

中子能量在 0.02—0.5 电子伏范围内 U²³⁵ 裂变次级有效中子数平均值 随入射中子能量的相对变化

牛世文 欧阳翎 卢涵林

利用慢中子机械选择器中子谱仪于入射中子能量在 0.02—0.5 电子伏区域内, 采用直接测量方法测量了 U²³⁵ 的 $\eta(E)$ 相对值。在测量误差范围内, 中子能量在 0.02—0.08 电子伏区域 η 值为一常数, 此后随中子能量增高而下降, 至接近 0.3 电子伏时 η 值约下降了 13%。

引 言

次级有效中子平均数 η (裂变核吸收一个中子所放出的裂变中子平均数) 随入射中子能量的变化关系, 对反应堆计算和建立核裂变理论有很大意义。目前已经发表了不少测量结果。测量 $\eta(E)$ 的方法基本上可分为两种。一种是分别测量吸收截面 σ_a , 裂变截面 σ_f 及裂变核每次裂变所放出的裂变中子平均数 ν 值, 并用下列关系来确定 η :

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$$

这样得到的 η 值包括着三个数值的误差。由于在低能区域 ν 值不随能量变化, $\frac{\sigma_f}{\sigma_a}$ 随能量变化又极小, 所以这种方法对 σ_a 及 σ_f 的精确度要求很高。尤其在共振峰处, 还要求以同样的实验条件和很好的分辨率测量 σ_a 和 σ_f 。这些都给实验带来了困难, 所以各国的实验室都趋于抛弃这种方法而用直接测量方法。

直接测量方法在文献 [1, 2] 中有较详细的叙述。这是一种比较简单而又精确的方法。与上述方法相比, 它具有下列优点: (1) 由于 $\eta(E)$ 随能量变化不大, 所以对谱仪分辨率的要求不高; (2) 因为实验中采用厚样品, 所以能得到比较高的计数率; (3) 利用裂变中子来探测裂变效应, 避免了通常用裂变室测量裂变截面时的 α 粒子堆垒问题; (4) 在同一装置上不必作其它更动只需要换样品就可以测量不同样品的 $\eta(E)$ 等等。

帕莱夫斯基 (H. Palevsky)^[1] [其中包括列欧涅德 (Leonard) 的工作] 测量的结果和斯密斯 (J. R. Smith)^[3,4] 的结果表明: 中子能量从 0.01 电子伏至 0.1 电子伏时 η 值增加约 2%; 能量大于 0.1 电子伏时 η 值下降; 在接近 0.3 电子伏处 η 值比 0.0253 电子伏的 η 值约降低了 6%; 此后 η 值又增高; 并且与按截面计算的结果在测量误差内相符合。尼基京 (С. Я. Никитин)^[2] 等的结果与上述结果有差异, 自 0.01 电子伏至 0.1 电子伏 η 值降低了 10%, 0.1 电子伏以上仍然继续下降。斯卡斯格德 (H. M. Skarsgard)^[5] 测量了 0.006—0.05 电子伏区域的 $\eta(E)$, 在误差范围内 η 值为一常数, 与文献 [1] 的结果在误差范围内相符合。包林格 (Bollinger)^[6,7] 按测量截面求得的 η 值, 在 0.05—0.1 电子伏区域比文献 [1] 的结果低的多, 在 0.04 电子伏以下符合得也不太好。

测量方法及实验设备

我們采用的是直接测量方法。选用厚裂变样品，使它对于入射中子来说可看成“黑体” ($n\sigma \gg 1$)。在完全相同的实验条件下，同时测量以下两个数值：(1) 裂变中子数随入射中子能量的变化；(2) 入射中子数随能量的变化。

设 K_f 和 C_f 分别为裂变中子探测器的总效率及计数， K_B 和 C_B 分别为入射中子探测器的总效率及计数。假定样品的散射截面 $\sigma_s \ll \sigma_a$ ，亦即可以忽略散射效应的話，則

$$\frac{C_f}{K_f} = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \frac{C_B}{K_B} = \eta \frac{C_B}{K_B}$$

入射中子探测器一般用含硼计数器，因而 K_B 正比于 $\frac{1}{\sqrt{E_i}}$ 。又由于 K_f 在测量条件下可视为常数，所以上式可以简化为

$$\eta = \frac{K}{\sqrt{E_i}} \frac{C_f}{C_B}$$

式中 E_i 为入射中子能量， K 是一常数，在相对测量中不要求确定 K 值，一般都是将所测的 $\eta(E)$ 在 0.0253 电子伏处归一化。

在慢中子机械选择器^[8]上测量 U^{235} 的 $\eta(E)$ ，实验布置示意图见图 1。

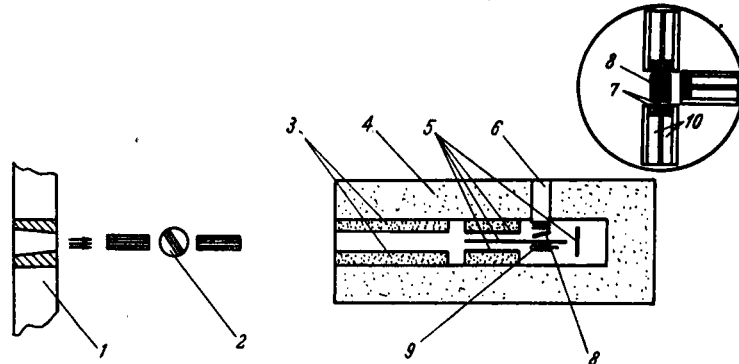


图 1 实验布置示意图

1—反应堆；2—轉子；3—碳化硼；4—石蜡和硼酸；5—鉛片；6—裂变中子探测器；7—ZnS(Ag) + 石蜡；8—样品；9—入射中子探测器；10—Φ3Y-19。

中子飞行距离 3.5 米，分辨率 15 微秒/米。同时测量 C_f 、 C_B 和本底。将 256 道时间分析器分为两架 128 道分析器使用，道宽 32 微秒。同时测量 C_f 及 C_B 两个数值即能保证相同的实验条件又能减少测量时间。为了消除两架时间分析器的系统误差，在测量过程中两架分析器交替地测量 C_f 和 C_B 。经常同时测量裂变中子探测器和入射中子探测器的总计数，从两者的比值变化来监视探测器的工作情况。实验表明，探测器是长期稳定和可靠的。

样品是含有 90% U^{235} 的金属铀片，在入射中子方向上的厚度 ~ 10 克/厘米²。样品周围安放着重裂变中子探测器，用的是晶体闪烁计数器，闪烁体是 ZnS(Ag) + 石蜡。在束线上与样品平行地放置着入射中子探测器。为使其探测效率与 $\frac{1}{\sqrt{E_i}}$ 成正比，采用了“薄”探测器。它是一支玻璃壁的 BF₃ 正比计数管，充气气压 100 毫米汞柱。

裂变中子探测器对中子的探测效率应尽可能高，对 γ 射线的计数应小于总数的 1%。为

了达到这样的要求,曾进行了以下的调整:将裂变样品换为“黑体”铀样品;选择探测器的高压,放大器放大倍数和甄别器的阈值,使其计数只有用裂变样品时的0.1%。由于铀的(n, γ)反应放出的γ射线谱与U²³⁵裂变瞬时放出的γ射线相似,而其数量则较U²³⁵裂变时放出的γ射线少6—7倍^[9],因而这样选定的工作点可以保证在测量裂变中子时γ本底小于1%。

数据处理

对实验测量值进行了以下各项修正。

1. 由于样品不是绝对“黑体”,所以需要根据在测量 $\eta(E)$ 的实验条件下测得的样品穿透率对透过样品的部分中子进行修正。测量结果表明,能量大于0.3电子伏就需要修正,最大修正值小于1.2%。

2. 其它同位素成分引起的修正。U²³⁸散射截面所引起的修正与U²³⁵散射截面所引起的修正合并在一起考虑。样品中的杂质、U²³⁴及U²³⁸吸收截面的修正皆小于0.3%,故忽略掉了。

3. 由于散射所引起入射中子损失的修正。实际上散射截面不能忽略,并且散射截面随能量而变化,所以必须修正。在厚样品情况中,由于散射中子有再被吸收的可能,散射截面的有效值仅是实际散射截面的一部分,并且是样品厚度的函数^[10]。以 $\bar{K}\sigma_s$ 表示有效散射截面,在“黑体”时 \bar{K} 值接近于0.154。根据文献[10]提出的公式计算出 $\bar{K}(n\sigma_s)$ 函数。从测量的穿透率计算出 $n\sigma_s$ 后,再根据这个函数决定 \bar{K} 值。在 σ_s 的计算中考虑到各种同位素的效应,其中U²³⁵的散射截面采用文献[3]所提出的数据,U²³⁸的散射截面采用8.3靶。修正值皆小于2%。

4. 入射中子探测器效率偏离 $\frac{1}{\sqrt{E_i}}$ 规律的修正。随着中子能量降低,探测器自吸收增大,其效率逐渐偏离 $\frac{1}{\sqrt{E_i}}$ 规律。这项修正值小于1.5%。

5. 入射中子探测器不灵敏区所引起的修正。中子计数管轴线与中子束平行,中子束在达到计数管灵敏区之前先通过一段不灵敏区,部分中子在这一区域可能被吸收。这项修正值小于1.5%。

6. 入射中子探测器玻璃壁引起入射中子损失的修正。在测量 $\eta(E)$ 的条件下,测量了玻璃壁的穿透率,按此值进行修正。修正值达20—25%。

在测量值误差中,计数的统计误差最大,主要是由裂变中子计数统计误差所造成的。在修正因子中,探测器玻璃壁所引起的修正项带来较大的误差。最后结果的误差介于1.2—5.5%之间。

测量结果

测量结果如图2所示。图中的数据已按在0.0253电子伏处取 η 为2.07^[7]归一化。在0.02—0.08电子伏能量区域内,在测量误差范围内 η 为一常数;此后随能量增高而下降,接近0.3电子伏处 η 值最小,较0.0253电子伏 η 值约下降了13%。在0.02—0.08电子伏区域,我们所得结果与帕莱夫斯基及斯卡斯格德^[5]的结果在测量误差内相符合。在0.08—0.5电子伏区域符合得不太好,我们所得结果有较大的下降。这是由于测量时谱仪分辨率较低,按 $\eta = \frac{K}{\sqrt{E_i}} \frac{C_1}{C_2}$ 公式计算时所用的 $\sqrt{E_i}$ 较实际值大,以至使 η 值变小所致。

本工作在进行中经常得到何泽慧先生的热情关怀和指导,杨楨与施学勤同志提供了不少宝贵意见,孟昭芹、申文亮及罗靖安同志参加了测量及一些计算工作,反应堆运行人员给了大力协助,在此我们表示极大的谢意。

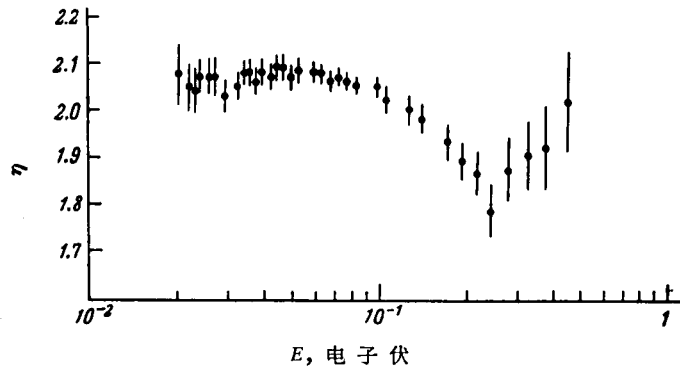


图 2 η 值随入射中子能量 E 变化曲线
已按 0.0253 电子伏处取 η 值为 2.07 进行了归一化

参 考 文 献

- [1] H. Palevsky, D. J. Hughes, R. L. Zimmerman and R. M. Eisberg, *J. Nuclear Energy*, **3**, 117 (1956).
- [2] С. Я. Никитин, С. М. Суворочкин, К. Г. Игнатьев, Н. Д. Галанина, Сессия АН СССР, По мирному использованию атомной энергии, 1—5 Июля, 1955 г., Отд. физ.-Мат. наук, Изд. АН СССР, 1955.
- [3] J. A. Harvey and J. E. Sanders, *Progress in Nuclear Energy*, Vol. 1, Summary of Data on the Cross Section and Neutron Yields of U^{233} , U^{235} , Pu^{239} , Pergamon-Press Ltd, London, 1956.
- [4] J. R. Smith and E. H. Magleby, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **30**, 7 (1955).
- [5] H. M. Skarsgard and C. J. Kenward, *J. Nuclear Energy*, **6**, 212 (1958).
- [6] Reactor Physics Constants, P. 55, ANL-5800.
- [7] G. J. Safford and W. W. Havens, Jr., *Nucleonics*, **17**, 134 (1959).
- [8] 叶春堂、牛世文、王大海, 原子能科学技术, 第 3 期, 141 (1961).
- [9] И. В. Городеков, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев, Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов, стр. 224, Атомизд, Москва, 1960.
- [10] F. J. M. Farley, *J. Nuclear Energy*, **3**, 33 (1956).

(编辑部收稿日期 1964 年 4 月 30 日)