

1955年7月1—5日

苏联科学院
和平利用原子能会议论文集

物理数学部

1955 年 7 月 1—5 日

苏 联 科 学 院
和平利用原子能會議論文集

物理数学之部

科 学 出 版 社

1957 年 4 月

1955 年 7 月 1—5 日
苏联科学院
和平利用原子能会议论文集
物理数学之部

原著者 Л. Б. 葛 罗 雪 夫 等
出版者 科 学 出 版 社
 北 京 朝 陽 門 大 街 117 号
 北京市书刊出版业营业登记证出字第 061 号
印刷者 北 京 新 华 印 刷 厂
总經售 新 华 書 店

1957 年 4 月 第 一 版 书号: 0753 字数: 275,000
1957 年 4 月 第一次印刷 开本: 787×1092 1/18
(京) 道: 1—3,535 印张: 14 2/3 插页: 6
 报: 1—5,065

定价: (10) 道林本 4.10 元
 报纸本 2.80 元

內 容 提 要

本書为苏联科学院和平利用原子能會議论文集 物理数学部分，包括在物理数学 学部上
宜讀的論文：鈾-石墨系統中的中子倍增，在非均匀系中的中子共振吸收的測量，在不同介質
內中子的平均速度，苏联科学院在鈾-235、鈾-239 和氘減速剂的反应堆方面的工作，鈾水欄
理論的几个問題，重元素的 α 能譜，等 21 篇論文。

目 录

鈾-石墨系統中的中子倍增	Л. Б. 葛罗雪夫等 (1)
用稜柱方法研究鈾-石墨非均匀系統的参数	Л. Б. 葛罗雪夫等 (13)
鈾-石墨柵內中子共振吸收的測量	М. Б. 叶給阿查罗夫等 (37)
在非均匀系中的中子共振吸收	Н. А. 布尔哥夫 (47)
次級中子的有效数同被俘获的初級 中子的能量之間的关系	С. Я. 尼吉廷等 (61)
在不同介質內中子的平均速度	К. Д. 托尔斯托夫等 (76)
小於中肯体积的鈾-石墨系統的温度效应的測量	Б. И. 阿佳謝維契等 (93)
鈾和鈾的各种同位素分裂时所放出的中子 平均数目的測量	В. И. 加拉什尼娃等 (110)
苏联科学院在鈾-235、鈾-239 和氘減速剂 的反应堆方面的工作	Г. И. 弗列罗夫 (120)
鈾-水柵理論的几个問題	С. М. 費因别尔格 (129)
在鈾-水柵中測量快中子的倍增系数的方法	Г. А. 斯托里亞洛夫等 (152)
重元素的 α -能譜	Л. Л. 高尔亭等 (158)
原子核 Np^{237} 的能級和 Am^{242m} 的衰变	С. А. 巴拉諾夫等 (176)
几种重原子核俘获中子时所产生的 γ -譜線	Б. И. 阿特亞謝維奇等 (189)
弯曲的石英單晶体中子譜仪	Ю. Г. 阿博夫 (207)
鈾与鈾的光致蜕变中中子的产額	Л. Е. 拉查列娃 (214)
在中子照射的作用下石墨性質的变化	Б. И. 克里曼柯夫等 (225)
利用閃光磷光体的放射性輻射剂量 測定法	В. В. 安东諾夫-罗曼諾夫斯基等 (237)
中子照射对銀在鋰內扩散的影响的實驗結果	В. К. 札伏衣斯基等 (251)
在原中子能量为 0.2 至 100 电子伏的範圍內对鈾-233, 鈾-235 及鈾-239 的次級中子有效数目的測量結果	Б. Г. 叶罗佐里姆斯基 (255)
關於核反应堆的近似計算法	Г. И. 馬尔楚克 (257)
人名对照	(260)
名詞对照	(262)

鈾-石墨系統中的中子倍增

Л. В. 葛羅雪夫 Е. Л. 費因別爾格

蘇聯科學院通訊院士 И. М. 弗朗克

引 言

在這個報告中引述了一些一般性的見解，作為說明鈾-石墨非均勻系統中中子倍增過程的物理方面的實驗研究和部分理論研究^[1-3]的引論。實驗性的研究是在低於臨界的模型——在稜柱中進行的。

這些結果很早就有了。它們是在前五年至十年中獲得的。在敘述相當早就完成了的工作時，很難完全避免已經喪失了它的現實性或者已經為人所共知的問題。因此所述的工作在某些程度上反映了完成該工作的那些年代的科學水平。同時我們絕不企圖按照歷史的順序來描述關於鈾-石墨系統的研究工作，並且也不企圖對有關這個問題的工作作一全面的敘述。

必須立刻指出，我們所廣泛应用的指數方法理論的發展，以及它對於蘇聯在建造最初幾個原子堆中起了重要作用的倍增系統研究的最初应用，並不是作者的功勞。在我們的報告中沒有反映出很多關於原子堆中進行過程的研究，這些研究就是在原子堆中進行的。它們，無疑地，具有頭等的實踐和科學的意義。在整個有關研究和製造鈾-石墨原子堆的工作中，有蘇聯物理學家的龐大集體參加，其中有老一輩的主導的專家們，也有在這些年代剛開始自己的科學活動的年青的學者們。在我們的敘述中沒有包括其他人的工作，不過我們將利用機會指出其他物理學家集體在理論工作上和，首先，在解決有關製造原子堆本身的實踐和技術問題上的成就的意義。

要有效地研究有關原子堆的問題，就要求對中子倍增過程的各種物理特性有深刻的理解。因此我們着手於更詳細更定量地測量能描述中子倍增過程的數量，並且曾經力求接觸到與此有關的現象的物理學。

在我們的著作中引述了決定系統的中肯半徑的參數 κ 、中子的倍增係數 k 和熱

中子的使用係數 θ 等數量的測量結果。這些結果是在鈾-石墨非均勻系統中對於鈾的不同濃集度獲得的^[1]。

特別研究了關於對原子堆的空氣冷卻或水冷卻所必要的空氣空隙和鈾塊周圍的水層的作用的問題^[1]。

為了說明原子堆中的過程，關於中子的平均速度和系之擴散特性與這平均速度的關係的問題有着重要的意義。在報告[2]中引述了關於這個問題的一系列的數據。

最後，在報告[3]中將引述在模型中所作出的鈾-石墨非均勻堆的各種溫度效應的研究結果。

稜柱方法

稜柱方法是用來準確地實驗地決定系的特性的，這種方法現在大家從文獻中已都熟知了。它具有一系列的特點，使它有各種可能的應用。最明顯的就是，用這個方法來獲得指示設計原子堆時選擇最佳參數的方向的知識。另外一方面——這是本報告中所首先要討論的——稜柱方法可以研究倍增系統中所進行的過程的機構。

實際用稜柱工作時，可以比較簡便地來改變柵類型，改變它的間距，使用各種大小、各種形狀的鈾塊，以及在很大範圍內改變溫度條件。這樣就可以不僅僅獲得關於倍增係數 k 和決定它的各種參數的數據，而且可以說明它們和系統的各种物理特性和幾何特性之間的關係。這在工作中的原子堆中就不能實行或者很難實行。因此稜柱方法用來研究原子堆中中子過程的物理學是大有成效的。當然，稜柱方法的使用範圍也是有一定限制的。許多現象顯然是在原子堆中研究要簡單些，而且其中一部分現象一般是不能用簡單的模型來表示的（例如，放射性裂片對堆的毒害作用）。

為了使得用稜柱方法進行的研究具有理論上的意義，尤其是具有實踐上的意義，必須要達到足夠好的測量的精確度。譬如說，對於原子堆來說是相當大的倍增係數的改變，例如 0.1%，就意味着中子的有益的或者有害的吸收量的改變約為 0.1%。顯然在模型中，因為中子的倍增情況實際上是不存在的，這樣一個數量的測量就是很困難的了。因此，從事這種工作的人就不得不用很大的注意力在理論上，同時也在實驗上改善稜柱的方法。

對於主要的測量使用了較大體積的稜柱。它的橫截面為 180×180 厘米²，高為 420 厘米。稜柱中總共有石墨約為 20 噸，在測量時其中放置達 7 噸的分成塊狀的鈾。用這個稜柱作出了鈾-石墨原子堆中一系列參數的定量的測量^[1]。

為了考察原子堆的參數與溫度條件的關係，又建立了兩個比較小的稜柱。其中之一是有着反射體的稜柱。當鈾塊用水流冷卻時它的石墨可以熱至 450°C 。在另外一系列實驗中則相反，石墨是冷的，僅加熱鈾塊。在這一情形下通過放置鈾塊的管子讓熱水連續流過^[2]。

在測量時曾想辦法增加計數設備的穩定性並使它自動化。特別是溫度效應的測量只有在測量全部自動化後才有可能。一個特殊的气動裝置經過指定的時間按一定的順序移動稜柱中的中子源。計數設備的指示數在每一這樣的時間後自動地印到一根帶子上。這個工作由 И. Б. 什特拉尼赫按照改善了的方法完成的。

倍增系的參數

稜柱的方法，大家都知道，可以按照中子密度遞減程度來決定數量

$$\kappa^2 = \frac{k-1}{A}, \quad (1)$$

式中 k 是在無限大體積的系統中的倍增係數，而

$$A = DT + \kappa\tau \quad (2)$$

是所謂中子徙動面積。 D 是擴散係數， T 是給定結構（但是具有無限大體積）的系統中慢中子的壽命， τ 是為了減速中子到能量低於 0.5 電子伏所必需的中子齡（能量小於 0.5 電子伏的中子，以後將見到，就作為是熱中子）。

數量 κ 和系統的臨界大小有直接的關係，它是倍增系統的重要常數。此外由於數量 A 可以足夠精確地決定出來，就從這些數據可以以同等程度的精確度來找出非常重要的數量 $(k-1)$ 。按照蘇聯物理學中在 1940 年就已建立起來的名詞用法，通常將數量 k 表示為一個乘積¹⁾：

$$k = \nu_1 \varphi \theta. \quad (3)$$

下面將解釋的參數 $\nu_1 = \nu\mu$ ， φ 和 θ ，並不是基本的，並且將 k 分解為幾個因子的做法是有些隨意的。在這工作中，這樣的分解是由實驗方法的特點所提示的。

1) 這兒和以後所有參數的數值都是屬於無限大系統的，例如 $k = k_{\infty}$ 。

在研究中子倍增的简化方案中認為，鈾塊吸收一个熱中子後所放出的 ν_1 个快中子在減速过程中只能由於 (n, γ) 反应被吸收，只有熱中子才被有益地利用。在这种方案中， θ 是熱中子为鈾吸收的幾率，而 φ 是中子逃避掉 U^{238} 的輻射俘獲並且減速到熱速度的幾率。事实上，能量在初始能量和熱能之間的減速中的中子對於分裂也有重要的貢獻。这时一部分中子在它和減速剂達到熱平衡以前就已經被吸收了。

实际總是用吸收能量低於 0.5 电子伏的中子的鑷过滤器來區分熱中子和超熱中子。很重要的就是，在这样的區分時，單位格子中“熱”中子源的密度可以認為是大致均匀的。因此符号 θ 以後將表示中子能量低於 0.5 电子伏的部分（即降到鑷區的中子），这些中子在堆中將为鈾所吸收。在稜柱方法中这个數量可以由独立的实验利用所謂鑷比值的測量來決定。这个方法在苏联首先由 Ф. И. 沙比罗提出，並且运用於現在所講的工作中。这个方法已廣泛用於实践並且現在已是众所周知了。这样， k 和 θ 的单独測量就給出了數量 $\nu_1 \varphi = k/\theta$ 。以後對於 φ 我們理解为，鈾塊吸收了一个“熱”中子後產生的中子中，減速到 0.5 电子伏以下的中子數目和原來由鈾塊射出的快中子數目的比值。从上面叙述很明顯， φ 与 1 的差别決定於中子由於在 U^{238} 中的 (n, γ) 过程而減少的數值，这个減少額部分地为中能中子（超鑷中子）的倍增所補償。在这样的定义下，係數 φ 保持着減速幾率的意义，但是數量 $(1 - \varphi)$ 却小於从沿着共振俘獲區域的描述吸收的積分所得出的數值。

數量 ν_1 也可以用各种方法來決定。倘若減小鈾塊在石墨中的濃集度，那麼減速幾率应当趨向於 1。因此实验所決定的數量 $\nu_1 \varphi$ 趨向於 ν 。

事实上，实验僅僅在塊狀系中進行，減小鈾的濃集度就是增加塊之間的距离相当於塊之間距离为無限大時的 $\nu_1 \varphi$ 的極限值，我們用 ν_1 來表示。

如果我們理解 ν 为鈾吸收一个慢中子後所產生的中子的平均數目，而 μ 为快中子在鈾塊中的倍增係數，那麼这样得到的 ν_1 將稍小於 $\nu\mu$ 。实际上，鈾塊中放出的中子中的一部分可能在減速过程中受到該鈾塊本身的共振俘獲。这就意味着，当將有限大小的鈾塊移開時， φ 事实上不是趨向於 1，而是趨向於稍小於 1 的數值。也就是說，在这个方法中得出的实验值 ν_1 將过低，而 φ 將过高。在報告 [1] 中有這個問題的更詳細的分析。在那个報告中証明了，我們所得到的 ν_1 和 φ 的數值很好地和其他作者的數據相符合。

熱中子在單位格子中的擴散

眾所周知,由於利用了非均勻系統(參看,例如[4]),鏈式反應在石墨-天然鈾系統中的實現已成為可能。塊狀鈾之利用使共振吸收降低,即,使 ρ 增大。此時,對於通常應用的鈾的濃集度及單位格子的大小,非均勻性同樣也對熱中子利用係數 θ 有所影響。正是非均勻性對 θ 的這個不良的影響使我們不能無限加大鈾塊的尺寸。在最佳範圍內,非均勻性之考慮在研究 θ 時是必要的。在我們的工作中,對這問題曾研究得更加細緻一些。

非均勻系的計算可以用足夠完備的方法來進行。對於鈾,由於其中俘獲截面大,簡單擴散理論並不完全適用。考慮到這一點,在計算時可以引進一些修正。在E. Л. 費因別爾格及C. M. 費因別爾格的工作中,曾給出問題的這樣精確化了的解答。不過,事實上,不管是簡單的還是精確化了的擴散理論,它們的應用很可能在相當大的程度上都因為中子不能看成是和石墨處於熱平衡的“氣體”而受到限制。實際上,在數量 θ 中考慮了所有能量在0.5電子伏以下的中子。擴散時,這些中子的平均速度不斷地接近於熱中子的平均速度。但是有某一部分被吸收的中子卻還沒有來得及和柵達到熱平衡。這一點在計算數量 θ 時必須加以考慮。關於“熱”中子的平均速度的問題,在報告[2]中曾加以研討。

單位格子中中子密度分佈的一般曲線如圖1。利用這曲線可以說明中子吸收的某些特點。

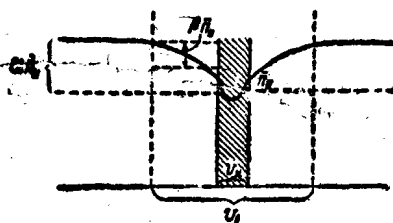


圖 1

在石墨中被吸收的中子部分 δ 和在鈾中被吸收的部分 $(1-\delta)^{1)}$ 之比,等於分佈在石墨中的中子數 $v_C \bar{n}_C$ 和分佈在鈾中的中子數 $v_U \bar{n}_U$ 的比值乘上中子在鈾及石墨中的壽命 T_U 及 T_C 的比值

$$\frac{\delta}{1-\delta} = \frac{v_C \bar{n}_C}{v_U \bar{n}_U} \frac{T_U}{T_C} \quad (4)$$

1) 在兩種成分的混合物中,顯然, $\theta = 1 - \delta$,

(v_C 及 v_U 为石墨及鈾塊在單位倍增格子中佔据的容積, $\bar{n}_C$ 及 $\bar{n}_U$ 則为它們之中的平均中子密度).

石墨中中子密度的顯著陡度只出現在离鈾塊距离 r 小的某一容積 v_1 的範圍內, 其中全部擴散中子流通过一小表面. 在此容積以外, 在單位格子中的其他石墨容積 ($v_C - v_1$) 中, 密度和 r 的關係很小. 此時, 自然, $\bar{n}_C$ 比例於 $\bar{n}_U$. 这样就可以寫出(參看圖 1)

$$v_C \bar{n}_C = (1 + \alpha) v_C \bar{n}_U - \beta v_1 \bar{n}_U, \quad (5)$$

式中 α 及 β 为某二常數.

由於鈾与石墨之容積比和濃集度 C 成比例, $C \sim \frac{v_U}{v_C}$, 从 (4) 及 (5) 便得

$$\frac{\delta}{1 - \delta} = \frac{g}{C} - h \quad (6)$$

(對於給定的鈾塊尺寸及給定的柵類型, g 及 h 为常數). 这一公式, 虽然顯然不是嚴格的 (其中假設了 $\frac{v_1}{v_U}$ 与濃集度無關), 但和实验的符合却極为滿意^[1].

为了要估計以下諸報告中所探討的、由於鈾塊周圍形成空隙(气冷)或水套而引起的諸效应以及 θ 的温度效应, 宜於把熱中子擴散过程不照通常的定量計算中那样而另外來看一看.

由於減速的結果, 降到 0.5 电子伏以下能量範圍內的中子, 在抵達鈾塊之前要在減速剂中通过一段路程, 在这路程上將有一部分中子在石墨中被吸收. 讓我們引進初次抵達路程的觀念並用 L' 來表示其平均值. 抵達鈾塊的中子, 一部分將在其中被吸收, 而另一部分將从鈾塊跑出到減速剂內, 並在下次抵達鈾塊之前在減速剂中又通过一定路程, 其平均值我們將以 L'' 來表示, 如此等等. 可以証明, 在隨後各次抵達鈾塊之間的路程的平均值等於通常考慮的、石墨中的平均路程 L , 即, $\overline{L''} = \overline{L'''} = L$, 但是, 一般說來, $L' \neq L$. 为了分別說明初次抵達与隨後諸次抵達的中子的作用, 我們將像下面这样來作, 我們將把鈾塊看成“黑的”, 即, 完全吸收中子的.

石墨中的中子密度分佈, 如圖 2, a 所表示的情形是會出現的. 顯然, 它們產生的密度是由初次抵達中子所制約的.

如果想像在鈾塊表面上有中子源, 就可以定出那些曾經抵達鈾塊一次而又部分重新由其中跑出的中子的情況. 由鈾塊表面到它的內部, 源所產生的中子密度要降低. 至於石墨, 則其中密度將幾乎是常量, 因为在现实情形下, 跑到石墨中去

的中子只有一小部分才在其中被吸收，也就是說，指向石墨內的總中子流很小(圖 2, 6)。兩種分佈(圖 2, a 及 6)加起來，就給出圖 1 中畫出的分佈形狀。

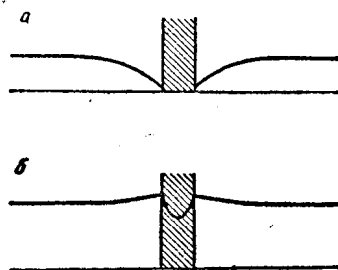


圖 2

原子堆中的一系列效應恰恰依賴於初次抵達的中子。因此，這樣把中子密度分成兩部分，在某些情形下是有益的。進入鎊區的中子，在石墨中擴散，同時被減速。因此應當認為初次抵達的中子比隨後諸次抵達的中子具有更大一些的平均速度。這在精確計算數量 θ 時是很重要的。在 θ 的溫度效應中這也明顯地表現出來。在現實的原子堆中，石墨可能具有昇高了的溫度。在使石墨變熱時，中子的平均速度增加因而擴散係數也增大。這就意味着，中子的初次抵達變得容易了。此外，對於較快的中子，鎊塊也更容易被通過，而因此在鎊塊內部阻塞住的中子也變得更少一些。這樣就接近於均勻系。不過，經驗證明，如果在計算中利用量得的平均速度，則計算出來的 θ 中的溫度效應要比觀察到的來得大一些。看來，差別恰恰是和下列情況相聯系的：對初次抵達的中子，應當認為其具有比平衡速度較高的速度，因此，這一速度就較少依賴於溫度條件。

如 II. II. 古列維奇所曾指出，如果利用從氣體運動論中借用的公式：

$$L = \frac{4v}{s}, \quad (7)$$

就可以求得當沒有吸收時，中子在兩次抵達鎊塊之間所通過的平均路程 L ，式中 v 是除掉鎊塊容積之外的單位倍增格子的容積， s 是鎊塊表面的大小。數量 L 純粹是幾何參數。至於 L' ，則同時也和減速劑的輸送長度 $l_{\text{輸送}}$ 有關。它是一個物理常數，在給定的幾何情形下其數量可以有變化。它等於¹⁾

$$L' = \frac{\overline{L^2}}{2L}, \quad (8)$$

1) 在推演時假設，熱中子源均勻分佈於石墨中。

式中 $\bar{L}^2$ 是中子在石墨中路程 L_i 的平方的平均值 ($L = \bar{L}_i$).

为了定出數量 θ , 除 L 及 L' 之外, 同时还必須知道中子在通过鈾塊一次時被吸收的幾率的數量. 用 a 表示这數量, 它也可以表成數量 l 及 l' 的函數. l 及 l' 是当沒有吸收時中子在鈾塊中的平均路程, 和 L 及 L' 完全類似. 这样, $l = \frac{4v_U}{s}$, 其中 v_U 是鈾塊的容積, s 是它的表面, 而 $l' = \frac{\bar{L}^2}{2l}$.

利用这些數量, 不难寫出兩种成分的非均匀混合物¹⁾ 中的中子利用係數值:

$$\theta = (1 - \delta) = \frac{1 - L' \Sigma'}{1 - L \Sigma + \frac{L \Sigma}{a(l, l')}} \approx 1 - \frac{L \Sigma}{a(l, l')} - (L' \Sigma' - L \Sigma), \quad (9)$$

這裏 Σ' 及 Σ 是石墨對於初次及隨後諸次抵達的中子的宏觀吸收截面. 假設在路程 L' 及 L 上被吸收的中子部分分別等於 $L' \Sigma'$ 及 $L \Sigma$, 通过求總和就容易得出公式 (9).

在均匀系, 或者更精確些說, 在相当於均匀系的情形下, 如果同時 δ 小, 則

$$\theta = 1 - \frac{L \Sigma}{l \Sigma_U}$$

(Σ_U 是鈾的宏觀俘獲截面).

在分塊的系中 $a(l) < l \Sigma_U$, 这就使數量 θ 減小 (中子密度在鈾塊深处的阻塞). 此外, 还有第二項 ($L' \Sigma' - L \Sigma$), 它和上面探討过的、中子密度从鈾塊向石墨深处的增加有關. 也要指出, 對於給定的鈾塊形狀和大小以及某一定的鈾濃集度 C , 公式 (9) 中的數量 L, l, l' 为恒量. 在这一情形下, θ 對於鈾塊配置, 即對於柵類型的微弱的依賴關係, 完全被數量 L' 所决定. 从公式 (9) 馬上可以定性地得出 θ 隨温度的变化形狀.

看起來, 如果利用數量 L, L' 及 l, l' , 就可以在相当大的程度上从單位格子的现实形狀抽象出來而且同時还可以足够完全地表徵它²⁾.

空 隙 效 应

每一个被鈾吸收的熱中子, 必然要擴散过緊靠着鈾塊周圍的一層. 如果和鈾

1) 在鈾塊具有保護殼的情形下, 相应地加大 a 就可以將它計算進去.

2) 事实上, 對於决定 φ 的共振積分的數量, 其近似式除常數外包含 $\frac{s}{v_U}$ 形狀的項, 即包含和 $\frac{1}{l}$ 成比例的量, 而鈾的濃集度則和 $\frac{1}{L}$ 成比例.

塊毗連的一層的擴散性質具有某些特點,則即使當層的厚度很薄時,這也具有重大意義。這類問題產生在牽涉到各種去熱裝置時,因為大部分熱都在鈾塊中放出。因此之故,我們將考慮原子堆中兩種類型的冷卻過程(氣冷及水冷)在物理上的影響。

在第一种情形下,鈾塊與石墨之間要留出空隙,便於使冷卻鈾塊的氣體吹過。這時出現一種我們稱之為“空隙效應”的效應,它首先曾在理論上被預言,然後曾在實驗上被研究。現在,在文獻[5]中可以找到,當空隙存在時,單位格子中中子密度分佈的計算。因此,沒有必要引証通常它在理論上的根據,何況像這樣假設所有中子都具有同一不變速率的簡單擴散理論的研究所給出這效應之值,差不多要過大一倍。而定性地說來,這效應卻可以直接根據和通常氣體的擴散的類比來了解。

如果想像,在鈾塊周圍分成了同心的石墨層,則每層都可以看成為某種多孔性的壁,對擴散產生一定的障礙。它的表面愈小則障礙愈大。因此當去掉毗連鈾塊的一層石墨時,縱使它的容積小,擴散的阻力也降低,這就顯著地增加了中子從石墨流出的流速,因而減低了其中的中子密度(圖3;虛線表示有 A 層時的中子密度,實線則表示沒有 A 層時的)。

這同一效應也可以按另一種方式來了解。如果被取去的一層的容積不大,那末大部分的熱中子就都在它之外的石墨中生成。由於擴散的結果抵達 A 層的一個中子,具有有限幾率在其中被散射並重新返回到外面各層石墨之中。中子由於這個原因而不碰到鈾塊的幾率,要比沒有 A 層時更大。這樣被反射的中子,穿過平均路程 $L_1 = \frac{4v'}{s}$ (式中 v' 為 A 層之外的石墨容積,而 s' 為此層之外表面積),又重新抵達同一或另一鈾塊附近的 A 層,如此下去。結果,鈾塊周圍 A 層的存在,使初次抵達路程增加某一數量¹⁾。

1) 讓我們考慮 A 層具有圓柱形狀的特殊情形。設其外半徑為 r' ,而內半徑則等於鈾塊之半徑 r 。從簡單的幾何考慮可知,抵達空隙外界面的一個中子具有直接碰到鈾塊的幾率 $\frac{r}{r'}$,平均說來,這樣的中子在碰到鈾塊之前要在石墨中跑過路程

$$\Delta L'_{\text{空隙}} = \left(1 - \frac{r}{r'}\right) L_1 + \left(1 - \frac{r}{r'}\right)^2 L_1 + \dots = \frac{r' - r}{r} L_1.$$

如果 β 是中子被 A 層反射的幾率,則當 A 層存在時,這樣的中子將跑過路程

$$\Delta L'_A = \beta L_1 + \beta^2 L_1 + \dots = \frac{\beta}{1 - \beta} L_1.$$

此量隨着決定 β 的散射截面之增加而增長。至於中子兩次碰到鈾塊之間在石墨中的平均路程,則顯然等於

$$L_{\text{空隙}} = L_1 + \left(1 - \frac{r}{r'}\right) L_1 + \left(1 - \frac{r}{r'}\right)^2 L_1 + \dots = \frac{r'}{r} L_1.$$

如果比較兩個系統,一個帶有空隙,一個沒有空隙,而兩個中單位倍增格子內的石墨容積不變,則 $L_{\text{空隙}} = L$,即,與空隙之存在無關。只要在 L_1 及 L 的公式中令 $v' = v = v_C$ 並注意 $s' \sim 2\pi r'$ 及 $s \sim 2\pi r$,就不難確信這一點。

$$\Delta L' = \Delta L'_A - \Delta L'_{\text{空隙}}.$$

要是 A 層不散射中子, 那末 $\Delta L'_A$ 就会等於 $\Delta L'_{\text{空隙}}$. 当散射截面增大時, $\Delta L'_A$ 就增加, 而因此空隙效应也增加. 为研究这一效应的大小, 單位格子中石墨的容積应当保持不变. 測量的時候(參看[1]), 这条件曾被注意遵守. 對於熱中子, 理論上預期的空隙效应數量非常大, 因而会具有重大的实际意义. 隨着条件的不同, 应当得出 $\Delta k \approx 0.005 - 0.01$. 經驗証明, 空隙实际上引起 k 的重大增加, 但差不多只有擴散理論所預言的 $1/2$.

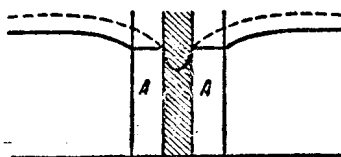


圖 3

事先不能預見, θ 的增大会不会被某种别的效应(例如, 和 k 相联系的效应¹⁾)所抵消. 不过, $\Delta k_{\text{空隙}}$ 的直接測量給出和測量 $\Delta \theta_{\text{空隙}}$ 相同的結果. 这表明, 這裏問題不在於抵消, 而在於空隙效应的單速理論不精確. 這裏, 初次抵達中子相對來說的大速率起了作用, 因此對於这些中子不能賦予和熱中子同样的擴散係數. 与此同时, 空隙效应本身無疑是存在的, 因此, 在气冷情形下, 鈾塊周圍空隙之存在对 k 的數量有利. 自然, 空隙多少加大了徙動面積的數量, 因此空隙对量 κ^2 因而也是对系統臨界大小的影响就比对 k 的影响小.

不难相信, 空隙效应的大小应当隨着鈾塊之間距离的加大 (L_1 的加大) 而增加. 反過來, 当鈾的濃集度大時, 數量 $\Delta \theta_{\text{空隙}}$ 就減小. 这样, 空隙效应就将倍增系的最佳情况向較小的相对鈾濃集度轉移. 在報告[1]中引有關於这問題的實驗數據.

鈾塊周圍的水層

讓我們來探討原子堆中鈾塊上的水套对中子倍增的影响. 如所周知, 中子被氫俘獲的截面比它們被碳俘獲的截面要大得多. 另一方面, 中子在氫中的減速比在碳中要快得多. 因此即使是在鈾塊周圍的很薄一層(1—3毫米厚)水也对系統

1) 我們曾經指出这些可能性之一. 在鈾塊附近, 共振中子的密度变小, 因為它們被吸收. 这使得 ρ 变大, 这就是所謂“第二种”成塊效应. 空隙可以減小这效应, 而要是它很重要, 那就会使得 ρ 的數量減低.

的參數有重要影響。

考慮和水的存在相聯系的某些效應。首先水對慢中子的散射截面比碳的截面大得多，但它隨着中子速度增大很快下降。即使是一薄層水也會把顯著的一部分中子反射回石墨中。在這裏，我們獲得和空隙效應相反的一種效應。它顯著地加大初次抵達路程。要是初次抵達的中子不是顯著地比熱中子能量更大，這一效應的大小就會大大地降低 θ 。用 $-\Delta\theta_1$ 表示這一效應的大小。水層吸收某一部分中子，這也降低 θ ($-\Delta\theta_2$)。與此同時，由於水的優良的減速性質，一部分熱中子的產生轉移到毗連鈾塊的區域內，那就是說，對於一部分中子，初次抵達路程縮短了。這產生相反的效應，使得 θ 增加 ($+\Delta\theta_3$)。此外，因為由於水的緣故，中子的減速進行得更猛烈些，共振中子的密度就會降低，因而減小了共振俘獲，即，增加了數量 φ ($+\Delta\varphi$)。這樣，我們得出：水的影響決定於許多效應疊加起來的結果¹⁾。讓我們來探討，對於給定的、和鈾塊直徑比較起來很小的水層厚度，水的影響將如何依賴於鈾塊的直徑和鈾塊之間的距離。

設想我們將柵的間距減小，即減小鈾塊之間的距離。在這一情形之下，反射效應將起愈來愈小的作用，即 $\Delta\theta_1$ 的絕對值將減小。被水吸收的一部分中子 ($\Delta\theta_2$)，此時實際上將保持一定，因為它決定於擴散到鈾塊的中子數目和鈾塊的幾何形狀。這樣，減少 θ 的諸因數的總作用，隨着鈾的相對濃集度增加而降低。在減小單位格子的容積時，對於鈾塊周圍的給定水層，水容積對石墨容積之比顯然將增大。此時，中子的產生在更大程度上集中在鈾塊附近，即 $\Delta\theta_3$ 將增大。此外，氫濃度的增加導致共振俘獲的減小，即， φ 將增大。

這樣，在減小單位倍增格子的大小時，使 k 變大的諸因數將增加。從報告 [1] 中所引的數據，這一點可以顯明地看出。藉助於類似的討論可以確信，在水的效應方面，利用大尺寸的鈾塊比利用小尺寸的更為有利。這樣，水的存在把原子堆的最佳參數轉移到更大鈾塊尺寸和它們之間的更小距離一方面。

原子堆的溫度效應

必須注意到，在功率不太小的、現實的原子堆中，它的各個組成部分的溫度可以是以不同的。隨着原子堆的類型、它的構造和功率的不同，其中的溫度條件可以大大不同。因此，在室溫時作出的、原子堆參數的測量，對解決許多實際上重要的問

1) 如果石墨的溫度和水的溫度不同，則與水相關的效應還要更複雜些 [3]。

題來說是不夠的。在進行研究時，我們遇到了這樣的情況：這裏產生的效應是複雜的，它們是許多因數同時作用的結果，這些因數一部分彼此互相抵消。

這裏發生兩類現象，其中一類帶有簡單的性質並和熱膨脹有關，屬於這一類的有石墨和鈾塊膨脹的影響，更重要的是加熱時石墨中所含空氣的密度的減小。這使得慢中子被氮的吸收相當顯著地減小。另外一些因數可以叫做物理因素，它們決定於 ν , φ 及 θ 對溫度的依賴關係。我們已經簡短地提到過 θ 對溫度的依賴關係的定性的輪廓，我們也將簡短地指出：系統的温度對 φ 的影響在什麼地方。首先這裏由於鈾原子的熱運動而有多普勒 (Doppler) 效應，從這裏也得出 Ф. Л. 沙比羅工作中所探討的 φ 對溫度的依賴關係。Ф. Л. 沙比羅所探討的另一效應也與此緊密相連，問題在於：在厚鈾塊中不能略去中子和鈾原子作彈性碰撞時的能量損耗。由於這些損耗，在共振區以上的中子進入鈾塊後，可能受到共振俘獲，因此共振能級就好像是向更高能方面展寬了一樣。這一效应在多普勒效應表現出來時的條件下是重要的，因此也有對溫度的依賴關係¹⁾。

討論温度效應的還有另外的報告 [2], [3]，因此現在沒有必要來更仔細地談到這些效應。

参 考 文 献

- [1] Л. В. Грошев, О. И. Козинец, Л. Е. Лазарева, К. Д. Толстов, Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штранных: Доклад на сессии АН СССР, июль 1955.
- [2] К. Д. Толстов, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штранных: Доклад на сессии АН СССР, июль 1955.
- [3] Б. П. Адьясевич, О. И. Козинец, К. Д. Толстов, И. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штранных: Доклад на сессии АН СССР, июль 1955.
- [4] В. С. Фурсов: Доклад на сессии АН СССР, июль 1955.
- [5] E. A. Guggenheim a. M. H. L. Rryce: Nucleonics, 11, No. 2, 50 (1953).
- [6] E. P. Wigner, E. Greutz, H. Jupnik a. T. Snyder: Journ. Appl. Phys., 26, 260 (1955).

1) 从不久以前發表的工作我們得知，威格納 (Wigner) 等工作中曾說出類似的想法^[6]。