

放射化学和 核过程化学

第 二 册

A. H. 穆林等著

陶祖貽 赵爱民译

高 等 教 育 出 版 社

放射化学和核过程化学

第二册

A. H. 穆林等著

陶祖貽 赵爱民译

高等教育出版社

本书系根据苏联国立化学科技书籍出版社(Госхимиздат)出版的穆林(А. Н. Мурин)、涅费多夫(В. Д. Нефедов)和什维多夫(В. П. Шведов)所編的“放射化学和核过程化学”(Радиохимия и химия ядерных процессов)一书1960年版譯出。

本书論述了放射化学中最重要的問題,其中包括:放射性元素在低濃度状态下的行为;核过程化学;放射性物质的分离方法;放射性元素化学;放射性同位素的制备等。书中对核过程化学給予特别注意。

原著共二十章。中譯本分四册出版,第一册包括原著一至五章;第二册包括六至十章;第三册包括十一至十四章;第四册包括十五至二十章。

本书可作为放射化学专业的大学生和研究生的教学参考书,也可供放射化学工作者及有关方面的科学工作者参考。

放射化学和核过程化学

第二册

A. H. 穆林等著 陶祖貽 赵爱民译

北京市书刊出版业营业许可证出字第119号

高等教育出版社出版(北京景山东街)

人民教育印刷厂印装

新华书店北京发行所发行

各地新华书店經售

统一书号K13010·1215 开本850×1168¹/₃₂ 印张5

字数123,000 印数0,301-1,400 定价(5)¥0.50

1965年11月第1版 1965年11月北京第1次印刷

第二册目录

第六章 (n, γ) 反应引起的化学变化

A. H. 穆林, B. Д. 涅費多夫, M. A. 托罗波娃

§ 1. (n, γ) 反应的某些特性	1
§ 2. 俘获 γ 射线的能量和能谱	5
§ 3. 发射俘获 γ 量子时的反冲能	10
§ 4. 中子辐射俘获时内轉換在化学键破坏过程中的作用	16
§ 5. 滞留现象	18
§ 6. 在 (n, γ) 反应中的同位素效应	35
§ 7. 在中子辐射俘获时化学变化的实际应用	38

第七章 (γ, n) 反应引起的化学变化

A. H. 穆林, B. Д. 涅費多夫, B. И. 巴拉諾夫斯基

§ 1. 光核反应的一般知識	46
§ 2. (γ, n) 反应生成的放射性同位素的濃集	49
§ 3. (γ, n) 反应产生的原子的化学状态	52

第八章 同质异能跃迁过程引起的化学变化

B. Д. 涅費多夫, E. H. 辛諾托娃, A. C. 克里沃哈夫斯基

§ 1. 核同质异能素的基本性质和获得方法	58
§ 2. 发现和鉴定同质异能核的方法	63
§ 3. 同质异能跃迁时化学变化的原因	68
§ 4. 利用同质异能跃迁时的化学变化測定内轉換系数和分离核同质 异能素	70

第九章 (n, p) 反应引起的化学变化

B. Д. 涅費多夫, Г. A. 斯科罗鮑加托夫

§ 1. $N^{14}(n, p)C^{14}$ 反应的某些特性	79
§ 2. 反冲原子 C^{14} 的減速过程	82
§ 3. 无机物靶子在 $N^{14}(n, p)C^{14}$ 反应时的化学变化	89
§ 4. 有机物靶子在 $N^{14}(n, p)C^{14}$ 反应时的化学变化	95
§ 5. 在核反应堆中照射物质	108
§ 6. $N^{14}(n, p)C^{14}$ 反应的实际应用	111

第十章 辐射化学

C. II. 罗西亚诺夫

§ 1. 辐射化学过程的基本概念	116
§ 2. 反应产额和剂量测定法	129
§ 3. 电离辐射对水和水溶液的作用	135
§ 4. 电离辐射对有机物的作用	145

第八章 同位素在辐射化学中的应用

B. H. 费列夫, B. H. 费列夫, B. H. 费列夫

1. 同位素在辐射化学中的应用	146
2. 同位素在辐射化学中的应用	147
3. 同位素在辐射化学中的应用	148

第九章 同位素在辐射化学中的应用

B. H. 费列夫, A. C. 费列夫, B. H. 费列夫

1. 同位素在辐射化学中的应用	149
2. 同位素在辐射化学中的应用	150
3. 同位素在辐射化学中的应用	151
4. 同位素在辐射化学中的应用	152
5. 同位素在辐射化学中的应用	153

第十章 同位素在辐射化学中的应用

B. H. 费列夫, A. C. 费列夫, B. H. 费列夫

1. 同位素在辐射化学中的应用	154
2. 同位素在辐射化学中的应用	155
3. 同位素在辐射化学中的应用	156
4. 同位素在辐射化学中的应用	157
5. 同位素在辐射化学中的应用	158
6. 同位素在辐射化学中的应用	159

第六章 (n, γ) 反应引起的化学变化

§ 1. (n, γ) 反应的某些特性

(n, γ) 反应乃是核反应的重要类型之一，用它几乎可以得到所有已知元素的放射性同位素。

齐拉和查耳麦兹 [1] 首先证明，在中子辐射俘获时，有特殊的化学效应同时发生，这种效应可以用来浓集放射性同位素。中子辐射俘获时的化学变化，是由于原有化学键的破坏，以及这时所生成的“热”原子和“激发”原子紧接着同周围分子和自由基发生相互作用而造成的。

因为有了强大的中子源（原子核反应堆），所以现在有可能广泛地利用中子辐射俘获反应。这种反应的优点是：

- 1) 用这种反应可以得到各种不同元素的放射性同位素（除 He^4 外，对所有核都能发生这种反应）；
- 2) 活化截面高（ H^2 、 Cl^{35} 、 Pb^{208} 、 Bi^{209} 四种核例外）；
- 3) 发生竞争反应的几率小 [$\text{Li}^6(n, \alpha)\text{T}$ ， $\text{N}^{14}(n, p)\text{C}^{14}$ ， $\text{Cl}^{35}(n, p)\text{S}^{35}$ 等反应例外]；
- 4) 对靶子的热稳定性没有严格的要求；
- 5) 由于中子的穿透能力强，所以有可能照射大量的物质。

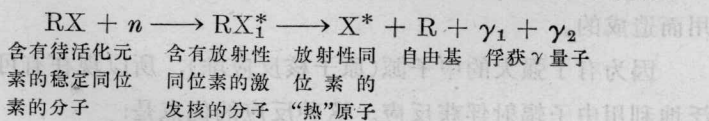
此外，中子辐射俘获反应也有其缺点，因为所生成的正是被照射元素的同位素，结果放射性同位素被稳定原子大大稀释了。

甚至在应用高强度的中子流的情况下，每生成一个放射性原子，通常都需要照射大量的跟它是同位素的稳定原子。此外，由一次（通常的）中子俘获而生成的放射性同位素，在衰变时可能形成

短的衰变链, 结果产生了邻近元素的放射性同位素, 以致在用指示剂的研究工作中可能导致严重的错误。在用很强的中子流进行照射的情况下, 二次中子俘获^①所生成的放射性同位素, 在衰变时也可能产生短的衰变链(例如在 W^{186} 或 Si^{30} 的情况下)。

由 (n, γ) 反应所生成的放射性同位素, 同稳定原子的分离是相当困难的, 这是因为按这个反应得到的大多数放射性同位素的含量非常小, 而且寿命也都是很有限的。

目前分离按 (n, γ) 反应所生成的人工放射性同位素的唯一已知方法是齐拉-查耳麦兹法[2—7], 在这种方法中利用了发射 γ 量子时所发生的放射性反冲。这个方法的实质如下。若用慢中子照射稳定元素(以化合物的形式), 则在俘获中子的同时就会以 γ 量子的形式放出中子与核的结合能, 并同时发生如下的化学变化:



从上式可以看出, 包含在被照射化合物分子组成中的元素的原子在俘获了中子之后, 随即形成激发的复核, 后者通过发射 γ 量子而转变为基态。这个过程引起原始物分子的破坏, 并生成放射性“热”原子和自由基。这时该元素的原子所得到的反冲能通常比元素在化合物中的化学键能大许多倍, 这就使得分子破裂, 并且将放射性原子以自由原子或离子的状态放出。如果在原始化合物中, 原子原有的化学键具有这样的性质, 即原始化合物中的原子与变成状态稳定的放射性原子或离子之间不发生显著的同位素交换, 那么用物理化学分离方法将这种状态从原始化合物中分离出来, 就可以浓集放射性同位素。

例如, 用慢中子照射碘乙烷时将产生 I^{128} , 用水进行提取就可

① 通常二次中子俘获的特点是截面很高。

以将它以元素状态或碘离子的形式同原始化合物分开。从这个例子中可以看到,在这种情况下,分离同一元素的同位素这样一个非常困难的问题被简化为分离同一元素的不同化学状态了。

齐拉-查耳麦兹反应是否能成功地用于放射性同位素的浓集,与能否实现下列条件有关:

1) 在俘获中子的同时应当生成反冲原子,其能量应足以完全地或部分地破坏原始化合物中原子的化学键,或者应当引起某些俘获 γ 射线的相当强的内转换过程;

2) 受照射元素应当至少具有两种相当稳定的价态或几种化合物形式,并且这些化合物或价态没有自发地相互转化的倾向;

3) 被稳定于一定化学状态的放射性同位素应当比较容易和原始化合物分离;

4) 在照射和随后分离(离析)放射性同位素的情况下,变成状态稳定的放射性同位素和原始化合物的原子之间不应发生迅速的同位素交换;

5) 用中子照射原始化合物时,不应同时发生明显的辐射化学变化。

为了浓集由 (n, γ) 反应得到的放射性同位素,常常用元素有机化合物和络合物、金属羰基化合物、含氧酸及其盐作为原始化合物。

在原始化合物中受照射的元素应当没有离子键,这是对原始化合物所提出的基本要求之一。另一个重要的要求是化合物对 γ 辐射的作用应具有相当的稳定性。

元素有机化合物受到了最大的注意。

用中子照射元素有机化合物时,只产生受照射元素的放射性同位素。在该情况下,因为碳和氢的活化截面小并且半衰期长,所以实际上可以认为并不生成它们的放射性同位素。而且即使生成

了碳和氢的放射性同位素(C^{14} 和 H^3), 要将我们所感兴趣的放射性同位素与它们分离也并不特别费力。在照射元素有机化合物时, 发生的化学变化具有明显的不可逆性。在这种情况下, 大部分被稳定于最简单化学状态的放射性原子, 是用最有效和最迅速的方法(萃取, 在非专有的非同位素载体上的吸附等)分离的。

可惜, 并不是周期系的所有元素都能得到元素有机化合物, 所以在许多场合下不得不利用一些其他类型的化合物。

齐拉-查耳麦兹法的效率取决于原始化合物的选择、照射条件和分离方法, 这个效率可用放射性同位素的产额及浓集系数来表征。

放射性同位素的产额, 即在离析时从受照射化合物中分出的放射性原子的份额是:

$$W = \frac{N_M^*}{N^*}, \quad (1-6)$$

式中 N_M^* ——在离析时析出的放射性原子数;

N^* ——在受照射化合物中放射性原子的总数。

浓集系数(或因数)表明了浓集过程中, 放射性原子和稳定原子之间比例关系的改变程度。

实际上, 浓集系数可以定义为这样一个值, 它表示由浓集而得到的放射性同位素试样的比放射性和直接照射后原始化合物中元素的比放射性二者之比^①:

$$F = \frac{N_M^*}{M} \cdot \frac{N^*}{A}, \quad (2-6)$$

式中 N_M^* 和 M ——在浓集所得的试样中放射性原子和稳定原子的数目;

① 因为照射处于化合物形式的元素的条件和照射该纯元素的条件不同(这是由于被照射的元素受到分子其余部分屏蔽的缘故), 因此严格说来, 浓集系数应定义为: 浓集所得试样的比放射性和在此条件下被活化的纯元素的比放射性二者之间的比值。

N^* 和 A ——照射后原始化合物中放射性原子和稳定原子的数目。

因为在浓集试样和受照射化合物中, 放射性原子的数目正比于它们的放射性强度, 而稳定原子的数目正比于元素质量, 因此:

$$F = \frac{\alpha^*}{\Delta g} : \frac{A^*}{g}, \quad (3-6)$$

式中 Δg ——浓集部分中稳定元素的含量;

g ——受照射化合物中稳定元素的含量;

α^* 和 A^* ——浓集试样和受照射试样的放射性强度。

由公式(3-6)可以看出, 为了测定浓集系数, 必须测量浓集后所得试样的放射性强度和受照射化合物的放射性强度。此外, 还必须知道在浓集部分及原始化合物(或其可分出的部分)中被研究元素的含量。这时, 受照射化合物中稳定元素的含量通常是用普通分析方法测定的, 在个别情况下, 在简单的化学计算的基础上算出这个量也就可以了。测定浓集试样中少量稳定元素的含量(Δg)则要复杂得多, 为此通常利用测定微量物质的方法(比色法、活化分析法等)。

§ 2. 俘获 γ 射线的能量和能谱

中子的俘获使得生成了具有如下激发能的复核:

$$E^* = \frac{M}{M+m} E + \Delta E_n \approx E + \Delta E_n, \quad (4-6)$$

式中 M ——受轰击核的质量;

m ——中子质量;

E ——中子在与核相互作用前的动能;

ΔE_n ——中子在复核中的结合能。

在一般情况下, 激发的复核可以通过发射粒子或 γ 量子, 或者通过裂变(重核)转为能量更低的状态。许多研究工作的结果表

明, 激发核能够存在 10^{-12} — 10^{-17} 秒, 这比中子穿过核所需的时间 (10^{-22} 秒) 大许多倍。这就是说, 复核转为稳定态的跃迁特性与其生成方法无关, 只与激发的状态有关。在激发能比粒子在核中的结合能大的情况下就能够发射粒子。如果不满足这个条件, 则唯一可能的是辐射跃迁(核以发射 γ 量子的形式放出激发能从而转为稳定态)。

在发生能量为 E 的辐射跃迁时, 激发核的寿命 τ 由下式确定:

$$\tau = K(l!)^2 \left(\frac{b}{E}\right)^{2l+1}, \quad (5-6)$$

式中 l ——辐射的多极性;

K 和 b ——常数。

核的最短寿命对应于偶极辐射跃迁($l=1$)。从高能激发态发生的跃迁, 在很大程度上可能是偶极辐射跃迁。为此只要在辐射核中至少有一个能级低于激发能, 并且此能级的动量矩与复核的动量矩相差一个单位就可以了。因为激发核的能级相当多, 所以在这些能级中总可以找到一个合适的能级。

由此就可以估计辐射跃迁(指的是偶极跃迁)的几率。在这种情况下:

$$\tau \approx K \left(\frac{b}{E}\right)^3, \quad (6-6)$$

也就是跃迁几率 $\left(\frac{1}{\tau}\right)$ 正比于激发能的三次方。

如果发生热中子俘获, 那么中子的动能就可以完全忽略。这时核的激发能就等于中子的结合能:

$$E^* = \Delta E.$$

在这种情况下, 与激发核跃迁到基态相对应的俘获 γ 量子的最大能量等于中子和受照射核的结合能。计算出未俘获中子前原始核的质量和俘获中子后最终核的质量之差, 便可以求得结合能。

从各种元素的质量亏损(或敛集系数)的研究中得知, 轻核中

每个核子所具有的平均结合能有周期性的起伏,而在 He^4 、 Be^8 、 O^{12} 、 O^{16} 处起伏最大。从 Ar^{40} 起到 Sn^{120} 止,平均结合能的值近似为一常数,约为8.5兆电子伏;对于比 Sn^{120} 更重的核,平均结合能逐渐减小。在一般场合下,如果稳定核俘获了过剩中子,则同时放出大约6—9兆电子伏的能量。俘获 γ 量子的最大能量同样也应在此范围内变化。

中子和核的结合能值与俘获 γ 量子的最大能量值之间的一致性首先是在弗累希曼(E. Fleischmann)[8]和腊塞提(R. Rasetti)[9]等人的工作中用实验证明的。在许多情况下,俘获 γ 量子的能量与中子的结合能(约6—8兆电子伏)相近。库比切克(H. Kubitsek)和丹科夫(S. Dancoff)曾经发表了有关这个问题的相当详细的数据(表1-6)。

表 1-6 中子结合能和俘获 γ 量子能量间的关系[10]

元 素	中子和核的结合能 (兆电子伏)	γ 量子能量 (兆电子伏)	可能俘获中子的核
S	9.1 ± 0.1	7.6 ± 0.4	S^{32}
Cl	8.2 ± 0.95	9.8 ± 0.4	Cl^{35}
K	7.1 ± 0.9	7.2 ± 0.4	K^{39}
Mn	(7.0)	8.9 ± 0.4	Mn^{55}
Fe	8.3 ± 1.6	7.8 ± 0.7	Fe^{56}
Co	(7.4)	7.7 ± 0.2	Co^{59}
Cu	(7.8)	7.7 ± 0.4	Cu^{63}
Ag	(6.9)	6.5 ± 0.7	Ag^{109}
Cd	(8.5)	7.0 ± 0.2	Cd^{113}
I	(6.2)	7.0 ± 0.4	I^{127}
Sm	(7.8)	6.6 ± 0.3	Sm^{149}
Gd	(8.6)	6.3 ± 0.4	Gd^{157}
W	(6.9)	7.1 ± 0.3	W^{186}
Ir	(6.1)	5.15 ± 0.2	Ir^{191}
Au	(6.9)	7.3 ± 0.4	Au^{197}
Hg	(6.6)	7.1 ± 0.4	Hg^{199}

附注: 括号中的数字是结合能的理论计算值。

激发核直接跃迁到基态并以单一的 γ 量子形式放出中子与核的结合能, 这种情况通常是不容易发生的。除了跃迁到基态能级外, 还可能跃迁到不同的中间能级。如果激发能级的数目足够多, 那么在某一时间间隔内向某一能级的跃迁数目将是完全确定的。这样就产生了俘获 γ 射线谱。

曾经对许多元素在俘获中子时所产生的 γ 射线谱进行过研究, 并且证明它们是很复杂的[11—13]。在许多情况下(Be^9 、 C^{12} 、 Al^{27} 、 Mn^{55} 、 Fe^{54} 、 Fe^{56} 、 Ni^{58} 、 Ni^{60} 、 Cu^{63} 、 Pb^{206} 、 Pb^{208}), 与激发核向基态能级直接跃迁相对应的谱线的相对强度非常大; 而在另一些情况下(N^{14} 、 F^{19} 、 S^{32} 、 Cl^{35} 、 Cl^{37} 、 K^{39} 、 K^{41} 、 V^{51} 、 Co^{59})却很小。有时核跃迁到基态能级的几率甚至等于零(Si^{28} 、 Si^{29} 、 Na^{23} 、 Mg^{24} 、 Mg^{25} 、 P^{31})。

但是不应该像由伯特(Bethe)发展的原子核统计理论所推得的那样, 认为复核失去能量通常是由于放出大量 γ 量子(每次俘获约放出十个)所致。每一次俘获放出的平均 γ 量子数的测定结果列在表(2-6)中。

表 2-6 某些同位素的俘获 γ 量子数

同 位 素	每次俘获放出的 γ 量子数	同 位 素	每次俘获放出的 γ 量子数
Na^{23}	<2	Ag	2.9
Al^{27}	~ 2	In^{115}	3.3
Cl^{35}	3.1	La^{139}	2.7
V^{51}	2.5	Sm^{149}	5.6
Cr^{53}	<3	Eu	3.8
Mn^{55}	2.6	Gd	3.9
Fe	1.7	Dy	3.7
Cu	2.6	Hf	3.8
Ge^{73}	~ 4	Ir	3.6
As^{75}	2.7	Au	3.5
Br	3.4	Hg	3.3
Nb^{93}	2.6		

附注: 在沒有指明质量数的情况下, 数据是属于整个元素而不是其个别同位素。

此表说明, 原子核俘获中子时, 伴随着放出少数的 γ 量子 (2—3)。因此一个或几个 γ 量子所具有的能量不小于复核中中子结合能的 $\frac{1}{2}$ 或 $\frac{1}{3}$, 即 2—3 兆电子伏。这个数值与俘获 γ 量子之最小可能能量的测定结果 (2.5 兆电子伏) 相符。

曾经证明, 与最大产额相应的俘获 γ 量子的能量同核能级的密度有关。对于具有高能级密度的核, 其最大产额在俘获 γ 量子的能量约为 3 兆电子伏处。随着能级密度的减小, 最大产额值的位置向俘获 γ 量子能量增加的方向移动。在能级彼此相距很远的核中, 向低能级的跃迁占优势。这时每一个中子的俘获 γ 量子之平均数接近于 1。应该指出, 在低能中子的范围内, γ 量子的产额乃是常数。

为了计算在发射俘获 γ 量子时原子所得到的反冲能量, 必须精确地知道激发核的衰变图和 γ 量子的角分布特性。在连续发射 γ 量子的时间间隔小到可以认为它们是同时发射的情况下 (10^{-15} — 10^{-13} 秒), 知道角分布的特性就格外显得重要。在这种情况下, 反冲原子所得到的总动量由矢量和确定, 即主要取决于俘获 γ 量子发射方向之间的角度, 换句话说, 就是取决于角关联。而两个能量相等、方向相反的俘获 γ 量子同时发射将使动量抵消, 其结果是被活化原子的原始键未受破坏。

除普通的辐射俘获外, 还经常发生所谓共振俘获。在这种情况下, 某一定能量的中子的俘获截面剧烈地增加。发生这一现象是由于进入核的中子恰好具有使核跃迁到一定能级所必需的能量。从共振能级发射 γ 量子较之从其他能级发射 γ 量子具有稍许不同的性质。在前一种情况下, 发射的 γ 量子数目可能少些, 而这就可能使共振俘获的结果与慢中子辐射俘获的结果不同。

§ 3. 发射俘获 γ 量子时的反冲能

在中子的结合能以单一量子的形式辐射出去的情况下, 反冲原子动能的计算可以按以下考虑来进行。令 M 为由俘获热中子而产生的放射性原子的质量, v 为反冲原子运动的速度, E_γ 为俘获 γ 量子的能量, c 为光速。

根据动量守恒原理可以得出:

$$Mv = \frac{E_\gamma}{c}, \quad (7-6)$$

即 γ 量子所带有的动量在数值上等于反冲原子得到的动量。这时我们是根据慢中子带给体系的动量可以忽略这一假定出发的。

将等式(7-6)两边平方, 并将所得方程式加以变换, 则得到:

$$\frac{1}{2} M v^2 = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} = E_M, \quad (8-6)$$

式中 E_M 是反冲原子的能量(兆电子伏)。

因为一个原子质量单位相当于 931 兆电子伏能量, 于是

$$E_M = \frac{E_\gamma^2}{1862M}, \quad (9-6)$$

或以电子伏表示:

$$E_M = \frac{E_\gamma^2 \times 16^6}{1862M} = \frac{536E_\gamma^2}{M}. \quad (10-6)$$

在表 3-6 中列出的是, 在俘获 γ 量子的能量一定时, 按公式(10-6)计算的不同质量的反冲原子的能量值。

如果中子和核的结合能, 不是以一个而是以两个或更多个 γ 量子同时发射的方式放出, 那么反冲能就不仅与俘获 γ 量子的能量和数目有关, 而且还与它们发射方向之间的角度有关。

在发射俘获 γ 量子时, 实际上角关联是不存在的, 因为当有大量的竞争跃迁时(在复核衰变时能观察到), 核周围的辐射分布是

表 3-6 反冲能量与反冲原子的质量和俘获 γ 量子的能量之间的关系

反冲原子质量	反 冲 能 (电子伏)		
	$E_\gamma = 2$ 兆电子伏	$E_\gamma = 4$ 兆电子伏	$E_\gamma = 6$ 兆电子伏
20	107	430	967
40	53	215	483
60	35	143	322
80	27	107	242
100	21	86	193
150	14	57	129
200	11	43	97

各向同性的。

在这种情况下,同时发射俘获 γ 量子的的问题还没有得到解决。两个 γ 量子同时发射的条件是,活化了的原子离开重心的距离(在这两个量子发射的间隔时间内)小于分子力场的作用范围($\sim 10^{-8}$ 厘米)。这时应当保持下列关系:

$$v\Delta t < 10^{-8}, \quad (11-6)$$

式中 v ——由公式 $v = \frac{E_\gamma}{Mc}$ 所确定的反冲原子的运动速度;

Δt ——时间(秒)。

将相应的数值代入上式,便得到同时发射的条件:

$$\Delta t < \frac{M}{3E_\gamma} 10^{-15}, \quad (12-6)$$

式中 M 以原子质量单位表示,而 E_γ 以兆电子伏表示。

由此可以得出结论,对于中等质量的原子以及最初发射的能量约为几兆电子伏的 γ 量子来说, Δt 在 10^{-15} — 10^{-14} 秒之间。

在同时发射情况下的反冲能量可以用矢量加法计算。

现在我们来讨论两个能量为 E_{γ_1} 和 E_{γ_2} 的俘获 γ 量子以夹角 θ 同时发射的情况。这时总动量 p 由以下两个式子决定:

$$p^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos \theta, \quad (13-6)$$

或

$$p^2 = \left(\frac{E_{\gamma_1}}{c}\right)^2 + \left(\frac{E_{\gamma_2}}{c}\right)^2 + 2\frac{E_{\gamma_1}}{c} \cdot \frac{E_{\gamma_2}}{c} \cos \theta = M^2 v^2.$$

由此, 反冲能:

$$E_M = \frac{1}{2} M v^2 = \frac{E_{\gamma_1}^2}{2Mc^2} + \frac{E_{\gamma_2}^2}{2Mc^2} + 2\frac{E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}}{2Mc^2} \cos \theta. \quad (14-6)$$

如果俘获 γ 量子向同一方向发射 ($\theta=0, \cos \theta=1$), 那么反冲能将最大:

$$E_{M(\text{最大})} = \frac{(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2}{2Mc^2}.$$

如果俘获 γ 量子向相反方向发射 ($\theta=\pi, \cos \theta=-1$), 那么反冲能将为最小:

$$E_{M(\text{最小})} = \frac{(E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2})^2}{2Mc^2}.$$

γ 量子向各个方向发射时, 与所有可能角度相应的反冲能量值介于这两个极限值之间。包括所有可能的反冲能量值的能量间隔由以下的差数来决定:

$$\begin{aligned} E_{M(\text{最大})} - E_{M(\text{最小})} &= \frac{(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2}{2Mc^2} - \frac{(E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2})^2}{2Mc^2} = \frac{4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}}{2Mc^2} \\ &= \frac{4 \times 536 E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}}{M} \end{aligned}$$

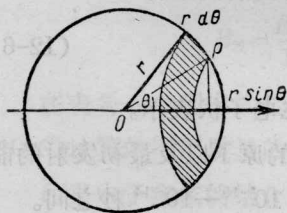


图 1-6 当俘获 γ 量子各向同性分布时在 θ 和 $\theta+d\theta$ 之间夹角内的辐射几率。

我们来讨论在俘获 γ 量子等几率发射时(各向同性分布), 有关反冲原子按能量分布的特性问题。从几何关系(图 1-6)得知: 在 θ 和 $\theta+d\theta$ 之间夹角内的辐射几率等于:

$$W' = \frac{2\pi r \sin \theta r d\theta}{4\pi r^2} = \frac{1}{2} \sin \theta d\theta. \quad (15-6)$$