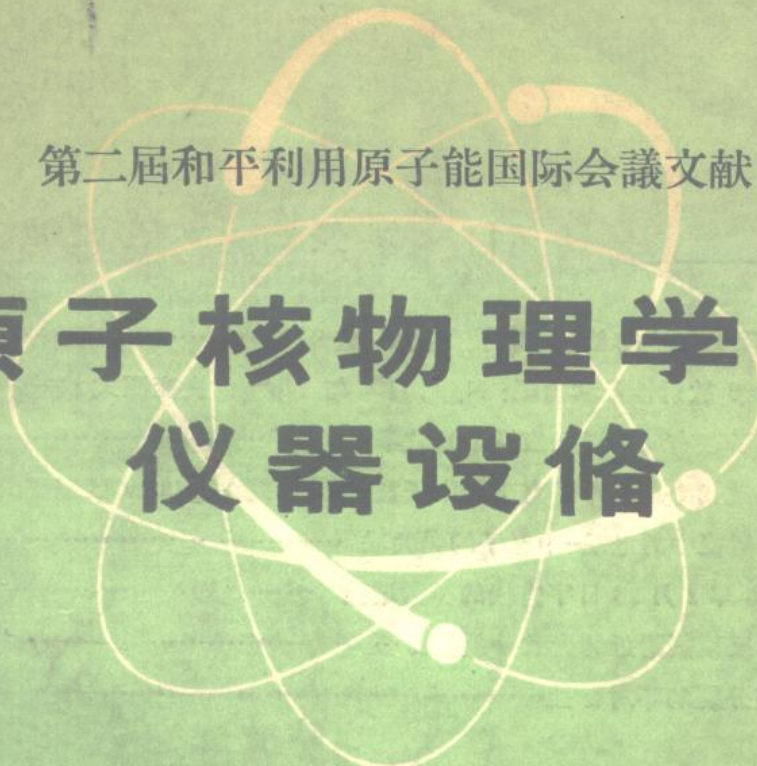


第二屆和平利用原子能國際會議文獻

# 原子核物理學及 儀器設備



7

中國科學院原子核科學委員會編輯委員會編

科學出版社出版

## 原子核物理学及仪器設備 (7)

中国科学院原子核科学委员会編輯委员会編

\*

科学出版社出版 (北京朝陽門大街 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 11 月第一版 书号：2429 字数：90,000

1961 年 11 月第一次印刷 开本：787 × 1092 1/16

(京)0001—5,000 印张：3 7/8

定价：0.50 元

## 目 录

- P/645 1 Kev 以下  $U^{233}$  的总截面和裂变截面 ..... ( 1 )
- P/650 重核的  $\beta$  放射性及其能级:  $Np^{239}$ ,  $U^{237}$  与  $Np^{238}$  的衰变图式 ..... ( 11 )
- P/960 缓发中子在有反射层反应堆中的效率 ..... ( 23 )
- P/1635 不同减速剂中单能中子束下的中子在 0.09 ev 到 0.0388 ev 区域里的减慢 ( 32 )
- P/1732 在  $He^6$  蜕变中的电子-中微子的角关联 ..... ( 36 )
- P/1966 論 1956 年 2 月 23 日宇宙綫的异常增强 ..... ( 44 )
- P/2472  $(\gamma, n)$  反应阈附近的光致分裂截面 ..... ( 51 )
- P/2474 关于核分裂的不对称性 ..... ( 55 )

# 1 Kev 以下 $U^{233}$ 的总截面和裂变截面<sup>†</sup>

佛魯哈尔特 (R. G. Fluharty) 摩 尔 (M. S. Moore)

艾 温 (J. E. Evans)\*

## 引 言

$U^{233}$  的低能中子截面有很大的实用上的和理論上的意义。当中子被  $U^{233}$  吸收, 裂变与輻射俘获相比的相对几率是高的。因此,  $U^{233}$  是用較丰富的鈾为輸入物质的热反应器和超热反应器的最有希望的增殖燃料。在比較大的能級寬度内也观察到了裂变对俘获的有利比值。与  $U^{235}$  相比,  $U^{233}$  的大寬度可能与对两种物质观察的裂变閾不同有关。共振结构的討論給出裂变理論的重要报导。近代裂变理論特別有趣的問題是可利用的通道的数目和裂变时质量分布的不对称性。

$U^{233}$  的总截面和裂变截面是一般可裂变物质中知道得最少的。因为发现它們的能級为紧密地分布, 比較寬, 而且显示出明显的干涉效应, 所以能級参量十分不确定。需要假設干扰及其所需的分析方法, 相关的問題就发生了。Harvey 和 Sanders<sup>[1]</sup>, Egelstaff 和 Hughes<sup>[2]</sup> 綜合了第一次日内瓦會議期間有采用价值的在 1 Kev 以下的數據。許多近代的报导由 Hughes 和 Schwartz<sup>[3]</sup> 給出, 特別对  $U^{233}$  的綜合是 Evans 和 Fluharty<sup>[4]</sup> 作出的。

将要給出的报导包括許多實驗室提供的數據, 特別是 MTR 核子物理部門活动的大部分。作者对提供資料者允許发表尚未发表过的數據表示感謝。

## 数 据 綜 合

从 0.02 到 0.1 ev  $U^{233}$  的截面的綜合已經給出<sup>[1,3,4]</sup>。最近的數據并无足够的改进, 因此沒有必要在这里另行提出。因为对总截面和裂变截面发表的能量变化与此区域内关于  $\eta$  的數據并不一致, 目前正从事于某些附加的測量。

从 0.1 到 12 ev 的总截面在图 1 中給出。包括了 Sailor 的 BNL 晶体譜仪数据和 Simpson 的 MTR 快斬波器数据注意对 1.8, 2.3 和 3.6 ev 共振的不对称形状。实綫表示从多級分析得到的最近的湊合。

从 0.1 到 12 ev 的裂变截面在图 2 中給出, 不对称性又是明显的。实綫表示用最近代的多級假設計算的数值。为了得到一个有意义的总的截面与裂变截面之差, MTR 快斬波

<sup>†</sup> “第二屆和平利用原子能国际會議文獻”編号 A/CONF. 15/P/645, 美国, 原文为英文。

\* Idaho, Idaho 瀑布, Phillips 石油公司, 原子能部。

提供資料者:

Miller, L. G., (Utah, Salt Lake 城, Utah 大学物理学系); Sailor, V. L., (紐約, Long Island, Upton, Brookhaven 国家實驗室); Burgus, W. H., Magleby, E. H., Regier, R. B., Reich, C. W., Simpson, O. D. 和 Smith, J. R., (Idaho, Idaho 瀑布, Phillips 石油公司, 原子能部)。

器数据对总截面和裂变截面以相同的分辨率得到。这些数据是 Moore, Miller 和 Simpson 的。

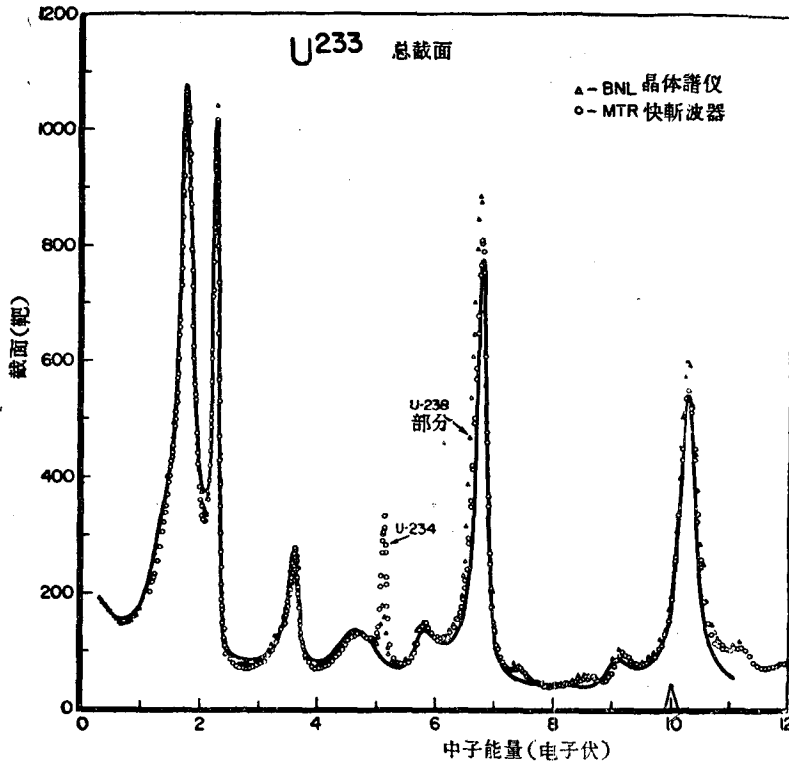


图 1.  $U^{233}$  的总截面。实线是最近的多级凑合。

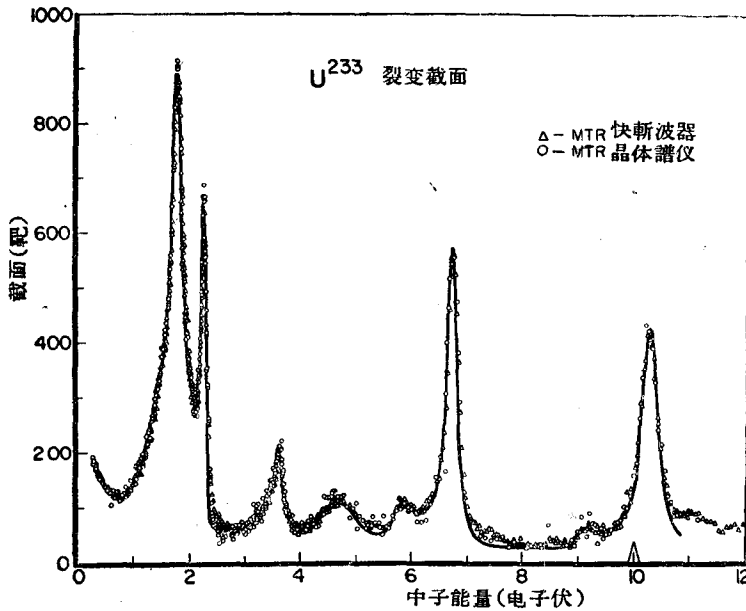


图 2.  $U^{233}$  的裂变截面。实线是最近的多级凑合。

图 3 给出 Smith, Magleby<sup>[5]</sup> 和 Palevsky<sup>[6]</sup> 测量的  $\eta$  的实验值。一个不随能量而变的

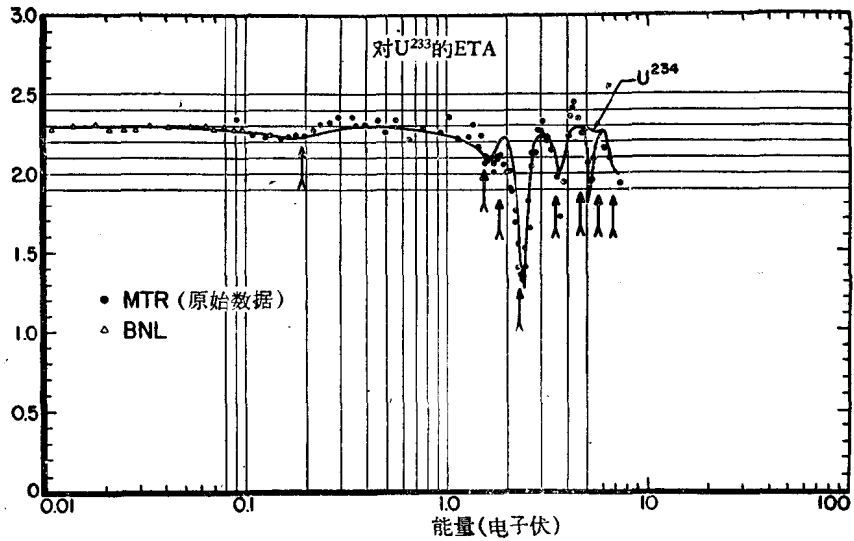


图3. Eta 或每一被吸收中子所产生中子的数目作为能量的函数。  
实线是最近的多级拟合;箭头指示共振能量。

散射截面(如 Oleksa 所示<sup>[7]</sup>)被用来计算散射校正。与  $\eta$  的多级拟合又用实线表示。共振能量用箭头指示;很明显,  $\eta$  的峰和谷并不相应于这些点,  $\eta$  曲线在共振能量处有明显的斜率。

从 1.0 eV 到 1 Kev 的总截面表示在图 4 中。这些结果从 MTR 快中子器得到 (Simp-

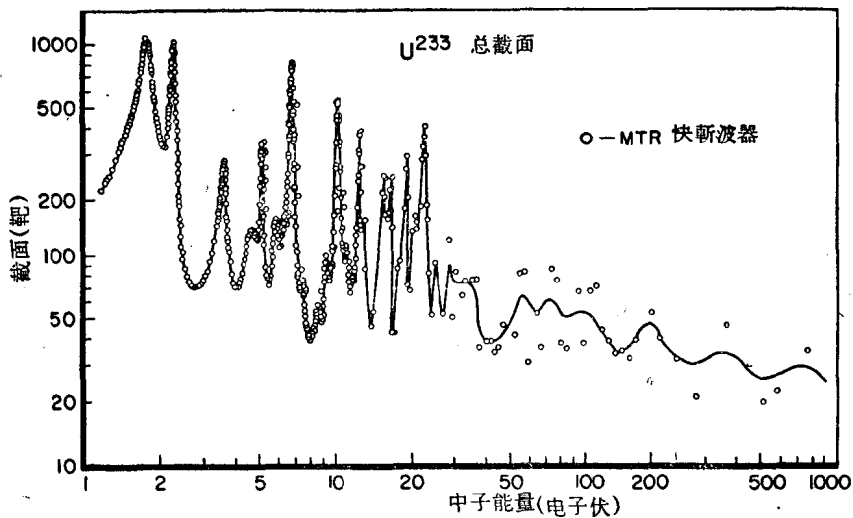


图4.  $U^{233}$  的总截面。

son), 相应能量的 MTR 裂变截面(Moore 和 Simpson)表示在图 5 中。

以上数据的理论分析表明:热能和头两个突出共振的截面,可能是由于不同的自旋状态。Wheeler<sup>[8]</sup>指出裂变产物的质量分布对一个自旋态和另一个自旋态可能不同。对  $U^{233}$  的裂变碎片的相对产额作为中子能量的函数的放射化学研究正在进行中<sup>[9]</sup>。特别地,正在进行质量分布曲线的峰和谷之间的质量产额的比值的比较。Regier 和 Burgus 的最近的结果综合在表 I 中。中子照射能量选得与在裂变截面中所观察到的共振的峰的能量相

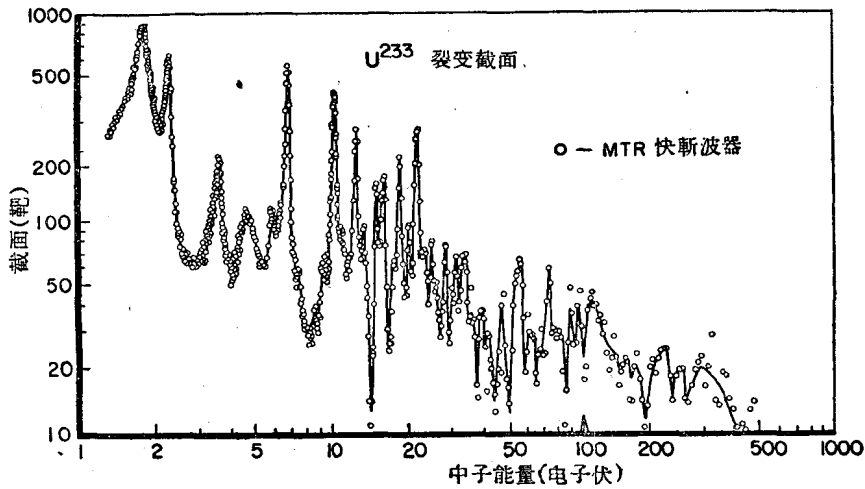


图5.  $U^{235}$  的裂变截面.

表 I

中子能量	$Mo^{99}/Ag^{111}$		与热中子的比值
	计数管 1 号	计数管 2 号	
热中子	$213.5 \pm 2.0$	$312 \pm 5.3$	1
1.8 eV	$244 \pm 3.8$	—	$1.14 \pm 0.02$
2.3 eV	—	$328 \pm 11$	$1.05 \pm 0.04$
$Mo^{99}/Ag^{111}$			
计数管 2 号			
热中子		$247 \pm 5.7$	1
1.8 eV		—	—
2.3 eV		$270 \pm 28$	$1.09 \pm 0.11$

引用的误差是平均值的标准偏差

应。1.8 eV 中子与热能中子相比，裂变的峰-谷比值有一个确定的变化，同样在 2.3 eV 处也可能如此。

在裂变质量分布峰-谷比值的研究中，假定了质量峰对 neutron 能量而言是不变的。然而，由于这个假设对反应堆控制和设计的重要性，更进一步的实验结果也注意到了 Fast, Fluharty 和 Moore<sup>[10]</sup> 得到的结果表明，从热中子裂变中每一裂变得到的长周期缓发中子数与从超铀中子裂变得到的数日在百分之一内相同。因为缓发中子发射体是在质量分布曲线的峰的附近发现的，这些裂变产物的质量产额的变化很小。Bollinger<sup>[11]</sup> 的实验中裂变碎片的电离脉冲分布是作为中子能量的函数来研究的，这些实验表明质量产额分布的形状与中子能量无关。于是，这些实验给出似乎与放射化学研究不一致的结论。然而，脉冲离子室技术是不能达到放射化学方法的固有的完善的分辨率的。

## 分 析

正如在前面各图中所表明的，某些  $U^{235}$  共振保持不对称的共振形状<sup>[2]</sup>。  $U^{235}$ <sup>[12]</sup> 和  $Pu^{239}$ <sup>[13]</sup> 的情况也类似。现在一般都承认这些不对称性是由于干涉。对易裂变核共振之间干涉的存在已经很好地确定下来了，这主要由于下列事实：

(1) Shore 和 Sailor<sup>[14]</sup> 关于  $U^{235}$  的实验的分析指明,  $U^{235}$  裂变截面的某些共振是不对称的,而在辐射捕获截面中的相应共振却显示出预期的 Breit-Wigner 形状的对称性. 不假设干涉而要解释裂变截面显示出显著的不对称性而辐射捕获却不然的事实是非常困难的. 对  $U^{233}$  的实验数据表示在图 6 中,最底下的曲线表示总截面与裂变截面之差.

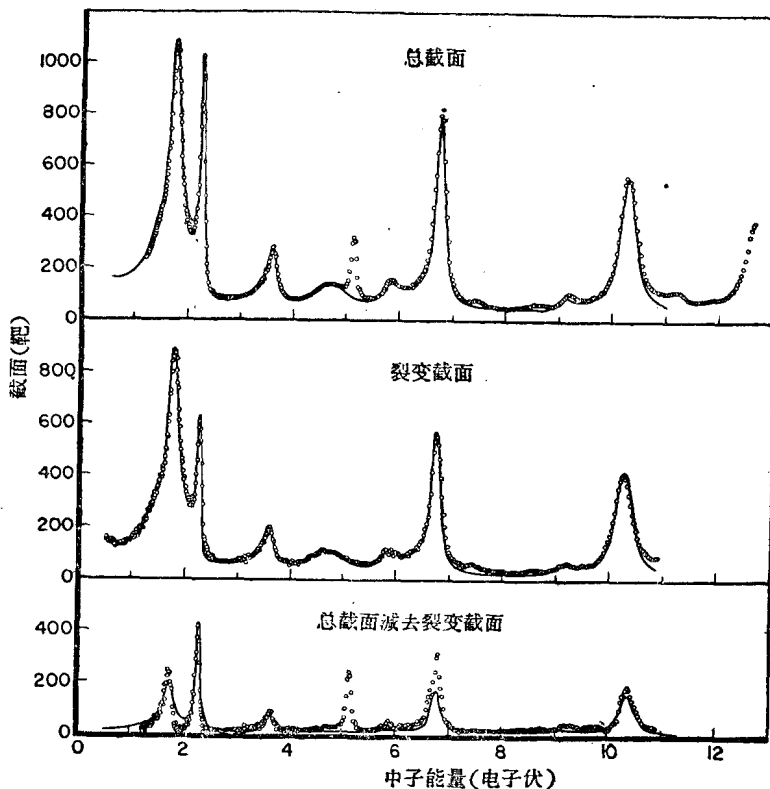


图 6. 总截面减去裂变截面与总截面和裂变截面. 实线是对数据的最近多级拟合.

(2) 数量  $\eta$  或  $\nu/(1 + \alpha)$  在一个不对称的共振峰的区域显示出一个真实的斜度,这已经被解释为干涉的证据<sup>[13]</sup>. 这个从考虑干涉而合理地得到的变化已经对  $U^{233}$  在图 3 中示明.

(3) 大多数能级的裂变宽度的大小分布期待着给出关于开着的裂变通道的数目的报导<sup>[15]</sup>. 对  $U^{233}$ , 这分布与“可利用的裂变通道的数目是少的”这一解释符合. 因为平均能级宽度与能级间隔相比并不小,预期干涉效应将是重要的.

作为 Wigner 和 Eisenbud<sup>[17]</sup> 的一般色散 (dispersion) 理论的一个特例, Reich<sup>[16]</sup> 发展了一个一般的多级公式, 它并不假定能级宽度和分离的关系. 对具有几个裂变通道和很多伽玛通道的情形,对裂变截面、散射截面和辐射俘获截面都得到了清晰的表式. 库伦和离心位垒效应也已计入. 适当的表式以如此形式给出便可以立即推广到任意裂变通道数目.

对一个单裂变通道,裂变截面表示如下:

$$\sigma_{12} = g\pi \lambda_1^2 \left| \frac{2Z_{12}}{1 - Z_{11}Z_{22} + Z_{12}^2 - i \sum_{\alpha=1}^2 Z_{\alpha\alpha}} \right|^2$$

此处  $\alpha$  对  $\alpha$  中子通道和裂变通道分别取值 1 和 2, 同时



$$Z_{\alpha\beta} = \sum_{\lambda} \frac{\beta_{\lambda\alpha}\beta_{\lambda\beta}}{(E_{\lambda} - E) - (i/2)\Gamma_{\lambda}} + C_{\alpha}\delta_{\alpha\beta},$$

各符号与参考資料[16]中的相同。

这公式的应用目前正在广泛地被研究中。虽然不能认为下列討論是完全的，也不能声明这些凑合是唯一的，然而从这一分析还是能够得到某些一般的結論。对出现在图中的多級凑合，作了下列假設：

(1) 仅有一个裂变通道对干涉的能級是可利用的。如同在单能級近似的情形，在此情形下需要四个可調节的参量。对折合寬度参量  $\beta_{\lambda\alpha}$ ，由于符号的选择，要求某些附加的自由度。

(2) 除了以下注明的以外，所有的共振都互相干涉。在計算截面时不需要包括在这个能量区域以外的可能干涉的能級。另外，在 7.4, 8.6 和 11.0 eV 处的弱能級可以忽略。

(3) 有一个截面的成份不与单道干涉能級相干涉。它在 0.025 eV 处几乎貢獻截面的 95%，同时对 1.5 和 4.7 eV 处的广闊能級都有貢獻。剩余部分的能量变化在整个考虑的区域依  $1/\nu$  而变化。

(4) 公式中出現的因子  $C_{\alpha}$ ，期待在所有的通道中都与能量无关，而为了計算的目的可設之为零。除对 S 波中子外这未必正确。

单裂变通道的近似不能解释裂变截面和总截面的某些更精細的細节。例如在 3.6 eV 处的共振的不对称性沒有很好地描述。要解释这个不对称性需有强的干涉；可以指出与 4.7 eV 处的寬共振的干涉，然而，这些共振之間的丰满不能用单裂变通道近似解释。在图 1 所示的总截面曲綫中，人們发现共振之間的許多谷的凑合直到中子能量为 5 eV 都一样高。指明两个或几个裂变通道近似能够改进这区域内的凑合。用一个两通道近似代替假設一个不干涉的共振去解释 1.8 eV 共振以下的丰满的企图尚未成功。

直到 11 eV 的尖銳共振未必都相互干涉，因为 5 eV 以上和以下的区域是相对独立的而能够分別考虑。弱共振的計入对較強能級的扰动非常小；为了簡單起見，它們之中的某些已經被忽略了。

作为解释共振間的截面数值的最簡單方法，需要不干涉的成分。特别是在热能靠近 2.5 eV 和靠近 8 eV 处，共振貢獻預期着等于零。在这些区域内，观察到的截面非常接近热能数值的  $1/\nu$  外推。

基于能級間明显地不干涉，这些能級承担了热能截面和 1.8 和 2.3 eV 能級的主要部分，已經从事了裂变质量分布的放射化学研究。看来有理由假定两个貢獻代表不同的自旋态。校正对于中子注能量散度的表 I 的結果，能够发现在 1.8 和 2.3 eV 共振处的峯-谷比值很好地互相符合，而与在热能处的不同。这个差别看作是自旋态的确不同的有力的証据。

## 討 論

分析  $U^{233}$  截面时所作的假設和以下的討論构成了一幅協調的图景。单裂变通道的假設最可能有誤差，然而，能够与对干涉能級可利用的裂变通道的数目无关地得到某些結論，其中之一就是非相干热截面的存在。关于广闊共振是这种非相干成分的一部分的假設可以用附加的质量分布研究来檢驗。

从以上的凑合得到的参量列在表 II 中。因为广闊能級存在的假設与通常的单能級分

析不同, 很难将表 II 参量与从单能级近似<sup>[3]</sup>得到的参量相比较. 广宽能级已经替代了以前假设的许多小能级, 其他差别可归之于样品有  $U^{234}$  和  $U^{238}$  沾污. 然而, 对于并不复杂的大能级, 单级和多级分析的结果几乎相同. 不假设广宽能级, 而单用多级分析就除掉许多小能级的希望尚未实现.

表 II

$E_0(\text{eV})$	$\Gamma_n^0(\text{mv})$	$g^*$	$\Gamma_\gamma$	$\Gamma_f$
0.190	0.0006	7/12	0.044	0.080
1.75	0.178	7/12	0.044	0.200
2.32	0.086	7/12	0.036	0.048
3.61	0.057	7/12	0.054	0.180
5.75	0.040	7/12	0.050	0.320
6.79	0.300	7/12	0.050	0.146
9.05	0.021	7/12	0.056	0.280
10.33	0.410	7/12	0.070	0.274
1.47	0.140	5/12	0.040*	0.508
4.70	0.130	5/12	0.040*	0.650

\* 假设值

裂变宽度的积分大小分布画在图 7 中. 这曲线对假定的干涉能级只用多级参量. 对两个和四个自由度的 Porter-Thomas 分析的描述如光滑曲线所示<sup>[15]</sup>. 这些考虑表明若干裂变通道. 凑合数据的两道近似预期不会显著地改变对单独能级的参量. 然而, 这样的包含广宽能级的近似会改变裂变宽度分布. 表 I 中所列  $\Gamma_n^0$  值的分布与对一个自由度的 Porter-Thomas 分布符合得很好. 注意在捕获宽度中有一个没有预期到的大变化.

表 II 中统计权重因素的数值是作为以下考虑的结果而选择的.  $U^{233}$  的基态自旋是  $5/2$ , 宇称很象是偶的. 假使是这样, 复合核两个可能自旋态是  $2^+$  和  $3^+$ , 则预期它们都会对裂变产额有贡献. 依照集体模型, 复合核为了裂变必须经过的转动能级对两自旋态而言之裂变能阈有显著的不同<sup>[8]</sup>. 如此, 人们对能量上更可能的转动带可以预期广宽的非干涉能级, 而对另外的可以预期有很好形状的共振结构. 因为集体模型指示出包含  $2^+$  态的转动带比包含  $3^+$  态的低得多, 人们可以推测自旋  $3^+$  属于干涉能级,  $2^+$  属非干涉成分.

假定有干涉共振的平均参量综合在表 III 中. 为了得到  $\Gamma_n^0$  和  $D$ , 表 II 中设为  $3^+$  自旋态的能级已经取为平均, 在这里假设存在三

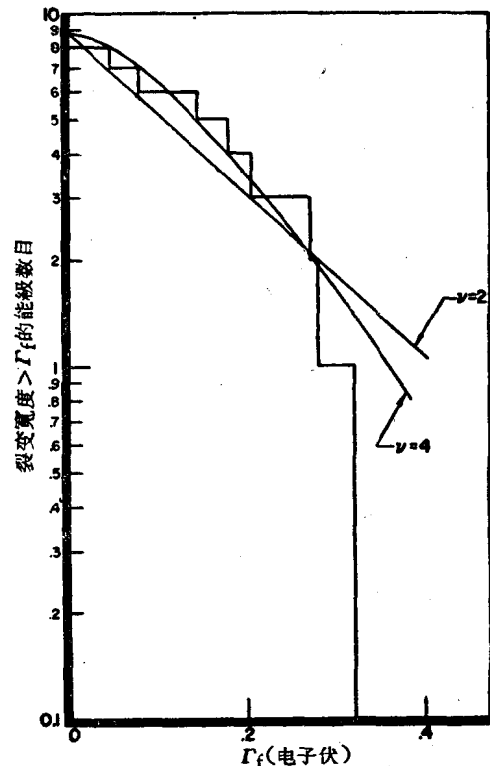


图 7. 对 2 和 4 个自由度的 Porter-Thomas 分布的裂变宽度的积分分布.

个附加的对  $\Gamma_n^0$ s 求和的贡献可以忽略的能级。人们可以注意到, 这些能级中的两个实际在 7.4 和 8.6 eV 处被观察到。因为裂变宽度预期与中子宽度是不相关联的, 计算平均  $\Gamma_f$  时并不包括这些小能级。若忽略小能级, 则所观察到的裂变宽度应是态密度的一个有效的

表 III

$\overline{\Gamma_n^0} = 0.10 \pm 0.02 \text{ mv}$	$\frac{\overline{\Gamma_n^0}}{D} = 1.0 \pm 0.3 \times 10^{-4}$
$\overline{\Gamma_f} = 0.19 \pm 0.04 \text{ ev}$	$2\pi \frac{\overline{\Gamma_f}}{D} = 1.2 \pm 0.4$
$D = 1.0 \pm 0.2 \text{ ev}$	
$\overline{\Gamma_\gamma} = 0.5 \pm 0.1 \text{ ev}$	

样本。漏掉大裂变宽度的某些可能性仍然存在, 因为即使它的  $\Gamma_n$  很大, 这样的能级仍可能未被观察到。

因为几乎对这区域内的所有共振都假定为单自旋态,  $D$  值是人们从通常单能级分析得到的大小的一半。结果, 值  $\overline{\Gamma_f}/D$  比人们将从假设两个自旋态得到的大两倍。Wheeler 曾经建议: 值  $2\pi \overline{\Gamma_f}/D$  给出可能用裂变通道数目<sup>[8]</sup>的下极限。如表 III 所给出的, 这个对于干涉能级的下极限是 1.2。

对  $2^+$  自旋态设为非干涉的能级来计算平均参量是有趣的。对  $\overline{\Gamma_f}$  人们可以假定裂变宽度分布非常狭以至对 4.7 和 1.5 eV 能级观察的 0.6 eV 的平均宽度几乎代表所有能级的数值。假设间隔作  $1/2J + 1$  的变化, 找到  $\overline{\Gamma_f}/D$  的值是 0.4。依照 Wheeler 的建议, 这意味着裂变通道的数目对此状态必须大于或等于 3。

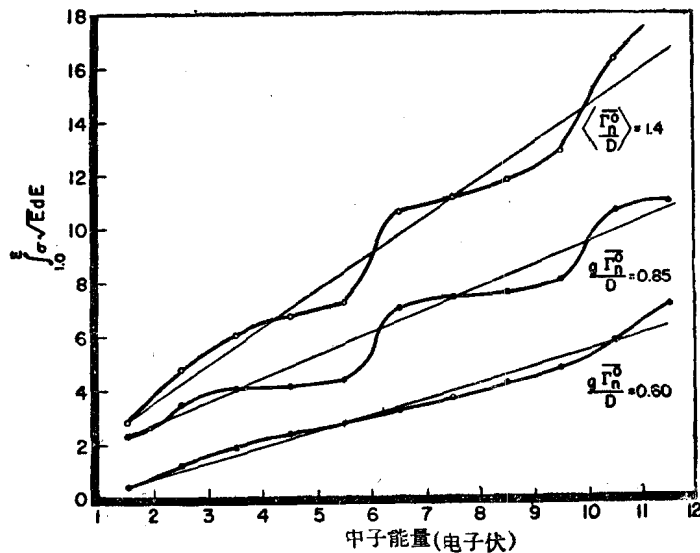


图 8. 函数  $\int_{E_0}^E (\sigma_{\text{总}} - \sigma_{\text{散射}}) \sqrt{E} dE$  作为  $E$  的函数。斜率给出  $g\overline{\Gamma_n^0}/D$ 。

为了对两个自旋态得到  $\overline{\Gamma_n^0}/D$  的值, 已经作出了一种面积分析。如果样品是薄的, 同时 Breit-Wigner 公式能用来代表共振, 则可以看见, 函数

$$\int_{E_0}^E (\sigma_{\text{总}} - \sigma_{\text{散射}}) \sqrt{E} dE / 4\pi\lambda_{E=1}^2$$

作为能量的函数, 有一斜率等于  $g\overline{\Gamma_n^0}/D$ 。此处  $\lambda_{E=1}$  是  $1/2\pi$  乘上 1 eV 的中子波长。这

結果画在图 8 中。頂部的曲綫給出与指定自旋态无关的总面积，包含截面的  $1/\nu$  部分。这曲綫和通常的  $\sum g \Gamma_n^0$  对  $E$  图等价。斜率給出对两自旋态的  $g \Gamma_n^0/D$  的平均值。为了得到  $\langle \bar{\Gamma}_n^0/D \rangle$ ，作了  $g = 1/2$  和  $D$  是观察到的能級分布的两倍的通常假設。用这种方法在以前报告过的  $g \bar{\Gamma}_n^0/D$  曲綫中的斜率的突变就不出現了。

图 8 中，中間和底下的曲綫是分别从共振和非干涉成分的面积得到的。假設干涉共振部分的自旋是 3， $\bar{\Gamma}_n^0/D = 1.46 \times 10^{-4}$ 。对  $1/\nu$  部分，設自旋为 2， $\bar{\Gamma}_n^0/D = 1.44 \times 10^{-4}$ 。表 III 中共振部分的平均是  $1.0 \times 10^{-4}$ ，或多或少地与此面积分析結果不同。这种差别的一个可能解释是：应用到詳細湊合的分辨率校正太小。这意味着，对某些高能共振必須使用較小的  $\Gamma_f$  和一个相应的較大的  $\Gamma_n$ 。另一个解释是当強干涉存在时，面积可能不守恒。

## 結 論

在截面数据的共振分析中，有两个主要的任务。首先是去描述截面数值，以便在反应器計算中 useful；其次是获得描述核的物理常数。

本数据在可用于反应器目的的报导方面有显著的改进。总截面和裂变截面数据都是对薄样品取得的，所以直接数据可用于平均而没有厚样品的疑惑，为了說明这点，作为确定共振积分的方法，我們对裂变截面和吸收截面都作了量  $\int_{0.4}^{\infty} \sigma \sqrt{E} dE$  的图解积分。得到的裂变积分是  $812 \pm 30$  靶，而吸收积分是  $927 \pm 30$  靶。所得比值 1.14 与 Westcott<sup>[18]</sup> 引用的数值符合得很好。

当共振参量被用来外推到其他能量区域时或当需要估計温度效应时，可能非常需要物理的描述分析。在  $U^{233}$  和  $U^{235}$  的情形，用低能数据外推到 100 Kev 区域并无显著的成功。看来，在描述高能的許多現象时很少成功的部分原因即是对裂变截面缺乏了解。因为还必须估計高角动量态效应和裂变寬度随能量的变化，在低能时的缺乏了解不是外推問題的整个理由。

对  $U^{235}$  的高能截面 ( $\sim 10$  ev 到 200 Kev) 的理論解释由 Bethe<sup>[19]</sup> 在 1955 年日内瓦會議上給出正如他所指出的，从低中子能量 (0.1 到 10 ev) 的截面研究推断，从能級到能級  $\Gamma_n^0$  的大变化能够用来了解高能截面。然而，在他的討論中他任意地假想了  $U^{235}$  中的裂变寬度对两个特殊的平均值有非常狹的分布。允許这些平均值在 200 Kev 能量区域上大小增为三倍。实际上仅观察到一个具有相当大起伏的平均寬度，在他的近似中未曾考虑到这一事实。在这种考虑中，对  $U^{235}$  仍保持着一个矛盾。对  $U^{233}$  說，这里給出的解释允許与 Bethe 提出的模型湊合得很好。

## 参 考 文 献

- [1] Charpie, R. A., et al., Editors, *Progress in Nuclear Energy, Series I*, Chapter I, 1—54, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, Pergamon Press Ltd., London (1956).
- [2] *Ibid.*, Chapter II, 55—89.
- [3] Hughes, D. J. and Swartz, R. B., *Neutron Cross Sections*, Brookhaven National Laboratory Publication, Upton, Long Island, New York, BNL 325 (1957).
- [4] Evans, J. E. and Fluharty, R. G., *Proceedings of International Conference on Neutron Interactions with Nuclei*, Columbia University (1957) (to be published).
- [5] Magleby, E. H., et al., *Energy Dependence of Eta for  $U^{233}$  in the Region 0.1 to 8.0 ev*, United States Atomic Energy Commission Report, IDO 16366 (1956).
- [6] Palevsky, H., *Proceedings of International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva,

- 1955, United Nations, New York, IV:311—314 (1956).
- [7] Oļeksa, S., The Scattering Cross Section of  $U^{233}$ , *Phys. Rev.* (to be published).
  - [8] Wheeler, J. A., Fission, *Physica*, **22** (1956), 1103—1114.
  - [9] Regier, R. B., et al., Neutron Energy Dependent Mass Distribution in  $U^{233}$  Fission, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, Ser II, **3** (1957), 6.
  - [10] Evans, J. E., Editor, *Quarterly Progress Report for MTR Technical Branches*, United States Atomic Energy Commission Report, IDO 16394, 44—46 (1957).
  - [11] Roeland, L. W., Bollinger, L. M., and Thomas, G. E., Mass Distribution in Fission, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, Ser II, **2** (1957), 352.
  - [12] Sailor, V. L., *Proceedings of International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva, 1955, United Nations, New York, IV:199—209 (1956).
  - [13] Pattenden, N. J., Editor, *Proceedings of the Tripartite Conference on Cross Sections of Fissile Nuclei*, AERE NP/R 2076 (Revised), 21—23 (1957).
  - [14] Shore, F. J. and Sailor, V. L., Fission and Capture Cross Section of  $U^{235}$  for Slow Neutrons, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, Ser II, **2** (1957), 70.
  - [15] Porter, C. E. and Thomas, R. G., Fluctuations of Nuclear Reaction Widths. *Phys. Rev.*, **104** (1956), 483—91.
  - [16] Reich, C. W. and Moore, M. S., *A Multilevel Formula for the Fission Process* (submitted for publication).
  - [17] Wigner, E. P. and Eisenbud, L., Higher Angular Momenta and Long Range Interaction in Resonance Reactions, *Phys. Rev.*, **72** (1947), 29—41.
  - [18] Westcott, C. H., *Effective Cross Section Values for Well Moderated Thermal Reactor Spectra*, Atomic Energy of Canada Limited, CRRP 680 (1957).
  - [19] Bethe, H. A., *Proceedings of International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva, 1955, United Nations, New York, IV:321—327 (1956). See also Ref. (1), Chapter III, 91—106 (1956).

## 重核的 $\beta$ 放射性及其能級：

### $\text{Np}^{239}$ , $\text{U}^{237}$ 与 $\text{Np}^{238}$ 的衰变图式<sup>†</sup>

荷 蘭 特 (J. M. Hollander)      賴 斯 慕 生 (J. O. Rasmussen)  
阿 尔 勃 里 其 (R. G. Albridge, Jr.)\*      史 密 斯 (W. G. Smith)\*\*

#### $\text{Np}^{238}$ , $\text{Np}^{239}$ 与 $\text{U}^{237}$ 的放射

重元素区域放射性的研究已經为核結構的基本問題提供了重要的启示。鈷后区域的核看来具有稳定的扁球形，因而显示出許多由玻尔-莫泰尔逊 (Bohr-Mottelson)<sup>[1]</sup> 模型所預言的性质。这里选择来討論的核， $\text{Np}^{238}$ 、 $\text{Np}^{239}$  和  $\text{U}^{237}$ ，曾經在貝克莱 (Berkeley) 和其它地方大量地研究过，它們被用来闡明理論应用到这个区域的核时所具有的許多特色。关于  $\text{Np}^{239}$  和  $\text{U}^{237}$  还有一个附加的实用意义，因为它們是  $\text{U}^{238}$  受到快中子照射时的主要产物。热中子照射也产生  $\text{Np}^{239}$ 。因此，这些同位素衰变特性的知識也牵涉到与反应器和燃料元素的再生相关联的防护与 radiolysis 問題。为了参考方便，我們在这里轉載了发表在新同位素表上的关于  $\text{Np}^{238}$ 、 $\text{Np}^{239}$  和  $\text{U}^{237}$  的衰变报道<sup>[2]</sup>。

讓我們轉而考察核結構理論的进展与重同位素(如象本文所研討的三个)放射性衰变的大量能譜学研究的实验結果之間的关系。

#### 核的壳层模型

与原子結構的現有知識比較，我們对質子与中子如何集合成为复杂核的方式仍然是了解得很有限的。但是最近几年，無論从实验和理論方面，或理論与实验的相互影响方面，在放射性和核結構的領域中，我們都看到了很多的进展。其中一个相互影响特別強烈的范畴是核能譜学，尤其是最重元素的核能譜学。在此已經可能將許多观察到的核性质与基于 A. 玻尔和 B. R. 莫泰尔逊<sup>[1]</sup> 統一核模型及其发展的預言联系起来。这些相互联系的普遍成功，已經牢固地树立了理論在本質上的正确性。

本文的目的是描述  $\text{Np}^{239}$ 、 $\text{U}^{237}$  和  $\text{Np}^{238}$  之  $\beta$  和  $\gamma$  放射性的一些最近研究，并且評論一下从这些研究所推得的知識。这些同位素是在 Arco, Idaho 地方的材料試驗反应器中用強大的中子照射生产出来的。在实验工作中，用了高分辨率的磁式电子譜仪和閃爍  $\gamma$  射綫譜仪。电子譜仪采用永久磁鉄产生磁場，用照相机检定电子譜綫，具有高度的稳定性和精密度。为了在所遇到的复杂能譜的分析中获得足够的分辨率，发展了一种技术——在很細的鍍上电鍍上几乎是沒有质量的样品<sup>[3]</sup>。

<sup>†</sup> “第二屆和平利用原子能国际會議文獻”編号 A/CONF. 15/P/650, 美国, 原文为英文。

\* 加里福尼亚大学放射实验室, 化学系(加里福尼亚, 貝克莱)。

\*\* 印度大学物理系(印度, 勃魯明頓)。

在下面的討論中,我們將既不詳述實驗方法,甚至也不細講数据的分析处理,而略去前者,并假定后者的正确性。我們將嘗試指出如何在玻尔-莫泰尔逊的框框和相关的核模型內去解释与理解关于这些核的大量实验报道。首先应该說明原子核的几个基本的一般事实:

1. 核具有一种确定的壳层结构,虽然看来它的效应似乎在数量上不象原子中的那样明显。

2. 在第一級近似,閉合壳层外面的核子(質子或中子)彼此独立地行动,虽然它們所在运动的力場是由全部核子集体产生的。在奇质量核的理論描述方面,将核性質同最后一个(奇的)粒子的行为联系起来,已經博得了很大的成功<sup>[4]</sup>。

3. 核反抗形变的阻力是它在核的“周期系統”中位置的函数,作有規則的变化,且这些变化伴随着核性質的显著改变。在閉合壳层附近区域,核好取一种球形的平衡形状,但在离开閉合壳层的区域,平衡形状是扁球形的。

4. 存在于錒系和錒系元素中的偶偶核(偶质量数,偶原子序数)內之非球形“核心”引起轉动的激发,它們是扁球形系統的特征,类似于在双原子分子光譜中发现的轉动能带。

5. 在稀土元素和錒系元素的奇质量核中,除了球心的集体激发以外,象所有的奇 $A$ 核一样,也存在奇粒子的激发。因而观察到在这样的核內,每一粒子的能級上,迭加着各种轉动能带的粒子激发。在分子內存在同样的情况,只不过那里的“粒子”能級是电子的激发而非質子或中子的激发罢了。

在玻尔-莫泰尔逊模型內,有两类范畴必須区别开来。首先有关于一般性質的預告,它們只依核激发的集体性質为轉移。其次有更加詳細的相互关系,它們需要关于在形变核系統內奇粒子的内部运动真实情态的知識。

### 形变核的一般性質

形变核的玻尔-莫泰尔逊理論的几个一般結果有如下述:(1)核內状态的轉动能带羣集的存在;(2)某些 $\gamma$ 射綫相对強度的分布符合于簡單的向量投影关系,后者只依赖于自旋的始态和末态、多极性和由量子数 $K$ 所表示的自旋在核的对称軸上之投影<sup>[5]</sup>。

在扁球形形变核內,每一核激发的內禀状态,总伴随着一个轉动能級的带。这些状态的核角动量一般取序列 $I_0, I_0 + 1, I_0 + 2, \dots$ ,在此 $I_0$ 为基态的角动量。这規則的例外出现在下列情形:一个偶偶核的基态能带,或是其它的 $I_0 = 0$ 的能带,对于它們,奇自旋状态沒有了。按照模型,这些轉动能級的能量由下列公式給出:

$$E_i = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \left[ I(I+1) + \delta_{K, \frac{1}{2}} a (-1)^{I+\frac{1}{2}} \left( I + \frac{1}{2} \right) \right], \quad (1)$$

式中

$$\delta_{K, \frac{1}{2}} = 1 \quad \text{对基本能級有 } I = \frac{1}{2} \text{ 的轉动能带,}$$

$$\delta_{K, \frac{1}{2}} = 0 \quad \text{对所有其它能級,}$$

$I$  = 能級的自旋,

$\mathcal{I}$  = 核的慣性矩,

$a$  = 依赖于奇粒子波函数詳情的一个参数(称为“退耦参数”)。

在偶偶核内,当能量达到 1 Mev 左右,除了在基态附近的转动能级,我们期望能找到有振动性质的核激发。常讨论二种型式的振动运动:(1)保持旋转椭圆对称形的情况;(2)该对称形被破坏的情况。在每个振动能级上迭加着一个转动的能带。

用了上述的简单考虑,关于这些核之能量和自旋(角动量)的实验数据就能够完全理解了。在下面的讨论中,请读者参看图 1a, 1b 和 1c。

**Np<sup>238</sup> 衰变:** 图 1a 表示了由 Np<sup>238</sup> 的  $\beta$  衰变和 Cm<sup>242</sup> 的  $\alpha$  衰变而产生的 Pu<sup>238</sup> 之偶宇称能级<sup>[6-8]</sup>, 这些能级可以只用三个激发的内禀状态来解释,即基态和二个振动态。(在

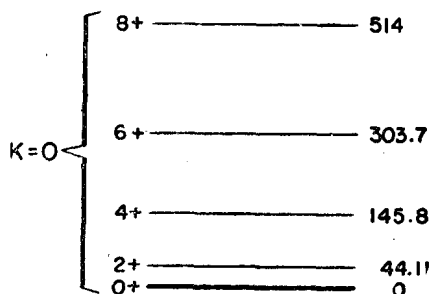
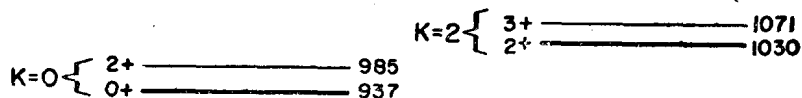


图 1. Pu<sup>238</sup> 的能级。

玻尔-莫泰尔逊理论中,核的每一内禀状态由一新量子数  $K$  的值所表征,这实际上是指核的总角动量在核对称轴上的分量。)在偶偶核有双重旋转对称的状态中,  $K = 0$ , 而一般  $K$  的数值等于一个转动能带中最低能级的自旋。基态转动能带中前四个激发状态的能量比值可以同它们从  $I(I + 1)$  依赖关系所推得的期待值去比较;其所以取比值而不取绝对值是为了消去惯性矩参数  $\mathfrak{S}$ ,  $\mathfrak{S}$  的数值是不能由理论的普适性质来决定的。实验上测得比值  $E(4+)/E(2+)$  是 3.31; 而理论值等于 3.33。  $E(6+)/E(2+)$  的实验值 6.88 也和理论值 7.00 符合得很好。8+ 状态的能量没有精确地测知,但比值  $E(8+)/E(2+) = 11.7$  离期待值 12.0 也并不太远。事实上,所观察到的偏离都在同一方向而可以用在方程 (1) 中减去一仅带有比例系数 0.1% 的  $I^2(I + 1)^2$  项来解释。

**Np<sup>239</sup> 衰变:** 图 1b 示明 Pu<sup>239</sup> 的能级,它们可以由 Np<sup>239</sup> 的  $\beta$  衰变, Am<sup>239</sup> 的电子俘获衰变,和 Cm<sup>243</sup> 的  $\alpha$  衰变产生;有十四个能级已在实验上测定<sup>[9-12]</sup>。图 1b 指出了:当我们用 Pu<sup>239</sup> 的第 145 个奇中子的四个内禀激发能级去解释实验数据的时候,那些能级的表现复杂性竟可以得到何等显著的简化。这四个状态在图中用浓黑线标出,其它能级是伴随着内禀中子能级且迭加在它们每一个之上的特征转动激发。

已知 Pu<sup>239</sup> 基态的自旋是 1/2, 因此应用公式 (1) 到基态能带时,含  $\delta$  的项不等于 0。由于简单理论不给出  $a$  之值,我们用前三个状态的能量数值去决定常数  $a$  和  $\hbar^2/2\mathfrak{S}$ , 然后



公式便可用来预告能带中更高状态的能量。用这个方法算得基态转动能带的上面三个状态的能量为 75.6, 165.0 和 193.7 Kev, 与其对应的实验值 75.8, 163.7, 193.1 符合甚佳。

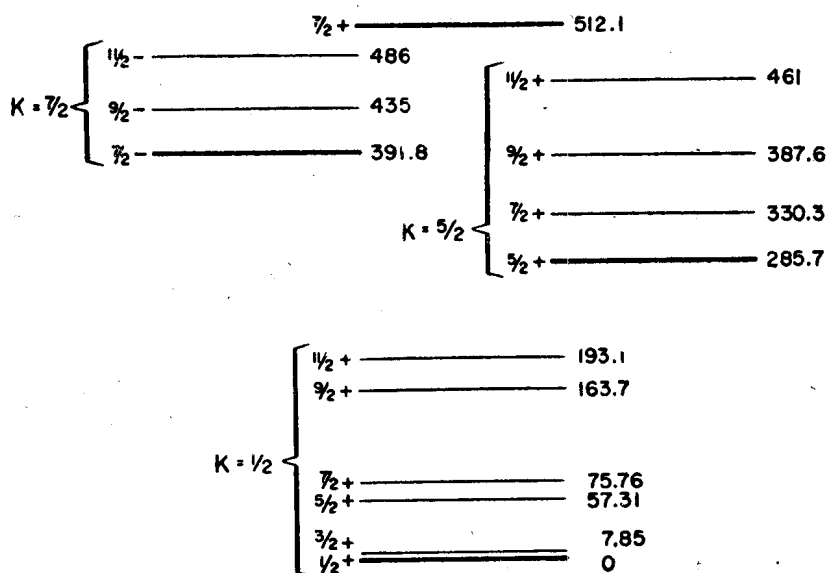


图 1b.  $Pu^{239}$  的能级。

伴随着自旋 5/2 和正宇称的内禀状态有四个转动状态，而在自旋 7/2 且宇称相反的能带中找到有三个。高于 512 Kev 的  $7/2^+$  能态没有发现转动状态。但由于能产生  $\beta$  衰变过程的能量是如此之小，这样状态的存在是不大可能的。

**$U^{237}$  衰变:**  $Np^{237}$  的能级是由  $U^{237}$  的  $\beta$  衰变,  $Pu^{237}$  的电子俘获衰变, 和  $Am^{241}$  的  $\alpha$  衰变而产生的<sup>[13-15]</sup>。已知的  $Np^{237}$  能级总结在图 1c 中, 并分成四个内禀质子 (第 93 个) 激发羣。对前二个能带的能量比值仍然与理论计算很好地符合。但对上面  $K = \frac{1}{2}$  的能带不能作同样的检验, 因为二个激发能级的知识只够来确定公式(1)中的二个参数。

如  $Pu^{239}$  和  $Np^{237}$  的能级图所示, 一个给定转动能带的全部能级都被认为是属于奇质子或奇中子内禀激发的一个单态的。这些能级间的唯一差别是它们的能量和伴随着集体转动运动的角动量。因此, 对于任何只与一个转动能带内部各状态有关的性质, 其依赖于核结构细节的内部因素是一样的; 这点在讨论转动状态的能级比时已经显示过了, 那里理论上的比值仅包含有状态的能量和角动量。另一个普遍形式的相互关系是在一个转动能带中从一个能级发出而终止于另一些能级的  $\gamma$  射线之相对强度 (跃迁几率) 的比较 (比较的必须是同样类型, 即同样多极级的  $\gamma$  射线)。这时内禀跃迁率是相等的, 因而观察到的差异完全是  $\gamma$  射线有不同的能量和不同的角动量所致, 后二者都是独立的因素而易于校正。这样就只需要知道始态和末态的自旋和 K 值以及辐射的多极性, 便可预言跃迁的相对强度。假如 K 值不能从其它证据知道, 则常常可以由这种相对强度的比较定出来。玻尔-莫泰尔逊理论的这个“分支比规则”大大有助于对重元素区域原子核能级分布的解释和理解<sup>[5]</sup>。应当强调指出: 如上面所说, 这个规则正是从转动运动和内部运动完全分离的假定推出的, 因而实验观察到的对此规则的偏离将用来指出在多大的程度上给定内禀运动状态的各转动状态与其它运动形式不独立而与它们有相互作用。