

核临界安全

原子能出版社

内 容 简 介

本译文集介绍了核临界安全的实验和分析方法,并对数据作出了评价。全书共分为四部分。第一部分介绍了临界安全的计算方法——Sn法和蒙特卡罗法;第二部分介绍了裂变物质的临界实验与理论,主要包括 $k_{\text{有效}}$ 的计算, U^{235} 临界浓度的测定以及拉西环的应用;第三部分介绍了裂变物质相互作用的实验与理论,包括金属铀的临界性,单元形状,散装慢化对临界的影响,钷阵列的临界实验和一种改进的裂变物质运输容器;第四部分分析了核临界安全事故。

本译文集可供从事核临界安全工作的工人、技术人员和大专院校有关专业的师生参考。

本译文集主要译自美国临界数据中心收集的一套Y-CDC报告。

核 临 界 安 全

托 马 斯 等 著

姚 蜀 平 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

(限国内发行)

☆

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ · 印张 $23\frac{1}{2}$ · 字数 550 千字

1976年8月北京第一版·1976年8月北京第一次印刷

印数 001—2300 · 定价: 2.40 元

插页 3 统一书号: 15175·050

目 录

第一部分 临界安全的计算方法

Sn 方法	(3)
用在核临界安全计算中的蒙特卡罗方法	(10)

第二部分 裂变物质临界实验与理论(单体)

U^{233} 和 U^{235} 均匀水溶液的中子增殖因子计算值	(17)
均匀含氢硝酸铀酰的最低临界 U^{235} 浓缩度	(31)
高浓 U^{235} 六氟化铀和氢氟酸液体混合物的临界	(43)
用硼硅玻璃拉西环作裂变物质溶液中的中子吸收剂	(83)

第三部分 裂变物质相互作用的实验与理论(多体)

金属铀的临界、蒙特卡罗算法和核临界安全	(115)
单元为次临界 $U(93)$ 的大系统临界	(145)
单元形状对阵列临界的影响	(160)
散装慢化对阵列临界的一些影响	(167)
裂变物质立方阵列的临界	(178)
阵列临界——裂变单元反射阵列的解析表达式	(208)
钚阵列临界实验研究的总结报告(第一阶段)	(235)
改进的裂变物质运输容器	(269)
水中 U 和 UO_2 棒栅的临界质量、临界尺寸和安全质量、安全尺寸	(294)

第四部分 核临界事故的分析

临界事故辐射后果实验测定的评述	(349)
-----------------------	---------

第一部分

临界安全的计算方法

Sn 方 法

萊斯羅普 (K. D. Lathrop)

一、前 言

最初设想的 Sn 方法是先消去输运方程中的角变量, 然后对空间导数进行有限差分的一种计算方法。该法假定, 角变量可以用 n 条相互连接的直线段表示, 因此叫做 n 段法即 Sn 法 (S 表示 Segment, 即段)。目前实用时往往把标记 Sn 用在离散坐标法, 下面将全面介绍它。

二、离散坐标公式及解法

在一维球面几何下, 角通量只与离原点的距离 r 和粒子飞行方向径矢的夹角余弦 μ 有关下, 输运方程的形式为:

$$\frac{\mu}{r^2} \frac{\partial(r^2\psi)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial[(1-\mu^2)\psi]}{\partial \mu} + \sigma\psi = \frac{\sigma_s}{2} \int_{-1}^1 \psi(r, \mu') d\mu' + S \quad (1)$$

式中, σ 是宏观相互作用截面, σ_s 是本组内的各向同性宏观散射截面, S 是其他各组对源的贡献。这里意味着多组近似与离散坐标法是配合应用的。还假定表示式中给出的截面通常是按能量进行适当平均的值, 尽管它们可能是点值。还应该指出, 这里被轻易略掉的平均值求法本身是一门完整的学科。

一开始就用球几何的方程形式, 是因为它虽然相当简单, 却既有空间导数又有角导数, 亦即包括了全部基本的复杂因素。应用离散坐标法时, 我们只计算 (r, μ) 点的这个方程, 并用最简单的差分来表示导数, 结果是:

$$\begin{aligned} & \frac{\mu_m}{r_i^2} \frac{(r_{i+\frac{1}{2}}^2 \psi_{i+\frac{1}{2}, m} - r_{i-\frac{1}{2}}^2 \psi_{i-\frac{1}{2}, m})}{\Delta r} \\ & + \frac{1}{r_i} \frac{[(1-\mu_{m+\frac{1}{2}}^2) \psi_{i, m+\frac{1}{2}} - (1-\mu_{m-\frac{1}{2}}^2) \psi_{i, m-\frac{1}{2}}]}{\Delta \mu} \\ & + \sigma_{im} \psi_{im} = \frac{\sigma_{si}}{2} \sum_n \Delta \mu_n \psi_{in} + S_{im} \\ & \psi_{im} = \psi(r_i, \mu_m) \end{aligned} \quad (2)$$

式中, ψ_{im} 的下标表示 $\psi(r, \mu)$ 中的 r_i, μ_m , r_i 是 $\Delta r = r_{i+\frac{1}{2}} - r_{i-\frac{1}{2}}$ 区间内的点等等。角通量的导数用界面上通量的差值表示, 而积分用简单的求和表示。应当注意两个 σ 值都

依赖于空间，并且过去曾经指出 σ 可能与 m (角度) 也有关 (优先方位上的能量平均或配置，会导致这种相关性)。

图 1 给出了网格，(2) 式给出了通量的位置。增加下标意味着增加了变量的值， r_i 和 r_m 在它们各自间隔的中心，此方程里有 5 个未知通量。

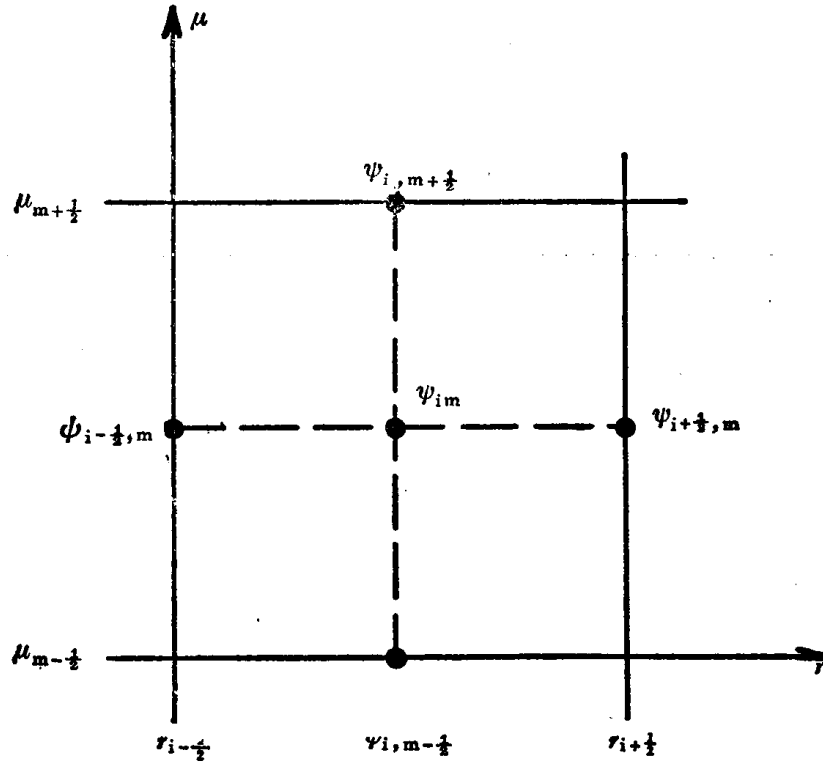


图 1 (2) 式在球几何下的位置

应用方程本身和边界值给出的两个通量对这组方程求通量解时，还需要两个关系式。我们取通量值的算术平均关系式为：

$$\psi_{im} = \frac{1}{2}(\psi_{i+1/2,m} + \psi_{i-1/2,m}) \quad (3)$$

$$\psi_{im} = \frac{1}{2}(\psi_{i,m+1/2} + \psi_{i,m-1/2}) \quad (4)$$

用这两个式子重新整理 (2) 式便得到 (5) 式

$$\psi_{im} = \frac{a_{im} \left(\psi_{i+1/2,m} + \psi_{i-1/2,m} \right) + b_{im} \psi_{i,m-1/2} + Q_{im}}{a_{im} + b_{im} + c_{im}} \quad (5)$$

已经指出，(5) 式中出现的 $\psi_{i+1/2}$ 或 $\psi_{i-1/2}$ 都与 r 移动的方式有关。由于粒子沿直线通过球体时余弦值稳定增加，因而常常让它在 m 增加的方向上移动。在(5) 式中， Q 既含散射源也含 S ，而 a 和 b 是 μ 和 r 的简单组合。(3)，(4) 和 (5) 式是离散坐标法的基本表示式。

简单性是指式中没有耦合的奇异积分方程，没有迴线积分，没有待定本征值，只有代数演算。典型情况是从外边界开始向中心移动以增加 μ 值，然后对于正 μ 值从中心向外移动。利用这些简单代数方程便可以求出每个网格的通量。

普遍性是指核科学和工程的应用中，其它有关方法由于只限于在均匀介质中使用，常常是行不通的。在这里却允许源和截面完全具有普通性。

如果说离散坐标方程是如此简单，那么，为什么对待典型的离散坐标程序要这样谨慎小心？简单修改此程序为什么这么困难？我们说这种提法是不公正的，因为对局部系统的程序使用人员来说，要求工作上的稳妥安全；这有几个正当的理由。

首先，必须组织通过网格的顺序，还要建立边界条件。更为重要的是必须进行迭代。源 Q 与通量有关，该通量是通过散射或裂变计算的，或者说会隐含边界条件。在每种情况下，都需要反复通过网格，直到满足某些判据，达到收敛为止。习惯的办法是把内部迭代（组内散射或隐含边界条件）和外部迭代（裂变或向上散射）分开。加速收敛的算法会使程序复杂化。契布谢夫(Chebyshev)加速收敛的方法要求用前面的通量迭代而粗网格重新平衡的方法又要求计算局部流量。

输入数据的准备工作增加了程序的复杂性：先要计算几何函数，从数据储存库中查找截面并按混合物成分进行组合，源要归一化，并为了求出平衡结果还要进行积分。常常还采用更巧妙的有限差分格式。

大概最复杂的事情是大多数离散坐标程序都允许有各种各样的选择。它们可以典型地在三种一维几何条件（平面、圆柱、球）或三种二维几何条件下[圆柱 $(x, y), (r, \varphi)$ ，圆柱 (x, z)]作直接计算或作共轭计算。也允许作静态计算或动态计算。允许各向同性的均匀分布源或各向异性的均匀分布源或散射源有各种边界条件，包括入射角通量的特点，有各种本征值的选择，包括求临界尺寸， $K_{有效}$ 和 α 或时间本征值的计算。

我们目前的二维程序，除了空间、能量或角网格变数，截面或收敛精确度外，可以有150000种不同的选择。这就清楚说明了一个经过完善校核过的离散坐标程序的价值。要校核所有的选择从物理上说是不可可能的（特别是截面值的变化幅度很不规则），而且，就是一个在机器上通过了的成熟程序也有遇到许多困难的可能性。还应该说明程序使用人员为什么讨厌与机器上通过了的成熟程序打交道。在现有程序的主要部分，想插进一种新的选择，几乎就象移植器官的外科手术那么困难，运算起来往往会使程序受到严重伤害。

三、离散坐标法应用指南

当采用离散坐标程序时，有两个建议。首先，不要相信获得的解，而去作下列明显的事情：检查输入，说明你对要求解的问题已经确定；证明程序满足了收敛判据；用考察角度分割和空间间距变小时对解的影响的办法说明它正是所希望的积分数值计算的结果；同其它方法的结果进行比较来检查解；校核它是否满足区域性的粒子数平衡等等。此外，还要了解粒子输运的物理。例如，作栅胞计算时，在球或圆柱形几何条件下，用正确的边界条件时，程序很不灵活；如果用带反射的外边界条件，程序将变成一个解。然而它并不是你所希望的解，因为空间梯度在外边界上是无限大。在栅胞计算所希望的是具有零梯度的解，而求这样的解必需用白体边界条件，亦即各向同性返回的边界条件。

第二个建议是对离散坐标程序不要希望太多。在某些情况下, 改变 S_n 阶数、间隔大小或组结构就能改变 $K_{\text{有效}}$ 百分之几。系统泄漏的任何增加都将减少 $K_{\text{有效}}$ 。一个典型的例子是采用十分粗制的网格间距将会导致负的通量。确定下来的全部规定都要保证来自栅胞的粒子受到正力。另一个例子是采用对问题并不合适的角方向位置。在一个直角圆柱体内, 如果沿无限维方向上的位置太多, 那么从该系统逃脱的粒子数就会太少。

造成误差的另一个原因是引入了人为源项, 例如用不自洽的截面系列, 或对各向异性散射用了太差的角度求积法, 这种求积法不能正确地对勒让德函数进行积分, 会造成寄生源(负的或正的)。

为了检测这种事情和其它误差, 可完全借用发表的大多数离散坐标程序的细致平衡办法。检查内散射按组求和是否等于外散射按组求和。如果不等, 截面系列就有不自洽。检查隐含边界的泄漏, 其净值是否为零或入射流是否等于反照率乘以出射流量。再检查泄漏加吸收是否等于源强; 如果不等, 一组或许多组就不收敛。例如, 在负 α 计算中, 负吸收可能使一组超临界, 因此, 它不可能收敛。对收敛的一般限制都会导致这种假象。

四、离散坐标法的限制

现在简单谈谈该法的某些基本限制。先从几何条件谈起。图 2 表示一座反应堆。这种精密工程体并不是按满足离散坐标计算的正交栅格设计的。图 3 反映我们应如何表示这个系统。这里不但要符合人为边界内的真实情况, 现在还必须满足二维表示方法。类似地, 图 4 反映系统的真实情况, 而图 5 反映了对真实情况的表示方法, 在可能情况下, 利用系统对称性的好处, 实际上只需精确说明系统的 $1/6$ 部分就可以了。尽管如此, 我们仍然面临着用正交几何表面描述真实性的问题。

在光学厚度的系统里, 目前采用的空间差分格式, 即使防止了出现负通量也会出现通量的摆动。应当对输出通量进行仔细的研究, 看看这种扰动是否在允许限度内。

另一种限制是离散坐标表达式本身引起的。在无穷小空间栅胞的范围内, 离散坐标方程只允许粒子沿一些离散方向上输运。因此, 孤立源在吸收介质中的情况下, 亦即在真实输运的情况下, 解表现出非物理畸变。图 6 是一种极端情况的示例。这里在纯吸收体中有个源。 S_4 表示方法的特征方向是从系统各角落画出的。应注意通量末端完全没有物理意义。图 7 表示该系统全部通量的投影曲线。一旦采用了不充分的方向数就会发生这种畸变。为克服这类困难, 可以把该方程变换成球谐方程, 例如用 P_3 计算代替 S_4 计算。但是, 现有的所有通用的离散坐标程序都有“射线效应”这个缺点。如果用足够高阶的 S_n 或足够多的空间分点, 就能克服上述所有缺点。甚至 3 维程序目前也是可能的。现有的 2 维圆柱非定常程序, 在基本循环中使用的算术运算比 (x, y, z) 程序的要多。这方面的关键问题已经解决。大容量存储的进展, 使计算机有了足够的储存单元解决这个问题, 但是, 空间一角度网格点数有 10^7 的量级, 计算消耗的时间比目前管理机构想花费的时间更多。我常常想, 比起现在的那些秘方与吹牛来说, 进行这样一次算准的计算还是便宜的。

S_n 程序的一些优点:

1. S_n 程序提供了时空系内各点的角通量, 标量通量和反应率。并且都是在一次计算中给出的。

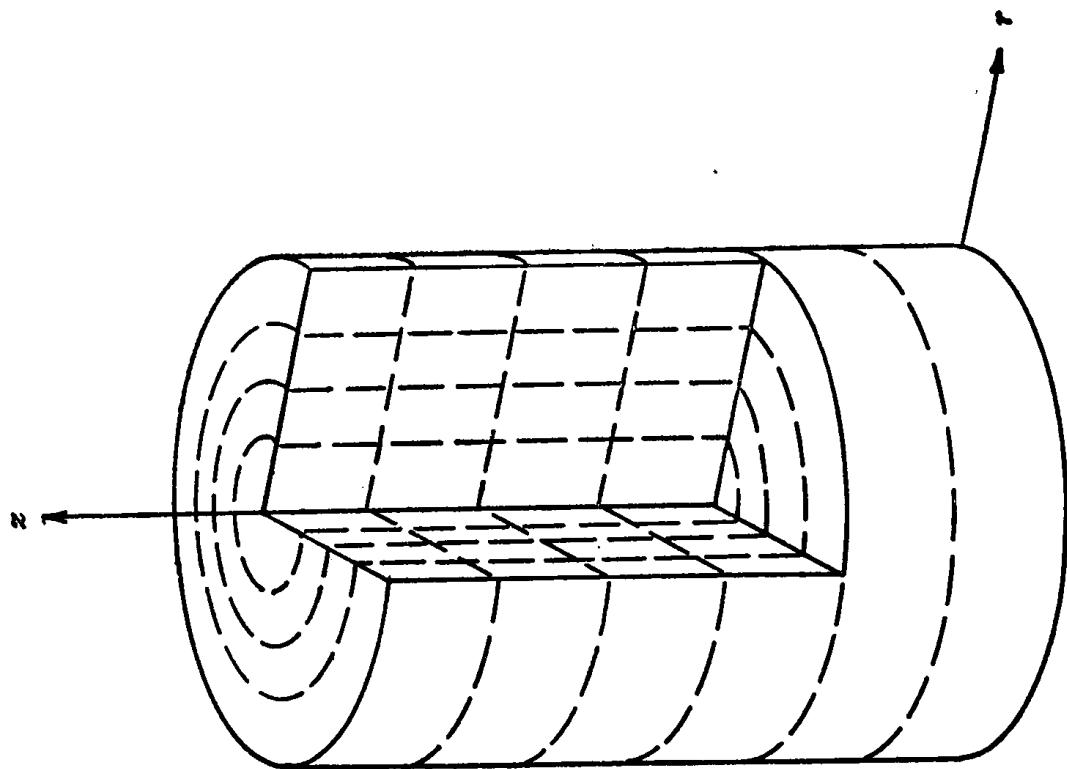


图 3 图 2 真实反应堆设计的理想表示法

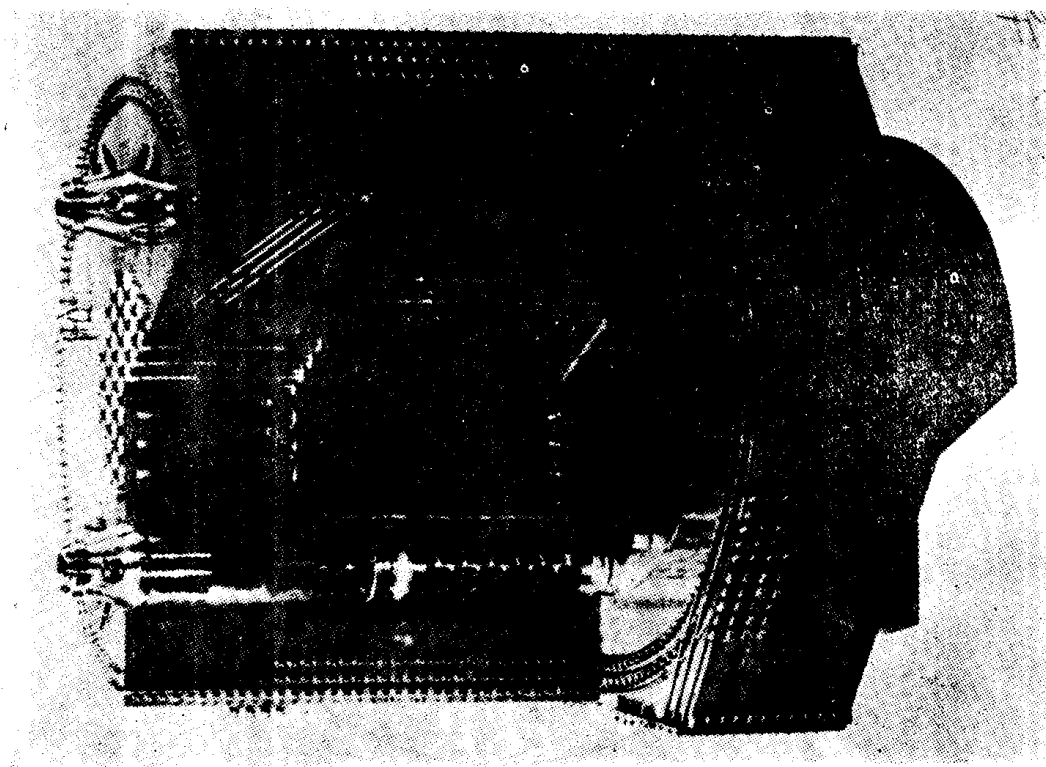


图 2 一座真实的反应堆

2. 计算结果具有可重复性, 如果在合理的范围内系统地改变参数, 所得结果的改变也是系统的。

3. 无论是直接通量解还是共轭通量解, 都能很好地运用于系统的扰动分析。这些事实以及这种方法的简单性, 使我相信离散坐标方法或它的发展性的修正方法在输运方程的求解中将继续起重要作用。

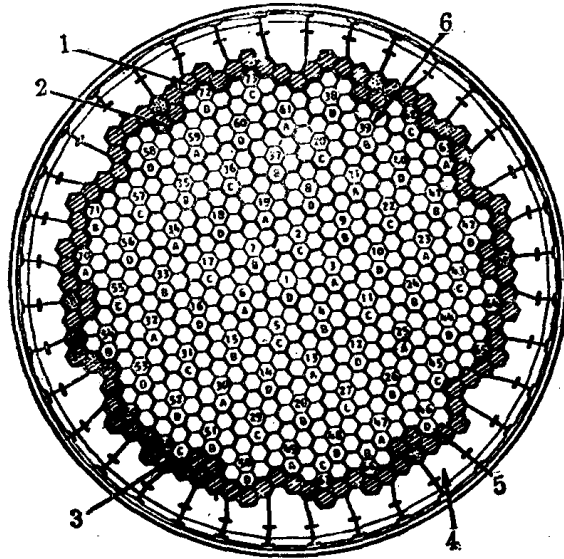


图 4 真实反应堆的剖面

1——8年寿命反射层区; 2——活性区/反射层区; 3——燃料边界区; 4——30年反射层区;
5——区域名称A, B, C或D; 6——燃料区序号。

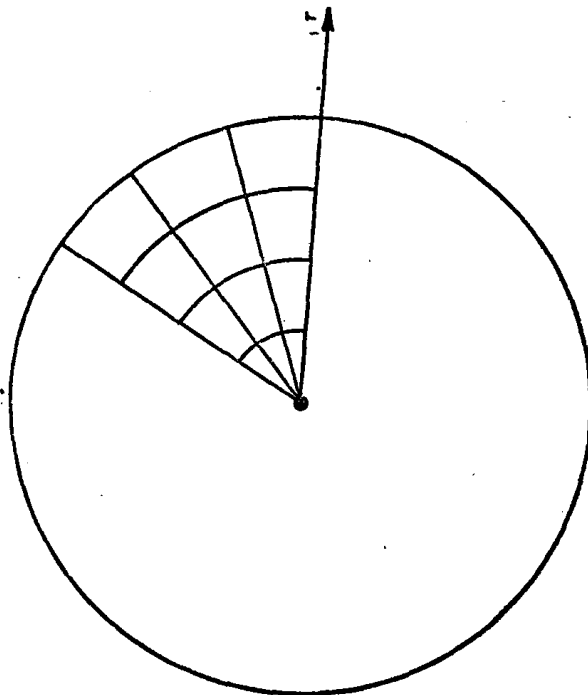


图 5 图 4 真实反应堆设计的理想表示法

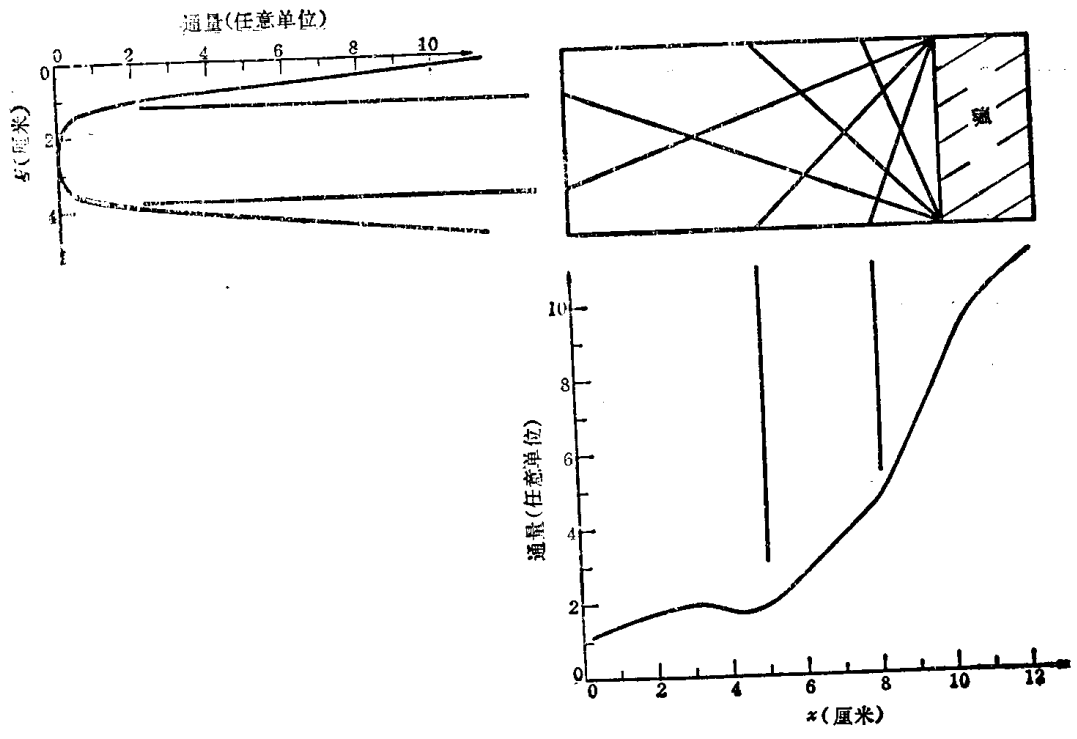


图 6 离散坐标法的缺点：射线效应
注意：源图中的线表明 S_n 的方向。畸变在边缘通量图中是显而易见的。

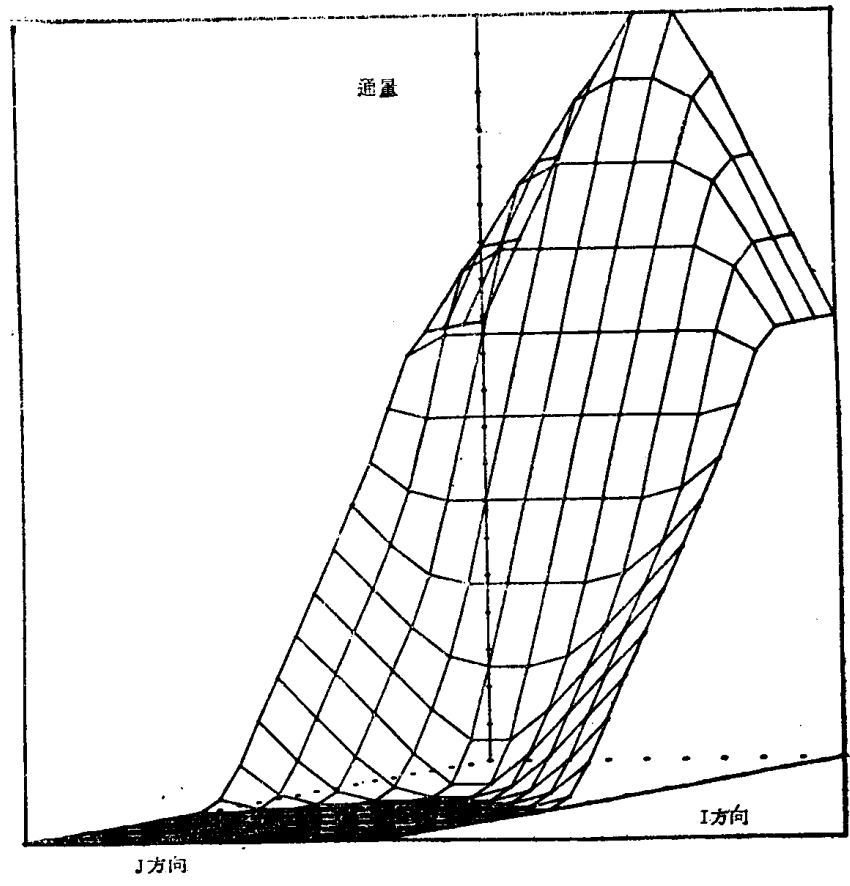


图 7 图 6 问题的全部通量投射曲线

用在核临界安全计算中的蒙特卡罗方法

怀特赛德(G. E. Whitesides)

关于临界计算的蒙特卡罗方法，我想引用帕克斯顿(Paxton)^[1]论文中的一段话作为出发点。我想，它也许是描述中子输运蒙特卡罗计算的最好方式：

“蒙特卡罗方法不象一般输运程序(如 Sn 程序)那样直接处理大量中子的可几行为，而是在数学上探求个别中子的轨迹，中子经过一次又一次的碰撞，这个过程直到吸收和泄漏使中子消失为止。两次碰撞之间的能量、方向和位置的改变受几率分布的制约，几率大小可从截面-中子能量表中得到。对这些分布作统计抽样，以确定每条行迹的连续步段。许多这样的中子历史累积起来的结果就可以模拟极低功率的临界实验，以及中子在系统中的穿透行为。”

结果是，只要有适当的截面数据就几乎对所有情况都能最后用蒙特卡罗法严格模拟。

这就是我们考虑选用蒙特卡罗法而不用现有其它方法的理由。选用蒙特卡罗几何条件和截面基本上有两个理由。

首先来看看几何条件。完全能用一两个几何量描述的裂变物质实用系统是极少的。然而，在很多情况下可以作一些完全行之有效的假设，减少几何图形的复杂性，使得可用一定的方法来处理它。

蒙特卡罗法最适用的情况是形体控制的安全问题；例如需要采用某种特殊形体下的吸收或泄漏的特点以保证临界安全的情况。

经常碰到需要用蒙特卡罗法处理的情况是裂变物质的有限阵列。即便单元本身适应一定方法的计算，而确定这些单元的有限阵列的临界问题也不可能用任何其它方法严格解决。

蒙特卡罗法的截面能力是采用这种方法的首要原因之一。因为蒙特卡罗法仅要求知道中子在一定时间所具有的能量下的截面数据，所以在蒙特卡罗计算中，可以有效地应用最基本的截面数据。

截面能力所有的这种普遍性使此法多年来基本上被忽视。但只要这种能力已经具备，大多数蒙特卡罗程序都试图利用它。不幸的是，早期计算机的存储能力太小了，处理大量的截面数据是不实际的。更糟糕的是，还没有评价的点截面数据库。现有数据常常会给出很坏的结果。

在蒙特卡罗计算中用多组截面目前看来是最实用的办法。首先，在 Sn 方法程序中已经积累了使用多组数据的大量经验。特别是汉森-罗奇^[2]数据已广泛用在临界安全计算中。其次，多组数据的储存要求在很多设备中都适合计算机存储能力。橡树岭编制的 KENO 程序^[3]是综合了蒙特卡罗法的几何能力和为 Sn 法用户所熟悉的多组截面结构的一个例子。尽管已报道的大多数 KENO 结果都用了 16 组汉森-罗奇截面，但几乎任何合理的组结构都能使用。工作时间几乎和能量组数直接成正比的一些类型的计算方法相反，蒙特卡罗法

的工作时间几乎和能量组数无关。但它用大量能组时碰到的严重困难是如用向下散射的完全矩阵，截面数据的存储要求随组数的平方增加。

要注意有若干不应使用蒙特卡罗法的情形。首先，如果几何图型用一维来描述就足够的话，那应该用一维定型程序，因为它用的时间几乎总比蒙特卡罗法所需的短。如果要用二维来描述，通常蒙特卡罗法只有在 $K_{\text{有效}}$ 值不要求高精度的情况下才比较快。要求的精确度高到大约 $\pm 1\%$ 时，这种方法就适用了。

第二，由于蒙特卡罗结果有统计误差，并且为把误差减少到很小需要很长的时间，计算两种情况之间的 ΔK 值通常是不实用的。要使结果有意义的话， ΔK 必须比计算中的估计标准偏差大得多才行。

第三，如果想要得到通量分布，必须注意到，要得到已知精确度的通量分布就要求大量的中子历史，比得到同样精确度的 $K_{\text{有效}}$ 值所需的历史数要多得多。

最后，为了减少计算机的计算时间，用了很多偏置方案。如果想精确地求得 $K_{\text{有效}}$ 值，应向减小 $K_{\text{有效}}$ 偏差的方向偏置。但结果常常会增加其它量的偏差，如泄漏和吸收的偏差，特别是在低价值区域。在整个系统中，不能用蒙特卡罗法轻易得到同样好的所有中子特性，这是此法的最大缺点。

蒙特卡罗很重要的一部分是几何框。为确定中子在系统里的初始位置，然后确定它是否在边界穿过，如果穿过，要严格确定中子在哪里穿过，穿过之前走了多远等，这些都必须要在几何框里实现。

尽管针对所遇每种几何形状都可能设立一定的几何框，但通常最好的办法是采用一种事先确定的通用几何框，再把被考虑的几何作为它的一种特殊情况来考虑。所谓普适几何框的第一个程序是 O5 R 程序^[5]中的 GEOM 程序^[4]。这个程序几乎可以表示任何系统，条件是，描述界面条件的方程不高于二阶。唯一的困难是，甚至相当简单的系统也要求有良好的几何处理。迄今已经编制的许多改进的几何框，具有输入数据较易描述的特点，这样大大地减少了描述一个系统所需的工作量。

随着大存储计算机的进展，现在已有可能考虑利用蒙特卡罗法截面能力的全部优点。为此，我们取评价核数据库(ENDF)的资料，并直接用它作 KENO 程序中的点数据。每个共振都按共振空间上收集的数据点加以描述。迄今得到的结果，某些已为约翰逊(Johnson)^[7]发表过。结果表明，这是一种非常实际的方法。实际上，对于被水包围的低浓缩材料的大装置实验，这是得到合理结果的唯一方法。

前面谈到的主要问题是截面数据的重要性。ENDF 库的发展有助于这点。然而，确定截面数据是否适用于任何给定的条件，还必须作大量的校核计算工作。

用蒙特卡罗法时必须作出的主要判断之一是必须模拟多少个中子历史。这个问题分为两部分。取多少代中子？每代中子取多少长的历史？由于历史数本身并未说明整个过程，所以这个问题回答起来就不简单。重要的事情是能从每个历史中得到多少数据。这与许多因素有关，但主要与赌截断权有关。例如图 1 表明这种权变化时的一系列计算结果。中子数在极端情况之间改变 2 倍，所得结果的精确度相差甚小。这项工作表明，截断值约为 0.166 时，计算机花费单位时间产生最高的精确度。从低截断值获得每个历史的大部分资料，但是显然那并不是要找的最佳参数。

要确定适当的中子代数和每代中子数时必须考虑的主要工作是它们都起了什么作用。

中子代数必须足够多，最终结果才不受初始源分布的影响。代数的多少和很多参数有关，少会少到两、三代，多会多到 30 代。唯一真正保险的是过了足够多的中子代后，就可确定必须放弃的中子代数。有一些尝试可以采用。下面只提一种简单的方法，尽管它不必太简单，但还是有用的。研究 $K_{有效}$ 的平均值，从第一代开始，相继去掉各代的 K 值，当平均值并不趋向于受单调形式的影响时，就假设下一代的 K 值来自正确源的分布。

关于每代中子数要记住的事情是，源是按这个中子数从一代传递到另一代的。为了确保能适当地描述源，每代必须有足够的中子，才能适当表示源。

于是可以看到，在每代中子数、代数以及历史总数之间有一折衷办法。决定选多少主要凭经验。如果要我来选的话，至少选 35—40 代，每代至少选 200 个中子历史。在大多数情况下，选 75—100 代，每代选 300—400 个中子历史也许是理想的。这样的代数，几乎总能提供足够的的数据，完全满足源收敛和源的代代传递的需要。

根据估计标准偏差的式子推算至少要 35—40 代。由于该式子仅在实验数目很大时才正确，数目少了就只能得到一种虚假的保险结果。当样品数小时，标准统计教材都列出了修正因子，但据我所知，还没有蒙特卡罗程序把这些数引入偏差估算的式中。我要说的意思是当只用几代时，要小心看待那些似乎很小的偏差。

现在讨论在单位计算时间内增加信息的方法。以前提过权截断及其在单位计算时间里对增加数据所起的作用。由于相信权截断值等于 0.166 时给出最佳的答案，所以，我认为它基本上是个常数。

计算时间用得过多，主要是装有吸收率低的大区域材料的影响。在这些材料内，计算机消耗很多时间来跟踪中子，而它们对系统反应性的贡献常常很小。对这类系统来说，利用共轭偏置，可以节约多达 3/4 的时间。由于这个题目值得一整篇文章来论述，这里将只介绍结论，不讲全部过程。图 2 给出具有很厚的水反射层的金属铀板用 ANISN 共轭计算^[8]的结果。图上划出的参数是系统反应性中子价值的倒数，它是能量和离铀距离的函

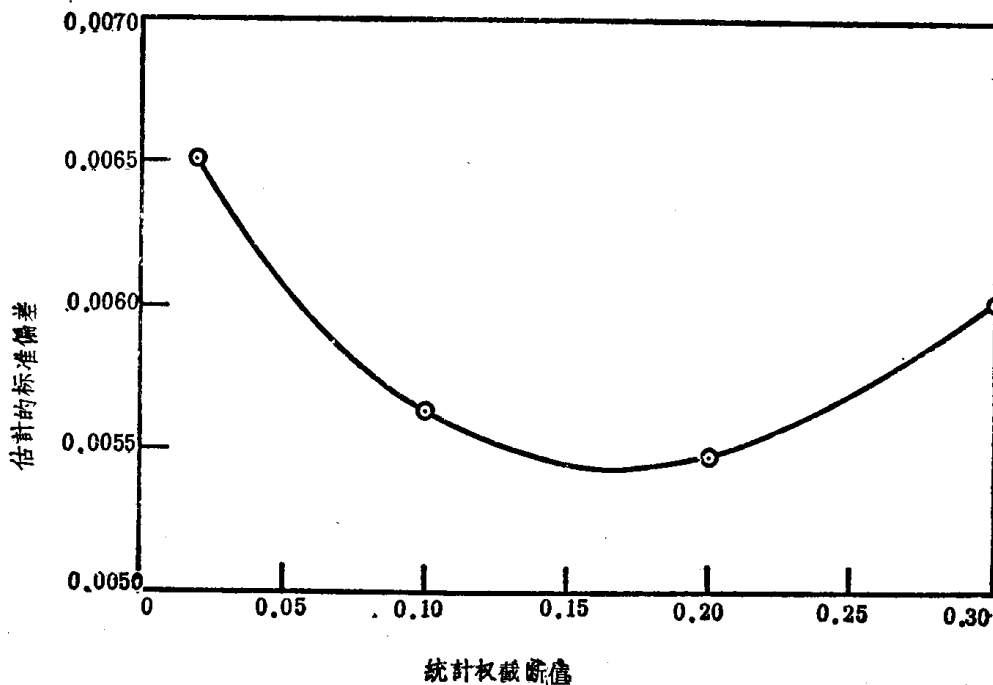


图 1 估计的标准偏差与统计权截断值的关系(由固定的计算机时间的计算确定)

数。中子向反射层中运动时，把权集中在越来越小上的中子，平均中子权便能保持与价值倒数成正比。当中子向铀运动时，要把它们分裂成独立的粒子，并保持适当的权-价值比。

可用共轭 ANISN 平板程序计算任何反射层材料的共轭偏置数据。偏置数据既可以作为连续函数，也可以按离散步段用在反射层隙区。

用共轭解的数据绝不会给用户带来麻烦；然而，由于过高估计通常导致 $K_{有效}$ 估计值偏高，想估计适当价值的任何企图始终应该是适度的。

用微分反照率数据模拟矩形反射层最能节约时间。这个数据也是 ANISN 程序产生的。这个数据是以中子入射能量和入射角的函数给出从反射层返回的中子的能量与角分布。

这个方法，通过对相同问题代入确定解的结果而避免了实际的跟踪。此方法的唯一近似

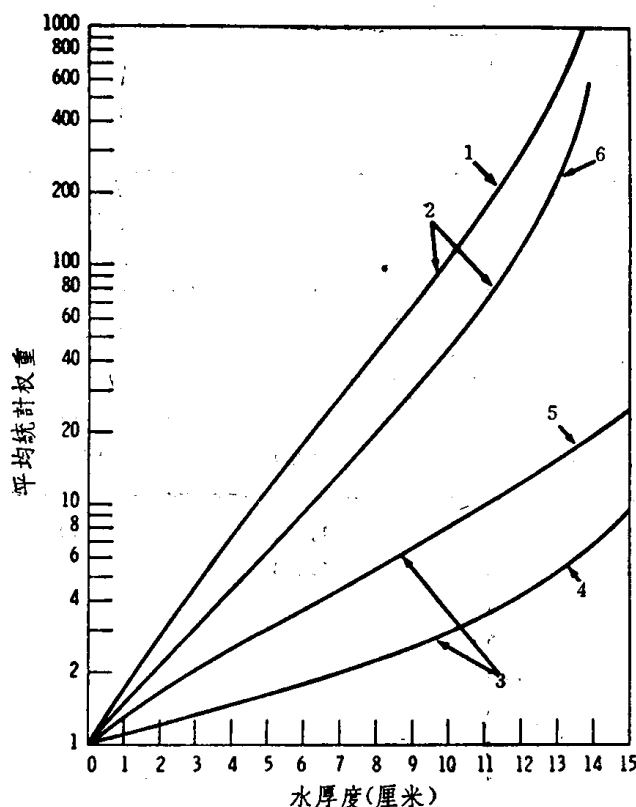


图 2 中子在水反射层中的贡献值倒数与到裂变平板和裂变球体的距离的关系

1——球体；2—— $E=$ 热中子能量；3—— 3 兆电子伏 $\leq E \leq 10$ 兆电子伏；4——平板；5——球体；6——平板。

是假设了中子从反射层一点进去又从那一点出来。只要反射面相对于厚度来说很大，反射层中的中子就很可能在反射层入射处附近出来，这样得到的结果几乎总是和用实际跟踪得到的结果相同。在图 3 的水反射系统中，如果这种近似无效唯一会发生的事就是会产生不适当的 $K_{有效}$ 值。从图 3 可看出，如果边缘尺寸大于 90 厘米，结果的误差就在 1% 内，在临界计算中，这一般是允许的。

用微分反照率数据节约的时间与堆芯的中子泄漏直接有关。对于水反射层金属铀系统节约后的时间只为原来的 1/23。一般都只有原来的五、六分之一。

如果系统被矩形反射层包围，而且边缘尺寸满足必要的条件，我的意见是，作临界计算时，不要花时间在反射层中跟踪。

最后，从蒙特卡罗计算希望能得到

什么答案？首先，这里有两种因素要考虑：基于正确程序和合适的截面数据的绝对精确度和具有统计误差相对精确度。后者是由统计过程产生的。

得到绝对精确度的唯一方法是求许许多多计算的平均值，把统计误差减到非常小。

统计学给我们估计统计误差的某些方法，并告诉我们关于一组落案分布的期望结果是什么，假设结果的数目足够多，以致估计偏差的式子能成立。那么答案是，有约 68% 的几率落在绝对答案的标准偏差内，约 95% 的几率落在两倍标准偏差内，等等。

表 1 给出从一系列计算得出的 $K_{有效}$ 值，其中绝对答案都相同。基于广泛进行的其它研究，由截面得到的这种临界装置的 $K_{有效}$ 绝对值是 0.997。可以看出有约 69% 的 K 落在标

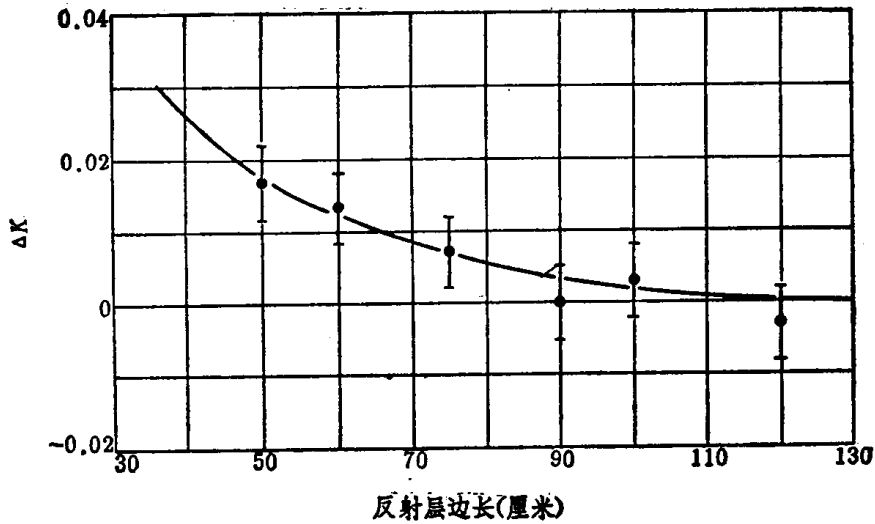


图 3 严格解和反照率法结果之差与水-反射阵列边缘尺寸的关系

准偏差内，约 92% 的 K 落在两倍标准偏差内，并且有两个值落在两倍偏差之外。当标准偏差为 0.4—0.5% 时，答案可在 2.2% 分布，这正是个统计学的一个结果。但是，如果人们没见到已报道的蒙特卡罗计算数据的上述分布范围，他完全有理由怀疑不是计算有错就是报道不对。

表 1 相同系统不同随机数的 $K_{有效}$ 计算值

-3σ	-2σ	$\pm 1\sigma$		$+2\sigma$	$+3\sigma$
0.988	0.990	0.994	0.999	1.004	1.010
	0.993	0.994	0.999	1.004	
	0.993	0.994	0.999		
		0.997	1.000		
		0.998	1.000		
		0.998	1.000		
		0.998	1.002		
		0.998	1.002		

参 考 文 献

- [1] H. C. Paxton, unpublished paper.
- [2] G. E. Hausen and W. H. Roach, LAMS-2543 (1961).
- [3] G. E. Whitesides and N. F. Cross, CTC-5 (1969).
- [4] D. C. Irving *et al.*, ORNL-TM-2601 (1969).
- [5] D. C. Irving *et al.*, ORNL-3622 (1965).
- [6] M. K. Drake, BNL-50274 (T-601) ENDF 102. Vol. 1 (1970).
- [7] E. B. Johuson, *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **13**, 379 (1970).
- [8] Ward, W. Engle, Jr., K-1693 (1963).

(译自 Y-CDG-11)