

尼尔斯·玻尔的原子核裂变理论及其发展近况

卓益忠

(中国原子能科学研究院)

尼尔斯·玻尔对原子核物理的最直接、最重要的贡献，是他创立了核反应复合核模型与原子核的裂变理论。

原子核裂变是指一个重核自发地或者通过中子或其它带电粒子打进原子核产生的核反应，使这个核分裂成两个质量相差不多的碎片。这一现象是哈恩(Hahn)和斯塔兹曼(Strassmann)于1938至1939年期间发现的。在1939年9月1日的《物理评论》上^[1]发表了玻尔与惠勒(Wheeler)的经典性著作“核裂变的机制”。这篇文章应用了由玻尔所提出的复合核模型与液滴模型，成功地解释了当时的有关实验现象。玻尔与惠勒的这个理论奠定了人们对核裂变机制认识的基础，他们所提出的很多概念至今还在沿用着。实际上，他们的理论对后来的影响远远超出了核裂变的范围。

让我们简单地回顾一下核裂变发现时的情况，这也许对我们进一步了解玻尔的为人和他对科学的贡献是有帮助的。

哈恩和斯塔兹曼两位化学家用慢中子打击天然铀而生成的所谓超铀元素进行过反复测试。1938年秋季，当他们发现了该超铀元素是钡($Z = 56$)之后，感到很不好理解，用中子打击铀怎么会生成比铀轻得多的元素钡呢？于是哈恩将全部情况写信给他以前在瑞典的合作者买特纳(Meitner)。此时恰好是圣诞节的前夕，买特纳的外甥福利斯(Frisch)从哥本哈根玻尔那里来到瑞典与买特纳一起共同欢渡1938年圣诞节。他们两人很快就热烈地讨论了这个最新的发现。福利斯想起玻尔曾把原子核比作一个液滴。于是他们就设想这个带电的液滴具有表面张力与库仑力，当原子核受到扰动后，会

发生形变而被拉长，这时库仑力克服了表面张力，促使液滴断裂从而分裂成为两个较小的液滴。他们在讨论中使用了生物学家阐述细胞分裂现象时所使用的“裂变”这一名词。圣诞节过后，福利斯立即赶回哥本哈根，将这个情况告诉了玻尔。当他赶到玻尔研究所时，玻尔正准备带他的儿子埃瑞克(Erik)与罗森菲尔德(Rosenfeld)动身去美国访问，只剩下几分钟时间可供他们交谈。福利斯回忆说：“我与玻尔谈了几句话，玻尔就拍着脑袋说：‘好极了，就应当是这样的，我们过去太笨了’。”玻尔接着又对福利斯说：“你们写文章了没有？要是还没有，就得马上动手。”福利斯塞给玻尔两页他与买特纳写的草稿，玻尔回过头来说：“在你们的文章未发表以前，我决不向任何人谈这件事。”

于是玻尔就启程了，在船上玻尔一路都在思考这个重大发现，并与罗森菲尔德进行了讨论。1939年1月16日，他们抵达美国。当天晚上罗森菲尔德被惠勒邀请去参加一个讨论会，当惠勒问起欧洲大陆上有什么新东西时，因玻尔事先没有告诉过他对福利斯的有关保证，罗森菲尔德脱口将核裂变这件事谈了出来。这一消息引起了很大的反响，与会者纷纷打电话或写信告诉他们的同事或朋友，于是在美国掀起了很大的热潮，好几个地方当天就开始了实验工作，不但证实了核裂变现象，而且还搞清楚了许多问题。

当第二天罗森菲尔德告诉玻尔他已在讨论会上谈了有关核裂变之事时，玻尔非常恼火，他预见到马上会有强烈的竞争，他担心由于他的过错而使买特纳与福利斯的工作有可能会被别人抢先发表。于是玻尔一方面立即打电报到哥

本哈根去催福利斯尽快将文章寄出，并着手进行测量裂变碎片动能的实验工作。同时为了将事实真相公布于众，他自己也立即给英国的《自然》杂志写了一篇约 600 字的短文。在这篇文章中强调了由于买特纳和福利斯的好意，他才知道了哈恩和斯塔兹曼的惊人发现以及福利斯和买特纳的解释，并指出他自己只是从一般观点对裂变过程的机制补充点评论……。应当说玻尔一直在为福利斯与买特纳工作的优先权做了许多工作，直到问题解决为止他才放心。在这段时间里，玻尔还给英国《自然》杂志写了另一篇短文，阐明由慢中子引起裂变的只是铀同位素中含量仅有 0.7% 的 U^{235} ，而不是 U^{238} 。这一理论的预言，几个月后也被实验所证实。这在以后的核能应用上起了极为重要的作用。

由于玻尔的作用，在美国从玻尔将裂变的消息带进的那一天起，有关核裂变的实验与理论工作进展得非常迅速。在很短时间里，很多科学家已预见到实现链锁反应的可能性。以至到 1939 年 3 月 16 日（也即玻尔踏进美国两个月的日子），费米到华盛顿去告诉美国政府，一种新的具有巨大威力爆炸物有可能成为现实。这段时间核裂变的文章非常之多，据统计仅美国在 1939 年就发表了 100 多篇，其中有一篇是玻尔和惠勒合写的“核裂变机制”。这篇文章一出现就立即被认为是经典性的著作。在美国官方有关原子能历史的纪录中，称这一篇文章是这一时期的最重要的成就。

一、玻尔-惠勒的核裂变理论

玻尔关于核反应与核裂变的一般物理图象是这样的：任何核蜕变都分为两个步骤。第一步，当原子核接受一个激发（如打进一个中子）时，会先形成一个高度激发并具有长寿命的复合核。第二步，通过发射粒子（或 γ 射线）进行退激发。对于重核还可能产生核裂变与之相竞争。所不同的是，对于发射粒子，是把原来分散在多体自由度上的热能集中到某粒子上，而裂变则是将这部分能量转化为形变能，最后导

致核的分裂。

1. 原子核的形变能和裂变位垒

由于把原子核类比于带电液滴，因此它的位能主要由两部份能量即表面能与库仑能组成。对于一个球形（或近似于球形）的原子核，其表面能是阻止发生形变的，而库仑能则是促使发生形变的。当形变刚开始使，表面能的增加比库仑能的减少要快，所以位能总的趋向是增加。当形变达到某临界值之后，库仑能的减少比表面能增加要快，因而系统的位能很快地减少，所以可用图 1 来定性地说位能和形变的关系。

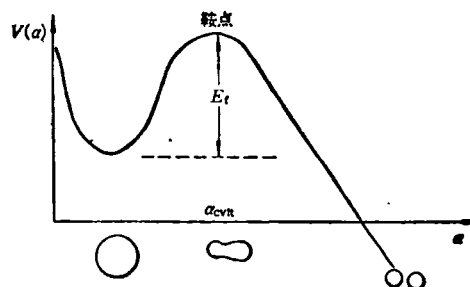


图 1

图 1 中 a_{crit} 所对应的位能与基态位能之差可以定义为裂变位垒高度 E_t 。当时玻尔不仅在定性方面给出了清楚的图象，而且还在一定近似情况下对形变能进行了计算，特别是对 E_t 随不同的核的变化（即随 Z^2/A 值的变化）进行了计算。很显然，有一个极限值 $(Z^2/A)_{lim}$ ，当 $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{lim} = 1$ 时，对应于

$$E_t = 0,$$

即裂变域能为 0。所以，对 $x > 1$ 的核裂变是不稳定的，自然界不应该存在。根据简单的量纲分析，玻尔得到

$$E_t = 4\pi r_0^2 O A^{2/3} f((Z^2/A)/(Z^2/A)_{lim}), \quad (1)$$

其中 $f(x) = f((Z^2/A)/(Z^2/A)_{lim})$,

$$(Z^2/A)_{lim} \approx 47.8$$

[按弗恩伯 (Feenberg) 质量公式]， r_0 是核半径参数， O 是表面张力。

玻尔在两种极限情况下求出了 $f(x)$ ：

(1) 当 $x = 0$ 时，即无电荷液滴。这时，引起裂变所需要的能量等于将一个核分为两个相

等的核所增加的表面能,即

$$E_f = 2.4\pi r_{10}^2 O(A/2)^{2/3} - 4\pi r_{10}^2 OA^{2/3}, \quad (2)$$

所以 $f(0) = 2^{1/3} - 1 = 0.26$.

(2) 当 x 接近 1 时, 有很大的库仑能帮助裂变, 因 $\alpha_{c,rit}$ 较小, 可以用小形变来计算位能, 然后取极大值, 得到

$$f(x) = 98(1-x)^3/135 - 11368(1-x)^4/34425 + \dots, \quad (3)$$

对于中间的 x 值, 采用了内插方法, 得到下面的图 2.

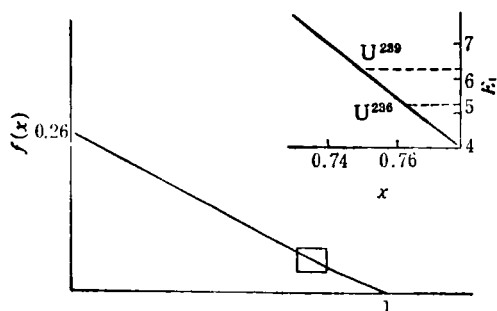


图 2

根据上面的分析, 可以得到如下重要结论:

(1) 热中子只能引起 U^{235} 裂变, 而不能引起 U^{238} 裂变. 按玻尔的估算,

$$E_f(U^{239}) \simeq 6\text{MeV}, \quad E_a(U^{239}) \simeq 5.4\text{MeV},$$

而 $E_f(U^{236}) \simeq 5.2\text{MeV}, E_a(U^{236}) \simeq 6.4\text{MeV}$, 所以, 在铀同位素中, 发生热中子诱发裂变的是 U^{235} , 而不是 U^{238} .

(2) U, Th 等元素的 (Z^2/A) 值已接近 $(Z^2/A)_{lim}$,

所以在自然界不存在更重的稳定核.

(3) 由于存在着 E_f 值, 像 U 等同位素的自发裂变(即不受激发, 从基态通过量子穿透效应而产生裂变)寿命相当长, 玻尔估算了 U^{239} 的寿命为 $1/\lambda_f \sim 10^{22}$ 年, 这比 U, Th 同位素的 α 衰变寿命还要长.

2. 复合核裂变, 裂变几率(裂变宽度 Γ_f) 的计算

玻尔根据他的统计复合核模型, 假定当一个重核吸收一个粒子(如中子)后, 在基态位阱与鞍点上都瞬时地达到统计平衡, 因而裂变宽

度为

$$\Gamma_f \sim \frac{\text{鞍点上的有效相空间(末态)}}{\text{基态位阱上的有效相空间(初态)}} \\ \sim \frac{1}{\rho(E)} \int_0^{E-E_f} \rho^*(E-E_f-\epsilon_k) d\epsilon_k.$$

这个理论至今还一直在沿用着.

二、核裂变理论近期发展

核裂变与重离子反应都是原子核作大振幅的集体运动的结果. 它涉及复杂的核多体问题, 是当前核理论中最感兴趣的前沿课题之一, 但同时也是最困难的问题之一. 迄今为止, 对这个问题的解释尚没有一个完整而自洽的理论. 有些人企图完全从微观基础出发来建立理论, 但还没有得到什么有意义和令人满意的结果. 相对而言进展较大的是沿着玻尔-惠勒的思路, 采用宏观与微观相结合的方法来进行核裂变理论的研究, 这方面的工作虽然还只是初步, 但已取得了一定的进展. 下面着重介绍这方面的情况.

对于 A 个核子体系, 假定可以分离为 N 个集体自由度 $(q_1 \cdots q_N)$, 与 $3A - N$ 个内禀自由度. 宏观与微观相结合的方法的实质是集中研究这 N 个集体自由度随时间的发展变化, 而内禀自由度的影响, 只是通过一些参数反映到运动方程中去. 构成集体自由度动力学描述的物理量, 主要有以下几个:

(1) 位能 $V(q)$. 上面提到玻尔-惠勒的计算是单纯用液滴模型做的. 我们知道原子核的壳层结构对于结合能的贡献也是很重要的, 因此应该体现在位能(即形变能)中. 所以在原来的液滴模型基础上应加上原子核壳层结构影响而产生的修正, 所以,

$$V(q) = V_{LD}(q) + \delta U_s(q). \quad (4)$$

这一修正导致裂变位垒的双峰结构如图 3 所示.

这个双峰结构已经为有关裂变形同质异能态和垒下裂变的共振结构等实验事实所证实.

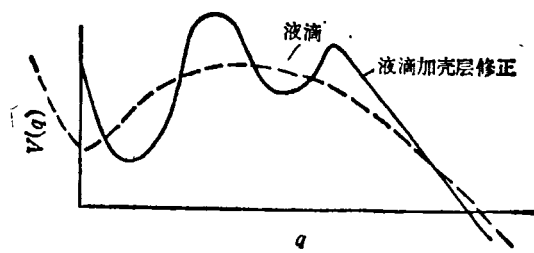


图 3

(2) 动能 T .

$$T = \frac{1}{2} \sum M_{ii}(q) \dot{q}_i \dot{q}_i = \frac{1}{2} \sum [M(q)^{-1}]_{ij} P_i P_j, \quad (5)$$

式中 $P_i = \sum M_{ij}(q) \dot{q}_j$, 是广义动量, $M(q)$ 是惯性, 可以由微观理论或液滴模型计算而得到.

(3) 耗散力 F . 它是由于集体与内禀自由度的相互耦合而产生的平均力, 其 i 方向的分量为

$$F_i = -\eta_{ii}(q) \dot{q}_i = -\eta_{ii}(q) [M(q)^{-1}]_{ik} P_k, \quad (6)$$

式中 $\eta_{ii}(q)$ 是粘滞系数, 它是描述集体能量转换到单粒子激发能的物理量. 象原子核这样的量子液滴其粘滞性到底有多大? 是像蜂蜜还是象水银? 这和它的耗散机制是单体性质的(即由于核子与运动核表面相互碰撞引起)还是两体性质的(即由于核子之间相互碰撞引起的)有关, 而且还与运动是无规则的还是规则的有关. 这是当前非常感兴趣的问题, 尚需在重离子反应核裂变以及巨共振等方面的研究工作中进一步搞清楚.

(4) 剩余涨落力集体自由度与内禀自由度的耦合, 除了给出平均的耦合力外, 还会有剩余的涨落力. 由于相互耦合的复杂性, 这个力是带有随机性质的.

根据上述考虑, 可以从不同的角度推导出不同形式的福克尔-普朗克方程, 典型表达式为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t} + (M^{-1})_{ij} P_j \frac{\partial f}{\partial q_i} \\ & - \left[\frac{\partial V}{\partial q_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial (M^{-1})_{ik}}{\partial q_i} P_i P_k \right] \frac{\partial f}{\partial P_i} \\ & = \eta_{ii} (M^{-1})_{ik} \frac{\partial}{\partial P_i} (P_k f) + T \eta_{ii} \frac{\partial^2 f}{\partial P_i \partial P_i}, \quad (7) \end{aligned}$$

式中 $f(q, P, t)$ 是集体坐标和它的动量的相空间的分布函数.

(7) 式是很多人所熟悉的, 可以用它来讨论布朗运动. 布朗运动是指悬浮在溶液介质中的一个分子由于与周围介质许多分子相互碰撞而作的无规则运动. 这里有一个条件, 那就是布朗粒子的质量要远远大于周围介质分子质量. 原子核是由核子(中子和质子)组成的, 怎么可以与布朗运动相联系呢? 这是因为原子核的集体运动的惯性质量远大于单个核子的质量, 由于它们之间的相互作用而引起的集体运动, 在某种情况下可以和布朗运动相类比. 当然在这里布朗粒子在空间的移动, 被原子核的表面运动所代替, 而介质分子对布朗粒子的撞击被核子对核壁的撞击所代替.

通过求解出分布函数 f 后, 我们不仅可以得到平均的物理量, 而且还可以得到这些量的分布. 当然目前求解这种一般的福克尔-普朗克方程还没有完全实现, 只是在若干简化的情况下有些结果. 目前国内、外都在进行这项工作, 下面着重介绍两个有代表性的最新研究结果:

(1) 裂变过程中的中子发射增强问题

最近几年, 在一些激发能量较高的核裂变的实验中, 观察到在裂变断点以前所发射的中子(不包括裂变后碎片发射的瞬发和缓发中子)比用玻尔-惠勒的标准统计模型所预言的中子有明显增多. 这一现象如果从上述的布朗运动或扩散模型的观点来看也许是'可以理解的'^[2], 因为玻尔-惠勒的模型假定形成复合核后瞬间处处(包括基态阱与鞍点上)都达到统计平衡, 这显然是不那么合理, 它完全忽略了裂变过程的动力学效应. 事实上, 原子核的形状从球形发展到断点时的两个碎块相连接的形状有一个过程, 这个过程的快慢和最终形状与原子核的粘滞性有关, 只有到了断点组态时, 原子核才可能裂变, 在这以前只能发射中子. 这样就可以使中子的发射比玻尔-惠勒模型所预计的有所增强.

最近国外有几个单位对 $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow$

$^{158}\text{Er}(207\text{MeV})$ 裂变过程的中子多重性进行了测量,得到的实验测量结果为 2.7 ± 0.4 , 而用玻尔-惠勒公式进行理论计算得到的结果为 $1.6^{[3]}$.

当考虑到核的粘滞性与扩散过程后,理论计算与实验结果就可以符合得较好(见图4).

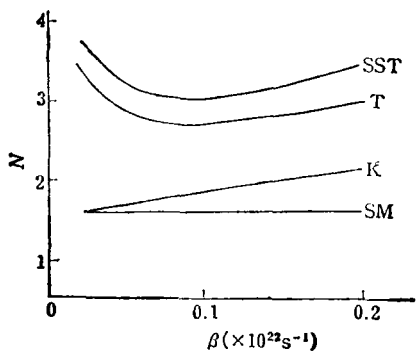


图 4

图4中的横坐标是粘滞系数 β , 纵坐标 N 是中子多重性, SM 是按玻尔-惠勒公式计算的结果(与粘滞性无关), K 是按 Kramer 公式^[4]计算的结果, T 是进一步考虑鞍点前的瞬时效应时的结果, SST 是全面考虑各种效应(包括断点的瞬时效应在内)时的结果.

(2) 裂变碎块的动能分布

裂变时,两个碎块间的库仑排斥作用会使裂变碎块产生很大的动能.裂变碎块动能有一分布规律.如何求出这个分布规律,过去曾用一维的福尔克-普朗克方程来处理这个问题,但

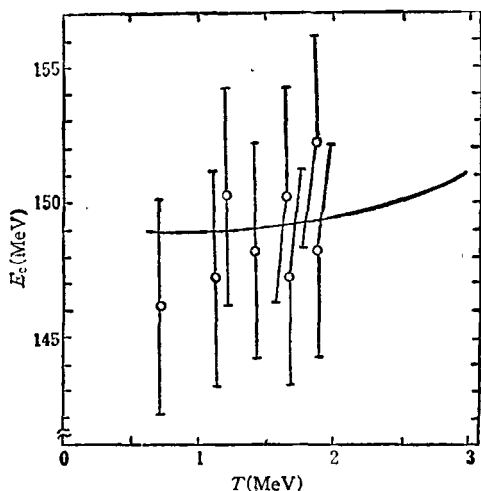


图5 平均动能随核温度关系图
(带长把的是实验值,曲线为理论值)

计算结果是平均动能宽度比实验值小3—4倍.很显然,对于研究裂变机制来说,至少应考虑二维的福尔克-普朗克方程,即不仅仅沿着裂变方向是重要的,而且垂直于断点颈部的组态分布更为重要.

最近弗·席思特(F. Schenter)等^[5]在相空间解二维福尔克-普朗克方程(从鞍点到断点),用克喇末(Kramer)的定态解作为初始条件,采用局部谐振方法,对 $^4\text{He} + ^{209}\text{Be} \rightarrow ^{213}\text{At}$ (复合核)的裂变过程进行了计算,结果平均动能符合得较好,而动能宽度只略比实验值小一些(见图5与图6).

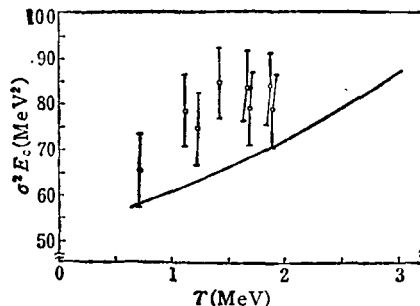


图6 动能宽度随核温度的关系图
(带长把的圆点为实验值,曲线是理论值)

三、结 论

为了描述像核裂变这样大的振幅运动,人们提出了不少物理模型.从玻尔的液滴模型和复合核统计模型,发展到类似于福尔克-普朗克方程这样的扩散模型,无疑是一个很大的进展.但目前,无论在理论基础与实际计算方面都还存在着许多困难与问题.例如:

(1) 量子效应问题: 目前所用的福尔克-普朗克方程完全是经典的,但原子核是一个量子体系,而目前量子效应的影响尚未很好地考虑进去.

(2) 系综与核结构效应问题: 福尔克-普朗克方程是将单粒子自由度看作热浴,用的是
(下转第214页)