方法之前, 我们要引进几个在中子能谱学中用到的概念。

中子谱仪的基本特性是分辨能力、效率以及动态范围。

谱仪分辨能力通常是相应于单能中子流的谱线宽度(在半高处)和中子能量之比:

$$\delta = \frac{\Delta E}{E}. \quad (1)$$

对于一定能量的中子探测器的效率一般是指落在探测器灵敏体积内的中子被记录的几率。换句话说, 探测器效率用通过探测器灵敏体积的中子流来归一化。这个效率我们用 ϵ 来表示。

对于大多数中子谱仪的工作来说, 实验的几何条件十分重要。

因此,为了比較譜仪性能,最好将效率根据单位立体角中子流进行归一化。这样归一后的譜仪效率我們用 η 来表示。如果中子源对于譜仪灵敏体积的立体角等于 Ω ,那么

$$\eta = \Omega \epsilon. \quad (2)$$

譜仪的动态范围我們指这样的量:

$$q = \frac{E_{\text{最大}}}{E_{\text{最小}}} \quad (3)$$

式中 $E_{\text{最大}}$ 及 $E_{\text{最小}}$ 是可能同时测量的中子最大及最小能量。这个量对于表征譜仪的潜力是有用的,虽然,一般讲来,这个量并不对于所有譜仪都有确定的数值。

大多数中子譜仪要求中子流很好地准直。准直常常是这样得到的:中子源到譜仪灵敏体积之間的距离选得大大超过源及譜仪灵敏体积横截面的尺寸。譜仪的这种工作条件称为“良好的几何”条件。

应当指出,不管仪器要求如何,在很多情况下,滿足良好的几何条件是必要的,因为一般的源(例如加速器的靶)給出各向异性的中子流,而我們的任务則在于研究从一定方向出来的中子的能譜及强度。

产生我們所研究的快中子流的核反应,可能由带电粒子或中子照射某一物質而引起。在这两种情况下,研究中子流的条件就本底大小及本底来源两方面而言都有显著差別。为了簡單起見,以后我們称由带电粒子引起的反应为“初級”反应,由中子引起的反应为“次級”反应。这样的命名是由于带电粒子常常是由加速得到,而中子則由核反应得到。

中子能譜学的部分任务是在研究中子与物質相互作用时从复杂的(或連續的)中子譜中划分出狹窄的一段能量来。完成这个任务的仪器,可以象在慢中子能譜学中采用的那样,称之为“中子选择器”。

为了研究中子总截面与能量的关系,可以利用任何一种中子譜仪作为选择器,因为任务归结为测量中子流在譜的各个部分的

減弱。測量飛行時間的中子譜儀可以作為研究由中子引起的具體核反應的選擇器，因為在這樣的譜儀上對於中子探測器除了啟動快之外別無其他要求。例如，用聯接在飛行時間譜儀綫路中的氣體閃爍計數器記錄裂变變碎片，可以研究裂变變截面及其他參數與中子能量的關係。

参 考 文 献

- [1] Perlow G. I., Rev. Sci. Instr., **27**, 460, 1956.
- [2] Cranberg L., Beauchamp R. K., Levin J. S., Rev. Sci. Instr., **28**, 89, 1957.
- [3] Власов Н. А., Нейтроны, ГИТТЛ, 1956.
- [4] Hurst G. S., Harter J. A., Hensley P. N., Mills W. A., Slater M., Reinhardt P. W., Rev. Sci. Instr., **27**, 153, 1956.

第一章 反冲核方法

中子的弹性散射是中子和原子核相互作用最简单的形式。根据弹性散射时生成的反冲核的能谱可以反推出中子的能谱。中子传给反冲核的能量是和散射的角度有关的。所以即使单能的中子,也能引起反冲核能量的连续分布。

与中子流方向成一定角度生成的反冲核的能量和中子能量间有单值关系。“反冲核微分法”就是根据这个原理,通过测定相对于中子流方向的某一狭窄角度范围内飞出的反冲核的能量分布,来定出中子能谱。很清楚,只有在良好的几何条件下才能采用这种方法。

在最简单的情况下(例如所研究的能谱只由为数不多的几条单能谱线组成时),可以限于测量按照飞出角度积分的全部反冲核的能谱(反冲核积分法)。这时有可能对非点源的中子能谱进行研究(几何条件“不好”的情况)。

利用电子学方法和目视观察来研究快速带电粒子能谱的方法很多,在反冲核方法中可以应用它们。

在利用电子学方法时,借助于组成“望远镜”的几个正比计数器或闪烁计数器,可以分出准直反冲核束,并测定其能量。这一类型的谱仪将在本书的第二章中讨论。至于根据反冲核积分法的原理使用正比计数器及电离室来测量中子能谱的问题,在罗西(Росси Б.)和施塔乌勃(Штауб Г.)的书^[1]中已有详细介绍,我们这里不再讨论了。

在利用目视观察来研究快速带电粒子能谱的各种方法当中,厚乳胶方法是广泛应用在中子能谱学上的。有关乳胶在原子核物理中应用的各种问题有着很多创造性的和综述性的文献。从附有详细文献目录的综述性文章当中,可以举出贝瑟尔(Beiser A)^[2]和

罗特布拉特(Rotblat J.)^[3]的論文,在这些文章中极其詳尽地叙述了乳胶的加工过程,带电粒子径迹的分析方法和乳胶法在原子核物理学中的基本应用。罗申(Rosen L.)^[4]仔细地討論了应用乳胶来测量中子能譜的各方面問題。在稍晚的一些文献^[5-9]中也可以找到有用的資料。

应用乳胶曾經得到了相当一部分在中子能譜学中极有意义的結果。但是这个方法具有很大的缺点,工作很繁重,得出結果的时间离开測量时间又很长。随着电子学方法在測量快中子能譜中的发展,乳胶法逐漸在中子能譜測量中失去了意义。

比起乳胶来,威尔逊云室法效率較低,且設備較庞大。目前在快中子能譜学中几乎沒有应用它。最近气泡室在研究极高能的粒子时得到了广泛应用,它实际上也就是威尔逊云室,只是用过热的液体来代替过冷的蒸气。由于工作体积的密度大,气泡室的效率高,可以用它来記錄強度极低的快中子通量。但是只有在中子很快^[10]、反冲核的射程显著地大于气泡的大小时,才能用它来研究能譜。在測量非常快的中子时还可以很有成效地应用查沃依斯基(Завойский Е. К.)閃爍室^[11]。借助于光电轉換器可以用閃爍室来观察反冲質子在有机閃爍体中的径迹。

§ 1. 基本关系式

下面写出对于根据反冲核能量分布反推中子能譜有用的基本公式。在大多数情况下,可以用非相对論性近似来研究快中子的散射。只有在所研究的中子能量范围的上限(~ 30 兆电子伏)附近,有时才需要引入不大的相对論性修正。

我們先引入下列符号(凡未加特別說明的量都是指在實驗室坐标系內的):

E ——中子的初始能量;

E' ——散射后中子的能量;

A ——反冲核的質量数;

E_A ——反冲核的能量;

ψ ——质心坐标系内中子的散射角；

φ ——反冲核飞出方向相对于入射中子方向的夹角；

θ ——散射中子飞出的角度；

σ ——中子的总散射截面；

σ_ψ ——质心系统内中子的微分散射截面；

σ_φ ——在 φ 角度处生成反冲核的微分截面；

σ_θ ——中子以 θ 角散射的微分截面。

我們指出, σ , σ_ψ , σ_φ 和 σ_θ 与中子能量有关。

由能量和动量守恒定律可得

$$E_A = \alpha E \cos^2 \varphi, \quad (4)$$

式中

$$\alpha = \frac{4A}{(1+A)^2}. \quad (5)$$

此外

$$E' = \frac{E}{(1+A)^2} [\cos \theta \pm \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta}]^2, \quad (6)$$

$$\sin \varphi = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha \frac{E}{E_A}} \sin \psi, \quad (7)$$

$$\sin \theta = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha A \frac{E}{E'}} \sin \psi, \quad (8)$$

$$\sigma_\varphi = 4\sigma_\psi \cos \varphi, \quad (9)$$

$$\sigma_\theta = 4 \frac{E'}{E} \frac{\sigma_\psi}{\alpha \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta}}. \quad (10)$$

由(4)及(7)还可得出一个有用的关系式:

$$E_A = \frac{\alpha}{2} E (1 - \cos \psi). \quad (11)$$

当能量为 E 的中子在核上散射以后, 反冲核获得由 E_A 到 $E_A + dE_A$ 的能量的几率为

$$W(E_A) dE_A = \frac{\sigma_\psi}{\sigma} 2\pi \sin \psi d\psi, \quad (12)$$

其中角度 ψ 由式(11)決定。

計及式(11)時,我們得到

$$W(E_A)dE_A = \frac{\sigma_\psi}{\sigma} \frac{4\pi}{\alpha E} dE_A. \quad (13)$$

式(13)表示單能中子在質心坐標系內散射時反衝核的積分譜(不分角度地記錄所有反衝核所得的能譜)和散射中子角分布之間的关系。

對任意的中子譜,可用下式來表示反衝核的積分能譜:

$$W(E_A)dE_A = \text{const} \cdot dE_A \int_{E_A/\alpha}^{\infty} \sigma_\psi \frac{F(E)dE}{E}, \quad (14)$$

其中 $F(E)dE$ 是在被測量的能譜中能量從 E 到 $E + dE$ 的中子的數目,角度 ψ 則由式(11)決定。

在一般情形下,上式中積分號後面質心系統內的中子散射微分截面和能量的关系是頗為複雜的。所以要根據反衝核的積分能譜來反推中子能譜是極其困難的,因為要做到這一點,除了要求高度精確的測量以及繁複的數值計算外,還必須知道質心系統內在全部被研究的中子能量範圍中所有角度下中子散射的微分截面。

要是中子在質心系統內的散射是各向同性的,則對反衝核積分能譜的分析就會簡單得多了。

在這種情形下

$$\frac{\sigma_\psi}{\sigma} = \frac{1}{4\pi}, \quad (15)$$

而單能中子散射時反衝核積分能譜呈矩形:

$$\begin{aligned} \text{當 } E_A < \alpha E \text{ 時, } W(E_A)dE_A &= \frac{dE_A}{\alpha E}; \\ \text{當 } E_A > \alpha E \text{ 時, } W(E_A)dE_A &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

由能譜的邊界可以得出中子的能量,而由面積可以得到經過彈性散射的中子總數。

相應於任意中子能譜的反衝核積分能譜(14)在各向同性散射的情況下具有如下形式:

$$W(E_A)dE_A = \text{const} \cdot dE_A \int_{E_A/\alpha}^{\infty} \sigma \frac{F(E)dE}{E},$$

由此中子能譜为

$$F(E)dE = \text{const} \cdot \frac{E}{\sigma} \left[\frac{dW(E_A)}{dE_A} \right]_{E_A = \alpha E} dE.$$

这样,按能量微分反冲核的积分能譜,可以求出中子能譜.但是在测量中由于各种仪器效应必不可免地引起反冲核能譜的歪曲,使中子能譜测量的这一种方法只在最简单的情形下(即中子能譜由相离充分远的两、三根譜綫組成时)才能应用.

一般情况下,记录相对于中子流方向角度为 φ 飞出的反冲核所得到的微分能譜和中子譜之間有如下极简单的关系式:

$$W(E_A)dE_A = \text{const} \cdot \sigma_{\varphi} F(E)dE.$$

把式(4)代入,我們得到中子譜

$$F(E)dE = \text{const} \cdot \frac{W(\alpha E \cos^2 \varphi)}{\sigma_{\varphi}}. \quad (17)$$

因此,只要考虑在某一定角度下生成反冲核的微分截面和中子能量的关系,并綫性地改变能量标度

$$E = E_A/\alpha \cos^2 \varphi = \text{const} \cdot E_A.$$

就能由反冲核的微分截面反推出中子能譜.

在中子各向同性散射的情形下,式(17)中 σ_{φ} 一項可由中子散射总截面与能量的关系来代替,这时对反冲核微分能譜的分析就簡化了.此外,由于在这一情形下对中子通量作绝对测量的誤差由测定弹性散射总截面的精确度来决定,这一誤差也会大大减小.总截面是用中子通量减弱的方法来测定的,不必作通量的绝对测量,所以比测量微分截面时的精确度要高得多.

测量反冲核微分能譜的仪器常常只记录在狹窄的圓錐內飞出的核($\varphi = 0^\circ$).选择角度 $\varphi = 0^\circ$ 是基于如下的考虑的:当 $\varphi = 0^\circ$ 时反冲核的能量最大(4),而由于 φ 角起伏所引起的反冲核能量的誤差最小.

§ 2. 輻射体的选择

选择一种物质，以便根据在该物质中生成反冲核的能谱来研究中子谱(这种物质就叫做辐射体)，须考虑下列几点：

反冲核应该是轻核。由(4)及(5)可知，反冲核的质量越小，它所得到的能量越大。此外，测量轻的带电粒子的能量比重粒子的要精确一些。比 α 粒子更重的粒子，射程很短，测量精确度也比质子和 α 粒子的差得多。由于闪烁体的光产额随电离密度的增加而迅速降低，重粒子在固体或液体闪烁体内的闪光是很小的。

中子在辐射体核上弹性散射的截面应该比俘获截面和非弹性散射截面大得多。这一截面应该是精确测定了的，与中子能量的关系应该是平滑的，并且数值大。

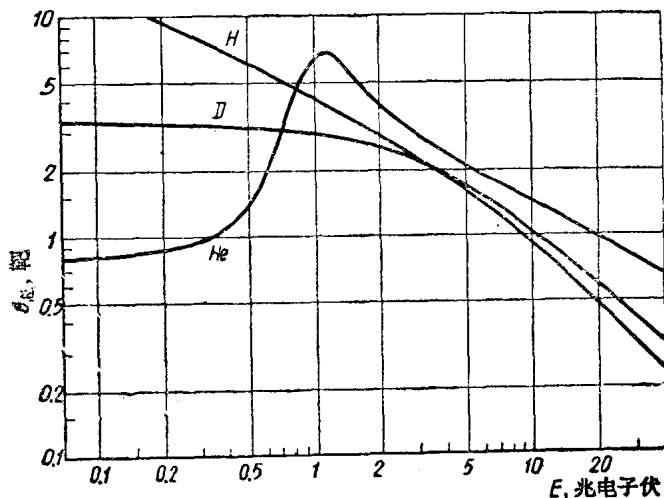


图 1. H, D 和 He⁴ 的中子总截面^[12]

质心坐标系内中子在辐射体核上的散射最好是各向同性的，因为这样能大大简化对反冲核能谱的分析，提高中子通量绝对测量的精确度。

氦能够最好地满足上列要求，因而在绝大多数实验中都用它

作輻射体。

在个别情形下有人用氘和氮作輻射体。中子在这些核上的散射截面和 $n-p$ 散射总截面一样，相当的大，而且随能量平滑地变化(图1)。和 $n-p$ 散射不同的是中子在氘和氮核上的散射，在质心系統內具有显著的各向异性(往前)。

用氮，借助于正比計数器在研究高能中子能譜时是比较方便的，因为 α 粒子的射程比质子的短。中子在氮上散射时的各向异性有时是有好处的，因为它有助于消除边界效应。

由于氮是惰性气体，用它在高压下充装正比計数器比用氩充装所得的特性曲线要好得多。

§ 3. 中子在质子上的散射

在 § 1 中所举出的公式在用于中子在质子上的散射时看起来要比用于一般情形时简单得多。质子的质量相当准确地等于中子的质量，因此 $\alpha = 1$ (5)。代替(4)–(11)，我们有

$$E_p = E \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} E (1 - \cos \psi) \quad (18)$$

$$E' = E \cos^2 \theta \quad (19)$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi = \frac{1}{2} \psi \quad (20)$$

$$\sigma_\varphi = 4\sigma_\psi \cos \varphi \quad (21)$$

$$\sigma_\theta = 4\sigma_\psi \cos \theta \quad (22)$$

(符号定义見前)

对于能量在 10 兆电子伏以下的中子， $n-p$ 散射在质心坐标系統內是各向同性的。考虑到(15)，由(21)和(22)对这一能量范围可得

$$\sigma_\varphi = \frac{\sigma \cos \varphi}{\pi} \quad (23)$$