

第二届和平利用原子能国际会议文献

反应堆物理学与 研究用反应堆

3

中国科学院原子核科学委员会编辑委员会编辑
科学出版社出版

反应堆物理工程应用反应堆 (3)

中国科学院原子能研究所 编辑委员会编

科学出版社出版 (北京朝阳门大街 117 号)
北京市书刊出版业营业许可证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经售

*

1960 年 3 月第一版 书号: 2119 字数: 87,000
1960 年 3 月第一次印刷 开本: 787×1092 1/16
(京) 0001—5,500 印张: 3 3/4

定价: 0.48 元

目 录

用于卡达霍尔反应堆的石墨慢化热中子堆计算系统.....	(1)
稍加浓铀普通水栅格物理(理论和实验).....	(16)
沸水堆的物理学.....	(51)

用于卡达霍尔反应堆的石墨慢化热中子堆计算系统*

库特斯(B. Cutts)**; 穆梅里(P. W. Mummery)†;

西雷特(J. J. Syrett)†; 蒂罗(J. G. Tyror)†

1. 引言

反应堆物理学计算的总目的是求出核反应堆良好的设计和运转所必需的所有资料。以天然铀为燃料的反应堆初期有必要在低功率和低温度下运转, 临界大小的准确决定特别重要, 所以联合王国在早期的工作中在一定程度上主要致力于中子的增殖和泄漏的计算工作。然而随着在相当高功率和温度下作为生产电功率而运转的气冷石墨慢化堆的发展, 已经要求对堆芯性质作出更详细的描述。为了这一目的, 反应堆栅格计算的简单扩散理论基础与本文内所根据的综合实验所给出栅格总特性的直接量测数据结合起来, 正在不断地修正中。

进行反应堆的物理计算有两种显然不同的方法, 它们取决于能获得怎样的详细实验结果, 从原则上说, 知道了反应堆所有材料的截面, 并利用数值计算的方法, 就能够算出反应堆系统的任何参量。但是如果要求算出的参数并不带有相当大的不确定性, 那么, 用这样的方法就要求对核常数有广泛而精确的了解。另外一种方法则是建立起一种以某些粗糙理论(如扩散理论)为基础的解析计算系统, 并利用它在少数综合性实验结果内进行内插。用这种方法获得的参量的准确度, 将不仅取决于实验的准确性, 而且还取决于所用的理论的合理性和实验数据的范围。但另一方面, 在反应堆发展计划执行期间所得到的实验数据可以直接加到这种计算系统中去, 因而也就改进了它的准确性。第一种方法的优点是能够计算反应堆系统所需要的任何参量, 因为从一开始就采用了可能得到的最复杂的理论。然而在第二种方法中, 从综合实验中不能直接测定的任何参量, 都可以依靠从实验结果推导出该参量所用分析方法的可靠性以及与实验结果的一致性来取得必要的精确度。

这两个骤然看来完全不同的方法, 实际上是整个可能的计算方法范围内的两个相反极端, 因为如果两种方法要求达到同样的目的和结果, 综合实验方法最后必然发展为基本常数法。不论综合实验法在技术上具有怎样明显的缺点, 显然这种方法可以只用少量实验工作就能在我们感兴趣的有限区域内得出一定的精确度, 同时保证以简单理论为基础的计算工作能够用手算来完成。正是由于这些理由, 在联合王国中采用了综合实验方法。

这一计算系统应定期地加以审查, 以便根据新的基本数据、新的理论以及新的综合实验结果, 求出新的关系。定期审查所有实验和理论数据的重要性是值得大大强调的。

* “第二届和平利用原子能国际会议文献”编号 A/CONF. 15/P/15, 联合王国, 原文为英文——译者注。

** 联合王国原子能管理局, 工业组。

† 联合王国原子能管理局, 哈威尔原子能研究所。

2. 历史回顾

在联合王国原子能计划初期,进行反应堆计算时只能得到很少的基本资料。当时所采取的方针就是利用以扩散理论为基础的相当简单的方法来计算,如象由格拉斯登和爱德仑^[1]所发表的理论。这种计算采用了由石墨和铀构成的典型装置指数实验所测定的天然铀中每吸收一个热中子产生的中子数。

然而在1951年已经做过了一系列的这种实验,在 Gleep 和 Beppo 和 Windscale 反应堆中也取得了许多经验,所以就计划把过去所用的计算方法加以合理化。此外还计划建立更合逻辑的实验和理论工作程序,它们是为各种类型的堆制定合适的计算所必须的。这一工作的背景和成果都已简要地在1955年第一届和平利用原子能国际会议中作了报告^[2]。

由于这次审查的结果,得出了一种计算方法,后来它成为卡达霍尔计算的基础。简单地讲,就是选定了1951年能得到的最好的核参数,把它和粗略的双组模型和精细结构的初步量测结果结合起来,这使我们能推导出卡达霍尔所用形状的天然铀内的共振积分,同时也推导出热中子反应堆内每吸收一个热中子所产生的中子数。这一工作中同时也考虑了由初步实验和理论分析得出的气冷堆内大冷却管道的中子泄漏效应,这些数据采自 Windscale 生产堆工作期间所获得的结果。

当1953年1月决定进行卡达霍尔计划时,就设计了一系列的实验,来更细致地研究卡达霍尔设计所提出范围内的冷却管道不同尺寸和铀棒不同尺寸的影响。此外,由于当时已有可能取得更高纯度的石墨,这项工作中就计划采用这种更高纯度的石墨,所得到的实验结果已在原子能研究所第1545号研究报告中作了介绍^[3]。

当时发现,石墨纯度改善的效应比预计的更大,并发现由于大的气冷孔道的存在而引起徙动面积的各向异性与 Windscale 的观察相符合,而比比赫伦斯的简单推演要大,然而除此以外,这一工作和以前在 Windscale 生产堆中进行过的工作仍是相互一致的。由于使用高纯度石墨所引起反应性的额外增加可以这样解释:过去在 Gleep 堆中所作石墨的危险系数试验的结果需作修正。简单地讲,这些差异主要是由于当时对硼的截面采用了不正确的数值,即最初在2200米/秒时取为710靶,同时也由于各次量测中石墨密度的变化容差过大。

根据原子能研究所第1886号研究报告^[4]中所述的这一工作结果及其解释,可以推荐在天然铀中每吸收一个热中子产生的中子数为1.278,对于卡达霍尔堆的尺寸取1.280的数值实际上更为恰当,由于当时没有满意的理论可以解释徙动面积的各向异性,因此在实用上采用了比赫伦斯的数值,同时将所推荐的中子产额人为地减少0.2%,以便补偿卡达霍尔堆中中子泄漏的低估值,与此同时,对于当时所能获得的有关温度系数和铀中毒的资料也作了审核。

由于能取得的有关铀的温度系数的基本资料极少,因此,Beppo 和 Windscale 的观察数据是最主要的依据。理论和实验间的相互关系基于以下的假设:

$$\frac{1}{k} \frac{dk}{dT} = \frac{1}{p} \frac{dp}{dT} \alpha \frac{1-p}{p},$$

而它是和温度无关的。

同样,也缺乏关于慢化剂温度系数的基本资料,因而也依靠在 BEPO 和 Windscale 上作出的观察数据。所用的办法是先计算中子泄漏和精细结构效应上发生的变化,再假定天然铀中子产额的某一温度系数,将计算结果配到观察结果上去。

在计算卡达霍尔反应堆特性时所推荐的计算方法中,采用了前面提及的双组模型。

当然,前面所说的实验和理论的程序在这时期内不断地继续进行,但是直到堆已经临界以后,还没有能将所有的计算和实验完全联系起来;在这段时间内所作修正的更详细的讨论放在第 4 和第 7 节内。

3. 卡达霍尔反应堆的计算

第 2 节提到的相互关系归结为附录 I 中列出的计算系统,然而,在计算出卡达霍尔的临界大小或燃料浓度之前,需考虑基本实验中未曾考虑到的结构特点方面的一系列的近似。

- (i) 铀的不连续性。
- (ii) 管道尺寸。
- (iii) 石墨块之间的空隙。
- (iv) 控制棒的洞穴。
- (v) 在铀棒筒子上的圆形肋片。
- (vi) 堆芯内总的不均匀性。

下面将逐一讨论。

(i) 铀的不连续性

在每个管道中的铀包括六根装入 Magnox 镁合金的筒中的铀棒,筒两端具有杯状和圆锥状的配合部,使得铀棒在长度上分开了 2.6 吋距离。为了在理论模型将这一情况考虑在内,假定铀仍然是连续的,只是密度减小了,同时,整个外筒材料则按一个单独圆筒形状分布在铀的外面。这个方法已知对于十分之几吋的间隙才是可以满意的。

(ii) 管道尺寸

为了减少中子从堆中的泄漏,将靠近外缘的管道分两区将截面减小,在这些区域内,传热所要求的气流可以较少(这种变化的影响包括在三个区域的栅格常数的计算中,同时对整个反应堆的影响则利用统计权重理论加以估计,见(vi))

(iii) 威格纳缝

为了允许石墨受照射时的生长,方形石墨块做得比 8 吋的栅格距略小一些,这样一来,用连接栓保持住的狭缝状气隙把相邻的石墨块分开了,为了减少泄漏,堆中用了好几种尺寸的缝隙,这进一步引起了堆芯的不均匀性,这些缝隙对热中子利用系数和共振俘获的影响,可以用修正有效密度的办法来合理估计;但是缝隙对中子泄漏的影响却很不确定,这由以前的理论和实验的不符合可以看出。因此,我们决定假设整个反应堆内都存在着最大尺寸的缝隙,同时把它们当作石墨有效密度的变化来考虑,而忽略掉它们对于中子泄漏有任何额外的影响,这种假定对于反应性而言是最为保险的。

(iv) 控制棒的空洞

燃料管道之間直径为 3.25 吋的控制棒空洞也利用减少石墨有效密度的办法来考虑, 但是忽略了对泄漏的影响, 因为对于满装载的堆来说, 后者是极小的。

(v) 铀棒筒上的圆形肋片

铀棒筒末端的装配结构已象上面提到的那样当作沿着筒壁均匀分布的材料来考虑, 圆形肋片实际上在筒壁又加上密度较小的另一圆柱形套层, 它可以考虑为把构成肋片的材料附加到筒壁上去, 再增加这个壁的厚度。这样一来, 热中子利用虽然能被合理地算出, 但在管道中的中子泄漏倒可能估计过高了。

(vi) 堆芯内总的均匀性

威格纳缝和管道尺寸布置成这样: 在堆芯共有 11 种不同类型的栅格, 分布在 14 个不同的区域内。没有一个区域具有圆形的断面, 仅仅在堆芯最外的边缘上才是轴向均匀的。端部反射层内有燃料管道穿过, 但是在厚薄和成分上并不处处相同, 周围反射层则没有管道穿过。我们并未企图算出如此复杂的堆芯内的通量分布, 因为对威格纳缝所作的近似处理已把堆芯区域的数目减少为三区(仅仅是管道尺寸的差别)。下一步的工作就是把余下三区的性质统计地平均起来, 同时求出等效的均匀堆芯的性质。作了这些近似以后, 可以用附录 I 中给出的计算系统来决定堆的有效增殖常数。计算结果在表 1 中给出。

表 1 根据早期栅格计算求出的卡达霍尔系统平均的堆的物理常数 (20°C, 零功率)

天然铀燃料	
热中子利用因数 f	0.926
逃脱共振几率 p	0.885
快中子裂变因数 ϵ	1.0300
热中子裂变因数 η	1.278
$1 + \alpha^2 L_Z^2 + \beta^2 L_R^2$	1.024
$1 + \alpha^2 L_{SZ}^2 + \beta^2 L_{SR}^2$	1.040
有效增殖因数 k_{eff}	1.040

曾经预料到, 在运转情况下, 这种过剩反应性将由由于 Xe 中毒和温度效应所抵消。

k_{eff} 也由于下列原因而减少:

铀温度升高	0.0075
石墨温度升高	0.0085
在满功率下的氙(Xe)中毒	0.0187
平衡钐(Sm)中毒	0.0060
总共	0.041

也估计到, 钐(Sm)中毒几乎完全被钐的产生、 U^{235} 的燃耗等引起的活性上升所平衡(见第 4 节)。所以, 完全可相信, 装载天然铀燃料的反应堆在开动时能够满意地运转。

4. 辐照效应

4.1 活性变化

当天然铀在功率下运转时, 活性将随时间而变化, 这是由于在燃料中许多同位素的出

現引起中子吸收和产生之間相对值改变的結果,这是因为:

(a) 在燃料中裂变物的生成;

(b) U^{235} 烧去,而 U^{238} 产生;

(c) 由于 U^{238} 俘获中子而产生 Pu^{239} , 它也吸收中子而引起裂变或产生 Pu^{240} , 接着再形成 Pu^{241} . 在反应性变化中还有一个明显的原因,即由于在燃料受辐照的同时,控制棒也吸收中子而效率下降了,同时,在一开始时,由于石墨内杂质的烧掉,也将使反应性增加.

最重要的裂变毒物是 Xe^{135} , 在运转以后不多几天内,它很快地达到了平衡浓度,在初步临界计算中已把它考虑进去了. 但是 Xe^{135} 中毒的平衡值随着辐照量很缓慢地变化着,这是由于从 U^{235} 和 Pu^{239} 产生 Xe 的裂变产额不同,以及由于中子通量的变化而引起的.

因为在略高于热能处, Pu 同位素具有极强的共振吸收,所以 Pu 同位素生成的效应强烈地依赖于燃料棒内中子谱的精细结构. 因此 Pu^{239} 的吸收截面以及每吸收一中子的中子产额,就很灵敏地取决于热中子分布的有效温度以及超热中子能谱的形状和强度. 結果,虽然天然铀反应堆最初的临界性不用知道低能中子谱的詳細知識就能够决定,但要决定 Pu 的生成效应,这些知識是必要的.

因为反应性随着照射而生的变化是一系列相互抵消过程,所得出的是数值很小的淨結果,因此想用純理論的方法滿意地預告这个結果,就需要高度精确地計算每一个分量. 由于核的基本数据不够准确,同时也由于要准确决定燃料棒内中子谱从理論上說亦有困难(这个中子谱需計及象空間不均匀分布及 Pu 同位素的共振屏蔽这类效应),因此,計算 Pu 生成效应时采用純理論的方法是不能滿意的. 和开始的临界計算一样,为了能算出反应性随着温度和辐照的变化,采用了半經驗方法,它以綜合实验数据間的关系作为基础. 最理想的是需要在加热了的反应堆中对含 Pu 的鈾棒燃料进行一組能谱测量和指数实验. 但是,卡达霍尔堆的这些計算主要仍以要求如此之高的一些量測工作上作为基础,在这些量測中只測量在功率堆内单根燃料元件受过辐照后的反应性变化. 天然鈾燃料元件的外观截面是用堆振荡方法在冷的低功率 Gleep 反应堆中进行量測的,然后将燃料棒放到 Windscale 或 NRX 堆中去經受辐照,之后重新測量,从而决定外观截面随辐照度的变化^[5,6]. 这些測量結果已能用中子性态的簡單模型來說明,并推得一套和測量結果相符合的核参数,它們尽可能地与基本核参数取得一致. 然后这种中子模型的参数被用来决定卡达霍尔反应堆内反应性的变化.

4.2 中子模型

在所采用的中子性态模型中,对中子谱假定了一个简单的形状,同时忽略了燃料中同位素生产的不均匀性影响,当在 1955 年对卡达霍尔进行初步計算时,热中子反应堆内中子谱的实验数据又缺乏、又相互矛盾,而这一状况到现在也还不能令人滿意. 能谱形状假定为

$$\phi(E) = M(E) + F(E)$$

其中 $\phi(E)dE$ 是在能量区間 $(E, E + dE)$ 内的中子通量; $M(E)$ 是热中子麦克斯韦通量分布,温度假定在比慢化剂物理温度高出 100°C ; $F(E)$ 是超热通量分布;

$$F(E) = \begin{cases} \frac{\lambda}{E}, & \text{当 } E \geq 5kT; \\ 0, & \text{当 } E < 5kT. \end{cases}$$

其中 λ 是由简单费米年龄理论决定的常数, 对于均匀堆有:

$$\lambda = \frac{(\eta \Sigma)_{\text{燃料}} \rho p}{(\xi \Sigma_r) (1 + K^2 L^2)}$$

除了 U^{238} 的共振吸收外, 假定所有中子吸收都发生在热能区, 而超热吸收则近似地用等效热中子吸收截面加以考虑, 即用所假定的中子谱的平均截面数值来计算上述截面, 因此这些截面中包含了一项正比于 λ 的成分, 它体现了超热中子的吸收。除了 U^{238} 外, 共振自屏都忽略了。

作了这些假定以后, 燃料内同位素成分变化就满足附录 II 内一组微分方程, 在这些方程的解中, 忽略了中子通量以及有效热中子吸收截面(除了 U^{238})的变化, 因为这些效应比起别的不精确性来要小得多。于是, 这些方程的解可以直接得出, U 和 Pu 浓度随辐照的变化也可以作为辐照度 ϕ 的函数而求出。因此可以算出每种已知的裂变产物的聚集量和生产出来的总热量。

用这个方法算出了在经 Windscale 照射过的天然铀在 Gleep 堆中外观截面的变化, 同时还和一直量测到 1200 兆瓦·昼夜/吨的实验相符合。对 Pu^{239} 的 η 值和 Pu^{240} 的吸收截面都作了修正, 计算卡达霍尔堆中燃料成分的变化时, 就用了这些修正数据以及同一个中子模型。为了简单起见, 还假定了中子温度在整个堆内是均匀的, 这显然是很合理的, 因为冷却剂的流量正好调节得使支根管道中近似地具有相同的温度分布(虽然穿过堆芯在轴向上有近于 $200^\circ C$ 的温度差)。还假设在所有区域内中子通量 ϕ 是相同的。当假定了所有燃料成分的变化率都相同之后, 利用附录 II 中给出的公式, 就可以从燃料成分计算出活性的变化。把裂变率积分, 就可以求出燃料释放的总热量随照射度的变化, 从而求出一根燃料元件对于总的反应性的贡献与它所放出总热量之间的函数关系。

在实际反应堆中, 通量在堆各处并非一常数, 靠近中心的燃料反应性变化比起边上的更为剧烈。此外, 高通量区域发生的变化对系统总反应性的影响要比低通量区域变化的影响大一些。

对于整个堆的燃料装载所受到总照射说, 整个堆芯反应性的总效应可以近似地把堆中所有点反应性的变化取权重而决定, 这时可用单组微扰理论(即用 ϕ^1)对整个堆积分, 此时通量的扰动是忽略的。

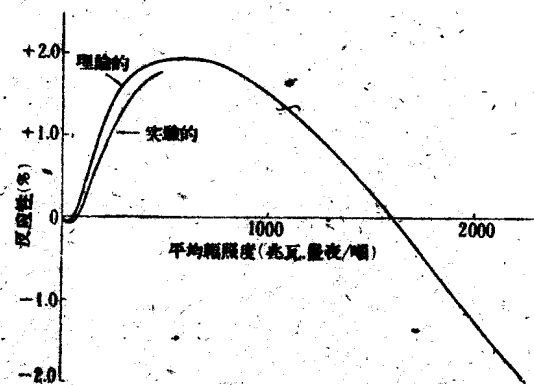


图1 长期反应性随总的辐照度的变化

对卡达霍尔堆用该方法算得的一根典型的运转曲线由图 1 表示, 其中总反应性对燃料的平均辐照度画出曲线。图内未画出由 Xe^{135} 的生成所引起的初始迅速下降部分。

可以看出, 当由于 Sm^{149} 和其它很快就达到饱和的大截面裂变产物的生成使曲线开始时稍为下降之后, 反应性因 Pu^{239} 生成的更重要影响而上升了。当 Pu^{239} 烧掉、而 Pu^{240} 生成时, 反应性又下降, 最后在平均辐照度约为 1600 兆瓦·昼夜/吨以后反应

性变成负值。虽然所用的计算方法和数据选择得能符合 Gleep 中的综合测量, 但由于把慢化剂温度以及辐照度外推到比实验范围更高的区域中去了, 所以在定量结果上仍具有

很大的不准确性。

系統总反应性的变化強烈地依赖于所选用的燃料循环，采用燃料元件連續更換的方案，每根燃料元件在其对反应性的贡献已变为負值时还能留在堆中使用，因为这种負的贡献可以由新鮮燃料的正效应所平衡。例如，在图 1 所給出的結果中如果采用使每根元件在被更換以前受到相同的輻照度的方案，在系統的总反应性回復到其初始值以前，輻照度能够延长到超过 4000 兆瓦·昼夜/吨。

4.3 慢化剂的温度系数

卡达霍尔堆中燃料的初始温度系数主要是由于 U^{238} 共振的多普勒加寬，Pu 的生成并不能显著地改变这一数值。慢化剂的温度系数則主要是由慢化剂温度增加引起了热中子平均能量的增加，这样就通过一系列原因使反应性变化，而在 Pu 出現以前的零輻照度下，慢化剂温度系数的主要成分如下：

(i) 所有存在的材料的热吸收截面变化并不相同，以致于 (η) 随温度而变。在低能下， U^{238} 和石墨的吸收截面的下降稍为更快一些，于是在温度系数中就引入了一个負的成分。

(ii) 热中子扩散长度 L^2 随着热中子平均能量的增加而增加(由于吸收截面随能量而减少)，这就增加了热中子泄漏，給温度系数引入了一个負成分。

(iii) 热中子扩散长度随温度的改变引起柵格中子通量精細結構的变化，改变了 f ，在慢化剂温度系数中給出了正的成分。

(iv) 如果芯部插有控制棒，控制棒效率随着温度的增加引起堆温度系数的負成分。这一温度系数計算起来很方便，只要先假設控制棒不存在而加以計算，然后再对插入芯部的任意控制棒加以修正。

因为 Pu^{239} 在热能吸收截面随能量下降得比 $1/v$ 为慢，上述每个成分就会随輻照度而变化，特别是 (i) 項的贡献当在燃料中生成 Pu 时会变为正的，而且很大，于是这一成分很快就成为决定性的因素了。 Pu^{239} 吸收截面随温度而变化的效应由于 Pu^{239} 的 η 值的下降而抵消一部分。另一些材料也是有作用的，例如 Xe^{135} 对温度系数的贡献在室温下算得約为 $-1 \times 10^{-3}/^{\circ}C$ ，而在运转温度下增加到約为零。

还象反应堆随輻照度而变化的計算一样，如果根据实验測出的基本核参数用純理論的方法来計算反应性随慢化剂温度的变化，就会引起很大的不准确性，这是由于对基本核参数知識和中子譜知識的不完全所引起的。因此，为了改善对卡达霍尔堆的事先計算的准确度，把計算結果和在 Windscale 及 Bepo 堆上所做的量測进行了比較。但是卡达霍尔堆的計算仍不可避免地有很大的不准确性，因为卡达霍尔堆中的温度比 Windscale 和 Bepo 堆中的温度要高，而温度系数随温度的变化不很快；此外还得不到关于温度系数随輻照度的变化的有效量測值。

从所算的燃料同位素成分随輻照度的变化中，将反应性表示式对温度微分，可以算出在运转温度下慢化剂温度系数与輻照度的函数关系。然后，把結果用 ϕ^2 进行統計权重，同时对整个反应堆和积分，就可以决定全部反应堆燃料裝載所受总輻照随慢化剂总温度系数的变化，而且可以写成燃料平均輻照度的函数，結果預告了 350 兆瓦·昼夜/吨的平均輻照后慢化剂温度系数会增加 $4 \times 10^{-3}/^{\circ}C$ ，虽然这一数值由于核参数及燃料中中子譜形

状的不准确,可能誤差被認為在 150 兆瓦·昼夜/吨的数量級,这一系数也表现出,一个强烈地随温度而变化的函数在較低温度下变为更大的負值。

5. 預先計算值和卡达霍尔堆上实际观察值的比較

在卡达霍尔堆的运转阶段中,进行了几种堆芯物理学的量测工作^[7]。

5.1 初始临界

在表 2 中给出了每根管道装有六根铀棒的第一个卡达霍尔堆的最可靠的结果,同时列出了相应的設計数据,以便进行二者的比較。滿負荷堆的反应性是利用空气毒化技术来测量的,在测量中,堆的过剩反应性由受压空气内的中子吸收所平衡。

在冷的未中毒的堆内,由通量分布所推算出的初始栅格参数列在表 3 中,区域 A 和 B 分别表示最大和中等管道尺寸相应的区域。

表 2

	实验值	設計值
临界尺寸(管数)	406	495
滿載荷堆的 $k_{eff}(CO_2, 20^\circ C)$	1.052	1.040

表 3

	由实验推算	設計值
径向徙动面积,区域 A(m^2)	0.093	0.095
径向徙动面积,区域 B(m^2)	0.087	0.070
k_{∞} , 区域 A($CO_2, 20^\circ C$)	1.082	1.078
k_{∞} , 区域 B($CO_2, 20^\circ C$)	1.087	1.079

可見,測得的活性比設計計算中所希望的要大 1.2% 左右,在第二个卡达霍尔堆中也存在着类似的过剩活性,这說明它并非对某一特定的反应堆才是特有的。

造成这一差别的一个直接的原因在于卡达霍尔堆的初步保守的设计計算中采用了高度簡化了的物理模型(見第三节)。由于計算反应性的誤差很大,决定用改进栅格計算和保持堆芯真实非均匀性的方法来提高这一物理模型的逼真性。

栅格計算的改进可以进行如下:

(i) 采用了两个不同卡达霍尔栅元模型来处理威格納縫:

- (a) 計算 k_{∞} 时,裂縫作为石墨外的圓柱层来处理;
- (b) 計算中子漏失时,在每一栅元中裂縫用二个縫隙代表。

(ii) 修正石墨密度:

- (a) 在慢化剂中,考慮到結構中小的不規則性,例如控制棒空洞和石墨磚之間的空隙;
- (b) 在鈾中,忽略套筒間的縫隙,但是对共振吸收效应,仍旧采用真正的鈾表面积。

(iii) 对于燃料結構材料和支承物等等的吸收性質取实验值为每呎长鈾折合 0.51 厘米。

已經測得卡达霍尔堆芯及反射层所有区域的栅格参数。为了对于多区堆解出所采用的双組扩散方程,使用电子数字計算机的計算程序,它是为計算圓柱形堆的反应性及临界通量分布而設計的(8),所用的方法就是对等效的有限差分方程的双重反复近似法。对于象卡达霍尔这样大堆的問題收斂得很慢,而且由于所用机器(Ferranti Mark I)¹⁾的貯存机

1) 測量系在卡达霍尔 II 号堆中作出,并对于鋼制端部支承进行了修正。

构不合适,想加速这一过程是不可能的,然而可以相信,在第30次迭代后得出的 $k_{eff} = 1.047$ 的值误差在完全收敛值 0.1% 之内。因此改良后的模型能够说明反应性观察和计算值之间误差 1.2% 中的 0.7%,这几乎是完全由于更精确的多区堆模型的结果。

更进一步的符合一致可以由只选用最适于卡达霍尔栅格的那些实验中的 η 值而得到(见第2节)。这时两者的差别就减到 0.3%,这样大的误差当堆芯每根管道同样装上 4 或 5 根铀棒时也同样发现,而另一方面,当根据量测到的临界装载量进行堆芯尺寸的计算时,情况变得恰恰相反(见表4)。计算似乎高估了反应性。

由于实验也有误差,因而上述卡达霍尔堆内各种装载量下的计算和量测的反应性之间差异值的意义不大,但是表中满装载的差异和较小的临界堆芯的差异之间的符号上的区别,则肯定是值得注意的。

在具有不同冷却管道尺寸的指数实验里,观察曲率时并没有发现有任何系统误差的迹象,此外,从进一步的指数实验中,也没有发现任何根据认为其余的误差来自铀燃料元件之间的空隙效应和燃料元件复盖层延引表面的效应。

因此,似乎很可能的是在卡达霍尔堆中所采用的空气中毒技术本身在中子泄漏计算中带来了对其余堆进行同样的动力学实验时并未明显观察到的轻微误差。

表4 卡达霍尔堆芯反应性量测和计算比较

径向装置	k_{eff}	
	量测	计算
Complete 6根套筒/每管道	1.052	1.049
Complete 5根套筒/每管道	1.047	1.043
Complete 4根套筒/每管道	1.037	1.032
临界堆芯 6根套筒/每管道	1.000	1.004
临界堆芯 4根套筒/每管道	1.012	1.015

5.2 在功率和一定温度下运转

当实验数据不断被积累起来时,将继续进行与理论计算的比较,对 Xe 中毒和对铀温度系数比较的相互符合是令人满意的^[7](在 200 兆瓦·昼夜/吨总辐照后观察到对于慢化剂的温度系数有 $4 \times 10^{-3}k/^\circ C$ 的变化^[7]),对于温度系数随着辐照度和温度的改变,所有这些数据的相互符合得也相当合理。考虑到实验数据有一定的不确定范围,更新的基本实验已进一步改善了这种符合性,长期的反应性变化符合得也很好(见图1)。

6. 未来的计算

由于实验数据中已说明了的分析方法的缺陷,对卡达霍尔反应堆所用的计算方法当然只能限制在一定的范围内,从第2节中得知,所采用的泄漏公式不能满意地说明在徙动面积中观察到的各向异性,为了允许对徙动面积采用低估值,只得从有关的中子产额中扣除一个微小数量。当然,这一扣除值是和燃料管道直径以及所考虑反应堆的尺寸有关的,所以从这一意义上讲,在栅格计算中不可以引入一个固定不变的中子产额。此外,附录里对热中子利用因数所列出的方程中,并没有考虑到在气隙中热中子通量确实存在着的升高;其余的常数(例如,所采用的决定铀中通量下降程度的天然铀的扩散长度倒数)在燃料元件直径显著不同于卡达霍尔堆中所用的燃料元件直径时也需要加以修正。

为了推广计算系统的有效范围,自从对卡达霍尔堆完成了预算工作以来,已经对计算系统作了一系列的改善,这些改善使得可能利用更基本的核参数,而且还处处考虑到中子谱的影响。新的分析方法有一部分就是关于通量穿过气隙时的升高的,纽马赫^[9]已对此

已推出了公式。假定超热中子谱是 $1/E$ 的形状,借助于第 4 节中讨论过的超热通量对热通量之比的定义,热超吸收对 neutron 价值的贡献就能够估计出来^[10]。径向徙动仍然用附录 I 中的公式计算,轴向徙动则从基于实验结果的经验公式中推出。

今天联合王国中所采用的方法就是根据穆梅里^[2]的提議而发展的新的计算方法。这样的改良已经改变了栅格参量的精确度,但是还有某些缺陷,例如超热中子吸收和中子泄漏之间的竞争还没有被精确地处理。

今天正在提出一个由卡姆珀比尔和格兰特^[11]所描述的新的计算方案。这一方法主要定义了二组中子:具有由慢化剂温度所表征的纯粹麦克斯韦能量分布的热中子组,以及假定有 $1/E$ 形状的超热中子组,超热组能量的下限由热组温度所决定。热利用系数和中子产额以一般的方法定义,它们仅对于麦克斯韦组才成立。在超热区中慢化剂引起的慢化、泄漏和吸收允许具有类似于处理热中子中所形成的竞争。利用双组方程的定义并采用在此方法中最严格的栅格常数,就能够创造一种理论上前后一致的栅格计算系统。

若要满意地预先计算出热中子反应堆中存在有 Pu 的影响,则要求对这些反应堆中所有情况下中子谱的形状具有极为广博的实验和理论的知识。最近几年来对这一问题已经作了重大的努力,有关的文章也正在不断提出中^[12,13]。

很清楚,甚至对于大堆的许多问题,若要求得到满意的解决,也需要利用数值计算方法。这一因素和基本数据与综合数据的高速积累以及和新的数学方法的发展三者结合在一起,极为鲜明地说明了对于新的关系的一致性和广泛性给以足够评价的必要性。这正在成为一门愈来愈成熟的学问。

附录 I 用于卡达霍尔反应堆的栅格计算系统概要

引言

一般的栅格的计算遵循着古根海姆和普里西^[14]的计算系内,而补充以类似于比赫伦斯^[15]所发展的一系列公式。为了完整起见,在这儿列出了方程,但是从方程的形式中很容易了解的术语,不作详细的解释。假如介质在微观的尺度上是各向异性的,那么采用各向同性的扩散方程去描写双组中子通量才是严格有效的。然而,从实验结果看来,这样做是有些根据的,同时用扩散系数的修正来描写中子泄漏的能力在分析中也是很有有效的。

计算的对象是外径为 a_0 的单根实心天然铀棒,一层复盖材料、气隙和一层慢化剂包围了这根棒,假定这些层都是与铀棒的同心的圆筒。铀用下标“0”来标注,复盖材料用下标 1,气隙用下标 2,慢化剂用下标 m 。第 i 层的外径用 a_i 标注,内径用 q_i 标注。这一规定意味着,例如,铀和复盖层之间的交界面可以用 a_0 或 q_1 来标注,这一情形实际上并不引起混乱,所采用的扩散长度倒数和截面比在附录的最后给出。

热中子利用因数 f

$$F_0 = \frac{\kappa_0 a_0}{2} \frac{I_0(\kappa_0 a_0)}{I_1(\kappa_0 a_0)}$$

$$F_m = \left\{ \frac{(\kappa_m a_m)^2 - (\kappa_m g_m)^2}{2(\kappa_m g_m)} \right\} \times \left\{ \frac{I_1(\kappa_m a_m) K_0(\kappa_m g_m) + K_1(\kappa_m a_m) I_0(\kappa_m g_m)}{I_1(\kappa_m a_m) K_1(\kappa_m g_m) - K_1(\kappa_m a_m) I_1(\kappa_m g_m)} \right\}$$

$$R_1 = \frac{N_1 \sigma_1}{N_0 \sigma_0} \times \frac{a_1^2 - g_1^2}{a_0^2} \times F_0,$$

$$S_1 = \left(1 + \frac{1}{2} R_1\right) \frac{K_1^2}{4} (a_1^2 - g_1^2) \log_e \frac{a_1}{g_1},$$

$$\frac{C_1}{C_0} = R_1 + S_1,$$

$$R_m = \frac{N_m \sigma_m}{N_0 \sigma_0} \times \frac{a_m^2 - g_m^2}{a_0^2} \times F_0,$$

$$B_{1m} = \left(1 + \frac{1}{2} \frac{C_1}{C_0}\right) \frac{I_m N K_m^2}{I_1 N} \frac{1}{2} (a_m^2 - g_m^2) \log_e \frac{a_1}{g_1},$$

$$A = \frac{C_1}{C_0}, \quad B = R_m + B_{1m}, \quad \frac{1}{f} = (1 + A)F_m + B.$$

逃脫共振幾率 p

$$'F_0' = \frac{K_0 a_0 \cdot I_0(K_0 a_0)}{2 I_1(K_0 a_0)},$$

$$'F_m' = \left\{ \frac{(K_m a_m)^2 - (K_m g_m)^2}{2(K_m g_m)} \right\} \left\{ \frac{I_1(K_m a_m) \cdot K_0(K_m g_m) + K_1(K_m a_m) I_0(K_m g_m)}{I_1(K_m a_m) \cdot K_1(K_m g_m) - K_1(K_m a_m) I_1(K_m g_m)} \right\},$$

$$'R_m' = \frac{N_m \sigma_m \zeta_m}{N_0 \left[\int \sigma_0 \frac{dE}{E} \right]_{\text{eff}}} \times \frac{a_m^2 - g_m^2}{a_0^2} \times 'F_0',$$

$$(1 + T) = 'R_m' + 'F_m', \quad p = e^{-\frac{1}{T}}.$$

快中子增殖因數 s

$$s = 1 + \frac{0.0948P}{1 - 0.521P},$$

其中 P 是碰撞幾率, 并且是 $N_0 \sigma_{r0} a_0$ 的函数.

$$N_0 \sigma_{r0} = 0.2055 s_0 \text{ 厘米}^{-1}.$$

$N_0 \sigma_{r0}$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
P	0.112	0.206	0.282	0.348	0.403	0.451	0.494

热中子裂變因數 η

考慮到各向異性和精細結構的公式的不正確性后, 卡達霍爾型反應堆 η 的相應值是

$$\eta = 1.278.$$

無限增殖常數

$$k_{\infty} = \eta s p f.$$

除去空洞影響的擴散和慢化面積

$$L^2 = L_m^2 (1 - f(1 + A)), \quad L_m^2 = \frac{1}{K_m},$$

$$L_1^2 = (L_{jm}^2 - \Delta L_j^2 P) \left(1 + \frac{a_0^2}{a_m^2 - g_m^2} \right).$$

推漏公式

$$\phi_2 = \frac{\text{气隙体积}}{\text{固体材料体积}},$$

$$r_2 = \frac{2 \times \text{空洞体积}}{\text{空洞表面积}} = a_2 - g_2 \text{ (对于一个无限长圆柱环),}$$

$$S = \frac{4(a_m^2 - g_m^2)l_{mN}}{3L_m^2} \times \frac{f(1+A)}{1-f(1+A)},$$

$$\xi = \frac{S}{g_m + a_0}, \quad \phi_1^* = \phi_2(1 - \Phi_1 \xi), \quad Q_1^* = \frac{Q_2(1 - \xi)(1 - \Phi_2 \xi)}{(1 - \Phi_1 \xi)^2},$$

$$\mu = \frac{g_2}{a_2}, \quad \frac{3}{4} Q_2 = F(\mu),$$

$F(\mu)\Phi_1$ 和 Φ_2 是 μ 的函数:

μ	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8
$F(\mu)$	1.0000	1.0258	1.0536	1.0839	1.1178	1.1567	1.2023	1.2604	1.3422
Φ_1	0.637	0.651	0.665	0.681	0.698	0.718	0.740	0.766	0.800
Φ_2	0.375	0.382	0.390	0.399	0.410	0.421	0.434	0.449	0.465

$$S_{NR} = 1 + 2\phi_2^* + \frac{3}{4} \frac{Q_1^* r_2 \phi_2^*}{l_{mN}}, \quad S_{NZ} = 1 + 2\phi_1^* + \frac{3}{2} \frac{Q_1^* r_2 \phi_2^*}{l_{mN}},$$

$$S_{FR} = 1 + 2\phi_2 + \frac{3}{4} \frac{Q_2 r_2 \phi_2}{l_{mF}}, \quad S_{FZ} = 1 + 2\phi_2 + \frac{3}{2} \frac{Q_2 r_2 \phi_2}{l_{mF}},$$

$$L_R^2 = L^2 \times S_{NR}, \quad L_Z^2 = L^2 \times S_{NZ}, \quad L_{SR}^2 = L_S^2 \times S_{FR},$$

$$L_{SZ}^2 = L_S^2 \times S_{FZ}, \quad M_R^2 = L_R^2 + L_{SR}^2, \quad M_Z^2 = L_Z^2 + L_{SZ}^2.$$

中子通量

所采用的各向异性扩散方程是:

$$D_{NR} \left\{ \frac{\partial^2 N}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial N}{\partial r} \right\} + D_{NZ} \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + p \Sigma_F F - \Sigma_N N = 0,$$

$$D_{FR} \left\{ \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} \right\} + D_{FZ} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \frac{k_\infty}{p} \Sigma_N N - \Sigma_F F = 0.$$

合适的扩散系数和宏观截面象下面所指出的那样, 可以从中子泄漏公式中推得:

$$D_{FR} = \frac{D_{mF} S_{FR}}{1 + \phi}, \quad L_{SR}^2 = D_{FR} / \Sigma_F.$$

这些微分方程的解取常用的形式. 要对一个完全被反射层包围的圆柱芯部取得解析解, 存在着一般的困难. 对于裸的均匀圆柱堆芯, 最简单的解自然是

$$N = A J_0(\beta r) \cos \alpha z,$$

$$F = u A J_0(\beta r) \cos \alpha z,$$

其中

$$\alpha^2 = \frac{\pi}{\text{芯部高度}},$$

$$\beta^2 = \frac{2.4048}{\text{芯部半径}}$$

$$u = \frac{1}{\rho} (1 + \alpha^2 L_z^2 + \beta^2 L_R^2) \frac{\Sigma_N}{\Sigma_F}$$

临界条件如下:

$$k_{\infty} = (1 + \alpha^2 L_z^2 + \beta^2 L_R^2)(1 + \alpha^2 L_{SZ}^2 + \beta^2 L_{SR}^2)$$

用来计算石墨慢化反应堆中热中子利用因子的推荐常数

数据	铀	铝	镁	不 锈 钢	石 墨
$\frac{N_n \sigma_n}{N_0 \sigma_0}$	—	$0.040 \frac{S_{AL}}{S_0}$	$0.00776 \frac{S_{mg}}{S_0}$	$0.627 \frac{S_{st}}{S_0}$	$1.249 \times 10^{-3} \frac{S_m}{S_0} \times \left\{ \frac{\sigma_G + 0.5}{5.12} \right\}$
κ_n 厘米 ⁻¹	$0.901 S_0$	$0.050 S_{AL}$	$0.0339 S_{mg}$	$0.755 S_{st}$	$0.0205 S_m \left\{ \frac{\sigma_G + 0.5}{5.12} \right\}^{1/2}$
$S_m = 1.0$	18.90克/立方厘米	2.73克/立方厘米	1.74克/立方厘米	7.7克/立方厘米	1.650克/立方厘米
$\frac{l_m}{l_n}$	—	$0.194 \frac{S_{AL}}{S_m}$	$0.401 \frac{S_{mg}}{S_m}$	$2.36 \frac{S_{st}}{S_m}$	

在这个表中 σ_0 之值是根据 GLEEP 的截面测量值 σ'_G 再借助于下列方程而求出的:

$$\sigma_0 = \sigma'_G + (\sigma'_G - 4.62) \left(\frac{783}{710} - 1 \right) + 1.63 \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{1.65} \right) - \delta N$$

所有各处的石墨截面都用毫靶表示。

由于在 GLEEP 的温度和压力的实验条件下(一般取 20°C 和 760 毫米水银柱), 石墨中吸收有大气中氮气, 对于 σ'_G 应用 δN 修正, 所有截面都用毫靶每碳原子来表示。

在这个表中

$$S'_0 = S_0 \frac{a_0^2 - g_0^2}{a_0^2}$$

石墨慢化反应堆中 L_{sm}^2 , ΔL^2 和快中子与热中子的平均自由程的数值

$$L_{sm}^2 = \frac{363.9}{S_m^2} \text{厘米}^2,$$

$$\Delta L^2 = \frac{84.6}{S_m^2} \text{厘米}^2,$$

$$l_{mN} = 3D_{mN} = \frac{2.70}{S_m} \text{厘米}, \quad L_{mF} = 3D_{mF} = \frac{3.50}{S_m} \text{厘米}.$$

用来计算石墨慢化反应堆的逃脱共振因子的推荐常数

数 据	铀	石 墨
$\frac{N_m \sigma_m \xi_m}{N_0 \left[\int \sigma_0 \frac{dE}{E} \right]_{\text{eff}}}$	—	$\frac{0.180}{1 + \frac{0.282}{a_0 \sigma_0}} \frac{S_m}{S_0}$
κ' 厘米	$0.420 S_0$	$0.111 S_m$
$S = 1.0$	18.90克/立方厘米	1.65克/立方厘米

附录 II 燃料成分随辐照度变化的计算

$$\frac{dN_5}{dt} = -N_5 \sigma_5 \phi,$$

$$\frac{dN_6}{dt} = N_5 \sigma_5 a_5 \phi - N_6 \sigma_6 \phi,$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -(\Sigma_3)_{\text{eff}} \phi,$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (\Sigma_3)_{\text{eff}} \phi - N_3 \sigma_3 \phi - N_3 \lambda_3,$$

$$\frac{dN_9}{dt} = N_3 \lambda_3 - N_9 \sigma_9 \phi,$$

$$\frac{dN_0}{dt} = N_9 \sigma_9 a_9 \phi - N_0 \sigma_0 \phi,$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_0\sigma_0\phi - N_1\sigma_1\phi - N_1\lambda_1 \quad \frac{dN_2}{dt} = N_1\sigma_1\alpha'_1\phi - N_2\sigma_2\phi,$$

$$\frac{dN_i}{dt} = y_i(N_0\sigma_0[1 - \alpha'_0] + N_0\sigma_0[1 - \alpha'_0] + N_1\sigma_1[1 - \alpha'_1])(1 + 1.7[s - 1])\phi - N_i\sigma_i\phi - N_i\lambda_i.$$

5、6、8、3、9、0、1、2 分别表示 U^{235} U^{236} U^{238} Np^{239} Pu^{240} Pu^{241} 和 Pu^{242} 。 α'_i = 在可裂变同位素中放射性俘获与总吸收之比。 N_i = 中子俘获截面为 σ_i ，放射性衰变常数为 λ_i 和裂变产额为 y_i 的第 i 种裂变产物的浓度(假定所有存在的同位素的裂变是相同的)。

为了 Gleep 测量,对于在 NRX 和 Windscale 中受辐照的燃料元件,假定元件的围绕物不是标准的,同时 $(\Sigma_s)_{eff} = \text{常数} = (N_0)_0\sigma_0 C_0$, 其中 C_0 是受辐照燃料所在反应堆的转换因子。

对卡达霍尔堆中燃料成分变化的计算:

$$(\Sigma_s)_{eff} = \phi t \text{ 的函数} = N_0\sigma_0 + \frac{s(1-p)}{1+k^2L^2} (N_5\sigma_5\eta_5 + N_9\sigma_9\eta_9 + N_1\sigma_1\eta_1) + 0.17(s-1).$$

其中 σ_0 是 U^{238} 的热中子吸收截面,除了共振吸收外, k^2 是反应堆区域的几何曲率。

反应堆变化的计算

从下列表示式中可决定出作为辐照度的函数的反应性

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

其中

$$k_{eff} = \frac{s\rho}{1 + k^2L^2} \frac{N_5\sigma_5\eta_5 + N_9\sigma_9\eta_9 + N_1\sigma_1\eta_1}{N_5\sigma_5 + N_0\sigma_0 + N_6\sigma_6 + N_9\sigma_9 + N_0\sigma_0 + N_1\sigma_1 + N_2\sigma_2 + \sum N_i\sigma_i + \Sigma_c}$$

其中 Σ_c 代表了中子在慢化剂复盖层等中的吸收和热中子的泄漏。 s, p, k^2 随辐照度的变化被忽略了。

参 考 文 献

- [1] Glasstone, S. and Edlund, M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory
- [2] Mummery, P. W. Experimental basis of lattice calculations. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy 1955.
- [3] Bevan, G. Miss et al. Exponential Experiments for PIPPA MK I. A. E. R. E. R/R 1545.
- [4] Mummery, P. W. and Thomas, M. E. Miss. The Interpretation of PIPPA Exponential Experiments. A Second Revision of Lattice Calculations for Graphite Moderated Reactors. A. E. R. E. R/R 1886.
- [5] Littler, D. J. Long Term Reactivity Changes. International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. (1955)
- [6] Rose, H., Cooper, W. A., and Tattersall, R. B. The Use of the Pile Oscillator in Thermal Reactor Problems. Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (1958). A/CONF. 15/P/14.
- [7] Leslie, F. M. Reactor Physics Measurements during the Commissioning of the Calder Reactors. Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (1958). A/CONF. 15/P/315.
- [8] Hassit, A. A Programme for solving the Two-group Diffusion Equations of Cylindrical Reactors. A. E. R. E. T/M 148.
- [9] Newmarch, D. A. A modification to the diffusion theory of the thermal fine structure in a reactor