



国际辐射单位与测量委员会13号报告

中子流量、中子谱和比释动能

672.4

原子能出版社

内 容 简 介

本书介绍了中子辐射场的描述和测量。内容有热中子通量密度的测量；快中子和中能中子辐射场的描述；比释动能等。

本书译自国际辐射单位与测量委员会(ICRU)第13号报告。

本书可供从事原子核物理、反应堆、加速器和辐射防护等工作的专业人员参考。

Neutron Fluence, Neutron Spectra and Kerma

1969

中子流量、中子谱和比释动能

陈常茂 于耀明 译

果 行 校

原子能出版社出版

地质印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

(只限国内发行)

☆

开本 $850 \times 1168^{1/32}$ · 印张 $3^{1/2}$ · 字数 90 千字

1975 年 7 月北京第一版·1975 年 7 月北京第一次印刷

印数 001—3000 · 定价: 0.52 元

统一书号: 15175·037

目 录

第一章 绪论	1
1. 本报告的范围	1
2. 中子辐射场的特征	1
第二章 热中子通量密度(即热中子流量率)的测量	5
1. 与热中子通量有关的若干定义	5
2. 中子温度	7
3. 超麦克斯韦成分	9
4. 测定热中子通量密度的技术	10
5. 热中子通量密度测量中的校正	13
第三章 快中子和中能中子辐射场的描述	14
1. 测量技术	14
a. 反冲质子探测器	14
b. 包括用镅和硼屏蔽的探测器在内的阈探测器	19
c. 共振探测器	25
d. 以氦 ³ 、锂 ⁶ 及硼 ¹⁰ 反应与铀 ²³⁵ 或钚 ²³⁹ 裂变为基础的探测器	26
e. 慢化探测器	31
f. 飞行时间法	36
2. 能谱	37
a. 中子源	37
b. 慢化中子谱	44
3. 中子通量密度的校准	48
第四章 比释动能	51
1. 比释动能和比释动能率的定义	51
2. 流量与比释动能	51
3. 吸收剂量与比释动能	53
4. $(\mu_K/\rho)E$ 的计算	56
5. 大体积介质中的比释动能的分布	72
6. 由中子能谱计算比释动能	74
7. 比释动能概念的应用	77

a. 仪器理论·····	77
b. 在骨骼内的剂量·····	80
c. 辐射场量的计算·····	82
d. 自由空间中某一点处的比释动能·····	83
e. 源的输出额的描述·····	84
8. 自由空间中某一点处的比释动能的测量·····	85
第五章 建议·····	87
1. 有关第二章的建议·····	87
2. 有关第三章的建议·····	87
a. 源的研制及源特性的确定·····	87
b. 测量技术的发展和改进·····	88
c. 截面的测量、评价及汇编·····	88
d. 能谱的计算·····	88
3. 有关第四章的建议·····	89
参考文献·····	90

第一章 绪 论

1. 本报告的范围

本报告涉及中子辐射场的描述和测量，其宗旨在于修订已往发表的关于这些论题的资料使其包括最新的内容，并对今后的工作提出一些建议。在讨论中常常要引证国际辐射单位与测量委员会的早先出版的第 10b 号报告^[1]。在现在的这份报告中将考虑如下的一些量：流量(fluence)和通量密度、能量流量和能量通量密度、比释动能*和比释动能率。在讨论比释动能时也附带地对吸收剂量作了若干探讨。然而，这里没有考虑剂量当量，后者需要如品质因数 QF 之类的修正因数。关于高能和太空辐射，另有一份报告加以论述，所以本报告只局限于大约在 20 兆电子伏以下的中子。我们认为在本报告领域内的基础研究必须为提高准确度而努力，我们提出的要求是 5%，可能时改进到 1%。

由各章所产生的一些建议，将在本报告的第五章内提出。

2. 中子辐射场的特征

粒子流量或简称流量， Φ ，是 ΔN 除以 Δa 而得的商，其中 ΔN 为进入截面积为 Δa 的球体内的粒子数。即

$$\Phi = \frac{\Delta N}{\Delta a} \quad (1.1)$$

* 原文为 Kerma，音译可为柯玛。在 ICRU 第 10a 号报告的引言中曾说明，它是根据“kinetic energy released in material (物质中释放出的动能)”的首字母取名。根据我国物理学名词命名原则，物理量的名称一般采用意译。——译者注

粒子通量密度或简称通量密度, ϕ , 是 $\Delta\Phi$ 除以 Δt 而得的商, 其中 $\Delta\Phi$ 为在时间 Δt 内的粒子流量。即

$$\phi = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad (1.2)$$

给出的定义没有涉及粒子的能量或速度。某一特定能量的粒子所形成的通量密度以微分通量密度的形式给出, 它可以通过 $d\phi(E)/dE$ 来标记, 使得 $[d\phi(E)/dE] dE$ 代表在能量 E 和 $E + dE$ 之间的那些粒子的通量密度。“谱”这个词常常用来指微分通量密度的分布, 在本报告内也将使用这一术语。

中子辐射场取决于源以及存在的吸收物质与散射物质的位置。源中子是通过给出其能谱和角分布来描述的。源中子来自核反应。这种反应可能发生于核反应堆(裂变)、加速器的引出束或放射性中子源中。源中子被围绕它们的物质所慢化和散射, 所以中子谱与源中子谱有所不同。特别是, 大量轻元素(减速剂和屏蔽物)将使中子能量降低到散射体内的热运动的那种水平。如果中子的吸收微小, 则最终形成“热”中子谱(麦克斯韦谱)。介于源中子的能量与热能区之间的谱形, 在理论上是可以预示的^[2]; 如果满足某些限制条件, 则慢化谱接近于 $1/E$ 分布。图 1.1 中绘出了此种分布, 标有数字 1 的曲线表示在具有减速剂的反应堆或是在加速器或放射性中子源周围的慢化介质内形成的典型谱。源的峰、热中子峰及 $1/E$ 部分的相对大小, 依赖于减速剂的性质和测量的位置。另一方面, 曲线 2 绘出了在慢化很少的环境例如快中子反应堆芯中所形成的谱型。与源中子的谱相比, 谱的改变并不大。在图 1.1 中, 纵坐标表示的是量 $E[d\phi(E)/dE]$, 其中 $d\phi(E)/dE$ 为通量密度按中子能量 E 的分布。在 $d\phi(E)/dE$ 对 E 这一曲线之下, E_1 与 E_2 这两个能量之间的面积, 等于在这一能量范围内的中子的通量密度。类似地, 在 $E[d\phi(E)/dE]$ 对 E 的对数[即以勒(lethargy)为单位表示的中子能量]这一曲线之下, 在上述两能量之间的面积, 也等于这一部分通量密度。[勒定义为 $\ln(E_0/E)$, 这里 E_0 是任意一个能量]。所以, 用 $E[d\phi(E)/dE]$ 对 E 的对数绘图,

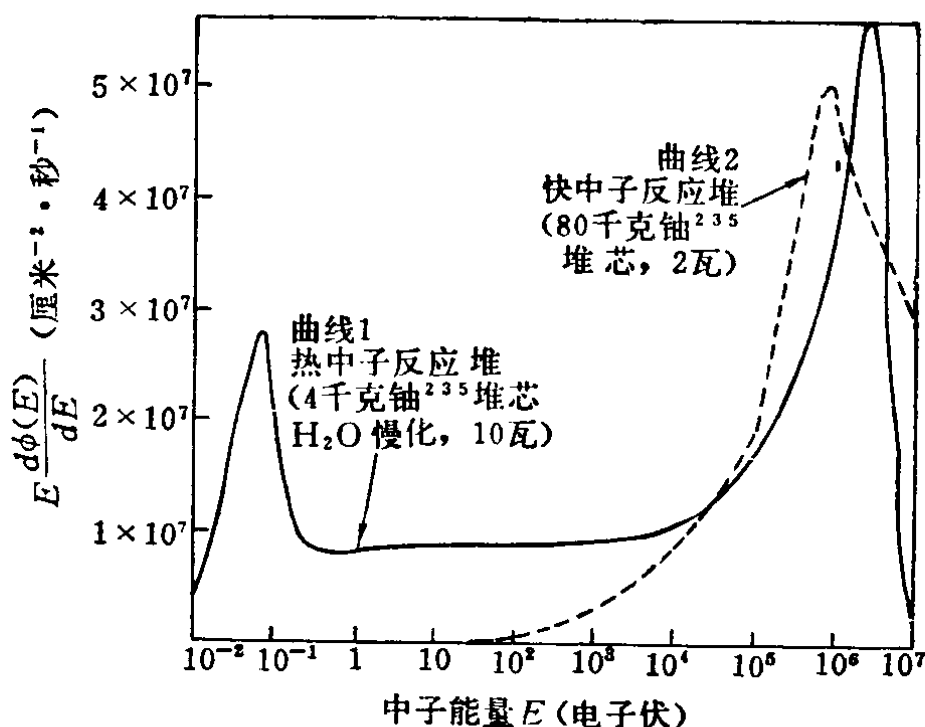


图 1.1 快中子反应堆和热中子反应堆内中子谱的比较

可以保持以面积表示通量密度的方式，而展示出很大能量范围内的谱，因而可明显地表示出源中子、慢化中子及热中子的相对贡献。

一般地说，要在整个能量范围内精确地测定中子谱是不可能的，而且也是不切合实际的。通常，令人关心的只是有限的一部分谱。再者，现有的仪器仅适用于有限的能量范围。镉吸收体将使大约 0.5 电子伏以下的中子不能到达探测器，因而可使这些中子与其余中子区别开来。这些中子称为“热”中子，然而，要将源区同慢化谱区分开来是不可能的，因为这种分界线取决于源中子的能量。习惯上根据仪器的限制，将“中能”中子与“快”中子间的分界定在 10 千电子伏与 1 兆电子伏之间的某一处。在此能量以上，反冲质子探测器被认为是有益的。本报告没有采用这样的分界，这是因为，适用于源中子的这种探测器可能也适用于慢化中子。实际有用的谱的概貌可以按照下述方式求出。热中子通量密度能够根据一次测量获得。如果在热中子和最低的源能量之间的谱能够认为是 $1/E$ 型的，则这一部分谱也能在一次测量中确定下来。在源能区内的谱的特征往往可以根据几次简单的测量来确定，其次数取

决于该谱从源的谱退降了多少。如果需要更多的细节，则通过计算来取得充分资料的这种可能性也不应忽视。目前在许多实验室中备置着大型计算机和计算中子谱所必需的程序，可以用来进行计算，再用几次简单的实验加以核对就行了，而不必从事于细致的谱的测量。本报告一般没有讨论计算方法，但是对计算比释动能的方法作了某些说明。所描述的实验技术包括适合于作出谱的简单表示或是用来即刻校核计算出来的谱的一些方法，以及旨在进行精细实验的一些方法。

第二章 热中子通量密度(即热中子流量率)的测量

在绪论中已经指出,当中子在减速剂中慢化下来并达到热能时,便得到热中子。就本报告的目的来说,所谓“热中子”是指它们的能量低于镉的有效截止能量的那些中子;这一截止能量位于 0.5 电子伏附近,依赖于镉的厚度及入射角。在减速剂中的热中子谱通常由下述两部分构成:第一部分是由所表征的麦克斯韦成分,它和对应于实际的减速剂温度的麦克斯韦分布密切相关,第二部分是强度小得多的慢化成分,它是完全与 $1/E$ 成正比的。慢化成分的低能界限假定为位于 $E=4KT$ 附近,通常它低于镉的截止能量(详情可参阅文献[3])。所以,用镉差分法测定的中子通量密度,不仅包括麦克斯韦成分,而且还含有部分的慢化谱,后者对热中子通量密度的贡献也许占百分之几。

1. 与热中子通量有关的若干定义

通量密度定义为每单位时间内进入单位截面积的球体内的中子数(更严密的定义见文献[4])。利用中子数密度这一概念,总通量密度可表述如下:

$$\phi = \int_{v=0}^{\infty} \frac{dn(v)}{dv} v dv = \bar{v} \int_0^{\infty} \frac{dn(v)}{dv} dv = n\bar{v} \quad (2.1)$$

式中, $dn(v)/dv$ 为单位速度间隔内的中子密度(中子数除以体积所得的商), v 为中子速度($\bar{v}$ 为平均速度),而

$$n = \int_0^{\infty} \frac{dn(v)}{dv} dv$$

为中子总密度,因而包含所有能量的中子在内。

中子谱通常并不是确切知道的, 所以不可能确定 $\bar{v}$; 因此, 以方程 (2.1) 的形式表述中子通量密度是不切合实用的〔参阅 2.2 节〕。然而, 最重要的是热中子通量密度和反应率之间的关系; 此外, 至少在热中子区内, 许多元素的截面都遵从 $1/v$ 律。对薄得足以避免中子自屏蔽或通量降的探测器而言, $\sigma(v) = \sigma_0 v_0/v$, 而每一原子的反应率成为

$$R = \int_0^{\infty} \frac{dn(v)}{dv} \sigma(v) v dv = \sigma_0 v_0 \int_0^{\infty} \frac{dn(v)}{dv} dv = \sigma_0 n v_0 \quad (2.2)$$

反应率仅正比于中子总密度, 因此以 $n v_0$ 表述总通量密度较为方便。这里 σ_0 是在任意选取的中子速度 $v_0 = 2200$ 米·秒⁻¹ 下的截面 ($T_0 = 293.6^\circ\text{K}$, $kT_0 = E_0 = 0.0253$ 电子伏)。以此种方式求出的中子通量密度称为“惯用的通量密度 (conventional flux density)”或“每秒 2200 米的通量密度”。所以, 简单的方程 (2.2) 可适用于慢化中子谱情形下的遵从 $1/v$ 律的探测器; 对 $1/v$ 律的微小偏离有时可以忽视 (参阅以下的讨论)。在快中子通量下 (未经慢化的谱、使用阈探测器等) 测定反应率时, 使用 $n v_0$ 是不合适的, 因为截面不适用 $1/v$ 律。这时, 为了求出反应率, 必须算出方程 (2.2) 内的第一个积分。

当在具有按 $1/E$ 变化的超热中子谱的减速剂中进行测量, 而使用在此能区内不遵从 $1/v$ 律的探测器, 则方程 (2.2) 须加修正。韦斯科特 (Westcott) 等人^[3] 引进了有效截面 $\hat{\sigma}$ 来表述这种关系:

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 [g(T) + r s(T)] \quad (2.3)$$

式中, T 是中子温度 (参阅 2.2 节)。指数 r 表示超麦克斯韦成分的相对贡献, 它是所用的减速装置的一种特性。指数 r 可以根据测定镉比值 (Cadmium ratio) 求得, 可参阅国际辐射单位与测量委员会的第 10b 号报告^[1]。 g 和 s 可用以衡量麦克斯韦区 (g) 和超麦克斯韦区 (s) 内的截面偏离 $1/v$ 律的程度, 两者都是中子温度的函数。它们已由韦斯科特^[5] 编制成表。对遵从 $1/v$ 律的探测器而言, $g = 1, s = 0$; 每一原子的反应率成为

$$R = \hat{\sigma} n v_0 \quad (2.2a)$$

慢化中子谱可以用不同的方式来表述,而且对所有结果来说,均应明确说明被测定的是什么:

(1) “惯用的”通量密度

$$n v_0 = \frac{R}{\hat{\sigma}} = \frac{R}{\sigma_0(g + r s)} \quad (2.2b)$$

(2) 在镉的截止能量以下的热中子通量密度
(镉的厚度应当注明):

$$n_{\text{热}} v_0 = \frac{R - R_{\text{镉}}}{\sigma_0 g} \quad (2.4)$$

当难于确定指数 r , 或者超麦克斯韦成分并不遵从 $1/E$ 律时, 则使用上述表达式。 $R_{\text{镉}}$ 为包裹有镉的探测器在受到照射的反应率。对于位置在 0.1 电子伏和镉的截止能量 0.5 电子伏之间的超麦克斯韦成分, 当俘获截面并不正比于 $g\sigma_0/v$ 时, 可能需要一个小的修正^[6]。

(3) “惯用的”麦克斯韦通量密度:

$$n_M v_0 = n v_0 \left(1 - \frac{4r}{\sqrt{\pi\mu}} \right) \quad (2.5)$$

这一表达式内仅含有麦克斯韦谱, 它是由总通量密度中减去超麦克斯韦成分而得到的。超麦克斯韦成分的截止能由 $E = \mu KT$ 给出, 这里 $\mu \simeq 4$ 。在减速充分的系统 ($r < 0.05$) 中, $n_M v_0$ 比 $n_{\text{热}} v_0$ 仅低百分之几。

(4) “真”麦克斯韦通量密度

$$n_M \bar{v} = n_M v_0 \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{T_0}} \quad (2.6)$$

平均通量密度为中子温度的函数, 这里仍然和以前一样, $T_0 = 293.6^\circ\text{K}$, 与 $v_0 = 2200$ 米·秒⁻¹ 相应。

2. 中子温度

对于其截面严格遵从 $1/v$ 律的探测器来说, 麦克斯韦成分的

温度无关紧要。然而,对显示共振的探测器来说,特别是当接近热中子区时,韦斯科特的 g 值便成为密切地依赖于温度的函数。

只是在十分有利的情形下,例如在反应堆^[7]热柱端处的重水槽中,中子的温度才和减速剂的温度一样。通常,热平衡是不完全的,另外还有系统内的中子俘获,以及在通过边界时的中子逃逸,这些因素结合在一起,使得中子温度 T_n 高于减速剂温度 T_m 。温度的增高量近似地与超热中子通量密度对麦克斯韦通量密度的比率成正比。预期可成立含有指数 r [方程(2.3)]的下述关系式:

$$\frac{T_n - T_m}{T_m} = cr \quad (2.7)$$

式中, T 用凯氏温标 $^{\circ}\text{K}$ 量度,而 c 是一个常数,以原子量 $\gg 1$ 的气体减速剂作为模型来计算, $c = 1.65$ ^[8]。对固体,尤其是对石墨减速剂来说,晶体的束缚效应可以产生较高的温度差别。这一点已被对于石墨所作的少数测量所证实,而求出的 c 值约为预期值的两倍^[9-11]。

测量慢化装置中的中子温度,最方便的方法是使探测器活化,这种探测器的截面在接近热中子区时,表现出明显地偏离 $1/v$ 律,在温度直到 400°C 的范围内,镭¹⁷⁶ 特别适用,他在 0.142 电子伏处有一个共振峰^[12]。反应产物镭¹⁷⁷ 的放射性容易测定,它的半衰期为 6.74 天。 $g(T)$ 值已由韦斯科特^[5] 计算出来,并示于图 2.1 中。测量的技术是把具有已知温度(例如,上述重水槽)的纯麦克斯韦通量中的反应率和待测的慢化装置中的反应率进行比较。在减去通常存在的超麦克斯韦成分之后(参阅 2.3 节),就得到慢化装置中的量 $g(T)$ 。要测定两种慢化装置中的通量密度的比率,必须同时将另一个与温度无关的 $1/v$ 探测器活化。可以把同一的镭箔用于这一目的,对镭¹⁷⁵ 的活化产物镭^{176m} 同位素($T_{1/2} = 3.69$ 小时)进行计数,在镭的截止能量以下,镭¹⁷⁵ 的截面是遵从 $1/v$ 律的^[12-13]。

当温度超过 400°C 时,镭¹⁷⁶ 的 $g(T)$ 值与温度不再有密切的依赖关系,这时最合适的探测器是钚²³⁹,参阅图 2.1。测定钚²³⁹ 的裂变率和铀²³⁵ 的裂变率,将两者进行比较,就可以确定温度。铀²³⁵

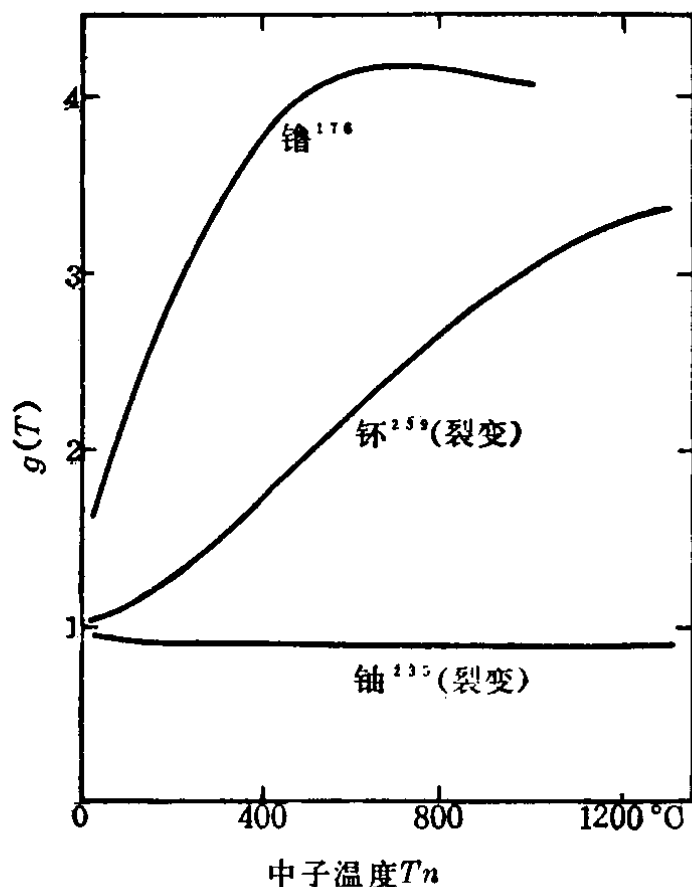


图 2.1 ^{176}Lu 、 ^{239}Pu 和 ^{235}U 的 $g(T)$ 值^[5]

的 $g(T)$ 随温度的改变不大(图 2.1)。这些测量可以用高温裂变室^[14]或计数被照射箔中的裂变产物的放射性^[15]来进行。

3. 超麦克斯韦成分

由于超麦克斯韦成分对慢化装置中的反应率有贡献，故给予更细致的讨论是恰当的。正如在 2.1 节中已经看到的那样，当确定的是真正遵从 $1/v$ 律的探测器的反应率，并且通量密度是以“惯用的通量密度”[方程(2.2b)]表述时，不需要知道谱，因为，这时 $g=1$, $s=0$ 。

当反应截面不遵从 $1/v$ 律时， g 和 s 值须由活化截面的共振参数来决定^[5]。

测量慢化区内中子流量和通量密度方法相当多。最简单的方法是以上面讨论过的假设为基础，即每一能量间隔内的通量密度

正比于 $1/E$, 这一假设只能适用于“理想的”减速系统^[2], 如同在充分减速的反应堆中所实现的那样。在这种情况下, 只要测定指数 r 就够了。通常所以用单个共振探测器来完成这样的测量。用于这一目的的探测器主要对低能成分产生响应。

在若干系统中, 例如由一些点源分布于减速剂内而组成的热中子通量标准中(比较 3.2b 节), 超麦克斯韦成分可能偏离 $1/E$ 律。因而, 当利用具有不同共振能量的探测器时, 根据镅比值法求出的指数 r 将随之而不同。准确地确定通量密度, 需要更加详尽的超麦克斯韦谱的资料[例如, 方程(3.4)中的指数 β 的值]。这可以借助于多群计算法或测量而得。

如欲测量慢化中子的能谱, 则在观察时须用两个或两个以上不同的探测器系统。当然, 这些探测器系统的灵敏区分开得愈远愈好(参阅 3.2b 节)。

4. 测定热中子通量密度的技术

热中子通量密度的测量, 或者是直接以反应率[例如 $B^{10}(n, \alpha)$ 反应^[16]] 的绝对测定为基础, 或者是以放射性核素的蜕变率的绝对测定为基础。选用金箔的绝对计数最为适宜, 因为金在热中子区内几乎是一个完全遵从 $1/v$ 律的探测器, 而且中子俘获截面又高; 金又是单一同位素的元素, 可以获得很高的纯度。放射性箔的绝对蜕变经常用 β - γ 符合法测定(参阅文献[6, 17])。用绝对计数来校准一个标准通量装置往往是方便的。备有此种装置的研究所的名单, 已在国际辐射单位与测量委员会的第 10b 号报告^[1] 的表 II B1 内列出。除此以外, 还有一些研究所是利用安排在减速剂内的固定的中子源, 例如文献[18—22]所载的装置。然而, 中子也可以用下述装置产生: 例如, 在低功率下运转的充分慢化的反应堆^[6], 或是利用加速器所产生的氘核作用于铍^[23]。在热中子通量密度的测定中已经达到的最高准确度是在 ± 1 与 $\pm 2\%$ 之间。在所有这些情况下, 测量都是用金箔的绝对计数进行的。

同未知的通量密度作出比较, 可以利用多种多样的探测器进行相对计数, 这种计数容易达到很高的精确度。通量密度低时, 建议用 4π 气体计数器进行 β 计数; 对于较高的通量密度, 则 γ 计数更为适宜。若干重要的中子探测器反应的数据列在表 2.1 内。没有一种活化探测器是完全遵从 $1/v$ 律的, 钒箔也许是最适宜的探测器之一^[24,25]。进行相对测量以及进行准确度较低的绝对测量

表 2.1 有用的热中子探测器

(除另有注明者外, 数据均采自文献[5, 33])

核素或元素	反 应	反应产物 的半衰期	反应的 $\sigma_0 \times 10^{24}$ (厘米 ²)	韦斯科特 ^[5]		应 用
				g(20°C)	s(20°C)	
氦 ³	(n, p)H ³	12.3年	5327	1.0		PC, SD
锂 ⁶	(n, t)He ⁴	稳定	945	1.0		SC, SD
硼 ¹⁰	(n, α)Li ⁷	稳定	3837	1.0	可忽略	PC, PT, SC, IC, SD
钠 ²³ (IS)	(n, γ)Na ²⁴	15.0小时	0.534	1.0	0.15 ^{a)}	BC
钪 ⁴⁵ (IS)	(n, γ)Sc ⁴⁶	85天	22.3			FC
钒 ⁵¹	(n, γ)V ⁵²	3.8分	4.9	1.0	0.083 ^{b)}	FC
锰 ⁵⁵ (IS)	(n, γ)Mn ⁵⁶	2.58小时	13.3	1.0	0.666	BC, FC
钴 ⁵⁹ (IS)	(n, γ)Co ⁶⁰	5.24年	36.6	1.0	1.736	FC
铜 ⁶³	(n, γ)Cu ⁶⁴	12.8小时	4.5	1.0	0.77 ^{a)}	FC
铟 ¹¹⁵	(n, γ)In ^{116m}	54分	157	1.019	19.8	FC
钆 ¹⁵⁷	(n, γ)Gd ¹⁵⁸	稳定	242000	0.854	-0.85	SD
金 ¹⁹⁷ (IS)	(n, γ)Au ¹⁹⁸	2.70天	98.8	1.005	17.3	FC
铀 ²³⁵	裂变	多种	577	0.976	-0.04	PC, IC, PT, SD

注: (IS)表示天然的单一同位素的元素。

a) 按达尔伯格(Dahlberg)等人^[34]的剩余共振积分(excess resonance integrals)计算值。

b) 据盖格(Geiger)和范·德尔·茨旺(Van Der Zwan)的数据^[25]。

主要应用:

BC: 加在盐溶液中的浴池计数。

FC: 箔计数。

PT: 在绝缘物质中生成粒子径迹。

IC: 用于电离室。

PC: 正比计数器。

SC: 加在闪烁体中。

SD: 半导体探测器用的转换剂。

时,可以把探测中子用的各种各样的元素加到仪器中去,作常规操作之用,然后探测由中子引起的核反应。所用的仪器可以是正比计数器、电离室、半导体探测器、照相乳胶等。供探测用的核素列在表 2.1 内。测量高通量密度和低通量密度的方法已载于国际辐射单位与测量委员会的第 10b 号报告^[1]内,本报告只限于讨论新发展。

随着氦³气体的来源日益广泛,不用 $B^{10}F_3$ 而用氦³ 的正比计数器变得重要起来,因为这种计数器可以达到较高的压力,从而获得较高的灵敏度^[26]。如果需要很小的中子探测器,可以使用带有转换剂的半导体粒子探测器,将中子转换成带电粒子,这种转换剂可以用硼¹⁰、锂⁶、钐¹⁵⁷ 箔或裂变箔(fission foil)^[27-29]。所达到的空间分辨本领可以和箔探测器相仿^[30]。然而,在高强度辐射场中的一个限制因素是对半导体探测器的辐射损伤。在转换剂和探测器之间使用足够长的抽成真空的管子,可以克服这一限制^[31]。

如果不需要立即指示出中子通量密度,那末,可以采用记录来自转换剂中的粒子径迹的方法。大多数绝缘体能够记录重的电离粒子的径迹,在蚀刻(etching)以后,这些径迹可以在显微镜下观察^[32]。硝酸纤维素之类的物质能记录出甚至象氦核那样轻的粒子;所以在使用这一方法时有可能利用 $B^{10}(n, \alpha)$ 反应。然而,用得最广的是铀²³⁵ 裂变箔,与云母、玻璃或聚脂薄膜合用。改变时间和可裂变物质的数量,可以测定很大范围内的通量密度。

在很高的通量密度下,可以利用在记录物质内原来存在的杂质。在大多数物质中,记录径迹的效率几乎为百分之百。如果裂变箔和裂片射程比较起来相当厚,绝对测量的准确度有可能达到 $\pm 5\%$; 系统的灵敏度,亦即裂变的径迹数除以入射中子数与可裂变物质的截面的乘积,为 1.2×10^{-5} 靶⁻¹, 这同理论计算^[35] 符合得很好。

已经有人作出了努力,以克服因使用显微镜计数径迹而带来的不方便。有人提出了一种读数装置,以通过不透明塑料膜的平均光通量为基础^[35]。这种塑料膜必须比裂片的最小射程薄,并且

应当适当地进行蚀刻,以产生光洁的小孔。另一种方法^[36]是在塑料薄膜的一面涂上铝。在另一面进行蚀刻;蚀刻剂穿过小孔,将小孔四周的涂有铝的表面溶解。将塑料膜置于亮光之前,这些小孔便变得清晰可见了。

5. 热中子通量密度测量中的校正

应当记住,通量密度和反应率之间的关系要加上种种校正。在国际辐射单位与测量委员会的第10b号报告^[1]内对此已作了详尽的讨论,这些校正包括:通量的下降、探测器中的自屏蔽、镅吸收体对中子谱的影响,等等。

使用很薄的箔,或者使用液体箔,它的减速比与其所在处的介质的减速比相等,那末,对通量的下降可以不加校正^[37]。使用液体也便于绝对计数。