

提 要

本文提出了三种可能的物理因素,企图解释热中子对 U^{235} , Pu^{239} 的裂变中子谱中,在 2—3 兆电子伏附近出现的结构现象。首先讨论了核温度分布可能产生的影响,结果表明,连续的核温度分布是不会在能谱上出现有结构现象的;而在两个孤立的核温度情况,发现要在相不合理的温度比,即 $T_1/T_2 \geq 3$ 时才会在能谱上出现有结构现象。其次,考虑到在能谱的蒸发^[1]公式中应该用光学模型的吸收截面。在裂变的情况下,光学模型吸收截面在轻重碎片相同的能量位置出现互共振,计算结果表明,目前裂变中子谱中 2—3 兆电子伏出现的结构现象,很可能是重碎片吸收截面中 d 波互共振所引起。在考虑了一定的核温度分布以后,用光学模型吸收截面所计算的裂变中子谱在结构的大小和位置上,和实验符合得很好。再其次,我们考虑了中子从碎片中发射可能存在各向异性,发现它也可能在裂变中子谱上出现一定的结构现象,但是很为微弱。最后,作者提出了进一步澄清这些物理因素可能做的一些实验。

一、引 言

最近,肖振喜,叶宗垣等^[1]测量了由热中子引起 U^{235} 和 Pu^{239} 裂变所产生中子的能谱,用的是国产核-3 乳胶(在 2—4 兆电子伏,分辨率为 4%)。在实验室系统中,他得到中子能谱在能量为 2.2—3 兆电子伏之间,和通常用来解释实验的 Watt 或者 all 曲线有一定的偏离。这种偏离虽然不十分显著,但是经过细致重复的测量,发现它超过统计误差,因此,很可能存在有结构现象。而且,在以前的实验中^[2],在同样的范围,对不同的裂变物质,裂变中子谱也有一定的结构现象出现。但是,这一现象从未明确指出过。

本文的目的,是企图从理论上探求裂变中子谱可能出现结构现象的物理原因。在文中,我们讨论了一般的理论处理,以及核温度分布对能谱结构现象可能产生的影响。第三节中讨论了光学位阱互共振可能产生的影响。第四节是对于理论结果的讨论,其包括了由于中子发射各向异性可能在裂变中子谱中的影响,同时提出了进一步来肯定物理因素可能做的实验。

二、基本理论公式以及核温度的影响

目前关于裂变中子谱的理论,一般均假设:

- 1) 中子是从裂变后运动着的碎片中释放出来的,这一点是和现有的中子能谱实以及中子和碎片角关联实验^[3]基本相符的。

假设下,在实验室系统中所测得的中子能谱 $N(E)$ 由公式

$$N(E) = \int_{(\sqrt{E}-\sqrt{E_f})^2}^{(\sqrt{E}+\sqrt{E_f})^2} \frac{I(\epsilon)}{4(E_f\epsilon)^{1/2}} d\epsilon, \quad (2.1)$$

E_f 是轻重碎片中每个核子的平均动能, ϵ 是中子在碎片质心系统中的能谱,按照一般蒸发理论^[6],

$$I(\epsilon)d\epsilon = \text{const } \sigma_c(\epsilon, \epsilon_0)\epsilon w(\epsilon_{by} - \epsilon)d\epsilon, \quad (2.2)$$

ϵ 是剩余核的能级密度,而 ϵ_{by} 是出射粒子最大能量, $\sigma_c(\epsilon, \epsilon_0)$ 是能量 ϵ 激发态 ϵ_0 的剩余核为靶的吸收截面。在碎片质心系统中,剩余核的能级密度分布^[1]: $w(\epsilon_{by} - \epsilon) \approx e^{-\epsilon/T}$, T 是核温度。

吸收截面 σ_c , 应该在实验室中得到不同形状的中子能谱。Feather 和 σ_c 近似为常数,则可以得到

$$N(E) = \left(\frac{\pi^{1/2}}{8E_f^{1/2}T^{1/2}} \right) \left\{ F \left[\left(\frac{2E}{T} \right)^{1/2} + \left(\frac{2E_f}{T} \right)^{1/2} \right] - F \left[\left(\frac{2E}{T} \right)^{1/2} - \left(\frac{2E_f}{T} \right)^{1/2} \right] \right\}, \quad (2.3)$$

$$\gamma(x) = -2x(2\pi)^{-1/2} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) + (2\pi)^{-1/2} \int_{-x}^x \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt. \quad (2.4)$$

实际用了相当于 $\sigma_c \propto \epsilon^{-1/2}$ 的假设,可得到

$$N(E) = \left[\exp\left(-\frac{E_f}{T}\right) (\pi E_f T)^{-1/2} \right] \exp\left(-\frac{E}{T}\right) \sinh \left[\frac{2(E E_f)^{1/2}}{T} \right]. \quad (2.5)$$

单一的核温度和单一的碎片动能, Watt 曲线 (2.5) 能比 Feather 曲线 (2.3) 符合于实验,但是正如 Terrell^[7] 所指出,由 Watt 谱所得出来的碎片平均动能所定出来的要小。另一方面, Terrell 考虑到碎片激发能本身有一个分布;不止释放出一个中子,因此他用裂变中子数分布,推出相应的核温度分布,温度相应的 Feather 谱的迭加,同时用和其他实验相一致的轻重碎片平均动能和实验相符的结果。

实验裂变中子谱中出现有结构现象,当然这不是单一的 Watt 曲线所能解释。先很有兴趣的问题之一是:这些能谱中的结构现象,是否也是由于温度分布?我们将分作两种情况加以讨论。

分布连续情况。

性的说明问题,我们将 Terrell 求出的核温度分布,近似地用²⁾

$$P(T) = AT^{1/2} e^{-P/T} \quad (2.6)$$

已经详细的讨论过,这种指数分布和 Weisskopf 的能级密度在能谱上,产生区别是不大的。温度分布很不敏感,这种粗糙的近似是可以的(图 1)。

$$I(\epsilon) = A \sqrt{\pi} \sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon}, \quad (2.7)$$

2.1)式,則可得

$$N(E) \propto H(\sqrt{E_f} + \sqrt{E}) + H(|\sqrt{E_f} - \sqrt{E}|), \quad (2.8)$$

$$H(x) = (2\sqrt{p}x + 1) \exp(-2\sqrt{p}x). \quad (2.9)$$

由式(2.8)和(2.9)計算所得的能譜如图1所示。从公式和图可看出,温度連續分布是 Feather 結構現象出現的。

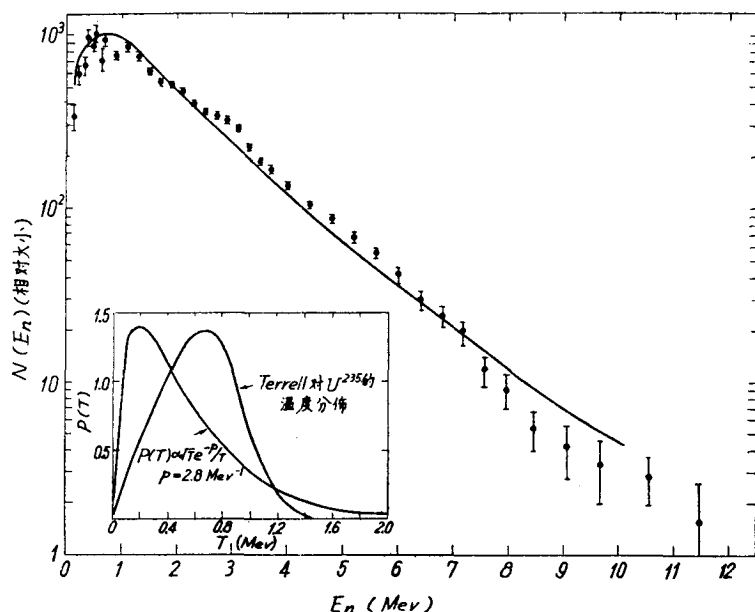


图1 連續温度分布时的裂变中子譜

——按公式(2.8)計算的曲綫; ● U^{235} 实验值,取自文献[1]。插图是我們所用的温度分布与 Terrell 对 U^{235} 裂变的温度分布^[7]的比較

ii) 二个不同温度的迭加情况。

我們設想温度分布是不連續的。为了处理簡單,只取二个孤立温度的迭加。輕重碎片动能已由其他实验确定为 $E_f \approx 1$ 和 0.5 兆电子伏。为了符合于能譜的高能部,其中一个温度 $T_1 = 1$ 兆电子伏左右。为了使能譜在 2—3 兆电子伏能够出現結構,則要求另一个温度 $T_2 \leq 0.3$ 兆电子伏。对于这二个温度的 Feather 譜的迭加,如图2。为了比較,也給出了 $T_2 = 0.6$ 兆电子伏的迭加情况。可見,如果存在兩組温度而相差很大 ($T_1/T_2 \gtrsim 3$),則在能譜上才有可能出現結構現象。

下面我們来探討产生这样兩組温度分布的可能性。

首先,我們注意到 Fraser^[3] 的角关联实验指出,輕碎片发射的中子数可能比重碎片

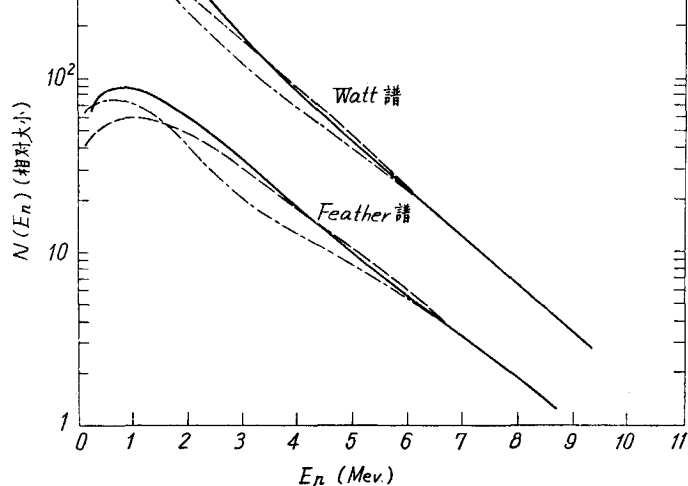


图2 二个温度迭加的裂变中子谱

- $E_f^1 = 1.0 \text{ Mev}$, $T_1 = 1.0 \text{ Mev}$; $E_f^2 = 0.5 \text{ Mev}$, $T_2 = 0.6 \text{ Mev}$.
 轻重碎片的迭加.
 - - - - 同上, 但 $T_2 = 0.3 \text{ Mev}$.
 ——— $E_f^1 = 1.0 \text{ Mev}$, $E_f^2 = 0.5 \text{ Mev}$, 取 $T = 0.3, 1.0 \text{ Mev}$ 四条曲线的迭加.

Апалин 等人^[10]直接测量了 U^{235} 的裂变次级中子数按轻重碎片质量数的分, 轻碎片和重碎片发射中子数之比为 1.17:1. 这样轻碎片的激发能(因而温度为高. 根据平均温度和平均中子数 $\bar{\nu}$ 的关系式^[7]:

$$\bar{T} \propto \sqrt{\frac{(\bar{\nu} + 1)E_b}{a}}, \quad (2.10)$$

兆电子伏为蒸发出一个中子后碎片激发能平均减少数; $a = 12$ 兆电子伏⁻¹. $\bar{\nu}_{\text{重}} = 1.30$, 可求得

$$\bar{T}_{\text{重}} \approx 0.61 \text{ 兆电子伏},$$

$$\bar{T}_{\text{轻}} \approx 0.57 \text{ 兆电子伏}.$$

接近, 可见这种原因不足以出现结构现象.

后发射的平均中子数 $\bar{\nu} > 2$. 因此, 每一个碎片有可能发射二个以上中子. 中子时, 核温度会有所下降. 根据蒸发理论^[11],

$$I(\epsilon) = \frac{\epsilon}{T_1^2} e^{-\epsilon/T_1} + \int_0^{\epsilon_{\text{max}} - E_b - \epsilon} \frac{\epsilon'}{T_1^2} e^{-\epsilon'/T_1} \frac{\epsilon}{T_2^2} e^{-\epsilon/T_2} d\epsilon', \quad (2.11)$$

Fraser 的结论是和计算角关联时所用的能谱公式有很大关系的^[7]. 作者在另一篇文章^[9]中, 将要到这一问题.

$$I(\epsilon) = \frac{\epsilon}{T_1^2} e^{-\epsilon/T_1} + \int_{\sqrt{\epsilon/a}}^{T_{2\max}} f(T_2) \frac{\epsilon}{T_2^2} e^{-\epsilon/T_2} dT_2, \quad (2.12)$$

温度分布

$$f(T_2) = \frac{2a^2}{T_1^2} T_2 (T_{2\max}^2 - T_2^2) \exp \left[-\frac{a(T_{2\max}^2 - T_2^2)}{T_1} \right], \quad (T_{2\max} \geq T_2 \geq 0), \quad (2.13)$$

$T_{2\max} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\max} - E_b}{a}}$ 为发射第二个中子后碎片可能的最大温度值。温度分布 $f(T_2)$

平均温度 T_{2p} 为

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \left(T_{2\max}^2 - \frac{3}{2} \frac{T_1}{a} \right) \\ &+ \frac{1}{2} \sqrt{\left(T_{2\max}^2 - \frac{3}{2} \frac{T_1}{a} \right)^2 + T_{2\max}^2 \frac{T_1}{a}}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

(2.13) 式所得发射第二个中子温度分布如图 3, 由于 $T_1 = 1$ 兆电子伏, 不难得到 $T_{2\max} = 0.66$ 兆电子伏, $T_{2p} = 0.61$ 兆电子伏, 而且从图 3 看到 $\bar{T}_2$ 大致上在 T_{2p} 附近。

同样理想情况, T_1 和 T_2 温度相差不足 2 倍。在可能合理温度分布下, 似乎在能谱的 2—3 兆电子伏范围, 不会出现有如此明显的结构现象。

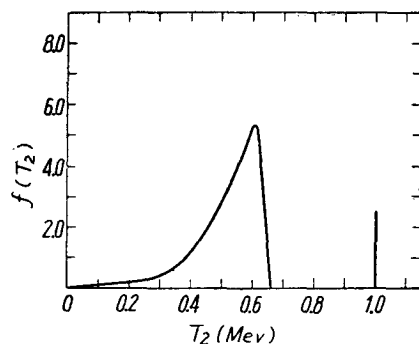


图 3 接连放出二个中子碎片的温度分布

按公式 (2.13) 计算, 取 $T_1 = 1$ Mev, $T_{2\max} = 0.66$ Mev, $a = 12$ Mev⁻¹.

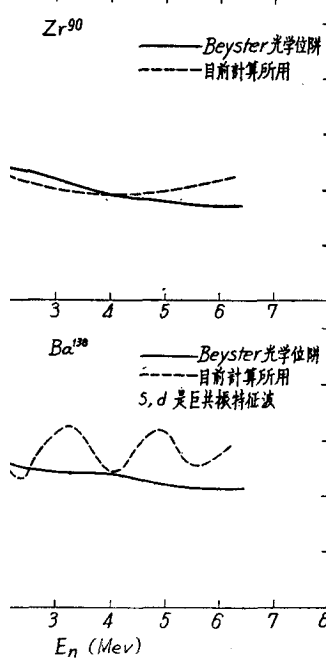
三、光学位阱巨共振对裂变中子谱的影响

前面论述的裂变中子能谱理论工作, 实际上均对复合核吸收截面 $\sigma_c(\epsilon_0, \epsilon)$ 作了粗略近似。而较好的近似应由光学模型给出。按照光学模型, 吸收截面 σ_c 并不是能量子核 A 单调变化的函数, 而应该在某些 ϵ 和 A 会出现巨共振现象。Beyster^[12] 曾用光学位阱对于各种原子核的吸收截面作了计算。对于轻重碎片附近的原子核 ($A \sim 90$ 和 $A \sim 140$), 吸收截面如图 4 所示。一般而言, 在低能部分 ($\epsilon < 1$ 兆电子伏) $\sigma_c \propto \epsilon^{-1/2}$, 而在高能部分 $\sigma_c \simeq \text{const}$, 但是可以看出, 吸收截面在某些原子核、某一定能量出现巨共振现象 (例如 $A \sim 140$, $\epsilon \simeq 1$ 兆电子伏附近)。为了较定量的描述巨共振现象对谱中的影响, 以及计算方便起见, 我们令

$$\sigma_c \propto (1 + h\epsilon^{-1/2} \cos k\epsilon), \quad (3.1)$$

和 k 是参变数, 用来调节共振峰的大小和位置的。在这种近似下, 可以得到

$$\begin{aligned} N(E) = C \left\{ F \left[\left(\frac{2E}{T} \right)^{1/2} + \left(\frac{2E_f}{T} \right)^{1/2} \right] - F \left[\left(\frac{2E}{T} \right)^{1/2} - \left(\frac{2E_f}{T} \right)^{1/2} \right] \right. \\ \left. + G[(\sqrt{E} + \sqrt{E_f})^2] - G[(\sqrt{E} - \sqrt{E_f})^2] \right\}, \end{aligned} \quad (3.2)$$



半位阱吸收截面与我們近似式(3.1)的比較

E_p 滿足

$$\frac{\sqrt{E_f}}{E_p}^2 + (\sqrt{E_p} + \sqrt{E_f})h \cos k(\sqrt{E_p} + \sqrt{E_f})^2 \exp(-2\sqrt{E_p E_f}/T) - \frac{\sqrt{E_p}}{E_p}^2 + |\sqrt{E_p} - \sqrt{E_f}|h \cos k(\sqrt{E_p} - \sqrt{E_f})^2 \exp(2\sqrt{E_p E_f}/T) = 0, \quad (3.6)$$

)和以前 Feather 譜(2.3)的比較中,可以定性地發現中子能譜在同样核温 E_f 条件下,会有如下的变化。

狀上,由于加上 G 函数,而在原有的能譜 F 上产生周期性的上下起伏。在兩 E 能量 E 稍高时,由于指数項的衰減,实际上起作用的是 $G[(\sqrt{E} - \sqrt{E_f})^2]$, 在 $kx = 0$ 处,即 $k(\sqrt{E} - \sqrt{E_f})^2 = (2n+1)\frac{\pi}{2}$ 处有极值, n 为偶数时 G 相应于 $N(E)$ 在其附近有极小; n 为奇数时, G 函数有极大(相应于 $N(E)$ 大)。因此在 $N(E)$ 曲綫上,在 $k(\sqrt{E} - \sqrt{E_f})^2 = (4n+1)\frac{\pi}{2}$ 到 $(4n+3)\frac{\pi}{2}$ 較平坦的形状。当然在 E 增大时,从公式(3.1)可知,由于 $e^{-1/2}$ 的作用, G 函数中的貢獻会逐渐減少。但是,值得注意的是这些极大极小值的位置,并不随而有明显的移动。这是由于目前光学模型中吸收截面积 σ_a 已經假設它和发能无关的結果。

C 是归一化因子,滿足

$$\int_0^\infty N(E)dE = 1,$$

得

$$C = \left\{ \frac{8E_f^{1/2}T^{1/2}}{\pi^{1/2}} + hE_f \left(\frac{2}{B^2} \right)^{3/2} [(1+B)^{1/2} - kT(-1+B)^{1/2}] \right\}^{-1}, \quad (3.4)$$

其中

$$B = \sqrt{1 + T^2 k^2},$$

同时

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \frac{\int_0^\infty EN(E)dE}{\int_0^\infty N(E)dE} = \\ &= C \left\{ \left(\frac{8E_f^{1/2}T^{1/2}}{\pi^{1/2}} \right) (2T + E_f) + \right. \\ &\quad + \frac{h\sqrt{2E_f}}{B^3} \left[\left(3T \frac{(1 - k^2 T^2)}{B^2} + E_f \right) \times \right. \\ &\quad \times (1+B)^{1/2} - kT(-1+B)^{1/2} \times \\ &\quad \left. \left. \times \left(\frac{6T}{B^2} + E_f \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

能 ϵ ，核温度 $T = 1$ 兆电子伏， $\hbar = \frac{5}{4}\pi$ ， $k = 0.3$ 。在图5中可以看出，目前用公式(2.2)计算的能谱，大体是和 Feather 谱相类似，只是在1.8—2.6兆电子伏之间比较平坦出现，它的大小是随 $\hbar$ 的增大而增大。在低能部分，稍许比 Feather 谱抬高一些，能量亦向低能有一些移动。另一方面，目前光学模型能谱和 Watt 谱相差较大。我从图中发现，正是由于 Watt 谱用了 $\sigma_c = \epsilon^{-1/2}$ ，这相当于减少了中子能谱的高能因而相对的提高了能谱的低能部分，这在效果上恰好和 Feather 谱中加上一些低温贡献相当。

不难看出，用一个核温度，光学模型能谱是难于符合实验的，和 Terrell 同样的考虑，面的计算中引进温度分布。为了计算简便起见，我们在计算中只取下列四组温度 $T = 1.0$ 、 0.7 、 0.5 和 0.3 兆电子伏；它们相对的比例为 $0.7:1:1:0.5$ ，这大致和根据碎片中子数分布所推得的分布相同。我们初步估计由于轻重碎片的动能分布变中子谱的影响是次要的。我们选取重轻碎片的平均动能分别为 $E_f = 0.5$ 和 1.0 伏。对于光学模型吸收截面 σ_c ， $\hbar$ 和 k 的选择，使曲线能大体上和 Beyster^[12]用光学位阱计算曲线，尤其在第一个共振峰的大小和位置上能够相近。因此，对于重 $\hbar = 0.3$ ， $k = \frac{5}{4}\pi$ ，对于轻碎片 $\hbar = 0.3$ ， $k = \frac{\pi}{4}$ ，曲线如图4所示。在此，我们设了裂变的碎片分成轻重碎片两个集团，轻碎片集团集中在 $A \sim 90$ 附近，而重碎片集中在 $A \sim 140$ 附近，这和裂变碎片的质量分布大致上是一致的^[13]，而光学位阱截面随 A 的变化是相当缓慢的。因此，轻重碎片可以近似地分别用一种吸收截面示。

后计算的结果如图6所示。在图6中，我们分别给出了轻重碎片的中子能谱，在总中认为轻重碎片释放的中子数是相等的（中子数稍有不同，影响也是不大的）。我看出，它和目前的实验在结构的大小和位置上符合得很好。同时为了比较起见，我图6中给出了同样温度分布的 Feather 谱。

四、讨 论

1) 光学位阱选取的影响

图4中可以看出，目前计算所用光学位阱吸收截面和 Beyster 计算所得的截面，尤其碎片高能部分相差较大。但从图5的计算可以发现，由于公式(2.2)中高能部分要由能级密度的指数衰减项，即由核温度所决定，因此在吸收截面高能部分有一些只是在能谱的高能部分引起一些轻微的影响；而这些起伏对于能谱低能部分的影响由质心坐标变为实验室坐标，这样质心系统中高能部分的中子对于实验室坐标中能部分的影响是很小的。实际上，在计算中发现，能谱中的结构现象主要是由重碎片兆电子伏附近吸收截面的巨共振所引起的，而目前计算所用的吸收截面在这一能内，共振的位置大致和 Beyster 的曲线相近。只是起伏的大小上略大。这样，也就

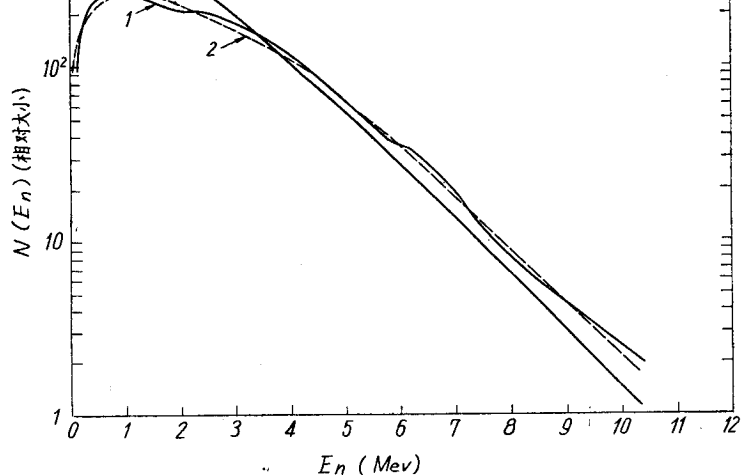


图5 各种吸收截面 $\sigma_c(E)$ 裂变中子谱的比较

- 1— $\sigma_c(E) \propto 1 + 0.5E^{-1/2} \cos\left(\frac{5\pi}{4}E\right)$, 2— $\sigma_c = \text{常数}$,
3— $\sigma_c(E) \propto E^{-1/2}$ 的情况。

结构现象更加显著了一些。但是,以上这些误差,看来均不足以影响光学模型在能谱上产生结构现象的定性结论。

按照最近光学模型理论和实验的比较^[14], Beyster^[12] 所选择的光学位阱形是最好的,尤其是他的光学位阱虚数部分参数是随着不同原子核而有所变,仍然保持了光学模型最根本的特点。首先,如图4所示,由光学位阱计算的 $A \sim 140$ 附近最低能量范围,有 S 波大共振;在1兆电子伏附近有一 D 波共振¹⁾ 在 $A \sim 90$ 附近,低能范围也出现有一 P 波共振¹⁾ (这些是和 neutron 全截面上共振特点是一致的^[15])。可以看得出来,目前裂变中子谱所表现出来的结构要是重碎片 $A \sim 140$ 附近 D 波巨共振的作用。

对于能谱影响较大的可能还是低能部分虚数位阱的选择。如果认为虚数部分能范围(例如小于1兆电子伏)是不变的,则吸收截面应该随着能量的减少。因而,吸收截面用 $E^{-1/2}$ 的近似可能在低能范围还是合适的。但如果光学势随能量减少也有较快下降,则这种关系可能不再成立。这一方面的问题目加以讨论过。Wandel 和 Lane^[16] 曾用费米气体模型,粗略的估计过光学位阱随着能量变化的趋势,发现在低能时,虚数随着能量的变化很小。Show^[17] 也理论估计过低能范围的虚数部分大小得

$$w \propto \left(\frac{M^*}{M}\right) (E_n + B)^3 \quad (4.1)$$

^[12] 的光学模型吸收截面的计算中, $A \sim 90$ 在几十个电子伏处有一很窄的共振,图4中未画出。

光学位阱所討論的靶核是处在基态的。因此,我們已經作了这样的近似,即吸收截面靶核激发能的变化是可以忽略的。初步估計,由于靶核处在激发态可能对吸收截面产生影响,其一,从粗略的費米气体模型看来,由于已經有粒子处在費米海以入射粒子和靶核相互作用时受泡利原理的影响可能更少一些,則吸收截面可以更大。因此,尤其在低能部分,由于靶核处在激发态,可能使吸收截面有所增加。其二,由处吸收截面有不同程度的增加,这样可能使截面中共振現象不明显一些。当然,这尚待进一步研究。

1) 光学模型巨共振在裂变中子譜中影响的特点

如我們认为裂变中子譜中的結構現象主要是由于光学模型巨共振的原因,則会表下的特点:

- 1) 如果裂变中子絕大部分是从裂变碎片中“蒸发”出来,只要裂变碎片的质量分布集中在 $A \sim 140$ 附近,而輕碎片集中在 $A \sim 90$ 附近^[13],由于光学位阱随 A 的变化慢,則对于所有裂变元素的中子譜,都有类似的結構現象。目前实验上对于 U^{235} , U^{233} ^[18] 均在 2—3 兆电子伏之間发现有結構現象。
- 2) 由于結構現象是由出射粒子吸收截面所引起的,因此它不会随着入射粒子的能

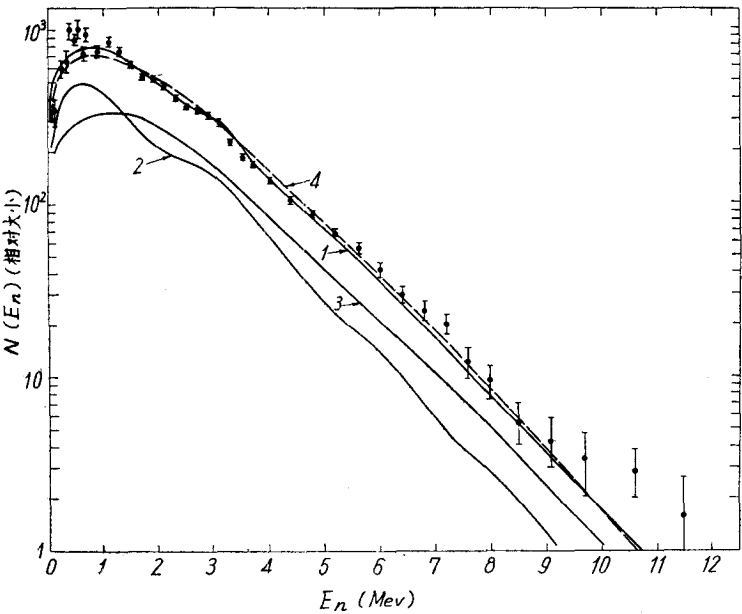


图 6 取光学位阱吸收截面后的裂变中子譜与实验的比較

計算中 $E_f^1 = 1.0 \text{ Mev}$, $E_f^2 = 0.5 \text{ Mev}$; 溫度取 0.3, 0.5, 0.7, 1.0 Mev, 相应的比例为 0.5:1.0:1.0:0.7。
 1——輕重碎片之和, 2——重碎片, 3——輕碎片, 4——Feather 譜;
 ● U^{235} 实验值取自[1]。

因此,如果能够分別观察輕重碎片的中子譜,則在重碎片應該在 2—3 兆电子伏结构現象,而輕碎片在該能量处則无結構現象。

光学模型中,巨共振的大小和寬度是有一定限度的。根据光学模型合理的参电子伏附近的結構現象,其寬度不会超过 1.5 兆电子伏,曲綫偏离原有曲綫不超过 25%。

中子譜本身需要經過质心坐标到实验室坐标的变换,作者^[9]将在另一篇文章如果目前实验室裂变中子譜的结构是由吸收截面共振所引起,則此現象也会在裂变的实验室中子譜中表現出来,而对于不同的实验室角度,結構現象应该在不同的角度,而且一般而言,实验室测量的角度越小,固定角度能譜中結構所处的位置越前。14 兆电子中子对 U^{235} 所引起的固定角度裂变中子譜^[19],似乎在定性上符合。

分布各向异性对結構的影响

中子譜的理論中,关于发射中子角分布在碎片质心系統中各向同性的假設, Terrell^[7] 曾設在碎片系統中角分布为

$$\phi(\theta) = (1 + b \cos^2 \theta) / (1 + b/3) \quad (4.2)$$

計算,在 $b = 0.4$ 时,和 $b = 0$ (即各向异性)在总的能譜上很少区别,只是在角分布上稍有差别。如果計算 $\frac{N(E, b)}{N(E, 0)}$,則可以发现 $N(E, b)$ 在 $E = 0.8$ 到 3 兆电子伏之下降(当 $b > 0$ 时)。当 $b = 0.4$ 时,根据 Terrell 的計算,下降最大处不足 5%。符合核理論,一般角分布的各向异性不会是很大的,而 b 也是可正可負的^[20]。分布存在有各向异性,是可能在裂变中子譜上产生一定的結構現象。

和进一步可做的实验

裂变的实验室中子能譜是对于各种輕重碎片、激发能、碎片动能、角度、发射一个以其他效应混合的結果,因此,在总的能譜上就是有一定的結構現象,也不会太复杂。我們对于目前裂变中子譜中的存在的結構現象,提出了三种可能的理論初步认为:由于光学模型在核反应方面广泛的成就,用光学模型吸收截面来计算的截面是比较合理的。因此,目前裂变中子譜 2—3 兆电子伏出現的結構能主要是由于吸收截面积的巨共振。当然,其他两种因素也可以产生一定的影响。要想清楚地判断各种因素在裂变中子譜中的作用,单一的总裂变中子譜是不更进一步的实验。例如:

角度裂变中子譜。进一步分析^[9]可以发现,如果在碎片质心系統中存在有角分布,而且設各向异性的大小不随出射粒子能量而变化,則可以发现,在固定角度,在 0° 角能譜上是不会出現有結構現象的;另一方面,如果是光学模型巨共振結構現象,如前所述,應該在不同角度,出現在不同的能量位置,而且小角度結構能值低;而如果是温度分布所引起的,則在固定角度上不会有这些規律。

研究剩余核激发态的能级密度的, 能量分辨率相当差。而且在理论处理上通常也是以吸收面积 σ_e 为常数^[22]。因此, 如果能够细致的测量 $A \sim 140$ 附近元素的非弹性散射, 如存在有吸收截面巨共振, 则在能谱的 1 兆电子伏附近也会表现出结构出来, 不会受核温度分布和角分布的干扰的。

后, 作者对钱三强先生和何泽慧先生给予本工作的许多宝贵建议, 表示衷心感谢, 于敏先生的指导, 以及卓益忠, 黄胜年, 叶宗垣等同志许多有益的讨论。同时对于同志们的数值计算表示谢意。

参 考 文 献

冯振喜, 叶宗垣, 张应, 黄胜年, 见本期物理学报, 467 页。

以上文所引的文章以及附图。

Gasner, J. S. *Phys. Rev.*, **88** (1952), 536.

Gill, D. L. and Wheeler, J. A. *Phys. Rev.*, **89** (1953), 1102.

Glikson, T. and Strutinski, V. M. *Nucl. Phys.*, **8** (1958), 284; **9** (1958/59), 689.

Грутинский, В. М. *ЖЭТФ*, **37** (1959), 862.

Latt, J. M. and Weisskopf, V. F., *Theoretical Nuclear Physics* (1952), 第八章 夏蓉, 原子核理论讲义 (1961), 第八章。

Merrell, J. *Phys. Rev.*, **113** (1959), 527.

Watt, B. E. *Phys. Rev.*, **87** (1952), 1037.

王宣化, 王德靖 (即将发表)。

Палив, В. Ф. и т. д., *Атомная энергия*, **8** (1960), 15; 或原子能, (1960), 364.

Washbach Feld et. al., U. S. Atomic Energy Commission Report Nyo-636 (1951).

Wasserman, S., U. S. Atomic Energy Commission Report LA-2099 (1956).

Wasserman, R. B. Proc. Second Geneva Conference, **15** (1958), 229.

例如: 这一方面总结性文章 Washbach, S. *Rev. Mod. Phys.*, **30** (1958), 414; Saxon, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, Kingston, Canada, (1960), 197.

Washbach, H., Porter, C. E., Weisskopf, V. F. *Phys. Rev.*, **96** (1954), 448.

Wandel, C. F. and Lane, A. M. *Phys. Rev.*, **98** (1955), 1524.

Went, G. L. *Ann. Phys.*, **8** (1959), 509.

Went, A. B. et. al., *Phys. Rev.*, **114** (1959), 1351.

Васильев, Ю. А. и т. д., *Атомная энергия*, **9** (1960), 449. 或原子能, (1961), 268.

王德靖, 丘锡鈞等, 物理学报; **18**, (1961), 227.

Went, L. *Phys. Rev.*, **107** (1957), 824; Cranberg, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **4** (1959), 258; Bonner, T. W.,

Went, R. I. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **6** (1961), 149.

Went, T. W. *Nucl. Phys.*, **20** (60), 395.

ABSTRACT

Attempt is made to explain the observed structure phenomenon in the 2—3 Mev spectra of the neutrons from the fission of U^{235} or Pu^{239} by the thermal free possible causes for the effect are proposed and investigated. Firstly, distribution of the nuclear temperature is studied. It is found that a contribution of the nuclear temperature is unable to cause formation of any of the spectra, while two distinct nuclear temperatures would bring about such a result. However, the value of the ratio of the two temperatures, i.e. $T_1/T_2 \gtrsim 3$ seems reasonable. Next, in the "evaporation" formula of the energy spectra, the evaporation cross section of the optical model is employed. In the case of fission, giant resonance in the absorption cross-section occur at various energies both for the light and heavy fragment. The calculation suggests that the structure phenomenon in the fission of the spectra of the fission neutrons could very possibly be caused by giant resonance in the absorption cross-section of the heavy fragments. By optical model absorption cross-section and taking a certain temperature distribution, calculated spectra of the fission neutrons agree well with the experiment as well as in position of the structure of the neutron spectra. Thirdly, the neutrons emitted by the fragments may be anisotropic, would also cause a phenomenon in fission neutron spectra; the effect is, however, rather small. Experiments for further clarification of the problem are proposed.