

核反应堆理论导论

J. R. 拉马什 著

原子能出版社

核 反 应 堆 理 论 导 论

J. R. 拉马什 著

洪 流 译

原子能出版社

1 9 7 7

内 容 简 介

本书介绍了核反应堆运行的物理原理，论述了基本理论，提供了进行反应堆物理计算的基本知识。具体内容包括：与堆物理有关的核物理知识；中子在介质中的扩散、慢化和热化；反应堆的费米年龄理论，分组扩散理论，栅格参数计算；反应堆动力学，反应性变化，控制棒理论及微扰理论。每章后面附有习题，供加深对本文理解和熟悉计算方法之用。

本书可供高等学校堆工专业的师生和有关专业科技人员阅读。

核反应堆理论导论

J. R. 拉马什 著

洪 流 译

☆

原子能出版社出版

北京印刷一厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

☆

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ · 印张 28 · 字数 658 千字

1977 年 12 月北京第一版 · 1977 年 12 月北京第一次印刷

统一书号：15175 · 104

定 价： 2.90 元

原 著 者 序

本书是根据我多年来在康奈尔大学和纽约大学讲授的核反应堆理论一年课程的内容写成的。这门课程的主要目的是使学生对核反应堆工作的基本物理原理有一了解；同时希望学生在学完本课程后，能够完成在反应堆设计中所必需的一些比较基本的计算。

学习这门课程或者本书，必须学习过大学的原子物理和原子核物理以及高等微积分。但不要求具备量子力学知识。

核数据特别是截面数据的选择和处理，是许多反应堆计算的出发点。对核工程人员来说，能正确地理解和使用这些数据是很重要的。本书的前三章将讨论这些数据以及与之有关的物理过程。如果不是因为通常在核物理预备课程中，这些材料讲述得不够详细，就没有必要包括这些章节。物理学工作者已理所当然地不再象过去那样致力于研究这些已经成熟的问题了。凡是学过足够的预备课程的读者，可以不读这些章节。

反应堆内中子迁移的现象很多都可以用扩散理论来解释，在本书内很多地方都将用到这种用扩散理论描述的中子迁移模型。书内没有包括与空间相关的迁移理论的复杂的数学方法，因为这些方法对于掌握基本的物理原理并没有太大的帮助；同时，在篇幅有限的教科书内讨论这些方法，势必会挤掉其他的更重要的材料。但是在某些重要情况下，即在非均匀反应堆的计算中，扩散理论给出的结果太差，就要引进以逃脱几率为基础的更加精确的方法。

本书采用了国际理论物理和应用物理协会所属的符号、单位和术语委员会(SUN Commission)推荐的符号；采用了(美国)国家科学研究委员会所属的国家科学院的基本常数委员会推荐的物理常数(1963年)；而采用的截面数据已按新资料订正了，这些资料包括，BNL-325 第二版的第二次补编(1964年，1965年和1966年)。

书内的习题，尽可能按材料的顺序而不是按习题的难易来编排。很明显有些习题是很普通的，但是因为它们论证了重要的物理原理，所以还是保留了。另一方面，有些习题计算量较大，要用台式计算机才好求解。但是，没有必须使用电子计算机的习题。

在编写本书过程中，曾得到很多人的帮助，如果没有这些帮助，本书是难以出版的。

J. R. 拉马什

于纽约，拉奇蒙特

1965年12月12日

目 录

第一章 核物理概述	1
1-1 原子核的组成	1
1-2 粒子的波长	1
1-3 核的半径	2
1-4 核的质量	2
1-5 结合能	2
1-6 核的激发态	4
1-7 放射性	6
1-8 激发态的衰变	7
1-9 核反应	8
第二章 中子与物质的相互作用	13
2-1 截面	13
2-2 中子与物质的相互作用和宏观截面	15
2-3 混合物和分子的截面	16
2-4 角分布和微分截面	17
2-5 质心坐标系	18
2-6 中子与物质相互作用的机理	23
2-7 总截面	25
2-8 弹性散射	30
2-9 迁移截面	37
2-10 无弹性截面	39
2-11 非弹性散射	40
2-12 吸收反应	42
2-13 产生中子的反应	45
2-14 多普勒效应	46
2-15 关于截面汇编	51
第三章 核裂变	58
3-1 裂变的力学过程	58
3-2 实用的裂变燃料	61
3-3 可裂变核的截面	62
3-4 裂变产物	65
3-5 核裂变释放的能量	73
3-6 反应堆的功率、燃耗和燃料消耗量	73
第四章 中子链式反应系统	77
4-1 增殖因子	77
4-2 中子平衡和临界条件	77
4-3 转换和增殖	78
4-4 核反应堆的类型	80

4-5 反应堆设计的一般考虑	81
第五章 中子的扩散	84
5-1 相互作用率和中子通量	84
5-2 中子流密度	86
5-3 连续性方程	87
5-4 斐克定律	89
5-5 斐克定律的物理解释	91
5-6 斐克定律的适用范围	92
5-7 扩散方程	94
5-8 稳态扩散方程的边界条件	94
5-9 稳态扩散方程的基本解	97
5-10 一般扩散问题	102
5-11 扩散长度	108
5-12 互易定理	110
第六章 无吸收情况下的中子慢化	118
6-1 弹性碰撞的能量损失	118
6-2 碰撞密度和慢化密度	122
6-3 中子在氢内的慢化	122
6-4 勒和 ξ	124
6-5 $A>1$ 情况下的中子慢化	125
6-6 非单能源	129
6-7 在混合介质中的慢化	131
6-8 多次散射的中子	132
6-9 空间相关的慢化——费米年龄理论	134
6-10 年龄方程的边界条件	136
6-11 年龄方程的解	137
6-12 费米年龄的物理意义	140
6-13 年龄理论的适用性——氢介质内的慢化	142
6-14 中子年龄的测定	144
6-15 中子慢化过程中的非弹性散射	146
6-16 计算年龄的方法	148
6-17 弹性散射的慢化时间	148
6-18 慢化核	149
第七章 有吸收和裂变情况下的中子慢化	155
7-1 氢和无限质量吸收剂	155
7-2 $A>1$ 的慢化剂, NR 和 NRIM 近似	159
7-3 逃脱共振几率与温度的关系	163
7-4 宽间距的窄共振情况	165
7-5 弱吸收情况下的慢化	166
7-6 逃脱共振几率的数值计算	167
7-7 逃脱共振几率的测定	168
7-8 有吸收情况下的空间相关慢化	169

7-9 快裂变·····	170
第八章 低能中子·····	174
8-1 热中子谱·····	175
8-2 热中子的相互作用率·····	180
8-3 反应堆的功率·····	184
8-4 按热中子通量平均的 η ·····	185
8-5 热中子的扩散·····	187
8-6 热化时间·····	190
8-7 从铀共振能到热能的年龄·····	192
8-8 慢化和扩散·····	193
8-9 热扩散参数的测定·····	195
第九章 热中子裸堆的费米理论·····	204
9-1 无限均匀堆的临界问题·····	204
9-2 有限单区热中子堆·····	206
9-3 其他形状反应堆的临界问题·····	211
9-4 临界方程·····	217
9-5 大型反应堆·····	218
9-6 临界方程的实际应用·····	219
9-7 临界质量与堆的大小和成分的关系·····	223
9-8 反应堆的最佳形状·····	224
9-9 准均匀反应堆·····	225
第十章 多区反应堆——分组扩散法·····	231
10-1 单组中子·····	231
10-2 双组方法·····	234
10-3 非均匀堆的双组计算·····	248
10-4 多组方法·····	251
10-5 反射层节省·····	256
10-6 有完整反射层的反应堆·····	258
10-7 临界堆参数的实验测量·····	260
第十一章 非均匀反应堆·····	269
11-1 η_T ·····	269
11-2 热利用系数·····	270
11-3 逃脱共振几率·····	282
11-4 快裂变效应·····	290
11-5 k_{∞} 的值·····	295
11-6 其他的堆参数·····	295
第十二章 反应堆动力学·····	302
12-1 不考虑缓发中子的无限反应堆·····	302
12-2 考虑缓发中子的平均每代时间·····	304
12-3 考虑缓发中子的无限反应堆·····	305
12-4 裸堆对反应性阶跃变化的响应·····	310
12-5 β 的值·····	316

12-6 稳定周期	316
12-7 瞬时跃变	318
12-8 瞬发临界条件	319
12-9 小反应性	320
12-10 大的负反应性; 紧急停堆和正常停堆	320
12-11 反应性的线性变化	321
第十三章 反应性的变化	325
13-1 温度的变化——温度系数	325
13-2 裂变产物中毒	338
13-3 燃耗和转换	346
13-4 整个运行期中的堆物理特性——堆芯寿命的估算	347
第十四章 控制棒	360
14-1 控制棒价值	361
14-2 单根中心棒——修正单组理论	364
14-3 控制棒的双组理论	366
14-4 偏心布置的控制棒	368
14-5 环形布置的控制棒	370
14-6 非圆柱形的控制棒	373
14-7 多根控制棒	374
第十五章 微扰理论	378
15-1 反应性和扰动	378
15-2 一些有关的数学知识	379
15-3 单组微扰理论	383
15-4 双组微扰理论	386
15-5 共轭通量的物理解释	391
15-6 微扰理论的一些应用	393
15-7 正交性和共轭性	396
附录 I 各种常数和数据	401
附录 II 特殊函数	406
II-1 δ 函数-奇异源分布	406
II-2 指数积分函数	407
II-3 $E_n(x)$ 函数	408
II-4 误差函数	408
II-5 贝塞尔函数	409
索引	415

第一章 核 物 理 概 述

在本章和第二章里，将简要地复习一下对反应堆理论特别重要的那部分核物理。假定读者通过原子物理和核物理预备课程的学习，已经熟悉这两章的很多材料。

1-1 原子核的组成

原子核由 Z 个质子和 N 个中子组成， Z 和 N 分别表示原子序数和中子数。原子核内核子（即中子和质子）的总数等于 $Z + N = A$ ，此处 A 为原子质量数。

原子序数相同而中子数不同的原子核称为同位素。例如，氧有三种稳定的同位素 (O^{16} , O^{17} , O^{18}) 以及三种不稳定的同位素 (O^{14} , O^{15} , O^{19})。附录 I 的表里列出了对核工程比较重要的一些同位素，而更完整的同位素表可以从本章末的参考文献中找到。

质子的质量等于 1.67252×10^{-24} 克，并带有 1.60210×10^{-19} 库仑的正电荷（数值上与电子电荷相等），它是一种稳定的粒子。

由于直到最近才完全弄清楚的原因*，中子的质量比质子的略大一点，即 1.67482×10^{-24} 克。中子是电中性的。除非中子被束缚在原子核里，否则它是不稳定的。一个自由中子可衰变为一个质子，同时放出一个 β 粒子和一个反中微子。发生这一过程的平均时间约为 12 分钟。在本书的后面将要指出，核反应堆内中子在被吸收或者从堆内泄漏以前，其平均寿命大约只有 10^{-3} 秒，因此中子的不稳定性对反应堆理论是无关紧要的。

1-2 粒子的波长

所有粒子都具有二重性，有时表现为单个粒子，有时又表现为波。动量为 p 的粒子，其波长由下式给出

$$\lambda = \frac{h}{p},$$

其中 h 为普朗克常数**。现在通常把波长除以 2π 叫做粒子的折合波长（用 λ 表示）。因此 λ 可以写成

$$\lambda = \frac{\hbar}{p}, \quad (1-1)$$

其中 $\hbar$ 等于普朗克常数除以 2π 。对于中子，(1-1) 式可以写成

$$\lambda = \frac{4.55 \times 10^{-10}}{\sqrt{E}} \text{ 厘米}, \quad (1-2)$$

* 这个问题已经解决了，中子-质子的质量差现在可以从基本原理算出。参见 R. F. Dashen, *Phys. Rev.* 135 B, 1196 (1964)。

** 参见附录 I 的物理常数表。

其中 E 是以电子伏为单位的 neutron 能量*。

1-3 核 的 半 径

作为一级近似，可以认为原子核是一个半径为 R 的球， R 的值由下式给出

$$R = 1.25 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ 厘米}, \quad (1-3)$$

其中 A 为原子质量数。常数 1.25 是由中子散射实验推算出来的，而其他方法测量得出的数值稍微不同，所以由 (1-3) 式算出的原子核的半径不能认为是很严格的。还必须注意，对于很轻的核，这个公式是不适用的。

为了方便起见，原子核的半径常用电子的经典半径 r_e 来表示。 r_e 可用下式定义：

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}, \quad (1-4)$$

其中 e 和 m_e 分别表示电子的电荷与质量， c 表示光速。 r_e 的数值等于 2.82×10^{-13} 厘米，因此 R 可以近似地写成

$$R = \frac{r_e}{2} A^{1/3}. \quad (1-5)$$

虽然 (1-5) 式数值上不很准确，但是对于许多计算来说，精度也足够了。

原子核的体积 V 与 R^3 成正比，由 (1-3) 式可以看出， V 与 A 也成正比。因此原子核内单位体积的平均核子数 A/V 对所有原子核来说，都是一个常数。核物质的密度这样均匀，使我们联想到原子核与小液滴很相象，而我们知道，液滴不论大小，其密度总是相同的。核的这种液滴模型在核物理中已经得到了广泛应用，并且可以解释原子核的许多特性。这些将在第二章里详细讨论。

1-4 核 的 质 量

原子的质量可以用原子质量单位(amu)表示。直到不久前，原子质量单位还是规定为中性的 O^{16} 原子质量的十六分之一。由于许多原因，其中主要是为了使原子质量单位与原子重量的化学单位能够统一，现在核子的质量是用相对于 C^{12} 而不是相对于 O^{16} 的质量来表示的。因此目前采用的原子质量单位定义为中性的 C^{12} 原子质量的十二分之一，等于 1.660438×10^{-24} 克。以 C^{12} 作标准的原子质量单位用能量单位表示时，相当于 931.478 兆电子伏。利用这个单位，质子和中子的质量如下：

$$M_p = 1.007277 \text{ 原子质量单位},$$

$$M_n = 1.008665 \text{ 原子质量单位}.$$

从附在本章末的参考文献中可以找到原子核质量的汇编。但在使用这些汇编的数据时，读者必须注意质量的数值是以 O^{16} 为基准还是以 C^{12} 为基准的。

1-5 结 合 能

所有原子核的质量都比组成它的单个质子与中子质量的总和略小。这种质量上的差异

* 1 电子伏 (1 eV) 是能量单位，等于 1.60×10^{-19} 焦耳。

称为质量亏损，可以表示如下：

$$\Delta = ZM_p + NM_n - M_A, \tag{1-6}$$

其中 M_A 表示原子核的质量。(1-6) 式也可以写成

$$\Delta = Z(M_p + m_e) + NM_n - (M_A + Zm_e), \tag{1-7}$$

其中 m_e 表示电子质量。量 $M_p + m_e$ 近似等于中性氢原子的质量 M_H ，而量 $M_A + Zm_e$ 近似等于所讨论的中性原子的质量 M 。因此原子核的质量亏损为

$$\Delta \approx ZM_H + NM_n - M. \tag{1-8}$$

由于电子结合能的差异，(1-6) 式与 (1-8) 式不完全等同，但是在大多数情况下，这一点并不重要。

在用能量单位表示时， Δ 等于把该核分解成组成它的全部核子所需要的能量。这个能量称为系统的结合能，因为它表示为保持原子核为一体所必须的能量。另一方面，当 A 个核子组成一个原子核时， Δ 等于在这个过程中所释放出来的能量。例如，由一个质子和一个中子组成一个氘核 (H^2 核) 时，会放出能量为 2.23 兆电子伏的 γ 射线。由于这个能量是在氘核的形成过程中释放出来的，所以氘核的质量在用能量单位表示时，比中子和质子质量的总和要小 2.23 兆电子伏。倘若重新给氘核提供同样多的结合能，那么中子和质子还可以再次分开。这可以由几种途径实现，例如用能量大于 2.23 兆电子伏的 γ 射线轰击氘。

原子核的总结合能是原子质量数 A 的递增函数。然而它并不是以恒定的速率增加的。这一点可以从图 1-1 很容易看出来，图 1-1 表示出了每个核子的平均结合能与原子质量数 A 的关系。必须指出，对于质量数 A 较小的元素，每个核子的平均结合能与曲线有些偏离，而对于 A 大约等于 50 以上的元素，它是 A 的平滑而递减的函数。结合能的这一特性对于确定核能的可能来源是极其重要的。

每个核子的结合能较大的那些核，特别稳定，或者说结合得很紧密，因而要使核子分

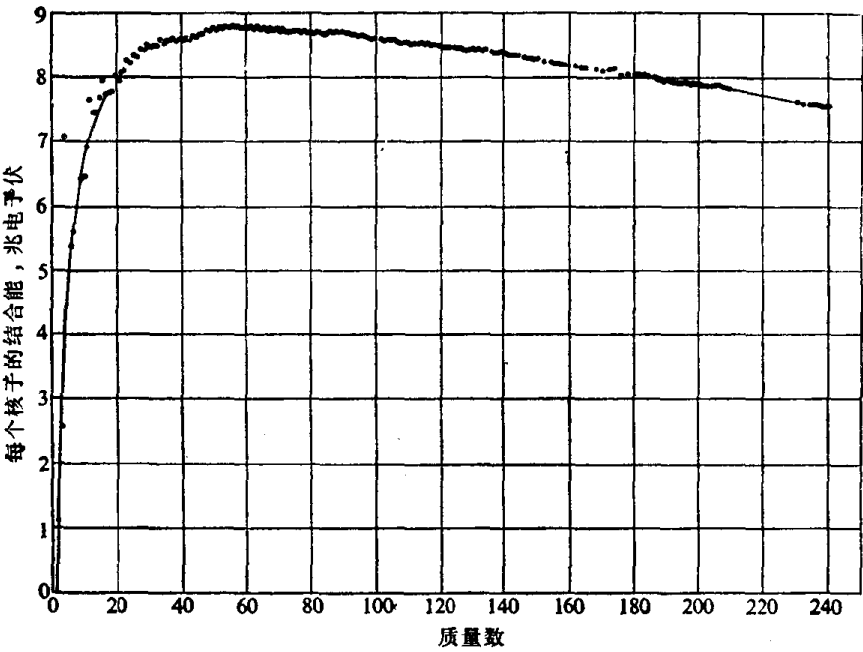


图 1-1 每个核子的结合能与质量数的函数关系

开，必须供给相当大的能量。另一方面，每个核子的结合能较小的核，则比较不稳定，因而也就比较容易被分裂。

每当两个不大稳定的核可能结合成一个比较稳定的核时，在这个过程中总会放出能量。这种反应对很多对同位素都是可以发生的。例如，当两个氘核（每个氘核的结合能都等于 2.23 兆电子伏）发生反应，按照如下反应式生成总结合能为 8.48 兆电子伏的 H^3 时，



则该系统结合能净增 $8.48 - 2 \times 2.23 = 4.02$ 兆电子伏。在这种情况下，这个能量表现为生成核 (H^3 和 H^1) 的动能。

象 (1-9) 式中由两个较轻、较不稳定的核，生成至少有一个较重、较稳定核的这种反应称为聚变反应。这种类型的反应既是氢弹能够放出巨大能量的原因，又是今后总有一天会实现的取之不尽的热核动力的能源。

现在讨论图 1-1 中原子质量数 A 较大的区域。可以看出，当重核分裂时，会形成两个比较稳定的核。例如， U^{238} 中每个核子的结合能约为 7.5 兆电子伏，而在 $A=238/2=119$ 附近的核，它们的结合能约为 8.4 兆电子伏。因此如果铀核分裂为两个较轻的核（每个核的质量约为铀核的一半），那么这个系统增加的结合能大约为每个核子 0.9 兆电子伏，结果放出的总能量约等于 $238 \times 0.9 = 214$ 兆电子伏。这个过程称为核裂变，它是核反应堆中能量的来源。

在结束对核结合能的讨论以前，必须指出，具有 2, 6, 8, 14, 20, 28, 50, 82 以及 126 个中子或质子的核特别稳定。这些核称为幻核，相应的核子数称为幻数。幻数是为填满原子核内核子壳层（或支壳层）所必须的中子或质子数，这与原子结构中电子填满电子壳层十分相象。

幻核的存在对于核工程具有实际意义。例如中子数为幻数的核吸收中子本领极差，因此在必须避免中子吸收的地方可以用这种材料。如锆（其丰度最大的同位素有 50 个中子）已广泛地用作核反应堆结构材料，又如液态铋（其唯一的天然同位素有 126 个中子）已用来作为一种反应堆冷却剂。

1-6 核的激发态

前面各节所讨论的内容只涉及到处于基态的核，也就是处于最低能态的核。但核也具有激发态或者说具有能级。图 1-2 给出了 C^{12} , Al^{28} 和 U^{238} 的已知的能级，这三种核分别是轻核、中等核和重核的典型。可以看出，在每种情况下，能级密度随激发能的增加而增加。此外必须指出，某个激发能的能级密度也随核的质量而增加。虽然一般说来，随着质量数的增加，能级变得越来越密，但是幻核对这一规律则是重要的例外，它们的激发态与较轻的核很相似。图 1-3 所示的 Bi^{209} 核的能级就说明了这一点。这种能级图与其他重核的没有多少共同之处。

比较一下原子核激发态的和原子激发态的成因是很有意义的。可以回忆一下，原子是由于一次只有一个电子连续激发而形成激发态的。也就是说，原子的激发态是由于使一个

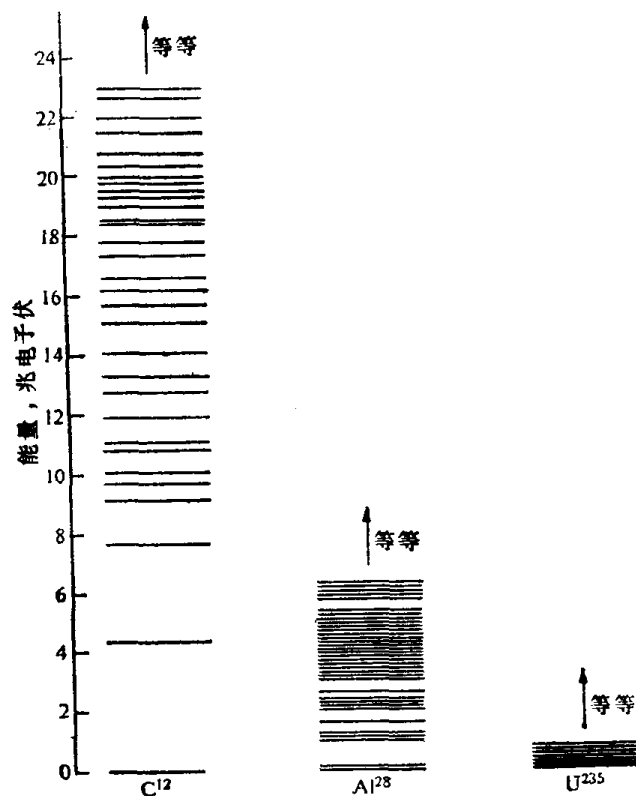


图 1-2 C¹², Al²⁸ 和 U²³⁵ 的能级图

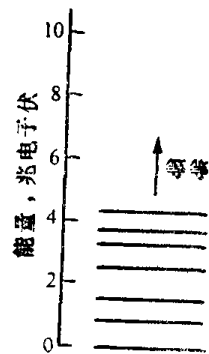


图 1-3 Bi²⁰⁹ 的能级图 (在 3 兆电子伏的附近可能有几个附加能级)

电子通过相继的能级激发而形成的；当电子最后逸出原子时，原子便被电离了。在原子再次被电离以前，由于第二个电子的激发，可使原子形成更高的激发态，如此类推。原子的能量状态以这种方式出现，是由于使一个已处于激发态的电子激发到更高的能级，比使两个或更多电子处于激发态所需的能量总要少些。

核能级的情况就完全不同了。一个核子一旦被激发到激发能级，那么要使第二个核子作同样的或另一种跃迁所需的能量，往往比把第一个核子激发到更高能级所需的能量要小，因此核的激发态与原子的激发态的区别在于：原子核较高的激发态通常是由几个核子同时激发，而不是由一个核子的连续激发而形成的。由于这个原因，原子核的激发态可以出现在单个核子的“电离”能（或者结合能）以上，而这种情况在原子结构中是很难遇到的。因此核的能级可以出现在 10 兆电子伏处，而要把一个核子从此核内移出仅需 8 兆电子伏，这就是因为 10 兆电子伏的激发能分配在几个核子上的缘故。

核内结合得最松的核子的结合能称为虚能，它是为把一个核子从核内移出所需的最小能量。这与原子的第一电离能十分相似。核在虚能以上的激发态称为虚态或虚能级，在虚能以下的激发态称为束缚态或束缚能级。显然处于虚态的核可以通过放出核子来衰变，而处于束缚态的核，这种衰变是不可能的。但是必须指出，为了从虚能态的核中放出一个核子，就需要其他激发的核子交出自己的一些能量，才能使这个核子从核内逃出去。这种能量只集中到某一个核子上的过程，可以通过核内核子之间的碰撞来实现。但是当激发核的能量分配在大量的核子上时，核子间的能量分配就很难出现上述的那种集中。另一方面，如果在形成虚能级时仅涉及到几个核子，那么其中一个核子得到足以逃出核外的能量的机会就大得多了。

1-7 放 射 性

原子核的自发衰变(目前称之为“放射性”是有点不妥的)只遵守一个基本定律,即在单位时间内原子核衰变的几率是一个与时间无关的常数。这个常数称为衰变常数,并用 λ 表示。

现在讨论一个放射性物质样品的衰变。如果在时刻 t 有 $n(t)$ 个还没有衰变的原子,那么由 λ 的定义可知,在 t 到 $t+dt$ 的时间间隔 dt 内,平均来说将有 $\lambda n(t)dt$ 个原子发生衰变。因此样品在时刻 t 的衰变率就等于 $\lambda n(t)$ 。这个衰变率也称为样品的活性,并用居里度量。一居里定义为每秒产生 3.700×10^{10} 次衰变。

在时间间隔 dt 内未衰变核减少的数目由下式给出:

$$-dn(t) = \lambda n(t) dt. \quad (1-10)$$

将这个方程积分,可以得到

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t}, \quad (1-11)$$

其中 n_0 表示 $t=0$ 时原子的数目。

放射性样品的活性减少一半所需的时间称为半衰期。用符号 $T_{1/2}$ 表示。在(1-11)式中令

$$n(T_{1/2}) = n_0/2$$

很容易得出

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}. \quad (1-12)$$

下面讨论在 $t=0$ 时有 n_0 个核的放射性物质的样品。从(1-11)式可以看出,在 t 秒钟之后,还剩下 $n_0 e^{-\lambda t}$ 个核。因此初始核中还没有衰变的份额等于 $e^{-\lambda t}$ 。这个份额也可以认为是某个核在 $t=0$ 到 $t=t$ 的时间内没有衰变的几率。现在令 $p(t)dt$ 表示某个核在 t 到 $t+dt$ 的时间间隔 dt 内衰变的几率。换句话说, $p(t)dt$ 是这个核到时刻 t 还存在,而后在 t 到 $t+dt$ 的时间间隔 dt 内发生衰变的几率。显然它等于该原子核到时刻 t 尚未衰变的几率乘以在 t 以后的时间间隔 dt 内衰变的几率。因此可以得出

$$\begin{aligned} p(t)dt &= e^{-\lambda t} \times \lambda dt \\ &= \lambda e^{-\lambda t} dt. \end{aligned} \quad (1-13)$$

将(1-13)式对所有时间积分,可以得到

$$\int_0^\infty p(t)dt = \lambda \int_0^\infty e^{-\lambda t} dt = 1. \quad (1-14)$$

这个结果表明,放射性核最终衰变掉的几率等于1,这正是所预料的。

求出时间 t 对几率分布 $p(t)$ 的平均值,可以给出核的平均寿命。用 $\bar{t}$ 表示平均寿命,

$$\bar{t} = \int_0^\infty t p(t) dt = 1/\lambda. \quad (1-15)$$

根据(1-12)式,平均寿命也可以写成如下形式:

$$\bar{t} = \frac{T_{1/2}}{0.693} = 1.44 T_{1/2}. \quad (1-16)$$

通常需要研究反应堆内放射性同位素的产生和衰变的情况。如果在时刻 t ,放射性同

位素的生成率为 $R(t)$ 原子/秒, 那么在下一时间间隔 dt 内同位素原子数的变化为

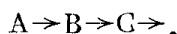
$$dn(t) = -\lambda n(t)dt + R(t)dt. \quad (1-17)$$

将上式每项乘以积分因子 $e^{-\lambda t}$, 可以直接解出这个方程, 于是有

$$n(t) = n_0 e^{-\lambda t} + e^{-\lambda t} \int_0^t R(t') e^{\lambda t'} dt', \quad (1-18)$$

其中 n_0 表示 $t=0$ 时的原子数。只要知道了 $R(t)$ 的明确的表示式, 就可以很容易地求出函数 $n(t)$ 。

方程(1-18)也可以用来求下列放射性衰变链中任何一种同位素的数量:



例如, 计算同位素 B 的积累。由于 A 原子每衰变一个就产生了一个 B 原子, 所以 B 的生成率就等于 A 的活性, 即

$$R(t) = \lambda_A n_A(t) = \lambda_A n_{A0} e^{-\lambda_A t}. \quad (1-19)$$

将上式代入(1-18)式并积分, 得到如下结果:

$$n_B(t) = n_{B0} e^{-\lambda_B t} + \frac{n_{A0} \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}), \quad (1-20)$$

其中 n_{A0} 和 n_{B0} 分别表示 $t=0$ 时 A 原子和 B 原子的数目。

1-8 激发态的衰变

已经发现, 天然放射性的基本定律, 即某个系统在单位时间内的衰变几率为一常数, 也适用于核在激发状态的自发衰变。但是, 在讨论激发态的衰变时, 通常用一个称为能级宽度的新量 Γ 来表示衰变常数 λ , 能级宽度 Γ 用以下关系定义:

$$\Gamma = \hbar \lambda. \quad (1-21)$$

由于 $\hbar$ 的量纲是能量乘以时间, λ 的量纲是时间的倒数, 显然 Γ 的量纲应是能量。换句话说, Γ 是用能量单位表示的激发态的衰变常数。

可以用能级宽度代替通常的衰变常数来描述处于激发态的核的衰变。例如在 $t=0$ 时有 n_0 个处于某个激发态的核, t 秒以后, 该状态下的核还剩有

$$n = n_0 e^{-\Gamma t / \hbar}. \quad (1-22)$$

但是, 象 (1-22) 式这样的公式是不常用的, 因为激发态的衰变一般很快, 以致很难看出这个过程对时间的依赖关系。

由 (1-15) 和 (1-21) 式可以得出, 能级宽度为 Γ 的激发态, 其平均寿命为

$$\bar{t} = 1/\lambda = \hbar/\Gamma. \quad (1-23)$$

因此能级宽度大的激发态, 其寿命较短; 能级宽度小的激发态, 其寿命较长。

现在已经测出了许多激发态的能级宽度。例如 U^{239} 的第一个虚态在虚能以上 6.67 电子伏处, 其能级宽度等于 27 毫电子伏 (即 0.027 电子伏)。因此这一状态的平均寿命大约等于

$$6.58 \times 10^{-16} / 0.027 = 2.4 \times 10^{-14} \text{ 秒}.$$

这样短的寿命, 用普通方法是不可能测出来的, 似乎是刚一形成这个状态也就马上衰变了 (在这种情况下, 主要是通过辐射 γ 射线而衰变)。

核由激发态的衰变常常能以多种方式发生。但是如果核处于束缚态，便不可能放出核子，并且除了个别核以外*，衰变都由放出 γ 射线进行。相反，如果核处于虚态，则衰变时除了 γ 射线之外，还可以放出一个或几个核子，这取决于该状态的能量。

单位时间内激发态的每种衰变方式的几率，可以用该过程的能级分宽度来表示。例如，放出 γ 射线的分宽度 Γ_γ （也称为辐射宽度）是单位时间内激发核衰变放出 γ 射线的几率（用能量单位表示）。同样，中子宽度 Γ_n 是单位时间内激发核由放出中子而衰变的几率，余可类推。因为总衰变几率是所有可能发生的过程的几率之和，所以总宽度 Γ 等于分宽度之和：

$$\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n + \dots \quad (1-24)$$

激发态以某种方式衰变的相对几率，显然等于该衰变方式的分宽度与总宽度之比。例如，以放出 γ 射线方式衰变的相对几率等于 Γ_γ/Γ ，以放出中子方式衰变的相对几率等于 Γ_n/Γ ，等等。

1-9 核 反 应

当两个核粒子（例如两个核，或者一个核和一个核子）相互作用，产生两个（或更多个）核粒子或者 γ 辐射时，我们就说发生了核反应。如果初始核用 a 和 b 表示，生成核用 c 和 d 表示（为了简单起见，这里假定只产生两个核粒子），则这个核反应可用如下反应式表示

$$a + b \rightarrow c + d. \quad (1-25)$$

在这类反应式中，相互作用的粒子总是用中性原子表示的，虽然某些粒子可能是离子。

在通常的实验布置中，其中一个粒子（比如说 a ）在某种靶内是静止的，而用粒子轰击靶。这时，常常将（1-25）式简写成如下形式：

$$a(b, c)d,$$

或

$$a(b, d)c, \quad (1-26)$$

这两种形式中任何一种都是适用的。例如用具有一定能量的中子轰击氧时，可能产生的一种核反应是



用简式，就是

$$\text{O}^{16}(n, p)\text{N}^{16}, \quad (1-28)$$

其中符号 n 和 p 分别表示入射中子和出射质子。

核反应详细的理论处理已经超出本书范围。在这里只需要指出核反应所遵守的四个基本定律就够了：

- (1) 核子数守恒。反应前后核子数目必须相等。
- (2) 电荷守恒。反应前后所有粒子的电荷之和必须相等。
- (3) 动量和角动量守恒。由于这些粒子不受外力作用，所以相互作用的粒子在反应前

* 例如 O^{16} 的第一激发态在6.06兆电子伏处，衰变时放出电子-正子对。某些长寿命（同质异能核）的激发态衰变时也可能放出 β 射线。

后, 其总动量相等。动量守恒的重要意义将在第二章进一步讨论。

(4) 能量守恒。所有核反应的能量是守恒的。

能量守恒原理可以用来预测某种反应在能量上是否能够发生。例如考虑一个由(1-25)式表示的那种反应。反应前总能量等于粒子 a 和 b 的动能与它们的静止质量能之和。同样, 反应后的能量等于粒子 c 和 d 的动能与它们的静止质量能之和。根据能量守恒原理, 可以得出

$$E_a + E_b + M_a c^2 + M_b c^2 = E_c + E_d + M_c c^2 + M_d c^2, \quad (1-29)$$

其中 E_a, E_b 等分别表示粒子 a, b 等的动能。(1-29) 式可以重新排列成如下形式:

$$(E_c + E_d) - (E_a + E_b) = [(M_a + M_b) - (M_c + M_d)] c^2. \quad (1-30)$$

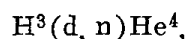
由此可以看出, 反应前后诸粒子动能的改变等于反应前后诸粒子静止质量能之差。

(1-30) 式右边的项称为该反应的 Q 值, 即

$$Q = [(M_a + M_b) - (M_c + M_d)] c^2. \quad (1-31)$$

由(1-30)式显然可以得出, 当 Q 为正值时, 诸粒子的动能是净增的, 这种反应称为放热反应。而当 Q 为负值时, 诸粒子的动能是净减的, 这种反应称为吸热反应。在放热反应中, 核的质量转化为粒子的动能, 而在吸热反应中, 则是粒子的动能转化为质量。

对于原子质量已知的任何反应, 只要生成核处于基态, 就可以毫无困难地算出 Q 值。例如考虑如下反应:



这个反应是极其重要的, 因为它可作为实验室的中子源以及热核动力的可能能源。该反应的 Q 值可以从如下的(原子)质量求出:

$$\begin{array}{rcl} M(\text{H}^3) = 3.016049 & & M(\text{He}^4) = 4.002604 \\ M(\text{H}^2) = 2.014102 & & M(n) = 1.008665 \\ \hline M(\text{H}^3) + M(\text{H}^2) = 5.030151 & & M(\text{He}^4) + M(n) = 5.011269 \end{array}$$

因此 $Q = 5.030151 - 5.011269 = 0.018882$ 原子质量单位, 它相当于 17.6 兆电子伏。这就表明, 如果我们用具有 1 兆电子伏能量的氘核去轰击静止的氚靶, 则产生的中子和 α 粒子的能量之和等于 18.6 兆电子伏。另一方面, 如果氘核和氚核的动能基本上都等于零, 则产生的中子和 α 粒子一共得到的能量仅为 17.6 兆电子伏。在后一种情况下, 很容易证明, 为了使动量守恒, 中子的能量实际上等于 14.1 兆电子伏, 而 α 粒子的能量等于 3.5 兆电子伏。

当反应所生成的核处于激发态时, 不能直接从中性原子的质量算出 Q 值。在这种情况下, 必须由中性原子的质量和激发态的能量推算出处于激发态的核的质量, 或者是先将反应生成的核当作基态处理, 然后加以调整以考虑到核的激发, 从而算出该反应的 Q 值。

参 考 文 献

一般文献

- Burcham, W.E., *Nuclear Physics*. New York: McGraw-Hill, 1963, Parts A and C.
 Eisberg, R. M., *Fundamentals of Modern Physics*. New York: Wiley, 1961, Chapters 1-14, 16.
 Endt, P. M., and M. DeMeur, *Nuclear Reactions*, Vol. I. Amsterdam: North Holland, 1959, Chapter 2.
 Evans, R. D., *The Atomic Nucleus*. New York: McGraw-Hill, 1955, Chapters 1-9, 11, 12, 15.