

文章编号: 1007-4627(2004)03-0243-06

符合计数在钚的属性测量中的应用研究

师学明, 刘成安

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

摘要: 中子符合计数在核材料认证和管理中有着广泛的应用. 系统阐述了中子符合计数的基本原理, 对“点模型”公式作了推导. 利用 MCNP4B 程序实现了中子符合计数的数值模拟.

关键词: 符合计数; 核材料; 点模型

中图分类号: O571.5 **文献标识码:** A

1 引言

钚等易裂变材料每次裂变放出的中子数 ν 服从高斯分布^[1]. 裂变中, 这 ν 个中子基本上是同时放出的, 因此每次裂变放出的中子会表现出时间相关性. 由于中子在裂变材料中的增殖, 通过总中子计数(总中子计数指探测到的中子总数, 包括自发裂变中子经过诱发裂变、吸收和慢化等过程后到达探测器的中子)无法确定裂变次数和推出未知样品中等效钚的质量. 符合计数可以记录两个中子“同时”被探测的事件, 它比总中子计数多了一个测量参数, 因而可以较全面地反映钚的裂变属性. 自从 Boehnel 引入移位寄存电路的概念后, 符合测量技术得到了很大发展^[2]. 以 ^3He 正比计数管为例, 中子可在 ^3He 充气正比计数管中发生 (n, p) 反应并被记录. 每个中子在被探测并经历一个短暂的延时 t_p 后, 通过移位寄存电路模块触发一个持续时间为 t_g 的“门”, 记作 $(R+A)$ 门. 该门中既有同一次裂变引起的真符合事件 R , 也有其它偶然符合事件 A . A 可能包括不同裂变中子、 (α, n) 中子以及背景中子的符合事件. 为了得到 R , 每个探测到的中子在经历一个很长的延时 t_d 后, 打开另外一个持续时间为 t_g 的门 (A) . 经过长延时 t_d 后, 所有和该触发中子时间相关的中子都消失了. 因此, 真的符合事件可以表示为 $R = (R+A) - A$ ^[2, 3]. t_p 取决于探测器的死时间以及脉冲堆积效应, 一般取 $3-4.5 \mu\text{s}$. t_g 和 t_d 的典型时间分别为 $32-64$ 和 $1\ 024-4\ 096 \mu\text{s}$ ^[2].

关于符合计数 R 的数值模拟主要有两类方法.

一类利用 Boehnel 推导的“点模型”^[4, 5] 方程组, 方程中关于探测器和样品的一些参数需要通过蒙特卡罗(M-C)模拟. 另一类采用全物理模拟^[5]. 首先利用 M-C 方法计算出表示中子探测的脉冲队列, 然后利用软件版本的移位寄存器对脉冲队列进行处理得到 R . 北京应用物理与计算数学研究所的伍钧同志提出了输运加概率分步处理的近似处理方法^[6], 该方法和第一类方法类似. 欧洲安全保障研究协会专门开展了压水堆燃料组件符合计数 R 的基准题校算^[5], 其计算结果表明, 经过相应建模, 两类方法计算结果都可以较好的吻合实验测量值. 本文的研究采用了第一类方法.

本文计算中使用的 M-C 程序是 MCNP4B^[7]. MCNP 程序是美国 Los Alamos 实验室研制的具有当今最高水平的中子、光子、电子耦合的大型 M-C 输运计算程序. 它具有很强的几何处理能力, 可以解决具有复杂材料和几何结构的系统内中子和光子耦合的粒子输运问题. 该方法在反应堆物理领域有着广泛应用, 也是研究军控核查技术的有力工具.

2 Boehnel 的点模型方程组

Boehnel 推导了单群考虑瞬发裂变链, 且在几何上看作“点”时, 总中子计数 S 、符合计数 R 和样品属性之间有关系式^[8]:

$$S = \epsilon \nu_{sf1} g_{sf}^{240} m_{240} M_1 (1 + \alpha), \quad (1)$$

$$R = \epsilon^2 \frac{\nu_{sf2}}{2} g_{sf}^{240} m_{240} f_R M_1^2.$$

收稿日期: 2003-10-29; 修改日期: 2003-12-10

* 作者简介: 师学明(1978-), 男(汉族), 甘肃靖远人, 工学硕士, 从事军控核查技术研究.

$$\left[1 + (1 + \alpha)(M_1 - 1) \frac{\nu_{sf1} \nu_{id2}}{\nu_{sf2} (\nu_{id1} - 1)} \right]. \quad (2)$$

本文在参考文献[2, 8]的基础上,对公式做了推导,详见文后附录.上述各式中,ε为本征探测效率;g²⁴⁰为²⁴⁰Pu的自发裂变率(475 fissions/(s·g));m₂₄₀为样品中²⁴⁰Pu的质量(g);α为(α, n)中子发射率与自发裂变率之比,对于纯金属钚样品,该值取0;M₁为样品的泄漏增殖系数;ν_{sf1}和ν_{sf2}分别为自发裂变中子复度分布(习惯上把复度分布的前二阶矩的测量称为符合计数,而把复度分布的前三阶矩的测量称为复度计数)的一阶矩和二阶矩*;ν_{id1}和ν_{id2}分别为诱发裂变中子复度分布的一阶矩和二阶矩;门利用因子

$$f_R = \frac{R}{R_\infty}, \quad (3)$$

它表示门持续时间分别为t_g和∞时的符合计数之比.Boehnel还给出了当中子消亡曲线呈指数分布时f_R的解析表达式.关于f_R的计算,参见本文第3部分.

假设中子复度分布为P(ν),则中子复度分布的前二阶矩定义为

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \sum_{\nu=1}^{\infty} \nu P(\nu), \\ \nu_2 &= \sum_{\nu=2}^{\infty} \nu(\nu-1) \nu P(\nu). \end{aligned}$$

复度分布的矩一般由核数据库得到,本文中取ν_{sf1} = 2.156, ν_{sf2} = 3.825, ν_{id1} = 2.240, ν_{id2} = 4.712^[2].

公式(1)和(2)中,S和R可以通过符合测量得到;ε和f_R是符合计数的仪器参数,它们是已知量.除此之外,有3个未知量m₂₄₀, M₁和α.两个方程求3个未知量是不可能的.对于金属钚样品(α = 0),可以通过公式(1)和(2)精确求解m₂₄₀和M₁.对于更一般的样品(α未知),必须利用复度测量^[2].

由前面的讨论可以看出,对于金属钚样品,可以通过测量总中子计数和符合计数得到m₂₄₀和M₁.

m₂₄₀反映了样品的质量.不同形状的同质量样品,其M₁是不一样的.因此,在一定的情况下,可以利用M₁来推测样品的形状.

3 点模型中相关参数的蒙特卡罗计算

对于一个已知的样品、探测器模型,可以通过M-C程序MCNP4B计算得出ε, f_R和M₁,而m₂₄₀和α可被看作是已知的.这样,利用公式(1)和(2)可以计算得到S和R.显然,计算和测量的过程刚好“相反”.

样品的泄漏增殖系数表示的是由于一个源中子在样品增殖后,泄漏出样品的中子数.它近似等于M-C计算得到的净增殖系数.两者的区别在于,泄漏增殖系数不考虑经探测器反射进入样品后的中子对探测器的“二次贡献”.M₁由MCNP计算直接得到.

探测器效率可以用经过泄漏增殖系数修正的(n, p)反应率来估计.MCNP4B的FM4^[7]卡可以算出(n, p)反应的反应率,即

$$FM4 = \frac{\int \Sigma_p(r, E) \Phi(r, E, t) dV dt dE}{V}, \quad (4)$$

式中,Σ_p为(n, p)反应的宏观截面,Φ(r, E, t)表示t时刻、空间位置r处和能量为E的中子通量.显然,(4)式表示了体积V内的平均反应率.这样便有

$$\epsilon = \frac{FM4 \times V}{M_1}. \quad (5)$$

门利用因子f_R的计算可以利用中子消亡曲线(die away profile).消亡曲线代表了一个裂变中子从产生到被探测的时间分布.设t时刻中子被探测的概率为f(t),则可以用下述办法得到f_R^[9]:(1)从自发裂变中子分布中抽取每次裂变释放的中子数;(2)结合探测器效率抽样产生每次裂变被探测的中子数;(3)利用f(t)抽样产生探测中子的时间分布.

这样,利用一个软件版本的移位寄存器就可以得到f_R.这种方法完全从f_R的定义式(3)出发,和

* 不同事件有不同的中子复度分布P(ν),即该事件的中子数概率密度函数.文中ν带下标时有不同含义,下标中的阿拉伯数字表示复度矩的阶数;而事件类型用英文字母缩写或者希腊字母表示.如果下标中没有阿拉伯数字,则ν为一整数,不表示复度矩的阶数;事件类型有时可以省略.例如ν_{sf1}和ν_{sf2}分别表示自发裂变(spontaneous fission缩写为sf)和(α, n)复度分布的一阶矩;ν_{sf}表示与自发裂变有关的一个整数;而ν_i则泛指一阶矩.附录中各符号含义与正文一致.

实验值符合较好. 本文也采用这种处理方式.

4 数值实验

本文介绍了对一个钚的武器模型^[10]做了数值实验的结果. 整个装置见图 1. 探测器置于核弹头模型周围, 核弹头组成及参数见表 1. 为了简化问题, 用一个圆柱筒状的、充满 6 个大气压的³He 区域代替探测器. 核弹头上下的屏蔽层为石墨.

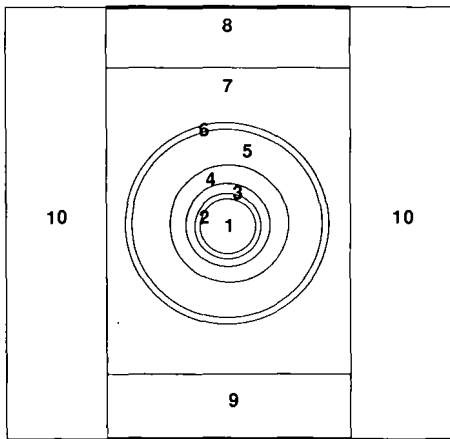


图 1 数值实验装置几何结构示意图

1—6 为核弹头模型各部分(1 空腔, 2 裂变芯, 3 反射层, 4 惰层, 5 炸药, 6 外壳); 7 为空腔; 8 和 9 为石墨屏蔽层; 10 为探测器.

表 1 核弹头结构和材料

区域代号	外半径 / cm	质量 / kg	成分/(%)
1	4.25	0.0	真空
2	5.0	4.0	²³⁸ Pu 0.005, ²³⁹ Pu 93.3, ²⁴⁰ Pu 6.0,
3	7.0	2.0	²⁴¹ Pu 0.44, ²⁴² Pu 0.015, O 0.22
4	10.0	52.0	天然铀
5	20.0	56.0	贫化铀
6	21.0	14.0	H 2.723, C 16.213, O 43.223, N 37.84
			天然铝

归一后的中子消亡曲线如图 2 所示. t_p , t_g 和 t_d 的取值分别为 8, 64 和 1 024 μ s.

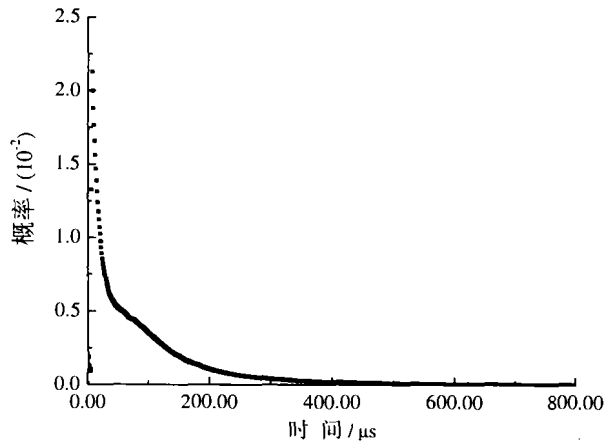


图 2 裂变中子到达探测器的时间分布

计算结果如下:

$$\epsilon = 0.1525, M_1 = 3.7158, f_R = 0.47.$$

结合(1)和(2)式得到:

$$S = 138\ 303 \text{ counts/s}, R = 223\ 361 \text{ counts/s}.$$

需要指出的是, 实际工作中, 可以利用符合计数实验装置测出 S 和 R. 这样, 在 α 已知的情况下, 就可以利用(1)式和(2)式反推出样品中²⁴⁰Pu 的质量和样品泄漏增殖系数. 根据数值结果, 文中武器模型的符合计数率是较高的, 这是可以探测到的.

5 小结

本文在文献调研的基础上对符合计数进行了研究. 从理论上讲, 由符合计数可以得到样品中²⁴⁰Pu 的质量和净增殖系数. 文中对一个武器模型做了计算, 计算结果的可靠性如何验证是一个亟待解决的问题. 可以考虑用全物理模拟来重新计算 D, 如果两种方法的计算结果在一定的误差范围内, 则可以在一定程度上证明计算的正确性. 全物理模拟中, 脉冲队列的时间分布的获得是比较麻烦的, 需要讨论解决.

附录 点模型符合计数公式推导过程

1 公式的含义

为了更好地理解符合计数率中各项的含义, 我们

把公式改写为

$$S = \epsilon m_{240} g_{sf}^{240} v_{sf}^{240} \Delta_1, \tag{1}$$

$$R = \epsilon^2 m_{240} g_{sf}^{240} \frac{\nu_{sf2}^{240}}{2} f_R \Delta_2, \quad (2)$$

以上两式中 Δ_1, Δ_2 为样品增殖修正系数.

$$\Delta_1 = (1 + \alpha) M_1, \quad (3)$$

$$\Delta_2 = M_1^2 \left[1 + (1 + \alpha) \frac{(M-1) \nu_{id2} \nu_{sf1}}{(\nu_{id1} - 1) \nu_{sf2}} \right]. \quad (4)$$

(1)和(2)式中各项的物理意义非常明显. (1)式可这样理解: 总中子计数是在自发裂变释放总中子数的基础上考虑了样品内部的增殖修正效应. 同理, (2)式可理解为: 符合计数是在自发裂变符合计数贡献的基础上考虑了样品内部的增殖修正效应.

2 公式推导

基本假设: (1)样品几何上可看作一个点; (2)不考虑从探测器反射回样品的中子; (3)裂变和引致诱发裂变的中子事件同时发生.

2.1 源中子分布概率密度函数

设中子源(源强为 S)为自发裂变(源强为 S_{sf})和 (α, n) 反应(源强为 S_α). 显然,

$$S = S_{sf} + S_\alpha. \quad (5)$$

用 $P_s(\nu)$ 表示自发裂变的复度, 则源中子(考虑自发裂变和 (α, n) 反应)的复度为

$$P_s(\nu) = \frac{S_{sf}}{S} P_{sf}(\nu) + \frac{S_\alpha}{S} \delta_{1\nu}, \quad (6)$$

其中 $\delta_{1\nu}$ 为 Kronecker 符号, 即

$$\delta_{1\nu} = \begin{cases} 1, & \text{当 } \nu = 1 \text{ 时} \\ 0, & \text{当 } \nu \neq 1 \text{ 时} \end{cases}$$

注意到 $\nu_{a1} = \alpha \nu_{sf1}$ 和 $\nu_{a2} = 0$, 源分布的前二阶矩可表示为

$$\begin{aligned} \nu_{s1} &= \frac{S_{sf}}{S_{sf} + S_\alpha} \nu_{sf1} + \frac{S_\alpha}{S_{sf} + S_\alpha} \nu_{a1} \\ &= \frac{S_{sf} \nu_{sf1}}{S} (1 + \alpha), \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \nu_{s2} &= \frac{S_{sf}}{S_{sf} + S_\alpha} \nu_{sf2} + \frac{S_\alpha}{S_{sf} + S_\alpha} \nu_{a2} \\ &= \frac{S_{sf} \nu_{sf2}}{S}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

2.2 概率生成函数

为了描述简洁, 引入概率生成函数(简称 PGF)的概念. 记事件 n 发生的概率为 $P(n)$, 则其对应的 PGF 为

$$f(u) = \sum_{n=0}^{\infty} P(n) u^n. \quad (7)$$

该函数有如下 3 条重要性质:

(1) 函数 $u=1$ 点的 k 阶导数就是 $P(n)$ 的 k 阶矩, 例如:

$$\left. \frac{d^k f(u)}{du^k} \right|_{u=1} = \sum_{n=k}^{\infty} n(n-1) \dots (n-k+1) P(n).$$

(2) 如果两个随机变量 n_1 和 n_2 的 PGF 分别为 $f_1(u)$ 和 $f_2(u)$, 那么 $n_1 + n_2$ 的 PGF 为

$$f(u) = f_1(u) f_2(u).$$

(3) 记条件概率 $P(n|i)$ 表示条件 i 成立时, 随机变量取值为 n ; 记概率 P_i 表示条件 i 成立的概率; 记 $P(n|i)$ 对应的 PGF 为 $g_i(u)$. 则由

$$\sum_i P(n|i) P_i = P(n),$$

可得

$$f(u) = \sum_i P_i g_i(u).$$

设样品内中子诱发裂变的概率为 p_{id} , 俘获(不含裂变俘获)概率为 p_c , 泄漏概率为 p_e , 则

$$p_{id} + p_c + p_e = 1. \quad (8)$$

用 $P_s(\nu_s)$, $P_{id}(\nu_{id})$ 和 $P_c(\nu_c)$ 分别表示源事件、诱发裂变事件和俘获事件的复度. 利用 PGF 的概念, 根据不同的中子命运, 分别引入一个源事件、诱发裂变事件以及俘获事件的 PGF:

$$f_s(u) = \sum_{\nu_s=0}^{\infty} P_s(\nu_s) u^{\nu_s}, \quad (9)$$

$$f_{id}(u) = \sum_{\nu_{id}=0}^{\infty} P_{id}(\nu_{id}) u^{\nu_{id}}, \quad (10)$$

$$f_c(u) = \sum_{\nu_c=0}^{\infty} P_c(\nu_c) u^{\nu_c}, \quad (11)$$

定义由 1 个源中子引起 i 个中子离开系统的概率为 $r(i)$, 它所对应的 PGF 为

$$h_1(u) = \sum_{i=0}^{\infty} r(i)u^i. \quad (12)$$

显然，由函数(7)式中的第 2 条性质， n 个独立源中子引起的中子离开系统事件的 PGF 为

$$h_n(u) = [h_1(u)]^n. \quad (13)$$

设想对 1 个源中子进行“跟踪”，显然有 $(1 - p_{id} - p_c)$ 个漏出系统。另外有 p_{id} 个中子发生诱发裂变放出 ν_{id} 个中子，剩下的 p_c 个中子通过俘获放出 ν_c 个中子。这样(12)式又可以写成

$$h_1(u) = (1 - p_{id} - p_c)u + \sum_{\nu_{id}=0}^{\infty} p_{id} P_{id}(\nu_{id}) h_{\nu_{id}}(u) + \sum_{\nu_c=0}^{\infty} p_c P_c(\nu_c) h_{\nu_c}(u). \quad (14)$$

根据(13)式有

$$h_1(u) = (1 - p_{id} - p_c)u + \sum_{\nu_{id}=0}^{\infty} p_{id} P_{id}(\nu_{id}) [h_1(u)]^{\nu_{id}} + \sum_{\nu_c=0}^{\infty} p_c P_c(\nu_c) [h_1(u)]^{\nu_c}. \quad (15)$$

再按照(10)和(11)式的定义，

$$h_1(u) = (1 - p_{id} - p_c)u + p_{id} f_{id}[h_1(u)] + p_c f_c[h_1(u)]. \quad (16)$$

下面再从 1 个源事件的角度来作以分析：

设 $R(\nu)$ 为 1 个源事件引起 ν 个中子泄漏出系统的概率，显然，如果不考虑源中子在系统中的增殖， $R(\nu) = p_c(\nu)$ 。定义 $R(\nu)$ 对应的 PGF 为

$$H(u) = \sum_{\nu=0}^{\infty} R(\nu)u^\nu. \quad (17)$$

与(16)式推导类似，(17)可以改写为

$$H(u) = f_s[h_1(u)]. \quad (18)$$

这里需要明确一点，复度测量(包括符合测量)最终的目的就是得到泄露出系统的中子复度分布的前三阶矩。有了前二阶矩就可以得到总中子计数率和符合计数率。另外，前二阶矩也就是 $H(u)$ 的前二阶导数在 $u=1$ 点的值(性质 1)。更进一步，通过前二阶矩，便可得到我们要求的增殖修正系数 Δ_1 和 Δ_2 。

2.3 导数的求解

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \frac{\partial H(u)}{\partial u} \Big|_{u=1} = \frac{\partial f_s[h_1(u)]}{\partial u} \Big|_{u=1} \\ &= \left[\frac{\partial f_s[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \frac{\partial h_1(u)}{\partial u} \right] \Big|_{u=1} \end{aligned} \quad (19.1)$$

$$\begin{aligned} \mu_2 &= \frac{\partial^2 H(u)}{\partial u^2} \Big|_{u=1} = \frac{\partial^2 f_s[h_1(u)]}{\partial u^2} \Big|_{u=1} \\ &= \left[\frac{\partial^2 f_s[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \left[\frac{\partial h_1(u)}{\partial u} \right]^2 + \frac{\partial f_s[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \frac{\partial^2 h_1(u)}{\partial u^2} \right] \Big|_{u=1}, \end{aligned} \quad (19.2)$$

由于 f_s 是 PGF，故

$$\frac{\partial f_s[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \Big|_{u=1} = \nu_{s1}. \quad (20)$$

利用(16)式有

$$\begin{aligned} \frac{\partial h_1(u)}{\partial u} \Big|_{u=1} &= (1 - p_{id} - p_c) + \left[p_{id} \frac{\partial f_{id}[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \frac{\partial h_1(u)}{\partial u} \right] \Big|_{u=1} + \left[p_c \frac{\partial f_c[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \frac{\partial h_1(u)}{\partial u} \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

和(20)类似，有

$$\frac{\partial f_{id}[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \Big|_{u=1} = \nu_{id1}. \quad (22)$$

$$\frac{\partial f_c[h_1(u)]}{\partial h_1(u)} \Big|_{u=1} = \nu_{c1}. \quad (23)$$

由(21)，(22)和(23)式可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial h_1(u)}{\partial u} \Big|_{u=1} &= \frac{1 - p_{id} - p_c}{1 - p_{id}\nu_{id1} - p_c\nu_{c1}} \\ &= \frac{1 - p_{id} - p_c}{1 - p_{id}\nu_{id1}}, \end{aligned} \quad (24)$$

而上式正是泄漏增殖系数 M_1 ，即

$$M_1 = \frac{1 - p_{id} - p_c}{1 - p_{id}\nu_{id1}}, \quad (25)$$

这样由(20)，(24)和(25)式得到

$$\mu_1 = M_1\nu_{s1}. \quad (26)$$

同理可得

$$\mu_2 = M_1^2 \left[\nu_{s2} + \nu_{s1} \nu_{id2} (M_1 - 1) \frac{1}{\nu_{id1} - 1} \right]. \quad (27)$$

有了泄漏中子复度分布的前二阶矩 μ_1 和 μ_2 , 则总中子计数率和符合计数率可以分别表示如下:

$$T = \epsilon S \mu_1 = \epsilon S \nu_{s1} M_1, \quad (28)$$

$$R = \frac{\epsilon^2 f_R S \mu_2}{2!} = \frac{\epsilon^2 f_R S M_1^2}{2!}.$$

$$\left[\nu_{s2} + \nu_{s1} \nu_{id2} (M_1 - 1) \frac{1}{\nu_{id1} - 1} \right]. \quad (29)$$

注意到(6.1)和(6.2)式, 以上两式可改写为

$$T = \epsilon S_{sf} \nu_{sf1} M_1 (1 + \alpha), \quad (30)$$

$$R = \frac{\epsilon_{fR}^2 S_{sf} \nu_{sf2}}{2}.$$

$$M_1^2 \left[1 + (1 + \alpha) (M_1 - 1) \frac{\nu_{sf1} \nu_{id2}}{\nu_{sf2} (\nu_{id1} - 1)} \right]. \quad (31)$$

熟知, $S_{sf} = m_2 g_{sf}^{240}$, 联立(1)和(2)式可得

$$\Delta_1 = (1 + \alpha) M_1,$$

$$\Delta_2 = M_1^2 \left[1 + (1 + \alpha) \frac{(M_1 - 1) \nu_{id2} \nu_{sf1}}{(\nu_{id1} - 1) \nu_{sf2}} \right].$$

参 考 文 献:

[1] 王永芬. 原子核物理学基础(下册). 北京: 清华大学出版社, 1996, 546-546.

[2] Ensslin N, Harker W C, Krick M S. Application Guide to Neutron Multiplicity Counting. Los Alamos, Mexico 87545, November, 1998, LA-13422-M 28-49.

[3] Relly Doug, Ensslin Norbert, Smith Hastings. Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. Washington: US Government Printing Office, 1991, 466-470.

[4] Bourva L C-A, Croft S, Ottmar H. Nucl Instr and Meth (in Physics Research), 1999, A426: 503.

[5] Baten P, Chard P, Parker D. ESARDA BULLETIN, 2002, 31: 18.

[6] 伍 钧. 核弹头探测技术数值模拟研究. 北京: 中国工程物理研究院研究生部, 2003, 46-52.

[7] Briesmeister Judith F. MCNP4B, General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. 1997, LA-7396-M.

[8] Bohnel K. Nuclear Science and Engineering, 1985, 90: 75.

[9] Bourva L C-A, Croft S. Nucl Instr and Meth (in Physics Research), 1999, A431: 485.

[10] Fetter Steve, Frolov A V, Miller Marvin. Science & Global Security, 1990, 1: 225.

Research on Application of Neutron Coincidence Counting in Attribute Determination of Plutonium

SHI XUE-ming, LIU Cheng-an

(Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

Abstract: Neutron coincidence counting is widely used in the authentication and management of nuclear material. The basic principles of coincidence counting and the derivation of "point model" formulae of "point model" are introduced in this paper. The numerical simulation of the coincidence counting is implemented by use of the MCNP4B package.

Key words: coincidence counting; nuclear material; point model