

水反应堆控制棒效率的计算方法

黄 锦 华

本文系统地介绍了目前文献中比较实用的水反应堆控制棒效率的计算方法,其中包括理论模型及决定参数两个方面。在理论模型方面有:(1)吸收面积方法;(2)微扰方法;(3)薄区方法。在决定参数方面,包括理论计算和半经验决定两种方法。此外,文中并就文献上的实验数据对这些方法进行了一些分析和比较。

一、引 言

从控制反应堆的反应性来看,水反应堆的特点是:

1. 反应堆内的组成一般是密集的浓缩铀元件和不锈钢结构材料。中子吸收截面大,因此控制棒效率很低。

2. 水在高温下密度的减小导致很大的反应性温度效应,这在冷状态下需要控制的反应性很大。

3. 反应堆中能谱较硬,热上中子份额较一般热中子反应堆为大。

基于上述特点,水反应堆控制棒系统一般是:

1. 采用大表面积的吸收体;

2. 棒数目多而形成控制棒栅;

3. 采用在热上能区具有共振吸收的材料,如铪、铪和镉-铟-银等。

鉴于以上情况,目前我们认为适宜于处理水反应堆控制棒效率的理论模型是吸收面积法、微扰理论和薄区理论。下一节中将分别给以简要叙述。在使用这些理论时,需要用到一系列的参数:

1. 反应堆参数。这是均匀化后的各群参数,如热群扩散长度 L 、扩散系数 D 、快群的慢化长度 $\sqrt{\tau}$ 、快扩散系数和增殖因子 k_{∞} 等。这些参数在计算没有控制棒的临界状态时,就应很好加以解决,以便为计算有控制棒的情况提供良好的基础。

2. 控制棒参数。这是各群中子在控制棒表面上的边界条件。例如,当边界条件为 $\left. \frac{\nabla \phi}{\phi} \right|_{\text{棒表面}} = -\frac{1}{d}$ 时,外推距离 d 就是重要的控制棒参数。控制棒参数也可以是中子对控制材料的穿透几率 T 。当控制材料的截面较清楚时,这些参数可以通过理论计算得到。例如,对于硼(B)和镉(Cd),前者是 $\frac{1}{\nu}$ 吸收体,后者对热上中子可视为透明体,因此就出现了镉当量法和硼当量法,把其它控制材料等效成镉和硼然后再进行控制棒效率的计算,这在第四节中加以叙述。对于其它材料,如铪(Hf)、镉-铟-银(Cd-In-Ag)等,虽然截面随能量变化较复杂,但截面数据还是较全的,也可以通过计算得到这些材料的控制棒参数。由截面从理论上计算参数的方法,在第三节中介绍。要严格计算控制棒参数,除了要知道控制棒材料的截面外,还要知道堆中子的能谱。由于控制棒的强烈吸收,在它附近的中子能谱将受到很大歪曲,这时要精确计算能谱是较困难的,因此控制棒参数的计算还是近似的。目前控制棒效率计算中所采用的控制棒参数,主要是符合实验数据得到的。这种获得参数的半经验方法很多,将在第四节介绍。

在本文第五节中,对一些文献上的控制棒效率的实验资料作了计算和分析,通过对理论和实验资料所作的初步分析,对各种方法进行比较。

二、处理控制棒效率的几个理论方法

1. 吸收面积方法

这个方法是由胡尔维茨 (H. Hurwitz) 和罗埃 (G. M. Roe) 在 1955 年首先提出的^[1]。在以后很多文献中^[2-7]都对它作了广泛的讨论和推广,文献[8]叙述了实验验证的结果,文献[9, 10]并结合微扰方法,加以使用。

吸收体的吸收面积定义为

$$C = \frac{\text{每单位时间单位长度吸收体吸收的中子数}}{\text{每单位时间单位体积增殖介质产生的中子数}} = \frac{N}{q} \quad (\text{厘米}^2), \quad (1)$$

或

$$N = Cq \quad (\text{中子数/厘米}). \quad (1a)$$

长为 l 的吸收体在单位时间内吸收的中子数为

$$lN = lCq. \quad (2)$$

lC 可称为吸收体积,因为这吸收体吸收了相当此体积内源所产生的全部中子。

在水反应堆中热中子扩散长度 L 与吸收体的特征尺寸(如片状吸收体的宽度 a)相比是很小的,这时吸收面积 C 可按下式计算^[1]:

$$C = L^* \left[P + L^* \sum_i D(\phi_{0i}) \right]. \quad (3)$$

式中: P 是吸收体截面的周界长度; $L^* = \frac{L}{1 + d/L}$ 是考虑中子通量在外推距离 d 处为零的 L 的有效值; ϕ_{0i} 是形成吸收体的多边形周界中第 i 边的外角; $D(\phi_0)$ 是考虑此角与 π 偏离时的修正:

当 $\phi_0 > \pi$ 时, $D > 0$;

当 $\phi_0 = \pi$ 时, $D = 0$;

当 $\phi_0 < \pi$ 时, $D < 0$ 。

(3)式可写成如下形式:

$$C = L^* P \Phi, \quad (3a)$$

式中 Φ 是几何修正因子,对半宽度为 l 的平板 $\Phi = 1 + L^*/2l$; 对翼长为 l 的十字架 $\Phi = 1 - 0.27L^*/2l$ 。

(3a)式也可以用于热中子,只要取相应的扩散长度 L_{th} , 并且 $\frac{L_{th}}{l} \ll 1$ 也成立就可以了¹⁾。

由吸收面积法可知:

1. 既然吸收面积 C 正比于被吸收的中子数,所以处在反应堆中同一位置的控制棒的效率是和 C 成正比的。

2. 在(3a)式中 Φ 只是一个几何修正因子,因此由控制棒效率正比于吸收面积可知,控制棒效率 $E \propto L^* P \cdot L^*$ 只与具体的反应堆和穿透性能(包括材料性质和厚度)有关,而 P 则只与

1) 在 $\frac{L}{l} \ll 1$ 不成立时, C 的计算见文献[1]。

吸收体的具体尺寸有关。换言之,控制棒效率对穿透性能和尺寸是可分离的函数。

巴奇(D. R. Bach)^[8]对在FPR可变塑料反应堆上测得的控制棒实验数据进行处理后,得到

$$E = A_m f(a),$$

式中: A_m 只与穿透性能有关; a 是吸收体的尺寸; $f(a)$ 具有直线形式并通过原点,即 $f(a) \propto a$ 。因而认为在所作实验范围内,前述两点看法是成立的¹⁾。巴奇认为,吸收面积概念对计算不同几何形状吸收体的不同尺寸的相对控制棒值是有实际价值的,至于用作绝对控制棒值的计算则尚待研究。

吸收面积 C 可以通过以下方法与控制棒效率联系起来:

1. 如果控制棒只吸收热中子,则可以把控制棒在吸收上等效成一均匀分布的毒物,在每一个控制棒栅格中,如 A 为栅格面积,则由(1)式得

$$\frac{C}{A} = \frac{N}{qA} = \frac{\Sigma_p}{\Sigma + \Sigma_p}. \quad (4)$$

另一方面,控制棒效率以 $\frac{\Delta k}{k}$ 表示,则

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{\Delta \theta}{\theta} = \frac{\Sigma_p}{\Sigma_p + \Sigma}, \quad (5)$$

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{C}{A}. \quad (6)$$

2. 考虑热上吸收,例如使用三群模型,在没有控制棒时三群方程为

$$\left. \begin{aligned} -D_1 \nabla^2 \phi_1 + \Sigma_{i1} \phi_1 &= \nu \epsilon (\Sigma_{f2} \phi_2 + \Sigma_{f3} \phi_3), \\ -D_2 \nabla^2 \phi_2 + (\Sigma_{i12} + \Sigma_{a2}) \phi_2 &= \Sigma_{i1} \phi_1, \\ -D_3 \nabla^2 \phi_3 + \Sigma_{a3} \phi_3 &= \Sigma_{i12} \phi_2. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

由吸收面积定义 $N = Cq$ 可知,吸收体吸收的中子数相当于在此吸收面积下源所产生的全部中子数。换言之,较均匀地分布在活性区中的控制棒的总吸收面积的作用,相当于把活性区产生源的面积减小一个因子 F :

$$F = \frac{A_{\text{源}} - C}{A_{\text{源}}},$$

因此,令

$$F_2 = \frac{A_{\text{源}} - C_2}{A_{\text{源}}}, \quad F_3 = \frac{A_{\text{源}} - C_3}{A_{\text{源}}},$$

(式中: C_2, C_3 为控制棒的总热上吸收截面及热吸收面积。)则在有控制棒情况下,(7)式变为

$$\left. \begin{aligned} -D_1 \nabla^2 \phi_1 + \Sigma_{i1} \phi_1 &= \nu \epsilon (\Sigma_{f2} \phi_2 + \Sigma_{f3} \phi_3), \\ -D_2 \nabla^2 \phi_2 + (\Sigma_{i12} + \Sigma_{a2}) \phi_2 &= F_2 \Sigma_{i1} \phi_1, \\ -D_3 \nabla^2 \phi_3 + (\Sigma_{i13} + \Sigma_{a3}) \phi_3 &= F_3 \Sigma_{i12} \phi_2. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

对于裸堆,

$$\nabla^2 \phi_i = -B^2 \phi_i,$$

由(8)式得

$$k_{\text{有效}} = \frac{\nu \epsilon \frac{\Sigma_{i12}}{\Sigma_{i12} + \Sigma_{a2}} \left[F_2 \frac{\Sigma_{f2}}{\Sigma_{i12}} + \frac{F_2 F_3}{1 + B^2 L^2} \frac{\Sigma_{f3}}{\Sigma_{a3}} \right]}{(1 + B^2 \tau_1)(1 + B^2 L_2^2)}. \quad (9)$$

1) 实验用反应堆的热中子谱参数: $\Sigma_a / \Sigma \Sigma_s = 0.356$; 2.54 厘米 $\leq a \leq 10$ 厘米,用了 Hf, Cd, B-Al 等材料。

令 $F_2 = F_3 = 1$, 即可得无控制棒时反应堆的临界因子 $k_{有效0}$, 比较 $k_{有效}$ 和 $k_{有效0}$ 就可得到控制棒的效率。

3. 与扰动理论一起使用, 这将在下面说明。

2. 扰动理论方法^[9]

根据两群微扰理论, 在反应堆内某体积 V 中加入热中子吸收剂 $\Delta\Sigma_a$ 所引起的反应性变化为

$$\frac{\Delta k_{有效}}{k_{有效}} \approx \Delta k_{有效} = -\frac{\Delta \lambda}{k}, \quad (10)$$

$$\frac{\Delta k}{k} = -\frac{\Delta \nu}{\nu} = -\frac{\int_V \Delta \Sigma_a \phi_2^+ \phi_2' dV}{\nu \int \phi_1^+ (\Sigma_1' \phi_1' + \Sigma_2' \phi_2') dV}, \quad (11)$$

式中: 角标 1, 2 分别表示快、热群; ϕ^+ 表示共轭通量; ϕ' 表示扰动后的通量; $\Delta \nu$ 是平衡 $\Delta \Sigma_a$ 所需的一次分裂中子数的增加量。如果需要增加 $\Delta \nu$, 说明反应堆的反应性是负的, 因此 $\frac{\Delta k}{k}$ 与 $\frac{\Delta \nu}{\nu}$ 符号相反。

(11)式的意义是明显的, 它可改写为如下形式:

$$\int_V \Delta \Sigma_a \phi_2^+ \phi_2' dV = \Delta \nu \int \phi_1^+ (\Sigma_1' \phi_1' + \Sigma_2' \phi_2') dV. \quad (11a)$$

既然 ϕ^+ 表示中子价值, (11a) 式就是中子价值的平衡方程。

在相同的意义上, (11a) 式左方可以写成

$$\int_V \phi_2^+ \frac{Cq(\mathbf{r})}{S} dV.$$

S 是吸收体的截面积, 因此 $Cq(\mathbf{r})/S$ 就是吸收体在 \mathbf{r} 处单位体积吸收中子率。根据中子平衡

$$q(\mathbf{r}) = \Sigma_{2a} \phi_2(\mathbf{r}),$$

得 (11a) 式左方:

$$\frac{C}{S} \int_V \phi_2^+ \Sigma_{2a} \phi_2 dV.$$

(11a)式右方积分按整个反应堆进行, 因此可以近似地令 $\phi' = \phi$ 而不致导入较大偏差。这样, (11)式可写成如下形式:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\frac{C}{S} \Sigma_{2a} \int_V \phi_2^+ \phi_2 dV}{\nu \int \phi_1^+ (\Sigma_1' \phi_1' + \Sigma_2' \phi_2') dV}. \quad (11b)$$

利用 ϕ_1^+ 与 ϕ_2^+ , ϕ_1 与 ϕ_2 的关系得

$$\nu \int \phi_1^+ (\Sigma_1' \phi_1 + \Sigma_2' \phi_2) dV = \frac{\nu \Sigma - 1}{\nu - 1} \Sigma_{2a} (1 + B^2 L^2) \int \phi_2^+ \phi_2 dV.$$

(11b)式现在又可以写成如下形式:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \left(\frac{\nu \Sigma - 1}{\nu - 1} \right)^{-1} \frac{1}{1 + B^2 L^2} \frac{C}{S} W \approx \frac{C}{S} W. \quad (11c)$$

式中

$$W = \frac{\int_V \phi_1^+ \phi_2 dV}{\int \phi_1^+ \phi_2 dV}$$

当控制棒在反应堆中央而高度与活性区相同时,

$$W = \frac{S}{A} \frac{1}{\mu_{2r}} \quad (12)$$

式中: A 是活性区面积; μ_{2r} 是反应堆横截面上中子通量平方的平均值。这时

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{C}{A} \frac{1}{\mu_{2r}} \quad (11d)$$

对圆柱形反应堆, $\mu_{2r} = 0.27$; 对方形反应堆, $\mu_{2r} = 0.25$ 。

同样可得, 当反应堆中心放一小块吸收体时,

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{C_V}{V} \frac{1}{\mu_{2V}} \quad (11e)$$

式中: C_V 是吸收体积; V 是活性区体积; μ_{2V} 是反应堆体积内中子通量的均方值。

现在叙述另一种处理(11)式的方法。在相同的意义上, (11a) 式的左方还可以写成如下形式:

$$\int \phi_1^+ (-D_2 \nabla^2 \phi_2') dS \sim \bar{\phi}_1^+ \int (-D_2 \nabla^2 \phi_2') dS$$

现在来求 $\int -D_2 \nabla^2 \phi_2' dS$ 。

(1) 一级近似 假设快中子未受到扰动, 因而两群方程为

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \phi_1 &= -B^2 \phi_1, \\ -L^2 \nabla^2 \phi_2' + \phi_2' &= \frac{\Sigma_{f1} \phi_1}{\Sigma_{a2}} \end{aligned} \right\}$$

使用 ϕ_2' 在吸收体表面上的边界条件, 可得

$$\int -D_2 \nabla^2 \phi_2' dS = \frac{\Sigma_{f1} \bar{\phi}_1}{1 + B^2 L^2} Cl, \quad (13)$$

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Sigma_{f1} \bar{\phi}_1 \phi_2^+ Cl}{v(1 + B^2 L^2) \int \phi_1^+ (\Sigma_{f1} \phi_1 + \Sigma_{f2} \phi_2) dV}$$

实际上因为

$$\frac{C}{S} \Sigma_{2a} \int_V \phi_1^+ \phi_2 dV = C \bar{\phi}_1^+ \bar{\phi}_1 \Sigma_{f1} l,$$

故(13)式与(11b)式是相近的。

(2) 二级近似 把由一级近似求出的 ϕ_2' 代入快中子平衡方程:

$$-D_1 \nabla^2 \phi_1' + \Sigma_{f1} \phi_1' = v(\Sigma_{f1} \phi_1' + \Sigma_{f2} \phi_2'),$$

得 ϕ_1' , 然后把 ϕ_1' 再代入热中子方程求 ϕ_2' 。

文献[10]把这种方法与精确的二群方法作了比较, 在用二级近似时符合得很好。使用这种方法计算了 BSR 反应堆水反射层中 Cd-Ag 控制棒值。因此值很小, 使用一级近似已能得出很好的结果。

扰动理论适宜于计算单根控制棒在反应堆内各个位置时的控制棒值，如果已知控制棒之间的干涉效应，则也可以求得多根控制棒的棒值。

在水反应堆中，由于中子扩散长度小，干涉不大。例如，扬基电站零功率装置实验表明，五根控制棒不同组合的最大干涉效应不超过 15%。因此，只要控制棒之间的距离不很近，例如超过 3—4 个扩散长度，则忽略掉干涉效应不会导致大的误差。

对圆柱形控制棒，可以较方便地计算它们之间的干涉。因此可以把所求的控制棒合理地等效成圆柱形棒，由此求出棒之间的干涉效应。

3. 薄区方法^[11]

很多水反应堆的控制棒是薄片状的。在这薄片区域内吸收很强，扩散近似不会给出好的结果。但是，如果使用适当的假想截面参数来代替实际的参数，就可以把薄片作为一个区域，然后用多区扩散方法来计算。

薄区理论通过吸收体的黑度 $\xi = \Sigma_t$ 来表示吸收体的假想截面参数。利用中子平衡原理，对图 1 所示的薄片可以写出

$$\left. \begin{aligned} -D_1 \nabla \phi|_1 &= \left(\gamma - \frac{\beta}{4} \right) \phi_1 + \frac{\beta}{4} (\phi_1 - \phi_2) - \frac{\alpha}{2} S_t, \\ D_2 \nabla \phi|_2 &= \left(\gamma - \frac{\beta}{4} \right) \phi_2 + \frac{\beta}{4} (\phi_2 - \phi_1) - \frac{\alpha}{2} S_t, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

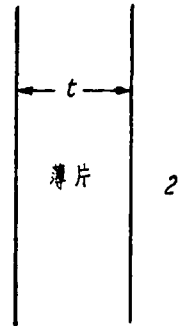


图 1

式中： ϕ_1, ϕ_2 是 1, 2 面上的通量；

$$\alpha \equiv \frac{E}{1 - \xi_a E}; \quad \beta \equiv \frac{1}{\xi_t f(\xi_t)} - \frac{1}{1 - \xi_a E}; \quad \gamma \equiv \frac{\alpha \xi_a}{2} + \frac{\beta}{4};$$

$$E \equiv \frac{f(\xi_t)}{1 - \frac{\Sigma_t}{\Sigma_t} [1 - f(\xi_t)]}; \quad \xi_t = \Sigma_t t; \quad \xi_a = \Sigma_a t;$$

f 是自屏因子， $f(\xi)$ 可以由图查到，也有解析表示式。

假设薄区的有效物理参数是 $\Sigma_{a有效}, D_{有效}, L_{有效}$ ，内源为 $S_{有效}$ 。当 $t \ll 2L_{有效}$ 时，由多区扩散近似可得

$$\left. \begin{aligned} -D_1 \nabla \phi|_1 &= \frac{\Sigma_{a有效} t \phi_1}{2} + \frac{D_{有效}}{t} (\phi_1 - \phi_2) - \frac{S_{有效} t}{2}, \\ D_2 \nabla \phi|_2 &= \frac{\Sigma_{a有效} t \phi_2}{2} + \frac{D_{有效}}{t} (\phi_2 - \phi_1) - \frac{S_{有效} t}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

比较(14)式与(15)式，可以得到

$$\Sigma_{a有效} = \alpha \Sigma_a, \quad S_{有效} = \alpha S, \quad D_{有效} = \frac{t}{4} \beta. \quad (16)$$

使用这些参数，结合二维、三维的计算，在扩散近似内就可以具体考虑吸收体的位置、大小和形状了，但在复杂情况下计算量是很大的，二维的计算就一定得使用电子计算机。

薄区理论实际上是给出计算参数的一种方法。在得到(16)式时，作了 $t \ll 2L_{有效}$ 和介质中可以使用扩散理论两个假设。在这方面普遍的理论称为黑度理论^[12]。在第三节中将叙述黑度理论在求吸收体参数上的应用。

三、控制棒参数的理论计算方法

1. 按截面计算穿透几率^[13]

文献[13]计算了铪(Hf)的热上穿透几率 T_2 , 在计算时使用了理想的 $\frac{1}{E}$ 谱和 Hf 在热上能区的共振参数. 对于每一明显共振峰, 有

$$1 - \bar{T}_2 = 2\bar{\xi}f(\theta, \tau), \quad (17)$$

$$\bar{\xi} = \bar{\Sigma}_f, \quad \bar{\Sigma} = \frac{\pi}{2} (\Gamma \Sigma_0 / E_0) / \Delta u,$$

式中 $f(\theta, \tau)$ 是片的自屏蔽因子, 可查表^[14]求得

$$\theta = 4E_0 kT / A\Gamma^2.$$

在不明显的共振峰区域,

$$1 - \bar{T}_2 = \frac{1}{u_c - 4} \int_4^{u_c} [1 - T(u)] du, \quad (18)$$

$$T(u) = 2E_3 [\Sigma_a(u)t]^*.$$

用这个方法计算的结果及与半经验值的比较见表1.

2. 在介质中使用 P_1 近似并利用黑度理论计算吸收体表面的边界条件

在图2中, II为吸收体, I, III是介质. 令 J_I, J_{III} 为从I, III区进入吸收片II的净中子流, 则在介质中使用 P_1 近似时可以得到¹⁾

$$\left. \begin{aligned} \frac{J_I + J_{III}}{\phi_I + \phi_{III}} &= \frac{1 - 2E_3}{2(1 + 3E_4)} = \alpha, \\ \frac{J_I - J_{III}}{\phi_I - \phi_{III}} &= \frac{1 + 2E_3}{2(1 - 3E_4)} = \beta, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

其中

$$E_{n+3}(\Sigma_a t) = \int_0^1 \mu^{n+1} e^{-\Sigma_a t/\mu} d\mu.$$

从边界条件(19), 也可以得到有效扩散参数 Σ_a 及 D . 由扩散理论解出 J_I, J_{III} , 代入(19)式得

$$\alpha = \sqrt{D\Sigma_a} \operatorname{th} \sqrt{\frac{\Sigma_a}{D}} t,$$

$$\beta = \sqrt{D\Sigma_a} \operatorname{coth} \sqrt{\frac{\Sigma_a}{D}} t.$$

由此可得

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_a &= t^{-1} \left(\operatorname{th}^{-1} \frac{\alpha}{\beta} \right)^2 (\alpha\beta)^{\frac{1}{2}}, \\ D &= \alpha\beta / \Sigma_a. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

文献[15]使用这种方法计算了控制棒参数. 在对称情况下只有一个条件:

* 见附录1.

1) 见附录1.

$$\frac{1 - 2E_3}{2(1 + 3E_4)} = \alpha.$$

对能量平均:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\int \alpha \phi(u) du}{\int \phi(u) du}. \quad (21)$$

文献[16]用这个方法计算了扬基反应堆的控制棒有效热上吸收截面, $\phi(u)$ 是不考虑控制棒影响的能谱. 由(21)式得 $\langle \alpha \rangle$ 后, 可按 $\langle \alpha \rangle = \sqrt{D \Sigma_a} \text{th} \sqrt{\frac{\Sigma_a}{D} t}$ 求 Σ_a .

四、控制棒参数的半经验决定方法

1. 使用单根棒的实验

由吸收面积法得知, 对于不同穿透性能的吸收体 a, b ,

$$\frac{\Delta k_a}{\Delta k_b} = \frac{C_a}{C_b}. \quad (22)$$

考虑热上吸收后, 总的吸收面积为

$$C = C_2 W + C_3,$$

式中 W 是权重因子. 由三群方程可得^[6]

$$W = 1 + (1 + L^2 B^2) \left(\frac{\Sigma_{a3} \Sigma_{f2}}{\Sigma_{i2} \Sigma_{f3}} \right),$$

$$C_i = \frac{P L_i}{1 + d_i / L_i}, \quad d_i = 2D_i \frac{1 + T_i}{1 - T_i}. \quad (23)$$

T_i 是对第 i 群中子的穿透几率. 一般可令 $T_3 = 0$, 对镅可令 $T_2 = 1$, 硼的 T_2 可以近似地计算¹⁾. 对其它材料的这个参数, 可利用实验及(22)式得出. 例如, 我们可以用 Hf 和 B (或 Cd) 作相对控制棒值的实验求得 $\frac{\Delta K(\text{Hf})}{\Delta K(\text{B})}$, $C(\text{B})$ 可取计算值, 而按下式计算 $C(\text{Hf})$:

$$C(\text{Hf}) = \frac{\Delta K(\text{Hf})}{\Delta K(\text{B})} C(\text{B}).$$

由此得到的 $C(\text{Hf})$ 可以用在此反应堆的多根控制棒计算中. 表 1 列出用这种方法得到的 $T_2(\text{Hf})$, 并与这个参数的计算值作了比较.

表 1 由不同方法得到的 $T_2(\text{Hf})$ 值的比较

片 厚, 吋	道奇 (Deutsch) 值 ¹⁾	斯托姆 (Storm) 值 ²⁾	巴奇 (Bach) 值 ³⁾	计 算 值 ⁴⁾
0.1	0.650	0.785	—	0.739
0.2	0.542	0.690	0.690	0.626

- 1) 道奇^[6]使用 B 作比较体, 吸收面积法符合.
- 2) 斯托姆^[18]使用 Cd 作比较体, 薄区方法符合.
- 3) 巴奇使用 Cd 作比较体, 吸收面积法符合.
- 4) 斯托姆按基本截面计算.

1) 见附录 2.

表1中数值(他们都是选取相同的实验数值)的分歧是由于数值中包含了计算方法及其它使用参数的全部误差。

2. 使用多根控制棒的实验

(1) **控制棒全部插入活性区** 在反应堆中没有控制棒的临界计算解决了以后,控制棒参数可由符合带控制棒的临界实验得出。为了得到较好的数据,布伦(B. J. Breen)^[17]用不同控制棒组进行实验,给出较多的数据,然后由最小二乘法符合选取。

巴提斯(Bettis)实验室^[18]在PWR可变装置上用均匀分布薄B片取代Cd-Ag吸收体,然后计算这些B片的相当热吸收截面,这时需考虑B片的自屏蔽及挤去水的效应。

(2) **控制棒形成的棒栅部分插入活性区** 实验测量临界状态下的棒栅区及无棒区的通量分布,在计算中改变控制棒快中子参数,使计算的通量分布与实验数据符合。这时,一般说来,不容易同时使 $k_{\text{有效}} = 1$ 。不过,利用实验测得的与计算的 $k_{\text{有效}}$ 的差别对控制棒效率计算进行修正,就可以得到较好的结果。采用这种方法的例子有:

(i) 在无棒区(图3)沿X进行一维临界计算,得临界本征值 $(B_x^2)_1$,

$$(B_x^2)_1 = (B_m^2)_1 - (B_{yx}^2)_1,$$

$$(B_y^2)_1 = (B_m^2)_1 - (B_{xx}^2)_1.$$

对棒栅区给定控制棒某一热上吸收截面值 Σ_1 后,也得到 $(B_x^2)_2$ 及 $(B_y^2)_2$,然后进行Z方向的一维计算。调整 ν 值,就可得到Z方向的通量分布,从与实验符合中得到最佳的 Σ_1 。文献[19]中使用此法得到Cd-Ag在高浓铀水栅中的 $\Sigma_1 = 0.21$ 厘米⁻¹。这时计算的 $k_{\text{有效}} = 1.02-1.03$ 。使用硼取代的方法也得到相同的结果。

(ii) 对棒栅区及无棒区进行X-Y二维临界计算,这时 B_z^2 取实验测得值,改变吸收体的快中子吸收截面 Σ_1 ,使棒栅区与无棒区分别得到的临界本征值 λ 相等,这个 Σ_1 就是所求的值了。在文献[20]中,采用这种方法得到的Cd-Ag和Hf的快吸收截面分别为0.13及0.169厘米⁻¹,但这时临界本征值分别为0.955及0.952,与1偏离很大。文献[21]中得到了PWR反应堆的停堆反应性。

使用棒栅的方法适用于高度较大,因而对于反应堆内的很大部分都能分离变数的情况。

3. 硼当量法

使用上述半经验方法所得到的吸收体参数,与具体计算方法、其它参数的选择以及反应堆本身有关。虽然从能谱硬度相差很大的反应堆(辐比为23—3)的控制棒值的实验中看到,快穿透参数与具体反应堆的关系不大^[22],但这些参数却受到具体计算方法及其它参数的选择的很大限制,不便于直接推广应用。

由于快参数与具体反应堆的关系不大,因此莱塞尔(Russell)^[23]假设,如果两个吸收体具有相同的热吸收,例如对热中子均为黑体,并且在某种类型的热中子反应堆中有相同的效率的话,那么他们在另一类热中子反应堆中的效率也相同。因此,他提出了硼当量的方法:定义某一定面密度的吸收体的硼当量为与之在同一反应堆中与它具有相同效率的硼片的面密度。如果这硼当量是对包壳样品而言,那么在热中子反应堆中这个硼当量将与具体反应堆的性质无关。因而,只要在一个反应堆中得到吸收体包壳的硼当量,就可以在其它反应堆的计算中用硼来代

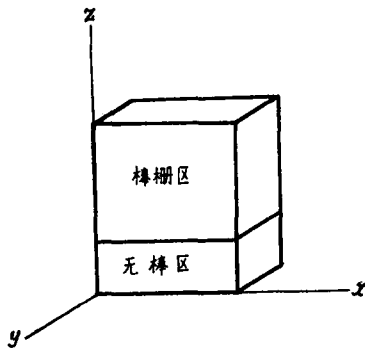


图 3

替。引用在别的反应堆上的棒值实验数据表明,这种方法适用于水反应堆的片状吸收体。

莱塞尔在一低浓铀水反应堆中,进行了一系列吸收体的包辐和不包辐样品的硼当量的测量。这两种硼当量在样品足够厚,因而对热中子已是黑体时是相同的,实验的典型结果如图 4 所示^[23]。

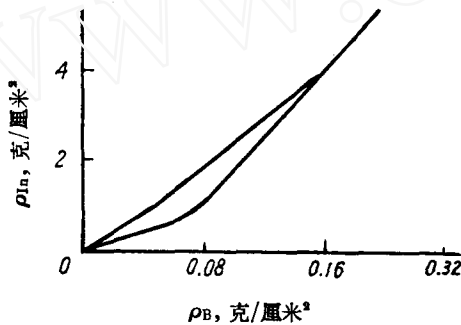


图 4
本图取自文献[23].

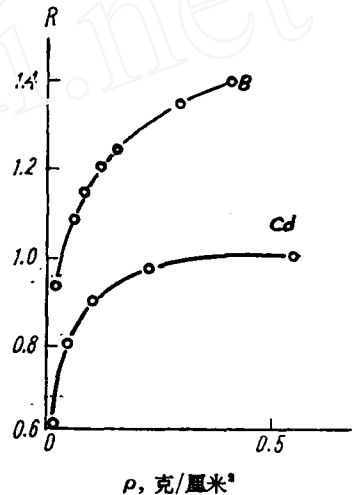


图 5
本图取自文献[24].

4. 镉当量法

由于镉可以近似地被认为对热中子是透明的,因而对热中子为黑体,对镉棒的计算比较容易。将其它吸收体的效率表示为如下形式:

$$\left(\frac{\Delta k}{k}\right)_x = \left(\frac{\Delta k}{k}\right)_{Cd} R_x. \quad (24)$$

在一特定反应堆中可以测出一系列 R_x 值,严格说来这个值与反应堆的能谱有关。但对于能谱相差不大的反应堆,则使用(24)式来估计控制棒效率还可期望给出较好的结果。

莱塞尔^[24]整理了所作的相对控制棒值实验数据,给出了一些材料的 R 值。图 5 是硼与镉的 R 值与面密度的关系。当镉厚为 0.02 吋 ($\rho \sim 0.44$ 克/厘米²) 即对热中子可视为黑体时, R 为 1。

五、一些实验数据的计算与分析

1. 杨基反应堆零功率装置 CRX^[25] 的实验

实验数据列于表 2。

计算公式如下:

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{v-1}{v\epsilon-1} \frac{1.62aB_r^2}{(1+B^2L^2)(K+2.13\Sigma_a)}. \quad (25)$$

此公式取自文献[9],实际上与(11c)式相同,近似为(11d)式。此公式是在控制棒对热中子为黑体,对热中子为透明体的假定下而用微扰方法导出的。计算使用的参数 L^2 等是作者自行计算的。共计算了六种情况,以与实验测量值比较。

表 2

棒位置	元件数	$\frac{\Delta K}{K}, \%$	文献
$R_1 = 0$	1817	7.2	[26]
	1874	7.3	[25]
	5800	2.8	[26]
	4704	3.66	[27]
$R_1 = 10.458$ 吋		1.28	[27]
$R_1 = 0 + R = 10.458$ 吋		5.05	[27]

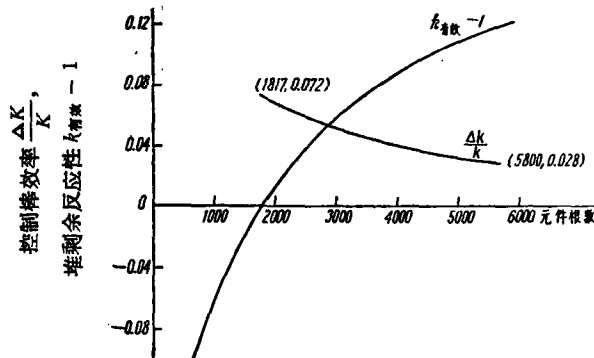


图 6

(1) $N = 1874$, 栅距 = 0.435 吋, 活性区半径 $R = 27.2$ 厘米。由 (25) 式得¹⁾

$$\frac{\delta v}{v} = 0.0655,$$

$$\frac{\Delta K}{K} = -\frac{\Delta v/v}{1 + \Delta v/v} = -0.0615.$$

为符合实验值, 可取外推距离 $d = 0.323 \lambda_{\text{有效}}$ 代替 $d = 0.71 \lambda_{\text{有效}}$; 或取 $\sqrt{L^2 + \tau'}$ 代替 L , 原 $L^2 = 1.662$ 厘米², $\tau' = 1.25$ 厘米², 故

$$\frac{\Delta v}{v} = 7.87\%, \quad \frac{\Delta K}{K} = -7.3\%.$$

(2) $N = 4000$, 公式 (25) 中 $A = \left(\frac{v-1}{v\epsilon-1}\right) \frac{1}{1+B^2L^2}$ 对各种情况变化很小(表 3), 因此

表 3

N	v	A
5800	2.2	0.92
4000	2.26	0.92
1874	2.46	0.921

1) 几个反应性度量之间的关系, 见附录 3.

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} \propto B_r^2,$$

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_n = \left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_{1874} \left(\frac{R_{1874} + \lambda_r}{R_n + \lambda_r}\right)^2,$$

$$= 7.87 \left(\frac{34.2}{R_n + \lambda_r}\right)^2 \%, \quad (26)$$

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_{4000} = 7.87 \left(\frac{34.2}{39.6 + 7}\right)^2 \% = 4.25 \%,$$

$$\frac{\Delta K}{K} = -4.06 \%,$$

(3) $N = 5800$, $R = 47.6$ 厘米.

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_{5800} = 7.87 \% \left(\frac{34.2}{47.6 + 7}\right)^2 = 3.08 \%,$$

$$\frac{\Delta K}{K} = -2.99 \%,$$

(4) $N = 4707$, $R = 43.6$ 厘米.

$$\left(\frac{\Delta \nu}{\nu}\right)_{4707} = 3.6 \%, \quad \frac{\Delta K}{K} = -3.54 \%,$$

(5) $N = 4707$, $R_1 = 26.6$ 厘米. 这是偏心棒, 按通量平方权重外推, 得

$$\frac{\Delta K}{K} = -0.0144.$$

(6) $N = 4707$, 中央棒加偏心棒 $R_1 = 26.6$ 厘米.

$$\frac{\Delta K}{K} = -5.0 \%,$$

计算结果与实验结果的比较见表 4.

表 4

	1	2	3	4	5	6
控制棒位置, 厘米	r = 0				r = 26.6	r = 0 + r = 26.6
$\frac{\Delta K}{K}$, % (计算值)	-7.3*	-4.06	-2.99	-3.54	-1.44	-5.0
$\frac{\Delta K}{K}$, % (实验值)	-7.3	-4.0	-2.8	-3.66	-1.28	-5.05

* 用 $d = 0.323\lambda_{\text{慢速}}$ 代替 $d = 0.7104\lambda_{\text{慢速}}$; 或使用 $\sqrt{L^2 + \tau'}$ 代替 L , $\tau' = 1.25$ 厘米². 若 $d = 0.7104\lambda_{\text{慢速}}$, 则 $\left(\frac{\Delta K}{K}\right)_{1874} = -6.15\%$.

由以上计算与实验的比较(表 4)可得如下结论:

1. $\frac{\Delta \nu}{\nu}$ 与 B_r^2 成正比.

2. 用微扰权重外推, 当 $\frac{R_1}{R_{\text{有效}}} < 0.5$ 时, 结果仍较好. 这里 R_1 是偏心棒位置, $R_{\text{有效}}$ 是活性区半径.

3. 用公式(25)计算单根棒由于没有考虑热上吸收,给出的数值偏低,需加以适当修正.

2. 薩凡那-III 的实验^[25]

与前面一样,计算公式采用(25)式,所需参数也是自行计算的. 实验只测量了中央棒值,共计三种情况,计算结果与实验值的比较见表5.

表 5

元件根数 N	2384	1944	1344
有效半径, 厘米	47.1	42.8	36.0
实验中央棒值, 元	4.02	4.83	6.96
计算值*, 元	4.07	4.93	6.96

* 计算取 $L^2 + \tau' = 1.744 + 0.32 = 2.06$ 厘米² 代替 $L^2 = 1.744$ 厘米².

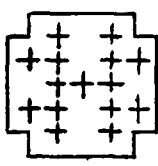
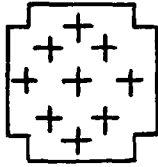
如 $\tau' = 0$, 则 $N = 1344$ 时, $\Delta\rho = -6.6$ 元.

结论与上节中 1, 3 两点相同.

3. 薩凡那-I 的实验

实验数据^[26]见表6.

表 6

控制棒布置	剩余反应性, 元	控制棒效率, 元
	1.23 ± 0.1	9.97
	4.30 ± 0.1	6.9
+++	8.52 ± 0.25	2.68
干净反应堆	11.2 ± 0.5	0

(1) 微扰方法 由微扰方法按公式(25)计算中央控制棒值,再外推到控制棒在不同位置时的棒值. 计算结果列于表7.

表 7

控制棒数 N	15	9	3
实验值 $\Delta\rho$, 元	9.97	6.9	2.68
微扰计算 $\Delta\rho$, 元	8.97	6.2	3.4

用微扰方法计算时没有考虑干涉,而且是按单群微扰外推的。由表 7 看出,在边上低估了效率(如 $N = 15$),而在中央如不考虑干涉效应则高估了效率(如 $N = 3$)。对 $N = 9$ 得到较好结果表明,在水反应堆中如控制棒距离稍远,干涉效应不大,这时忽略干涉效应,仍能得良好结果。

(2) 用三羣方法计算 用三羣方法计算控制棒效率见本文第二部分第一节。计算公式用(9)式。三羣参数采用文献[30]中给出的值。

由(9)式可知,无棒时 $F_2 = F_3 = 1$, 计算得 $k_{有效} = 1.183$, 实验值 $\rho = 11.2$ 元。取 $\beta_{有效} = 0.00723$, 则 $\rho = 11.2 \times 0.00723 = 0.081$, $k_{有效} = (1 - \rho)^{-1} = 1.087$ 。

计算值与实验值在干净反应堆中相差还是比较大的,说明参数选择还不太恰当。虽然如此,可将实验与计算 $k_{有效}$ 值对干净反应堆归一,以修正这部分误差,然后计算棒效率。这时(9)式可写成如下形式:

$$\begin{aligned} k_{有效} &= 1.087 \left[\frac{0.121F_2 + 0.470F_2F_3}{0.121 + 0.470} \right] \\ &= 1.087(0.205F_2 + 0.795F_2F_3). \end{aligned} \quad (27)$$

热中子的线性外推距离与穿透几率的关系如下:

$$d_2 = 2D_2 \frac{1 + T_2}{1 - T_2}$$

根据控制材料的硼面密度 $\rho = 0.077$ 克/厘米², 由图 6 得 $T_2 = 0.80$ 。又热中子 $T_3 = 0$, 则得 d_2, d_3 。又

$$\begin{aligned} F_2 &= 1 - \frac{P\phi_2 L_2 \operatorname{th} \frac{x_0}{L_2}}{A \left(1 + \frac{d_2}{L_2} \operatorname{th} \frac{x_0}{L_2} \right)}, \\ F_3 &= 1 - \frac{P\phi_3 L_3 \operatorname{th} \frac{x_0}{L_3}}{A \left(1 + \frac{d_3}{L_3} \operatorname{th} \frac{x_0}{L_3} \right)} \frac{1 + \frac{d_2}{L_2} \operatorname{th} \frac{x_0}{L_2}}{1 + \left(\frac{d_2}{L_2} - \frac{L_2}{x_0} \right) \operatorname{th} \frac{x_0}{L_2}} \left\{ 1 - \frac{1 - \frac{L_3}{L_2} \operatorname{th} \frac{x_0/L_2}{\operatorname{th} \frac{x_0/L_3}}}{\left(1 + \frac{d_2}{L_2} \operatorname{th} \frac{x_0}{L_2} \right) \left(1 - \frac{L_3}{L_2} \right)} \right\}. \end{aligned}$$

F_2, F_3 的计算公式及符号说明见文献[3]。其中: $2x_0$ 为等效成平板吸收体时的距离; $2x_0 =$

$\frac{A}{\frac{1}{2}P}$, A 为活性区面积, P 为吸收体总周界长。

三羣方法计算的 F_2, F_3 及 $k_{有效}$ 值见表 8。

表 8

棒数 N	x_0	F_2	F_3	$k_{有效}^*$	$k_{有效}(\text{实验})$
21	2.905	0.942	0.925	0.962	0.961
15	4.10	0.958	0.949	1.000	1.009**
9	6.88	0.974	0.972	1.033	1.031

* 计算值是使干净反应堆的值符合实验修正得到的。

** 实验值 $k_{有效}$ 系取 $\beta_{有效} = 0.00723$, 由剩余反应性换算得来的。

六、結 論

本文第二部分叙述的几种方法、模型都比较简单,结合实验能迅速给出很好的结果。由于已积累了较多实验数据(如硼当量的测量值等)以及很多成功运用的先例,目前这些方法仍广泛用来解决反应堆设计中的问题。从理论工作来看,减少计算对实验的依赖性是需要解决的问题。这方面的问题可以通过比较精细地研究能谱和控制棒边界条件来解决。目前也出现了使用电子计算机进行效率计算的趋向。

从第三部分计算例中,也可以看出这些方法的实用性。在单根及少根棒情况使用扰动方法,多根棒情况使用栅格方法(三羣方法)都很有效。使用扰动方法时,应注意到靠活性区边界用单羣权重会低估效率,在这里使用双羣权重能给出较好的结果。在单根棒值中考虑热上吸收的修正以及干净反应堆的临界计算对控制棒效率绝对值有很大影响,应予以重视。

* * *

在此作者向参与讨论的董因明和王季祥同志表示感谢。

附 录

1. 吸收体表面的边界条件

如图1,片厚为 τ ,片内 $\Sigma_a = 0$,中子角通量

$$\psi_I(0, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} A_l P_l.$$

假设在介质 I, III 中使用 P_1 近似,则

$$\psi_I(0, \mu) = \frac{1}{2} A_0 + \frac{3}{2} A_1 \mu,$$

$$\psi_{III}(\tau, \mu) = \frac{1}{2} B_0 + \frac{3}{2} B_1 \mu.$$

由 $P_l(\mu)$ 的正交性得

$$\phi_I(0) = A_0, \quad J_I(0) = A_1,$$

$$\phi_{III}(\tau) = B_0, \quad J_{III}(\tau) = B_1.$$

当入射角通量分布为 μ^n 时,穿透吸收截面为 Σ_a 、厚为 τ 的纯吸收体的几率 T_n 按下式计算:

$$T_n = \frac{\int_0^1 \mu^n \mu e^{-\Sigma_a \tau / \mu} d\mu}{\int_0^1 \mu^n \mu d\mu} = (n+2) E_{n+3}(\Sigma_a \tau).$$

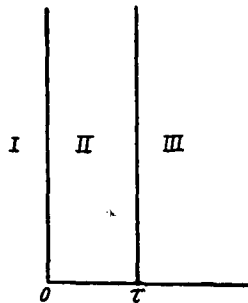


图 1

其中

$$E_{n+3} = \int_0^1 \mu^{n+1} e^{-\Sigma_a \tau / \mu} d\mu$$

可查表求得。

$$J_I^+ = \int_0^1 \mu \psi_I(0, \mu) d\mu = \frac{A_0}{4} + \frac{A_1}{2},$$

$$\begin{aligned} J_I^- &= \int_{-1}^0 \psi_{III}(\tau, \mu) \mu d\mu \\ &= \int_{-1}^0 \frac{1}{2} B_0 \mu d\mu + \int_{-1}^0 \frac{3}{2} B_1 \mu^2 d\mu \\ &= -\frac{1}{2} B_0 E_3 + \frac{B_1}{2} 3E_4. \end{aligned}$$

故

$$J_1 = J_1^+ + J_1^- = \frac{\phi_1}{4} + \frac{J_1}{2} - \frac{\phi_{III}}{2} E_3 + \frac{3}{2} J_{III} E_4.$$

同理 $J_{III} = J_{III}^+ + J_{III}^- = \frac{\phi_1 E_3}{2} + \frac{3}{2} J_1 E_4 - \frac{\phi_{III}}{4} + \frac{J_{III}}{2}.$

由以上两式得

$$\frac{J_1 + J_{III}}{\phi_1 - \phi_{III}} = \frac{1 + 2E_3}{2(1 - 3E_4)},$$

$$\frac{J_1 - J_{III}}{\phi_1 + \phi_{III}} = \frac{1 - 2E_3}{2(1 + 3E_4)}.$$

如定义 J'_{III} 为进入片的净中子流密度, 即令

$$J'_{III} = -J_{III},$$

略去标号“ $+$ ”则得边界条件:

$$\frac{J_1 + J_{III}}{\phi_1 + \phi_{III}} = \frac{1 - 2E_3}{2(1 + 3E_4)},$$

$$\frac{J_1 - J_{III}}{\phi_1 - \phi_{III}} = \frac{1 + 2E_3}{2(1 - 3E_4)}.$$

这里片吸收的中子数 $A = J_1 + J_{III}.$

2. 硼的中子穿透几率 T 与其面密度 ρ 的关系

按定义, 穿透几率为

$$T = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{u_1}^{u_2} \phi(u) e^{-\Sigma(u)r(\theta, \psi)} f(\theta, \psi) \cos \psi \, d\psi \, d\theta \, du}{\iiint \phi(u) f(\theta, \psi) \cos \psi \, d\psi \, d\theta \, du}, \tag{I}$$

在一些简化假设下, 上式可以有解析解。

假设: (i) 纯吸收体; (ii) 各向同性入射, 即 $f(\theta, \psi) = \cos \theta \cos \psi$; (iii) ϕ 与 u 无关, 即为 $\frac{1}{E}$ 谱; (iv)

吸收截面按 $\frac{1}{v}$ 变化。这时可得

$$T = \frac{\int_{u_1}^{u_2} e^{-\bar{\Sigma} \rho(u)} \, du}{\int_{u_1}^{u_2} du}. \tag{II}$$

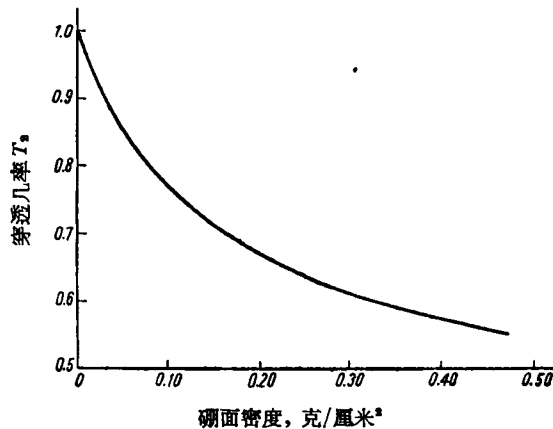


图 II 热上中子穿透几率 T ($E_2 = 0.15-0.180$ 兆电子伏) 与硼面密度的关系^[6]

对于平板 $z = 2t$ (t 为平板厚度); 对 $\frac{1}{v}$ 吸收体, $\Sigma_a(u) = \Sigma_a(u_0) e^{-\frac{1}{2}(u_0-u)}$. 令 $\xi = 2\Sigma_a t$, 则

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{\xi} &= \frac{d\Sigma_a(u)}{\Sigma_a(u)} = \frac{1}{2} du, \\ T &= \frac{2}{\Delta u} \int_{\xi_1}^{\xi_2} e^{-\xi} \frac{d\xi}{\xi} = \frac{2}{\Delta u} [E_i(-\xi_2) - E_i(-\xi_1)], \\ & -E_i(-\xi) = \int_{\xi}^{\infty} \frac{e^{-y}}{y} dy. \end{aligned}$$

图 II 摘自文献[6], 系按下式进行数字积分得出

$$T = \frac{\int 2E_3(\Sigma_a t) \varphi dE}{\int \varphi dE}.$$

式中 $T(E) = 2E_3(\Sigma_a t)$ (见附录 1), 是假设各向同性入射时的穿透率, 应较实际小些.

3. 几个度量反应性值 $\frac{\Delta v}{v}$, $\frac{\Delta K}{K}$, $\Delta \rho$ 之间的关系

当反应性很小时, 由微分关系

$$K = \frac{v_0}{v}, \quad (\text{III})$$

得

$$\frac{\Delta K}{K} = -\frac{\Delta v}{v}; \quad (\text{IV})$$

因

$$\rho = 1 - \frac{1}{K}, \quad (\text{V})$$

故

$$\Delta \rho = -\frac{1}{K} \frac{\Delta K}{K} (\%), \quad (\text{VI})$$

$$= -\frac{1}{K} \frac{\Delta K}{K} \frac{1}{\beta} (\text{元}). \quad (\text{VII})$$

当反应性大时, 由 (III) 式得

$$\frac{\Delta K}{K} = -\frac{\frac{\Delta v}{v}}{1 + \frac{\Delta v}{v}}. \quad (\text{IV}')$$

由 (V) 式得

$$\Delta \rho = -\frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{v}{v_0} \frac{\Delta v}{v}. \quad (\text{VI}')$$

$\Delta \rho$ 与 $F = \frac{\Sigma}{\Sigma + \Sigma_p}$ 有如下关系:

$$k'_{\infty} = k_{\infty} F.$$

符号“'”表示加入吸收体后介质的无限增殖因子.

加控制棒的前后临界所需的 $(k_{\infty})_{\text{临界}}$ 应相等:

$$\begin{aligned} (k_{\infty})_{\text{临界}} &= k_{\infty} \frac{v}{v_0} = k'_{\infty} \frac{v'}{v_0}, \\ \Delta \rho &= -\frac{v' - v}{v_0} = \frac{v}{v_0} - \frac{v'}{v_0} \\ &= \frac{v}{v_0} \left(1 - \frac{k_{\infty}}{k'_{\infty}}\right) = \frac{v}{v_0} \left(1 - \frac{1}{F}\right). \end{aligned} \quad (\text{VIII})$$

又因

$$F = \frac{A - C}{A},$$

故

$$\Delta\rho = \frac{\nu}{\nu_0} \frac{C}{A - C}. \quad (IX)$$

符 号 表

C ——吸收面积, 厘米 ² ;	F_i ——吸收因子, i 为相应的群;
L ——扩散长度, 厘米;	J ——中子流密度;
P ——吸收体截面周界长度, 厘米;	ϕ, ϕ^+ ——中子通量、共振中子通量;
q ——中子源强度, 中子数/厘米 ³ ·秒;	ϕ' ——扰动后的中子通量;
a ——线性外推距离, 厘米;	$\beta_{\text{有效}}$ ——反应堆中缓发中子的有效份额;
Σ_P ——在吸收上与控制棒等效的均匀化毒物的宏观截面, 厘米 ⁻¹ ;	λ ——以 $\beta_{\text{有效}}$ 度量的反应性单位.

参 考 文 献

- [1] H. Hurwitz, Jr., G. M. Ree, *J. Nucl. Energy*, 2, 85 (1955).
- [2] P. Greebler, *Nucl. Sci. and Eng.*, 3, 445 (1958).
- [3] S. Pearlstein, *Nucl. Sci. and Eng.*, 4, 322 (1958).
- [4] Bertram, Wolfe, *J. Nucl. Energy*, 7, 71 (1958).
- [5] Bertram, Wolfe, *J. Nucl. Energy*, 8, 63 (1958).
- [6] Deutsch, *Nucl. Sci. and Eng.*, 5, 150 (1959).
- [7] Lewi Tonks, *Nucl. Sci. and Eng.*, 6, 202 (1959).
- [8] D. R. Bach and S. W. Kitchen, TID-7532, part I (1957).
- [9] Wm. Howard Arnold, *Nucl. Sci. and Eng.*, 3, 296 (1958).
- [10] B. Wolfe, *Nucl. Sci. And Eng.*, 4, 785 (1958).
- [11] E. L. Wachsperess, *Nucl. Sci. and Eng.*, 3, 85 (1958).
- [12] C. W. Maynard, *Nucl. Sci. and Eng.*, 6, 174 (1959).
- [13] T. F. Ruane and M. L. Storm, *Nucl. Sci. and Eng.*, 6, 119 (1959).
- [14] G. M. Roe, KAPL-1241 (1952).
- [15] M. Goldsmith et al., Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, Vol. 12, p/2376, p. 435.
- [16] W. H. Arnold, Jr., YAEC-62 (1959).
- [17] B. J. Breen, Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 12, p/2535, p. 505.
- [18] A. J. Calio, WAPD-BT-4 (1957).
- [19] R. S. Wick, TID-7532, part I (1957).
- [20] R. J. Neuhold, *Supplement to Nucl. Sci. and Eng.*, 1, No. 2, 140 (1958).
- [21] W. H. Hartley and R. T. Bayard, *Nucl. Sci. and Eng.*, 4, 65 (1958).
- [22] D. R. Bach and M. E. Way, *Supplement to Nucl. Sci. and Eng.*, 1, No. 2, 140 (1958).
- [23] R. A. Backer and J. L. Russell, GEAP-3201 (1959).
- [24] J. L. Russell, *Nucleonics*, 18, No. 12, 88 (1960).
- [25] H. Kouts et al., Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958, Vol. 12, p/1841, p. 446.
- [26] YAEC-31.
- [27] *Supplement to Nucl. Sci. and Eng.*, 1, No. 2, 129 (1958).
- [28] *Supplement to Nucl. Sci. and Eng.*, 2, No. 1, 170 (1959).
- [29] R. W. Deutsch, *Nucleonics*, 15, No. 1, 47 (1957).
- [30] R. W. Deutsch, *Reactor Sci. and Tech.*, 14, 168 (1961).

(编辑部收稿日期 1965 年 2 月 27 日)