

核結構研究概況及其發展

〔内部資料 注意保存〕

《原子能译丛》編輯組

一九七四年三月

核结构研究概况及其发展*

奥·玻尔(A. Bohr)**莫特逊(B. R. Mottelson)**

早期发展

五十年前,原子核方被发现。这一发现为阐明原子结构提供了一条具有决定意义的线索,发展结果很快地导致了量子力学的建立,但核的内部结构还没有被揭示出来。然而,放射性物质中发出的各种射线,首次显示出了核现象的丰富多采。开创者们所确立的 α 、 β 及 γ 射线的特性逐渐被认识到是强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用等三者的体现,而原子核必将成为揭示引力及电磁作用的经典领域以外那些新奇的相互作用的对称性和结构的实验室。

对原子核的探测愈来愈深入的情况下,许多不同的时常彼此矛盾的侧面被揭示出来了,由此形成的核结构的图景,多年来一直在深刻地发展着。三十年代的发现,给出了对基本核过程的大体看法,并指出强相互作用是那样复杂和微妙,二次世界大战后的十年,核物理工作者们意识到正在探索一种非常新奇的多体系统,其中核子的运动给出了壳层结构,又给出了振动和转动。随后的年代里,各种各样的基本运动形态包括形状振荡、对关联、同位旋等形成了研究的焦点。在用单个核子间的相互作用来理解这些运动形态的道路上也有了决定性的进展。在当前的发展中,正向着各个方向扩展研究领域,并不断揭示核结构的全新的侧面。

原子核作为一个量子多体问题

对原子核结构的理解也是描述多自由度体系的量子概念的广为发展的一部分。量子论的早期发展侧重于研究能用少数简单自由度描述的现象,或者象在电动力学中那样,能用对自由量子作微扰的方法来描述的现象。这些现象可以直接通过解基本运动方程而理解。但是,在巨分子、宏观物质以及强作用的基本粒子体系等多体系统的研究中,问题就完全不同了。象原子核这样的系统,可能存在的结构和种种关联效应是那么复杂,所以直接考虑多维组态空间的薛定谔方程只能提供有限的指导。关键在于确切地辨认用以描述实验现象的恰当的概念和自由度。由于综合了各种研究途径,包括模型的理论研究以及从对称性来建立普遍关系等,这方面已经取得进展。但最主要的,总是那些令人惊奇的实验发现才提供了新发展的端绪。

* 本文系根据奥·玻尔教授1973年4月27日在北京所作的学术报告原稿翻译的。

** 丹麦原子核物理学家。

原子核系统的多样性使得难以作出简单的表述,但是举出一些在原子核研究的活跃的前沿上遇到的事例,也许能表达出这方面发展的某些气息和前景。

壳层结构和核变形的相互影响

在核动力学研究中,使单粒子运动和集体运动间达到恰当平衡一直是一个中心问题。这对所有多体系统都是如此,但对原子核,因为可以详细研究单个量子状态,这种问题更以特别具体的形式出现。

原子核能量和它的形状的函数关系,直接显示出了核结构的双重面貌。虽然“势能函数”的一般性质,可以由核物质的宏观特性如表面张力和静电能等来表示,但是单个核子的量子轨道的特定的几何性质,能导致重要的各向异性效应,其显著结果是出现了远离球对称的原子核平衡形状。

由于最近发现了重核自发裂变的亚稳定态,原子核势能函数的壳效应更展现出新的前景。这种原子核势能函数大体如图1所示。虚线表示液滴模型的估计值,众所周知,极大值即裂变势垒的出现,是表面张力和静电斥力相竞争的结果。单个粒子的量子能量对于势阱的形状和对称性具有明确的依赖关系,因而会对势能函数引起较大影响。特别是,壳效应使基态平衡形状具有20%的偏心率,而第二个极小值具有大得多的形变,它处在裂变势垒的区域。第二个极小值的出现正可以解释同质异能态衰变之存在,它们的自发裂变寿命较之相应的基态的寿命要短得多,相差 10^{20} 多倍。势能函数的这种性质也在裂变过程的许多惊人现象中显示出来。图2所示是一个例子,这表示出钚 230 快中子裂变截面的共振结构。在阈能附近的共振,可由第二个极小值中的振动驻波来解释,这很象法布雷-培洛(Fabry-Perot)干涉仪中的透射共振。现在很多巧妙方法正被用来发展原子核系统的这个新状况的激发态核谱学。高度形变的原子核亚稳态,即所谓形态同质异能态的出现,反映出了与壳层结构相联系的特殊的稳定性。这种新的壳效应,可以简单地理解为轴对称椭球谐振子势阱中的单粒子运动。如图3所示,各向同性谐振子势中的简并度因变形而消失了,但当不同方向的振子频率取有理数比值时,新的大壳(简并度)又重新出现了。对于频率比为 $\omega_1:\omega_3=2:1$ 的变形,这种效应尤为显著,相联系的满壳核子数是 $N=\cdots 110, 114, \cdots$ 。原子核势场的径向变化与振子势场不同,前者还存在较大的自旋-轨道耦合;如图4所示,计入这些效应仍能保持2:1的势场中振子壳结构的主要特征,但满壳核子数变为 $N=\cdots 116, 148, \cdots$ 。数 $N=148$ 相应于这样一个中子数区域,这里形状同质异能素特别稳定。

形状同质异能素的发现使量子多体系统的壳结构概念有了新的发展,并且提出了这样的问题,势场在何种一般条件下才足以使本征值谱显著地偏离于平均分布的情况。这方面的研究,尤其注意量子谱中壳结构和经典力学中周期轨道简并系二者之间的紧密联系。

大块核物质的相互作用(重离子反应)

裂变同质异能素的研究只是一部分工作,更大的规划是探索核物质的稳定性与中子、质

子数以及形变参数的关系。令人鼓舞的前景之一是,可能存在质量数远大于迄今已达到的,或者中子数和质子数比值很不相同的那种亚稳核岛。

在以核子数及形变为变量的多维空间里,实验研究能达到的区域,由于能够研究重离子碰撞引起的核反应而大大地扩展了。象图 5 所示那种开创性的实验早已指出了这种可能,在这种反应中,相互作用的原子核间转移多个粒子的几率很大。当前的讨论注意于确定转移粒子数的物理条件,涉及的粒子流的性质以及反应中所达到的统计平衡的程度等。

重核间的反应,也为探索表面组织那样的核物质性质提供了新的可能性。图 6 中的例子表示出弹性散射截面以及形状振荡非弹性激发与入射能量的关系。由于碰撞过程的半经典性质,可以把入射能量和最接近距离相联系,测得的截面的变化对擦边碰撞中的相互作用是很灵敏的。

已经开始利用比上例中的 Ne^{22} 重得多的粒子束来进行研究。很清楚,我们正处在一个全新的研究领域的入口,在这个领域里,可以研究在压力和应变下的核现象,这类现象只有在中子星的形成那样的宇宙演化的极端状态下才能发生。

元激发、核动力学的统一描述

核谱实验研究的成就,使得对元激发(即激发的基本形态)的概念能作出深入的分析。图 7 (上部)表示出了 Pb^{208} 以满壳层组态为基础的元激发,对 Pb^{208} 基态加入或取出一个核子的反应过程确定了那些单粒子态和单空穴态,图中表示出了分别在 $_{83}\text{Bi}^{209}$ ($\Delta Z = +1$) 及 $_{81}\text{Tl}^{207}$ ($\Delta Z = -1$) 中观测到的质子态及质子空穴态。这些状态沿用原子光谱的符号来标明。电磁过程和非弹性散射中大的激发几率证实了 Pb^{208} 相应于形状振荡的集体运动。形状振荡可以分解为粒子-空穴激发,而另一种集体激发则涉及加入或取出一关联粒子对。图中表示涉及一质子对的这类激发的量子,例如 $_{80}\text{Hg}^{206}$ ($\Delta Z = -2$) 的 0^+ 态及 $_{84}\text{Po}^{210}$ ($\Delta Z = +2$) 的 0^+ 态。

元激发是用来分析整个激发谱的基本单元。例如图 7 (下部)中 Bi^{209} 的谱表示了单粒子态,也表示了单粒子或单空穴激发和 Pb^{208} 的玻色型激发相组合的态。

用独立的元激发来描述是一种近似,这种近似是有局限性的,因为各种量子间存在着相互作用。在原子核中,对于相互作用的分析是基于集体运动所产生的平均场,这种动力场是大家熟悉的静的自洽场的推广。动力场引起了单个粒子和集体运动之间的耦合(见图 8),这种耦合在原子核中起着凝聚介质中粒子-声子或粒子-等离子体声子(Plasmon)耦合那样的作用。

系统处理了粒子-振动耦合而发展成为核场论,其研究工作正在兴起,企图把它作为基础去解释关于元激发间相互作用的种种现象,包括集体振动的非谐效应以及导致粒子电荷及磁矩重整化的极化效应。

这种场论对总自由度过剩问题也给出了一致的处理,总自由度过剩曾被认为是核动力学处理方法上的一个不合理的方面。这种过剩在原子核系统的描述中是固有的,这里集体

激发是单粒子运动激发那种更基本的自由度的表现。为了说明这一点,图9画出了单粒子运动和集体形状振荡间最主要的相互作用能量的费曼图,这种相互作用能量例如可出现在 $\text{Bi}^{209}(h_{9/2}, 3^-)$ 的七重态中(参阅图7)。粒子组态也表现为振动激发的粒子-空穴展开的一个成分,这一点可以在表示交换作用的最后一个费曼图中清楚地看出来。

可以看到图9的四个费曼图和描述康普顿散射的费曼图完全一样。的确,这是原子核多体体系量子谱的突出性质,虽则振动量子归根到底是粒子激发所构成的,但它又表现为电动力学中光子那样的基本量子。

核物质的精细结构(高能探针)

用核子间的相互作用去解释核物质的平衡密度和结合能的问题,一直是核物理中引人注意的问题。这一问题出乎意料地需要更加深入得多的分析,不仅因为强相互作用非常复杂,而且因为多体体系的集体运动中涉及许多微妙的关联效应。

这一领域的扩展,部分地由于发现了具有各种对称性的平均场所产生的种种集体运动形态,部分地也由于发展了各种实验探针,使得能够分辨核物质的精细结构。这种分辨本领要求动量转移相当于或大于费米动量,这在原子核对高能粒子散射时才能实现。

图10的例子显示出了这种高能探针的潜力,这里给出了**inclusive**电子散射截面,它表示在一定散射角单位能损内的总产额。这截面的主要性质可以理解为独立核子的散射,给出的费米动量与由核半径导出的数值一致。这一实验也指出了核内核子的有效质量由于相互作用而改变(平均场与速度有关)。在这一类实验中,有可能去证实核子间的短程关联,以及核子因束缚在核物质中而引起的本身结构的改变。

即将用来研究原子核的高能探针,也可以激发核子的内部自由度,所以强相互作用的一个新领域正在开拓。这一前沿的研究将使核动力学得到新的启示,并将揭示出作为强相互作用体系组成部分的基本量子的新奇面貌。

把原子核放到更广的强子谱中去考虑时,问题的基本性表现为另一种形式。这里表现出强相互作用的一个多变幻的性质,它导致多个重子的束缚态,但结合能是如此小,可以有效地把这系统看作由一定数目的中子和质子构成的系统。在相应的量子电动力学问题中,可用非相对论多体系描述的原子和凝聚物质的存在来说明精细结构常数是小的,但是我们要问:强相互作用下的结构中是否也存在一个小的常数呢?

复合核、量子态的统计学

现有的研究核谱的主要工具只能分辨低能区的单个能级,相对说来,只涉及少数的激发量子。但是整个核物理的发展因存在这一小小的天窗而受到很大的影响,在中子结合能范围,慢中子反应提供了一种具有很高分辨本领的探针。慢中子的最早的实验,出乎预料地揭示出了很密集的共振谱。这一发现使得认识到入射中子与靶核的许多自由度间存在着强的

耦合。这种耦合使形成了寿命比单粒子周期长得多的复合系统。

图 10 说明了中子共振谱研究中取得的改进, 图中表示入射中子对于 Th^{232} 的总截面, 能量范围为 0—200 电子伏。此类数据所提供的资料, 导致在多体系单个量子态的层次上表征统计平衡和建立无规概念的重要新发展。在一个特别经过探讨的模型中, 把不同自由度之间耦合的无规性表为矩阵元系综, 后者对于所选择的基底的变换是不变的。这一表述预言了本征值分布及衰变宽度, 这些受到了定量的检验。因此, 具有相同自旋和宇称的邻近能级之间的相斥, 使得不大可能找到很小的能级间距, 这种短程(有)序(short range order)在十多年前已很好地建立了。这一理论还预言了一种相当微妙的长程(有)序(long range order), 这只是在最近才被如图 11 所示的实验所证实。这种长程(有)序的检验表示在图 12 中, 它给出了观测到的能级系列与完全有序的均匀分布相偏离的程度。只具有短程(有)序的能级分布, 意味着均方偏差随能级数线性增长, 由无规耦合表示的能级间相互作用的效应, 意味着更高级别的有序, 结果将使均方偏差只随能级数对数增长。目前正在努力于确定上述无规概念的限度, 它是由于详细分析核谱中涉及的自由度而提出的。

强度函数、直接相互作用

建立起统计平衡(它导致精细结构共振的量子无规性), 需要足够长的时间, 以便使元激发之间的耦合能够有效。时间尺度反映在强度函数(或粗糙结构共振)的宽度上, 它表明元激发的寿命 $\tau_{\text{耦合}}$ 对应的能量的典型数值为兆电子伏。虽然这个寿命比复合核的周期 $\tau_{\text{复合核}}$ 小了好几个数量级, 但是仍大于核子穿过原子核的时间 $\tau_{\text{单粒子}}$ 。

$$\tau_{\text{单粒子}} \ll \tau_{\text{耦合}} \ll \tau_{\text{复合核}}$$

$$(\Delta E \sim 10 \text{ 兆电子伏}) (\Delta E \sim 1 \text{ 兆电子伏}) (\Delta E \sim 10 \text{ 电子伏})$$

所以核反应也可展现出仅仅涉及单个或少数几个自由度的重要效应(“直接”相互作用)。对于在时间或能量尺度上延伸六个量级的各种过程的研究(从单粒子到复合核), 提供了相当详细地探讨各种不同复杂程度和不同量级水平的核现象的可能性, 在这里直接相互作用和复合核过程的概念代表两个极端情形。

同位旋相似共振

具有特别长寿命的强度函数, 可以来源于对称性或其他导致量子数近似守恒的动力学特性。图 13 表示质子在 ${}_{26}\text{Fe}_{32}^{58}$ 上弹性散射的截面。在这类实验中所达到的惊人的分辨能力, 使得有可能研究同库仑散射相干的密集的共振谱。叠加在各个复合核能级之上的的是一个粗糙结构, 后者可以归之于强相互作用的电荷无关性(就象在总同位旋守恒中所表达的那样)。象 ${}_{27}\text{Co}^{59}$ (通过在 ${}_{26}\text{Fe}^{58}$ 中加入一个质子而形成) 的基态一样, 复合核能级的同位旋 $T = \frac{5}{2}$, 但是在所研究的能量范围内, 还存在一个 $T = \frac{7}{2}$ 的单态, 它具有同 ${}_{26}\text{Fe}^{59}$ 的基态(同位旋相似态)相同的(比较简单的)内部结构。如果在原子核中不存在区分中子和质子的不

同相互作用, 同位旋将会精确守恒, 这时在 ${}_{26}\text{Fe}^{59}$ 的核谱中, $T=\frac{7}{2}$ 的态将是一条尖锐的能级。但是作用在质子之间的库仑力, 使 $T=\frac{7}{2}$ 态的性质扩展进了相邻的 $T=\frac{5}{2}$ 的复合核态中。图 13 的下边部分是在 ${}_{26}\text{Fe}^{58}$ 上质子辐射俘获的截面, 对于在若干角动量和宇称道中揭示复合核态而言, 同质子散射相比, 这是一种更加灵敏的过程, 但是它并不单是对同位旋相似态才有响应的。

在质子散射中显示出来的同位旋相似态强度分布的宽度约为 20 千电子伏, 同强相互作用相比, 它表明库仑相互作用是小的。强度函数的分析, 牵涉到对称性的破坏, 这种破坏是由哈密顿量中含意明确的一项(库仑能)引起的, 但是这并不是一个不重要的小问题, 因为它研究的是多体体系实际物理状态中的微扰效应。在重核中, 由于静电力的长程性, 同原子核的位能相比, 总库仑位能的确是不小的, 它破坏对称性的效应是微弱的这一事实, 只是在发现了尖锐的同位旋相似态之后才得到承认。

在原子核对场中的集体激发形态(双粒子转移反应)

从经典系统中, 人们已经熟习了跟形状和密度的改变相联系的集体形态。与自旋、同位旋和核子数相联系的更加特别的量子自由度, 给予核动力学以新的维度。对于能够在这些维度中发生的各种集体形态的探讨, 只是在最近才刚刚开始, 但是已经显示出它是一个颇有希望的前沿领域。

携带核子数量子的集体运动, 是同原子核的对效应相联系的, 这种对效应, 在很早以前, 就在系统地分析原子核数据时发现了。偶 A 核和奇 A 核结合能的明显不同, 在铀的偶、奇同位素的易裂度上显示出令人醒目的差异。但是对关联效应的集体意义, 以及它对许多核性质的深远影响, 是逐渐才被认识到的。

在双粒子转移反应中, 研究原子核对关联的一个有力工具, 现在已经可供使用了。图 14 是 Sn^{118} 上的 (t, p) 反应例子, 通过这个反应, 一对中子被加进靶核中。图中过渡到 Sn^{120} 基态的跃迁占优势, 跟两个核子分别转移到轨道上去的过程相比, 这种转移过程的截面要大一个到两个量级。这种增强反映出, 未满壳层里的许多中子, 形成了由相互关联的中子对构成的凝聚态, 它类似于超导体中成对电子的凝聚态。事实上, 这种转移过程可以同超导体之间电子对的转移相比(象在 Josephson 结的情况)。

在满壳核里(象在绝缘体里的情形), 不存在对关联的可能性, 所以也就没有凝聚态。但是加入的粒子或空穴能够形成关联对, 从而构成如前面提到过的元激发。核子对的相继添加和移去, 导致了图 15 中所示的类振动谱, 图中画出了以满壳核 Pb^{208} 为基础的角动量为零的中子对振动。对应于在满壳组态的基础上加入或取出一对粒子, 在能谱里存在两种不同的量子, 图 15 中能级上的量子数给出了每种量子的数目。图中的箭头表示在双中子转移过程中, 实验上观察到的强跃迁, 这些转移过程导致了 Pb 的偶同位素的基态 (n, o) 和 (o, n),

同时箭头也指出了出现在激发能为 5—6 兆电子伏处的 $(n+1, n)$ 类型的激发态。

图 15 中的振动谱是一个集体族的例子, 它包括了不同原子核中的状态。振动运动是同产生两个核子的对场的振荡相联系的。这些振荡不是发生在普通的空间, 而是牵涉到包括所谓规范空间在内的其他维度。以规范空间角动量形式出现的核子数算符, 通常被赋予一个相当消极的角色, 作为一个总的运动常数, 一个超选择规则, 它把现象分成截然分离开来的部分, 每部分都有确定的核子数。但是, 在原子核的对关联效应里, 我们所遇到的是把不同核子数的状态联系起来的现象, 因此它牵涉到诸如在规范空间中对场取向这样的算符, 这些算符是同核子数共轭的。在转移过程中, 这些算符能被直接测定, 所以新的维度能以一种非常真实的方式被体验到。

转 动 谱

转动运动的响应是物理系统的一个基本性质, 在包括天体力学乃至基本粒子谱的动力学概念的发展过程中, 它起了显著的作用。关于原子核是否具有转动谱的问题, 在核谱学发展的早期就已经提出来了。人们从分子谱中知道了量子化的转动运动, 但是原子却提供了不存在集体转动的量子体系的例子。初期对这个问题的讨论, 受到了如下一些早期预言的障碍, 即要么转动运动是一切原子核的性质, 要么所有原子核都不具有转动运动, 以及转动惯量的数值应该等于刚体转动的经典值。原子核壳结构的建立, 提供了对原子核运动的单粒子描述, 这似乎排除了集体转动的可能性。但是, 对于壳结构能够导致偏离球对称的平衡形状这一事实的承认, 产生了一个新的局面。显然, 这样的集体形变, 定义了体系作为一个整体的取向, 它意味着转动自由度的存在, 这就需要一种可以应用到量子体系(它不具有象分子那样的刚体或半刚体结构)的、处理转动运动的更普遍的方法。

图 16 给出了核谱中转动带结构的一个例子, 它画出了在 Er^{166} 中观察到的两个最低的带。转动带中各能级的角动量和宇称量子数, 意味着形变具有轴对称性和相对于空间和时间反映的不变性。能量可以用角动量的幂级数展开式表示, 在图中示出的角动量数值的范围内, 级数收敛得很快。

对于表征电磁跃迁、 β 衰变和粒子转移等过程的张量算符的矩阵元, 也可以作类似的展开。作为一个例子, 图 17 给出了图 16 中 Er^{166} 两个转动带之间的电四极 ($E2$) 矩阵元。图 16 中的分析, 仅仅是根据形变的对称性作出的, 可以看出, 对于解释关于原子核转动谱的大量而详细的实验证据来说, 这种分析提供了一个适当的骨架。

广 义 转 动 运 动

形变和它破坏对称性的程度是定义转动自由度的中心环节。这种认识使我们可以联系许多不同空间(包括同位旋空间、规范空间以及轨道空间)中的形变而引进广义转动谱的概念。由此得到的转动带结构可以包含广泛的态系。这些态可用不同的量子数标志, 它们分

别对应于那些内部遭到破坏的对称性,此外,属于不同空间的量子数间还可以互有关系。

在最近强子结构研究中起着显著作用的雷奇(Regge)轨迹具有转动谱的特点,其形变可确定强子内部结构的取向,但是直到现在,关于这种形变的性质还没有明确的证据。

超流费米子体系的凝聚态,涉及对场的一种静力学形变。给凝聚态增加或减少一对费米子的过程,构成一种规范空间中的转动运动形态。如图 14 所示,连接偶 Sn 同位素基态的双中子转移过程,给出了这样一种转动激发的例子。这类跃迁强度还提供了对场形变的一个量度,这个度量也称为量级(Order)参数。

由转动微扰引起的相变, Yrast 区

以平常生活经验中的三维空间,对核转动运动作了十分仔细的研究,提供了大量的资料,由这些资料,我们可以了解平均形变场(核子在其中运动)的转动对核结构的影响,特别是,这些研究揭示了超流性对集体转动流和由此产生的转动惯量的主要效应。

由转动产生的内部结构的微扰,随角动量的增大而迅速增大。因为转移给原子核很大的角动量,以致其结构经受大的改变,所以在我们面前正展开着一个令人兴奋的新的前沿领域。

图 18 画出了核能谱和角动量的函数关系。对于给定的角动量,由能量最低态构成的曲线称为 Yrast 线;在这个能谱区,原子核虽处于高激发态,却可认为是“冷”的,因为全部激发能几乎都用在产生角动量上。现有的重离子束是提供产生 20, 50 或 100 个单位角动量核态的有力工具。在这个角动量区间,人们可以看到核结构的若干不同相变,包括对凝聚态的消失(类似于由磁场引起的超导性的消失)、轴对称性的破坏(这是一种和旋转星中不稳定现象有关的效应),以及多种不同的由离心力产生的裂变过程。在其它情况下,和壳结构相联系的量子效应,也可引起 Yrast 线上出现不连续点。这些不连续点和每一个壳中粒子角动量的最大顺排有关。

图 19 给出了 Er^{162} 的转动惯量沿 Yrast 线和转动频率的函数关系。看一看由 $I \approx 15-20\hbar$ 的区间,就已可发现这突出的新现象。对于图 18 中的奇特结构,迄今还没有明确的解释,但是我们可能正面对着超流性消失的现象,预期那将导致一个正常相,它旋转时的转动惯量等于刚体的转动惯量。这里我们面对着一个分析相变的挑战性任务,这种相变是由体系个别的量子态的性质显示出来的。

和其它领域的联系

在这个报告里,只可能涉及今天核结构研究中少数活跃的方面,但是这些例子足以表明,实验工作的实践,已经使我们在多么深的程度上进入了核的微观世界,同时,还说明了展现在探索者面前丰富的现象。这些例子也指出了在各前沿领域可以看到的一些前景,以及可供研究的现象的范围,并将大大扩展。考虑到现在可能有的或技术上可实现的工具,看来,

我们正处在原子核研究领域大发展的门口；重离子束将使我们可以在相当新的条件下研究核物质，而高能探针正为探索核结构提供具有新分辨率水平的显微镜。在“内部前线”，核谱学大大提高了精确度和适应性，要求我们进一步深化描述核多体系的概念。

在许多问题上，我们也曾暗示核现象和量子物理其它领域的紧密联系。这些联系，近年来日益明显，它们来源于物理学现阶段中一个处处都碰到的多体问题，并且已给予核物理工作者不少启示，发现自己正处于“量子阶梯”的中间位置。努力从一个统一的整体上来观察量子物理学中各领域的发展，将会在更大程度上成为一个在宽广的前沿上取得持续进展的动力。

在这个报告的范围里，不可能涉及原子核科学和技术的广泛应用。设法取得迄今只存在于太阳和星球中的能源问题，已展示了许多机会。虽然不十分引人注目，但也许具有同样深刻意义的是，核过程和核技术在各种内部结构水平上，正在提供探索及转变有生命和无生命物质的工具。几乎在近代自然科学的所有领域，以及在工业的许多方面，这类应用已是不可缺少的，事实上，在我们现代研究问题的工具库中已是一个重要的部分。

讨 论

问：玻尔教授谈了很多发展原子核科学的意见。我们有个印象，是不是可以通过扩大实验范围及更精细的测量，来发现一些新的实验现象和一些新的运动形态，然后再从理论上给出物理图象加以解释？

答：是这样。

问：以后是不是再从微观上给出一个统一的解释，不知我们这样的理解对不对？

答：这里有很多层次。首先是唯象的描写，比如，元激发的性质以及它们相互间的耦合等；下个层次是研究用单粒子运动描述集体激发；再下一步是研究由两体相互作用给出的平均场；再就是研究介子、层子等等。这些层次要同时都研究，很难讲那个层次为主。要解决核现象应当在不同层次上同时进行，把各个层次统一起来研究。

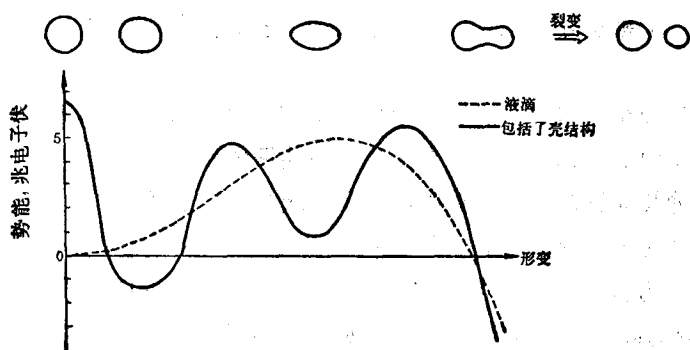


图1 关于裂变过程中的形变的势能函数

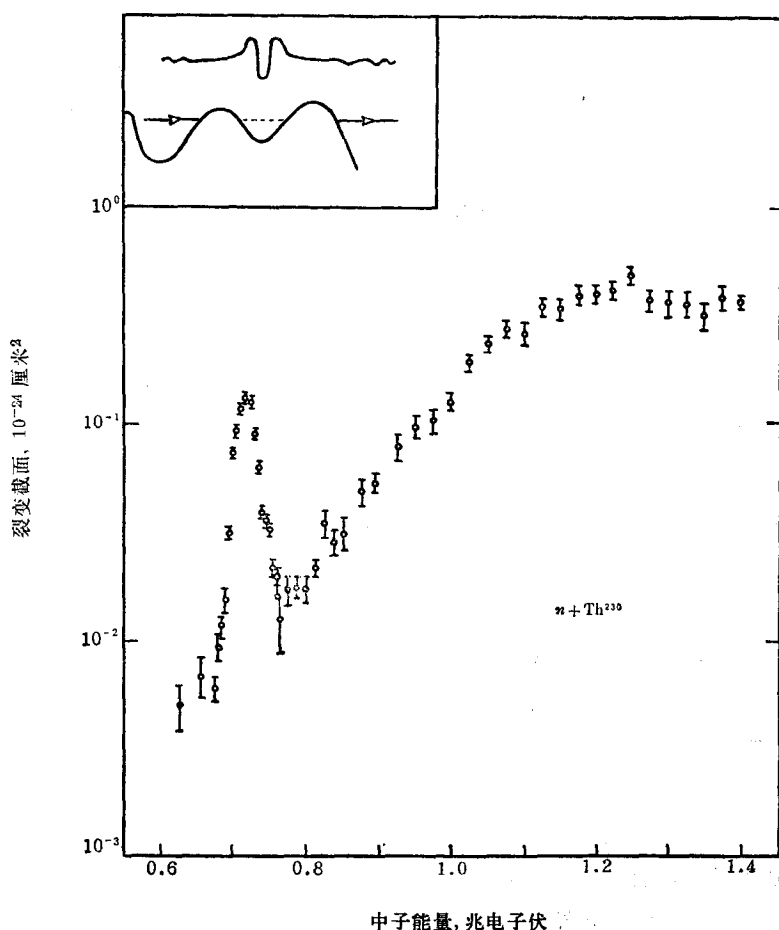


图2 Th^{231} 的中子引发裂变阈函数中的共振现象

图1 定性地描绘了裂变势垒的性质。形变参量标志出如图的上部所示各种形状的裂变过程。第一和第二个极小处的形状，相应于在铀附近的核中观察到的基态形状和形状同质异能素的形状。

图2 显示了裂变截面与中子能量的函数关系 (Lynn et al., 1972)。在插图中通过势能函数的第二个极小中的半稳定振动态来解释这种共振现象。

图3 显示了伸长的轴对称振子势中单粒子能级与形变的关系。 ω_3 及 $\omega_\perp$ 分别表示平行及垂直于对称轴的运动频率， $\bar{\omega}$ 则是平均频率。单粒子能级用量子数 n_3 及 $n_\perp$ 标志，由于自旋及垂直于对称轴的运动的简并，每一能级具有简并度 $2(n_\perp + 1)$ 。当频率之比 $\omega_\perp : \omega_3$ 为有理数时，出现额外的简并，使得形成大壳。对应于特别显著的壳结构效应的形变用箭头表明，并标有相应的频率比。对于频率比为 1:1 (球形) 及 2:1 的情形，图中给出了满壳组态粒子数。

$$V = \frac{1}{2} M \left[(\omega_{\perp}^2 (x_1^2 + x_2^2) + \omega_3^2 x_3^2) \right]$$

$$E = \hbar \omega_{\perp} (n_{\perp} + 1) + \hbar \omega_3 \left(n_3 + \frac{1}{2} \right)$$

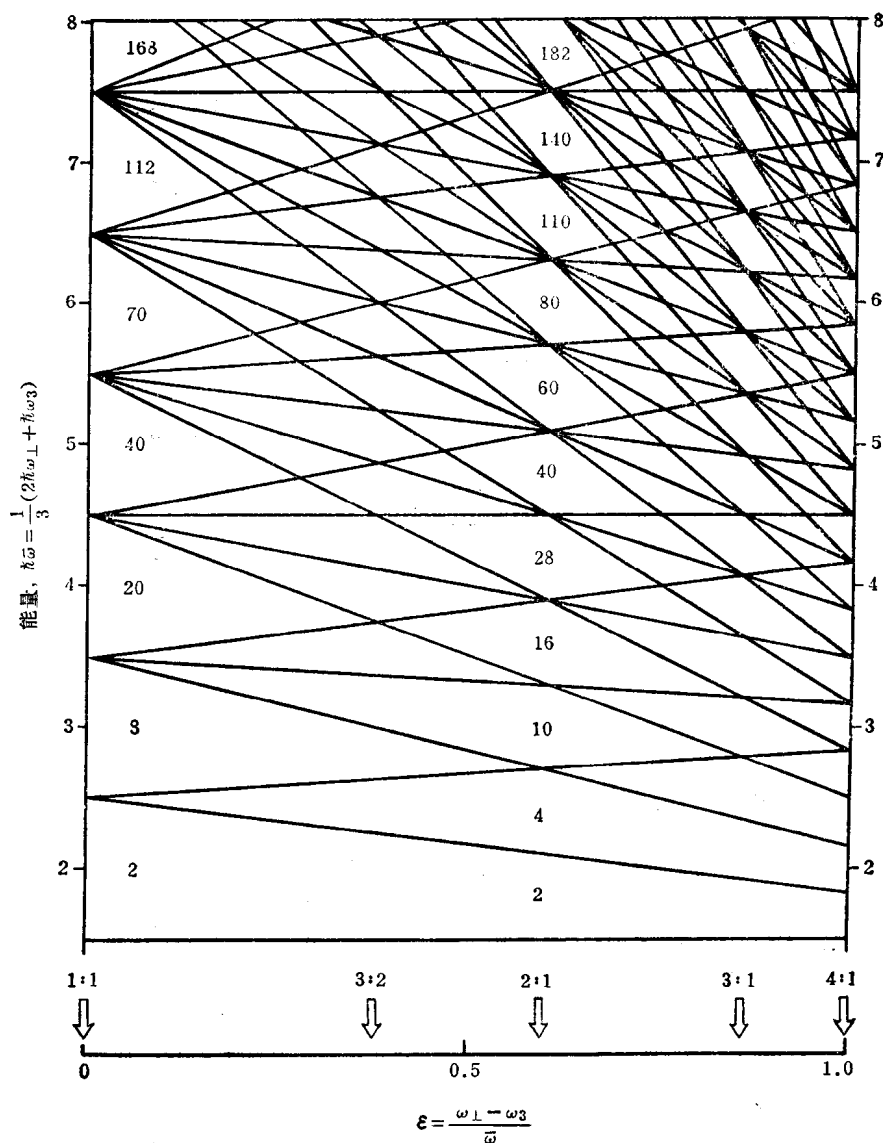


图3 各向异性谐振子势中的壳结构

图4左侧的单粒子谱与图3中的完全一样, 相应于频率比 $\omega_{\perp}:\omega_3=2:1$ 。壳结构由壳层量子数 $N_{\kappa}=n_3+2n_{\perp}$ 标明。中部的单粒子谱表示出由于具有明显表面的核势偏离振子势而引起的壳的散开。能级用沿对称轴的轨道角动量分量 Λ 及近似的量子数 n_3 表明, 因能量与 Λ 的符号及自旋方向无关, 故每一能级的简并度为 4。

最后, 右侧的单粒子谱已考虑了核势中的相当强的自旋-轨道耦合, 它使总角动量沿对

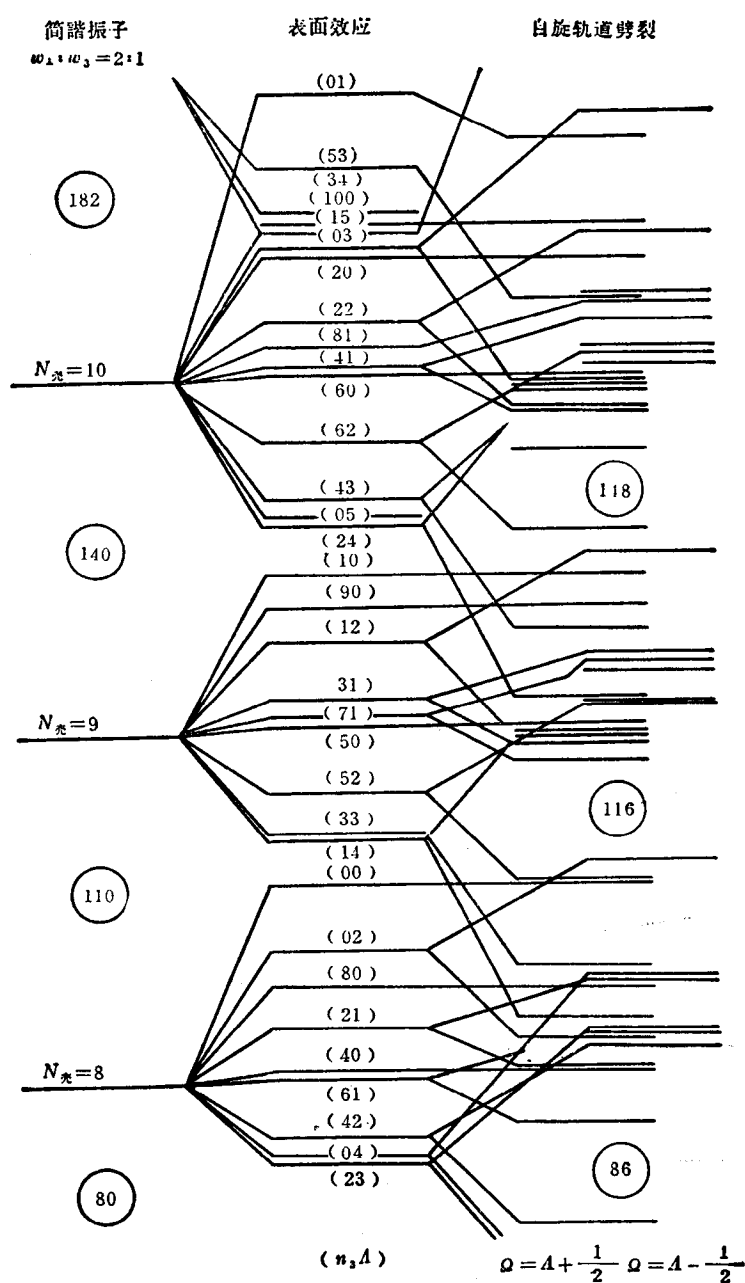


图4 对称性为2:1的核势场中的壳结构

称轴的分量 $\Omega = A \pm \frac{1}{2}$ 的能级分裂, 自旋与轨道角动量平行 ($\Omega = A + \frac{1}{2}$) 时能级较低。结果单粒子谱仍然保持从振子势得到的大壳特征, 但由于具有最大的 A 及 $\Omega = A + \frac{1}{2}$ 的某些能级转移到下一壳层, 满壳粒子数(在圆圈内标出)发生了变化。

图 4 中所显示的效应, 和球形核的壳结构中的效应非常相似, 那里代替振子势的数列... 70, 112, ..., 给出了满壳粒子数...82, 126, ... (参阅图 3)。

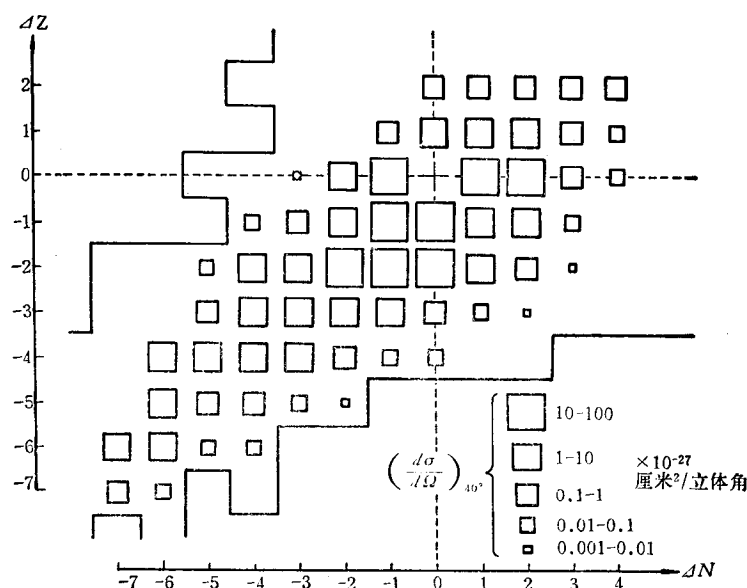


图 5 重离子碰撞中的多核子转移

图 5 表示出从靶核 ${}_{90}\text{Th}^{239}$ 向入射核 ${}_{10}\text{Ne}^{22}$ 转移 ΔN 个中子及 ΔZ 个质子的反应强度, 图中还画出了对于发射粒子稳定性的估计的极限值 (Garvey et al., *Rev. Mod. Phys.*, **41**, 81, 1969), 最可几转移将增加入射粒子的质量电荷比, 这可以从碰撞中中子盈余趋向均匀分布来理解。

图 6 弹性散射截面用对于点电荷的卢瑟福散射截面为单位来表示。非弹性散射涉及 Ni^{58} 的第一个激发态, 后者可以近似地考虑为四极形变振荡; 这一激发过程的截面用氧核电场的激发截面为单位来表示, 假定入射粒子没有穿透靶核。实验数据采自 Videbak et al., *Phys. Rev. Letts.*, **28**, 1072, 1972。

图中截面相应于实验室坐标系散射角为 60° 的情况, 并表为入射粒子能量的函数。因为重入射粒子波长很短, 在碰撞过程中粒子近似地沿经典轨道运动, 故入射能量和散射角指出了相当明确的最接近距离。能量低于 45 兆电子伏时, 这一距离超过核的相互作用的有效范围, 按图中所用标尺截面接近于 1。能量在 45—50 兆电子伏这一范围时, 核作用逐渐成为重要因素。对于所观测到的振荡的分析还存在一些不明确的地方, 可以解释为擦边碰撞中核的吸引力和静电斥力的干涉效应。这种干涉效应使得减小偏折角 (结果增大单位立体角的散射截面) 并降低激发几率。对于更小的碰撞距离, 强的核相互作用导致更剧烈的反应, 原封不动地射出氧核的几率迅速地随能量增加而下降 (对于一定散射角)。

${}_{82}\text{Pb}^{208}$ 邻近的核的能谱可以用基于 Pb^{208} 基态的基本激发来描述, Pb^{208} 的基态具有满壳层的中子和质子, 对于这些激发来说象是一个“真空态”。

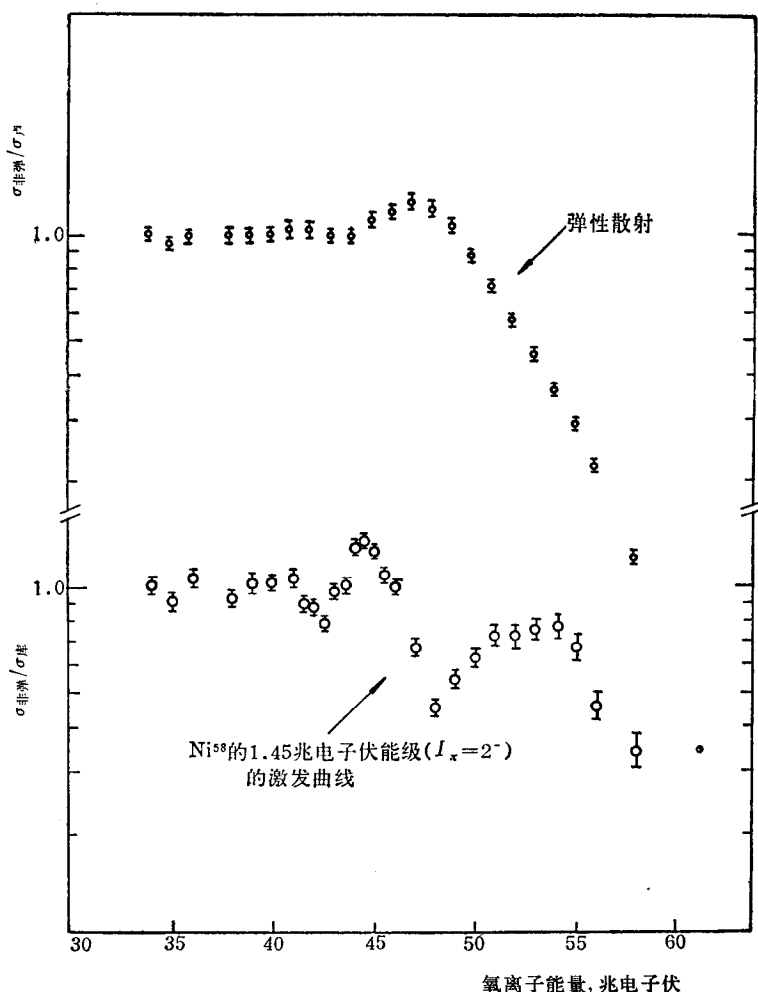


图 6 在 Ni^{58} 上的弹性散射和非弹性散射

图 7 的上部画出加入或取出一个质子 ($\Delta Z = +1$ 或 $\Delta Z = -1$) 的类似费米子的激发, 以及加入或取出一个关联核子对 ($\Delta Z = \pm 2$) 和 Pb^{208} 本身的集体激发那种类似玻色子的激发。最后这一种激发量子可以表为相干的粒子-空穴激发, 其结果是大体相应于表面振动的密度振荡。图中所用能量标尺包括 ΔZ 的线性项, 适当选取这一项使最低的单粒子激发和单空穴激发 ($h_{9/2}$ 及 $s_{1/2}^{-1}$) 具有同样高度。没有画出的另外的基本激发可涉及中子数改变 ($\Delta N = \pm 1, \pm 2$)。

图的下部表示出 ^{209}Bi 的低激发能谱。除左侧的单粒子谱以外还表示出了单粒子态或单空穴态和集体激发的组合。组态 ($h_{9/2}, 3^-$) 给出一个七重态, 总角动量为 $3/2, 5/2, \dots, 15/2$, 这些能级处在几百千电子伏范围之内, 均已被实验证实。包括单个空穴及 $I\pi = 0^+$ 的对量子的组态只给出单态。在激发能为 3 兆电子伏处, 相当密集的两个粒子一个空穴的态开始出现, 在图的右侧画出了这些能级。

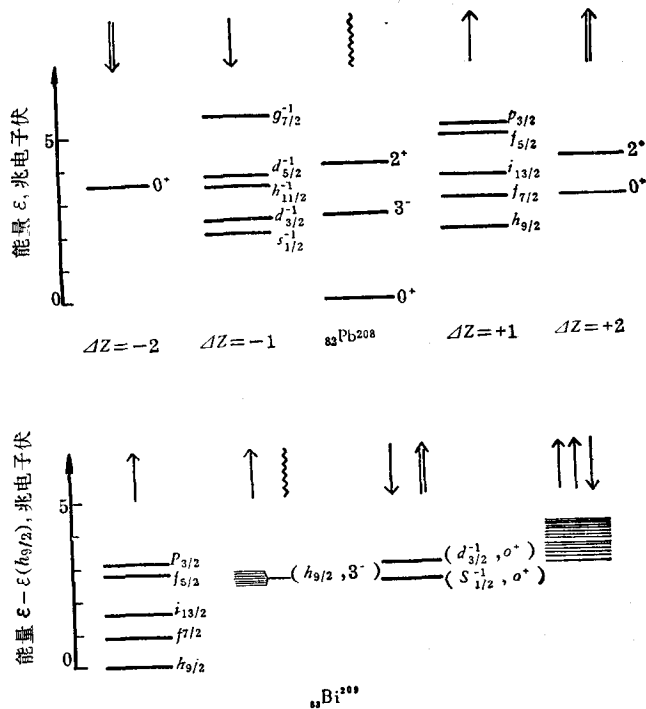


图7 以 Pb^{208} 基态为基础的基本激发

图8 这些费曼图表示出粒子和集体运动的耦合的基本形式，这种耦合来自集体振动运动所产生的对单粒子的平均势场。第一个费曼图表示粒子发出一个振动量子（声子）而散射，第二个费曼图表示一个声子转化为粒子-空穴对。

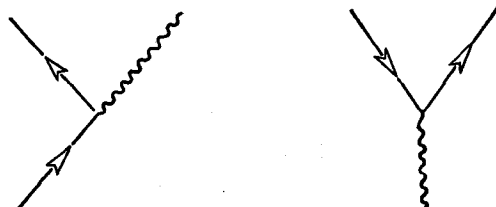


图8 粒子-振动耦合

基本的粒子振动耦合(参阅图8)的二级效应给出粒子和振动量的作用能量，如图9中

四个费曼图所示的那样。这种作用能量例如对 Bi^{209} 能谱中 $(h_{9/2}, 3^-)$ 七重态劈裂给出贡献(参阅图7)。图9所示的效应包括由于存在粒子而引起的声子重整化，以及粒子的全同性效应和玻色子自由度效应。

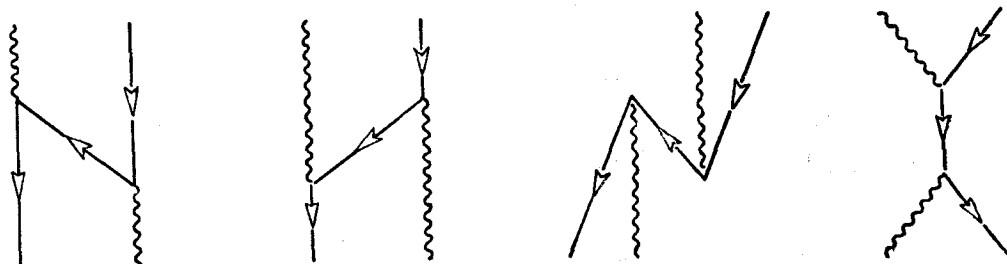


图9 粒子和声子的作用能量

图 10 给出靶核 Pb^{208} 对 500 兆电子伏的电子在单位立体角和单位能损下的微分截面 (Moniz et al., *Phys. Rev. Letts.*, **26**, 445, 1971)。实线表示具有费米气体那样的动量分布的独立核子的散射(准弹性散射)。分布宽度决定于费米动量, 其值取作 $p_F = 265$ 兆电子伏/c, 相应的核子密度为 0.17 核子·费米 $^{-3}$, 这是核的电荷分布半径所给出的数值。

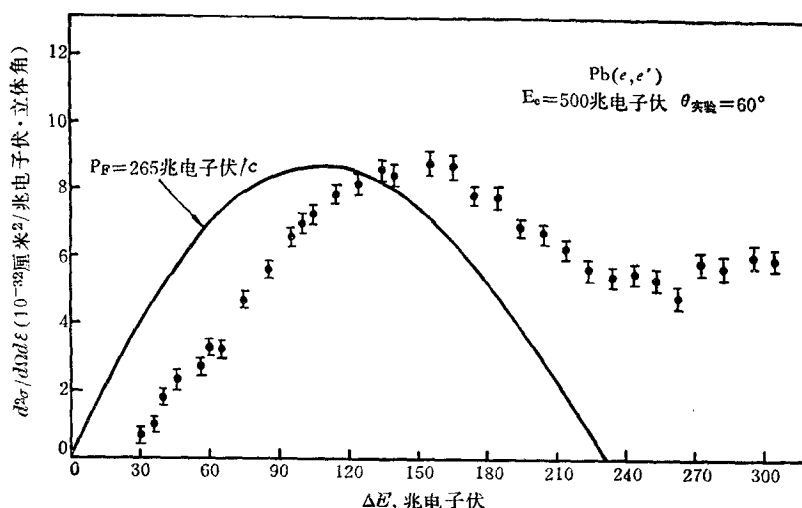


图 10

计算结果与实验测得的截面值的比较, 支持这一费米动量的假定值, 但表明分布的极大值大约移动了 40 兆电子伏。这一移动可理解为由于核场的速度依赖性, 这意味着作用于快的出射核子的势较之作用于慢的束缚核子的势要弱一些。此一实验所给出的速度依赖关系和核子在核上的弹性散射(光学模型)所给出的值大小差不多。

能损 $\Delta E \geq 240$ 兆电子伏时, 观测到的大的截面无法用费米气体的准弹性散射来解释。在这一能区, 介子的产生以及由于强的短程作用而引起的高动量核子都会给出重要影响。

图 11 表示出 Th^{232} 对入射中子的总截面, 这些共振峰相应于复合核 Th^{233} 的亚稳态, 它们都具有总角动量 $I = \frac{1}{2}$ 及正宇称。实验数据采自布鲁克海文国立实验室西格玛中心的中子截面集 (BNL 325, Suppl. 2, Brookhaven, N. Y., 1964; 还可以参阅 Rahn 等的更新的数据, *Phys. Rev.*, **C6**, 1854, 1972)。

图 12 给出中子能量在给定值 E 以下时所观测到的自旋宇称 $I\pi = \frac{1}{2}^+$ 的能级数 (Rainwater et al., *Phys. Rev.*, **C5**, 974, 1972)。对于均匀能级分布(相应于图中的直线)的均方偏差 Δ 和两种模型的预言作了比较; 一种模型(局部有序)只包含相邻能级之间的排斥效应, 另一种模型(长程有序)包含更远能级间的排斥效应, 由遵循时间反演和厄密对称性的无规矩阵给出。

图 13 的上部表示质子在 ^{58}Fe 上弹性散射的截面随入射质子能量变化的情形。本底代表非共振散射, 主要是由入射粒子和靶核之间的库仑相互作用引起的; 共振对应于复合核