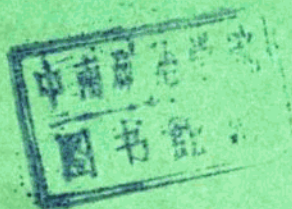


250187

第二届和平利用原子能国际会议文献

原子核物理学及 仪器设脩

8



中国科学院原子核科学委员会编辑委员会编
科学出版社出版

目 录

P/2229	10千兆电子伏同步稳相加速器的运行及第一次物理研究结果.....	(1)
P/2219	快中子辐射俘获截面的测量.....	(13)
P/2221	有关有效截面和裂变过程的一些新数据.....	(26)
P/2187	快中子引起裂变时的瞬发中子平均数及其能谱.....	(42)
P/2031	Pu-240 自然分裂裂片的能谱	(54)



0235217

10 千兆电子伏同步稳相加速器的运行 及第一次物理研究結果*

維克斯勒 (В. И. Векслер)

联合原子核研究所的加速器調整完毕后于 1957 年 2 月开始运行。1957 年 4 月发表了在真空加速室内加速質子的报告,質子的能量达到 10 千兆电子伏。这是自古以来物理学家得以在自己的实验室中用人工方法获得的最高能量。

大家都知道,直到不久以前,这样高能量的粒子只能从宇宙射线获得。

联合研究所的加速器是一个庞大的原子机器,它的基本部分是巨大的环形电磁铁,質子在磁极間的高真空室内迴旋加速。

电磁铁包括 192 个用厚为 10 毫米的特种鋼片迭成的“山”字形組件,并且在相邻的鋼片之間是絕緣的。

电磁铁总重大約有 3.6 万吨。

安置电磁铁的水泥座大約有 1.5 万吨重。为了在調整和使用时,避免收縮的不均匀性,电磁铁座需要在安装电磁铁一年半以前建筑完成。在測量上的研究指出,实际上电磁铁底座要在电磁铁安装一年以后才能完全結束变形。

图 1 表示同步稳相加速器的电磁铁的概貌。

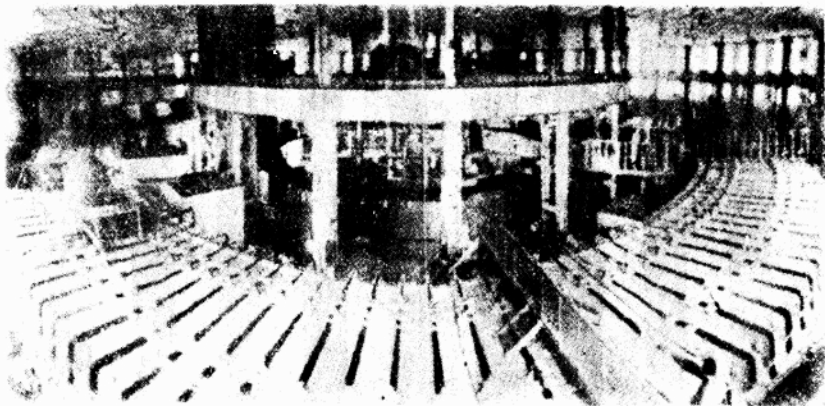


图 1.

在图中可看到,加速器的电磁铁由直綫間隙分开为四个象限。加速电极安置在其中的二个直綫間隙內;还有一个間隙被用来引出不同种类的粒子束,而在第四个直綫間隙中安放一个保証能将粒子注入到同步稳相加速器内部的机构。

* “第二屆和平利用原子能国际会議文献”編号 A/CONF. 15/P/2229, 苏联,原文为俄文。

图2表明注入的机构，它是由600千伏的脉冲变压器、加速管、加速质子到9兆电子伏的直线加速器以及磁光学系统组成的。

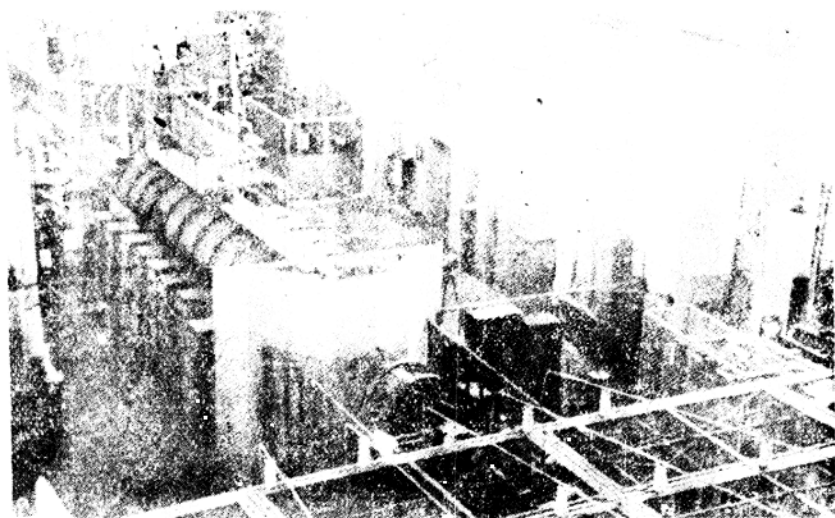


图 2.

其中运动着所要加速的质子的真空室分两步抽真空。真空室的容积大约有200米³。在高真空方面真空室用56个油扩散泵抽空，在预真空方面用16个预真空泵抽空预真空体积。为了使粒子在加速时没有损失，实验和计算指出在真空室中必须保证达到足够的真空度。目前在我们的加速器中真空度平均维持在 5×10^{-6} 毫米水银柱的水平上。

在联合研究所的加速器中，粒子于3.3秒内获得10千兆电子伏的能量。在这样大的时间间隔内，为了保证粒子运动的稳定性和防止粒子偏离加速轨道，必须使磁场适合运动的稳定性条件。在粒子对轨道水平面有任何偶然的偏离的情形下，必须有使粒子回到平衡位置的磁场力。当粒子对于瞬时轨道的位置有径向偏离时，也应该有使其回到平衡位置的力。在加速器物理技术方面工作的专家们都知道，增大其中运动着被加速质子的孔隙的口径与粒子轨道半径的比例，会显著增加在建造加速器的困难，特别是会增大加速器运行的困难。这是由于孔隙口径与粒子轨道半径的比值基本上决定了加速器的全部基本特性，而加速器对后者的精确性的要求是很高的。联合研究所的同步稳相加速器粒子轨道半径大到这样程度（它的轨道半径几乎为千兆电子伏级加速器轨道半径的二倍，等于28米），以致使我们对于所有加速器元件首先是磁场需要有严格的容限。

为了保证在同步稳相加速器的192个电磁极中的每一个极的电磁场的方位均匀性，配备了专门的绕组使之能够补偿方位的不均匀性，精确度达百分之几。

对平均磁场平面位置的均匀性的要求是最关键的问题。如实验和计算所指出，磁场平均平面发生一次谐波的改变（总共只有约1厘米），会引起被加速粒子围绕其作竖直振荡的轨道平面变化5—6厘米。

在联合研究所的同步稳相加速器中，其中运动着被加速粒子的整个电磁铁工作孔隙的口径约有32厘米，在这32厘米当中依靠磁场而工作的只有24厘米。

为了调整平均平面,加大径向工作区域和选择粒子的最佳运动条件,在同步稳相加速器真空室中装有将近 30 对导体,从而可以借电流来控制加速器的磁场特性。

电磁铁的用电是功率巨大的供电站供应的,供电站包括四个并联的机组,每个机组的功率为 37000 千伏安,四个机组的总功率要超过 140000 千伏安。由于有能量再生系统,因而电磁铁从回路中消耗的平均功率是很小的,正常工作时不超过 1 万千瓦。

机房的概貌如图 3 所示。

发电机发出的交变电流进入到由 96 个强大的水银无接头引燃管组成的整流变电站,这些引燃管按发电机的数目分为四组。每个水银整流管消耗功率差不多达 9000 千瓦。

图 4 表示一个整流机构。

在两个工作周期的间隔中,把退磁系统接通,它在同步稳相加速器的电磁铁上加上一系列反极性电流脉冲,其振幅随时间而减小。

实验和使用证实了苏联工程师所研究出的电磁铁供电系统在工作中是高度有效的和可靠的。

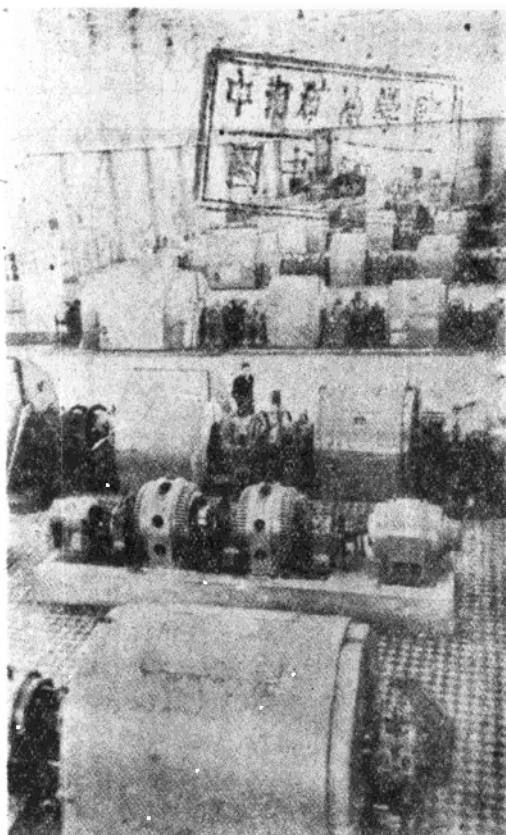


图 3.

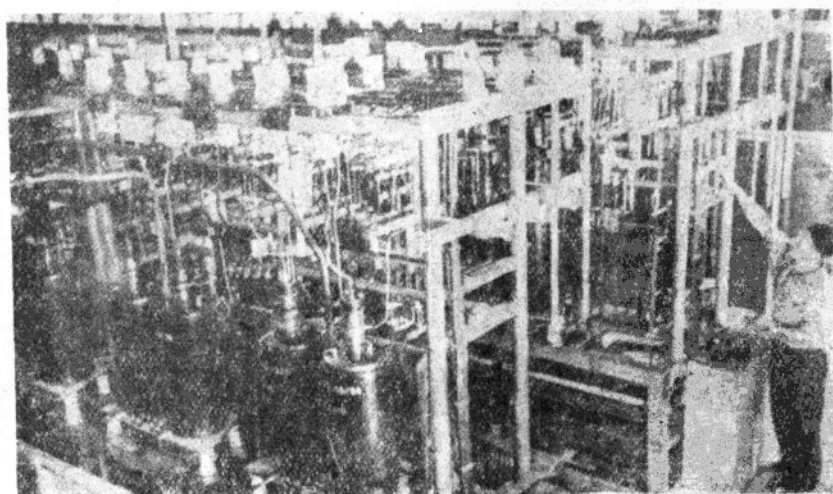


图 4.

联合研究所的同步稳相加速器和著名的美国宇宙射线能级加速器、千兆电子伏级加速器一样,粒子的加速基本上利用了自动稳相原理。自动稳相可以克服一些过去曾阻碍回旋加速器的发展的原则性困难。这些困难是由于粒子能量的增大使它的质量也增大,因而平时的共振加速机构不再起作用了。质子经联合研究所的同步稳相加速器加速之后,其总质量大约增加 10 倍。为了在这些条件下保证继续增大加速粒子的能量,在粒子飞过加速管时作用于粒子上的交变电场的频率,应该和决定着质子在加速器中迴转周期的磁场准确相等地改变。在这些条件下加速质子的电场和质子沿轨道的旋转合拍地、不断地增大质子的能量。在我们的加速器中保证这样的同步可准确到 0.1%。

保证与粒子加速有关的全部过程的先后次序的电子学系统安置在单独隔开的屏蔽室



图 5.

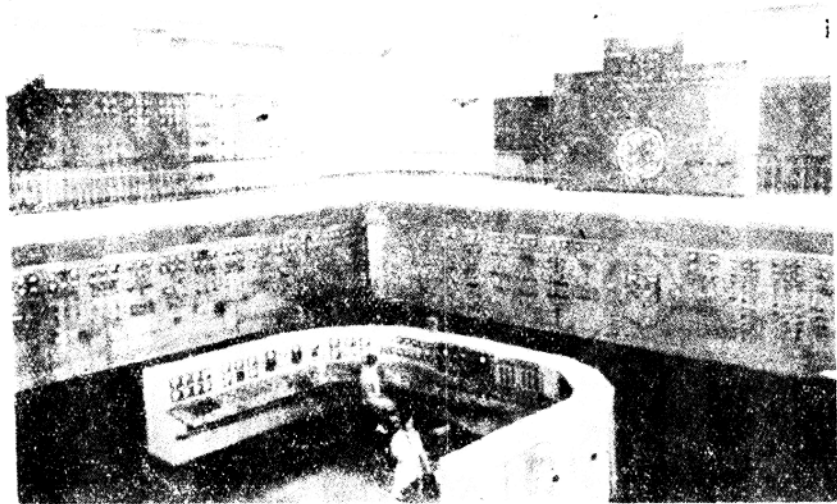


图 6.

內,如图 5 所示。

同步稳相加速器的一切远距离控制由大約离加速器 300 米处的单独隔开的建筑物中完成。图 6 所示的是同步稳相加速器的中央控制台。

为了选择同步稳相加速器的最重要的工作参数,曾用了很长的时间,在这以后于 1957 年 4 月加速器成功地运行了,并将质子加速到預期的能量 10 千兆电子伏。这个工作还在繼續进行,我們正在逐步提高加速粒子束的強度。現在向直綫加速器注入质子的离子源,在质子束的聚焦很好时,质子流达到 20—30 毫安。直綫加速器給出 250 微安。完成注入的时间大約 300 微秒,这时进入室内的粒子約为 1×10^{11} 个。

借助于各种不同的靶子及被安置在直綫导出管中的豎直的和水平的感应电极来观察各个阶段的加速质子束。

图 7 表示由感应电极得到的典型的波形图。

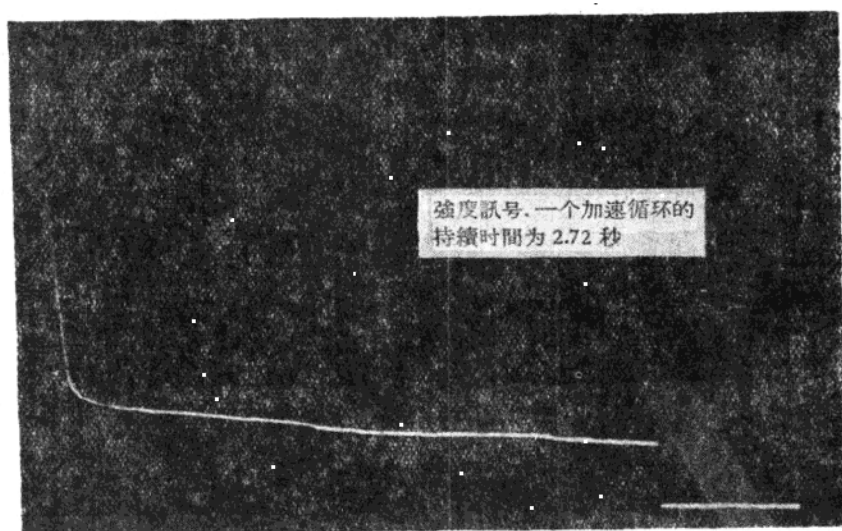


图 7。

在提高束的強度的工作过程中,发现了并且消除了一系列干扰粒子运动的现象,其中有各种微弱的共振现象。例如频率为 1200 赫茲到 600 赫茲的磁場諧波和粒子的相振蕩之間的共振,造成了粒子的巨大的損失。虽然 600 赫茲的磁場諧波的振幅只有 8×10^{-2} 奥斯特,即小于 0.001%,这个共振却会使被加速的粒子束損失 80%。

适当的設計加速粒子的高頻電場的振幅,就可以消除共振现象。

关于增加加速质子束強度的研究已經完成了,我沒有可能詳細地論述。这个工作的結果使质子束的強度增加了大約 10^3 — 10^4 倍,現在在每一脉冲中大約有 10^9 个粒子,有时甚至能达到更大的強度。

在增加粒子束強度和准备各种各样的科研用的仪器的同时,开始了将质子束照射到厚层照相乳胶上的試驗。值得提起的是,已經获得了研究高能质子在核及核子上的弹性和非弹性散射的一些初步結果。

能量为 10 千兆电子伏的质子的德布罗意波长为 9×10^{-15} 厘米,即差不多只有物理

学中用来描述核子的线度的十分之一。因此从具有这样波长的质子的弹性散射,可以得到有关核子结构的新的资料。但是,能量这样大的弹性散射具有衍射的本质,并且很容易证实质子的运动方向集中在很小的角度范围内。例如,当 10 千兆电子伏能量的质子在轻核上散射时,其角度不超过 1° 。正因为这样,在数千兆电子伏的能量区域内,至今还没有对质子在核及核子上的弹性散射进行过研究。联合研究所的物理学家们 [达奈斯 (М. Я. Даныш), 留皮莫夫 (В. Б. Любимов), 巴特葛连斯基 (М. И. Подгорецкий) 等人] 在利用同步稳相加速器独有的特点的基础上,建议了一个研究高能质子弹性散射的巧妙方法。被加速到 10 千兆电子伏能量的质子团,其竖直的和径向的尺寸都很小,总共只有 3—6 厘米。因此,由自由振动的振幅和轨道半径之比来决定的粒子角分散是很小的,在联合研究所的同步稳相加速器内不超过 6 分。

这样,在加速器的真空室里形成了几乎是平行的粒子束,这就有可能有效地研究放在加速器真空室内的被试物质对高能质子的弹性散射,测定质子束穿过这种散射物后的角分散。

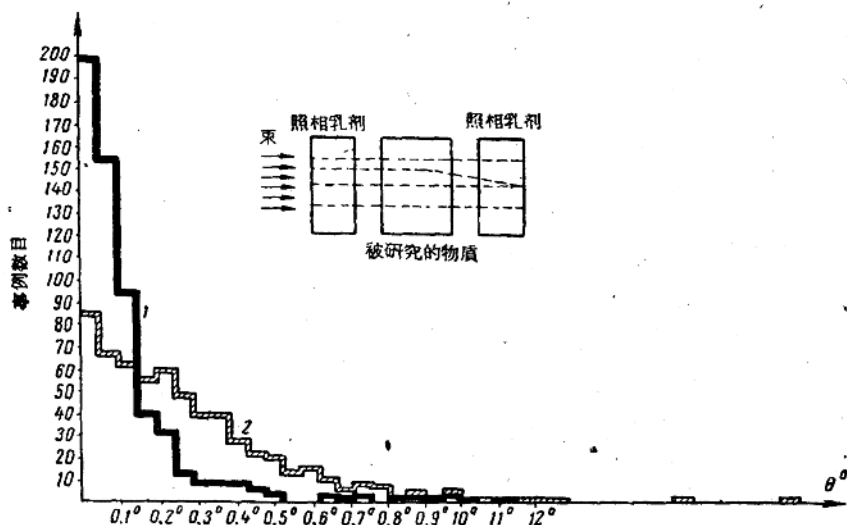


图 8.

图 8 可以作为这种方法的例子,它表示了被加速到 9 千兆电子伏的质子束在穿过照相乳胶块 (厚度为 36 克/厘米²) 前后的角分布。

在这种情况下可以研究质子在核乳胶中的衍射。从图 8 可看到二种角分布的显著区别。原子核的“黑球模型”和实验符合得很好。这时粒子数超过 2000 个,即在统计上是令人满意的。

另一种研究衍射的方法是托尔斯托夫 (К. Д. Толстов) 和崔耿诺夫 (Э. Н. Цыганов) 研究出的,这种方法同样是利用加速器的上述优点,它对于研究质子-质子的衍射特别有效。它不同于一般的方法之点是:此时高能质子束照射到显影乳胶块的与感光层平面垂直的平面上。这时根据径迹的重合性以及原初慢质子和次级慢质子电离本领的显著差别,就可以很容易分辨出质子-质子的弹性碰撞来。这种方法大约允许乳胶中的粒子径迹

数比一般方法多十倍。我們現在正在研究質子-質子散射的試驗,想必能够得到一些有关于“核子”的有效大小及其透明度的資料。

現在来談談关于質子和核子的非弹性碰撞过程的初步实验結果。

曾經借助于厚层乳胶研究高能質子(9千兆电子伏)和自由質子或和准自由質子及核内中子的碰撞过程,此时出現了不同数目的快速相对論性粒子。

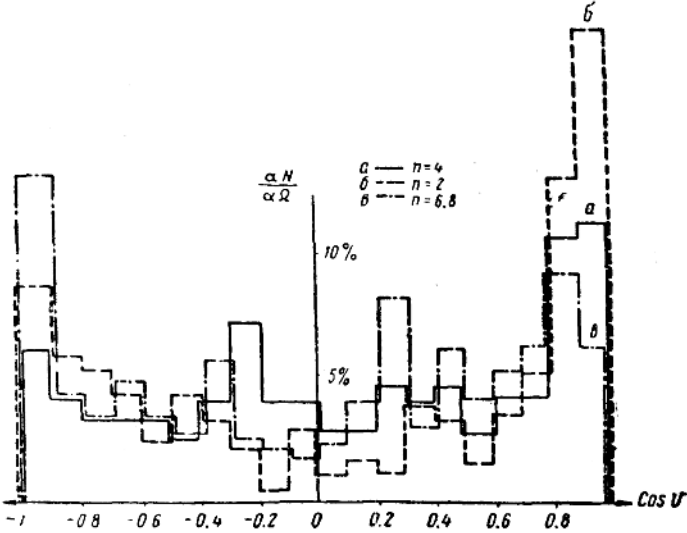


图 9.

图 9 表示質子-質子非弹性碰撞时产生的带电粒子的角分布。图中表示出不同数量的次級介子参加的过程的角分布。在幻灯玻璃板上可以清晰的看到,当产生的粒子数很少时,虽然有 90° 的对称关系,但是粒子在质心系統中有显著的各向异性分布。反之,当碰撞中有許多次級介子产生时,其角分布实际上变成各向同性的。

图 10 表示質子和核的准自由中子的非弹性碰撞的这类分布,和 $p-p$ 碰撞一样,在产生很多和很少的次級粒子时的角分布有显著的差别。然而在 $p-\pi$ 碰撞时,与 $p-p$ 碰撞不同,在产生很少个粒子的条件下,观察到飞出粒子的角分布有显著的不对称。当碰撞时产生的粒子数变得很大时,这些粒子的角分布又好象 $p-p$ 碰撞一样变为各向同性的。

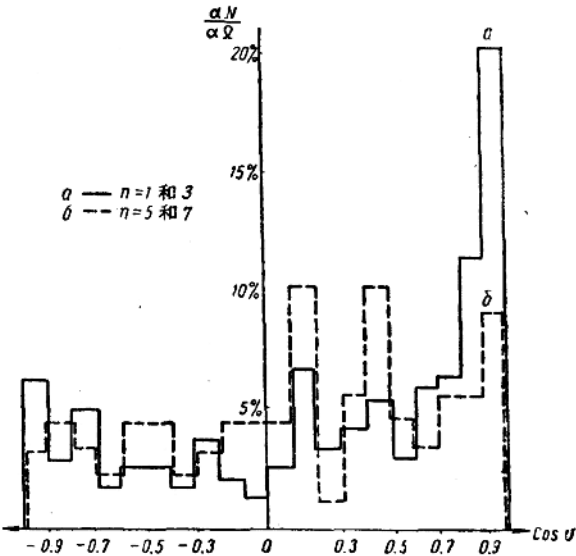


图 10.

这只是些初步的结果，但是它们肯定地指出了二种迥然不同的碰撞型式的存在。我们可以把它们简单化地称为外围碰撞和中心碰撞，即将核子分成二个区域：核子的外围和核子的中心。在外围碰撞时产生的次级介子相对地较少，此时核子似乎保持了它本身的“个性”，质子仍然是质子，中子仍然是中子。在核子中心碰撞时产生很多介子，这时已不能再认为质子不能转变成中子（或者相反）。这种情况是与有关大量粒子产生的统计学理论相矛盾的，依靠增加统计数目，还可以发现这些过程的更细致的特性。因为在这里只能很简单地说明使用厚层乳胶方法得到的某些最重要的结果，我便不谈关于快质子和原子核之间的相互作用以及在星形裂变中粒子角度和能量分布性质的结果，也不谈关于快

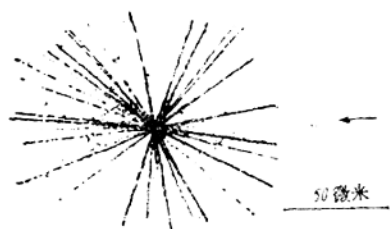


图 11.

除了上面谈过的那些在高能实验室中进行的研究外，现在正在开始实现与利用威尔逊云室和各种电子仪器有关的研究计划。

在用八米厚水泥防护层与加速器隔开的专用房间中布置着许多威尔逊云室，房间中有一个大的、尺寸为 $200 \times 150 \times 30$ 厘米的扩散云室，位于 500 吨的电磁铁的缝隙中，还有一个 50×50 厘米的威尔逊云室，它与由契伦柯夫计数器控制着的专门电子系统一致协调地工作，此外还有一系列的其他设备。

用我们拟定的能选择方向的契伦柯夫计数器的系统，可以建立 K 介子孔道，并能记录能量达到 1.5 千兆电子伏的 K 介子。控制这样的孔道的威尔逊云室之一可以用来研究 K 介子所引起的过程（图 12）。用来控制束使之与加速器工作同步的系统能够大大地提高威尔逊云室的效率。并且能相应地增加用快速粒子时云室的负荷。

质子和其他粒子的能量的平均损失问题了。这些资料或者已经发表或者最近将在刊物上发表，在图 11 上引用比较常观察到的典型情况之一，它是在 9 千兆电子伏的质子作用下乳胶中溴（或者是银）核完全分裂的摄影。应该指出，这样分裂的机制，特别是这些现象的发生次数，还不能认为是清楚的。



图 12.

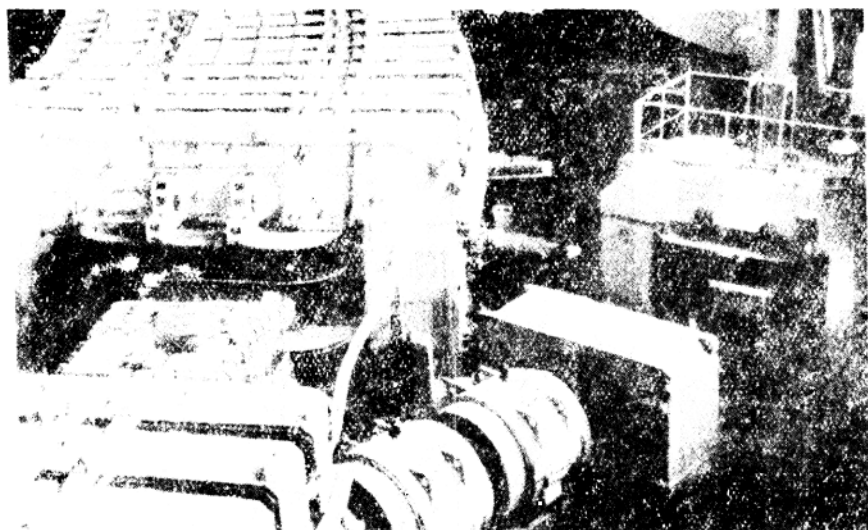


图 13.

图 13 上表示了利用许多正方形透镜的 π 介子孔道以及装在孔道末端的气泡室，这气泡室是在王淦昌和索洛维也夫 (М. И. Соловьев) 领导下的中国和苏联的物理学家和工程师小组建立的，它的尺寸为 $50 \times 35 \times 15$ 厘米。

在图 14 中所示的液态氙气泡室的尺寸为 50×35 厘米，现在正准备装在 K 介子束的装置上。

最后我很简短地叙述一下现在正在同步稳相加速器中实现着的一些新的研究。

众所周知，美国物理学家小组对 1955 年发现的反质子性质的研究之所以发生困难，在很大程度上是由于反质子的发生与 π 介子的发生比较起来是很稀少的事件，大约 $10^4 - 10^5$ 个介子中有一个反质子。

如果能有效地清除伴随反质子而来的 π 介子，那么就会使反质子的实验非常容易进行。

从联合研究所的同步稳相加速器得出的高能量的加速粒子保证能得到高强度的反质子束，而利用加速器本身的特

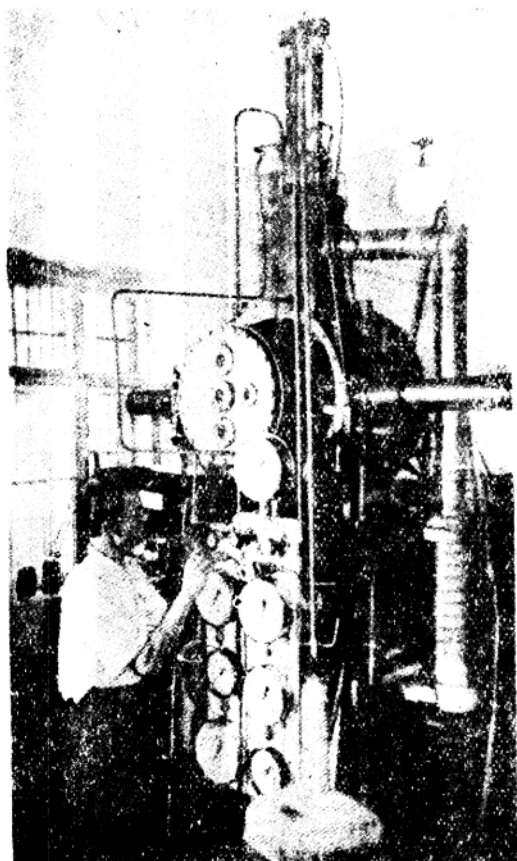


图 14.

点就存在得到足够单纯的高能反质子束的可能性。

别徒霍夫 (B. A. Петухов) 和本文作者在 1956 年提出了空间分离反质子和 π 介子的方法。目前这样的反质子装置的许多部分已经制成了, 它的结构原理从图 15 上很容易

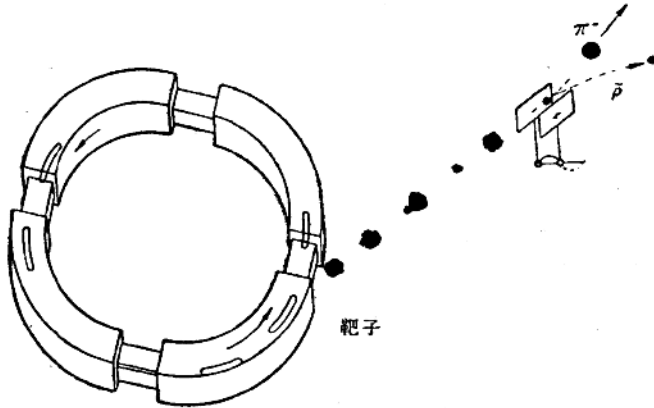


图 15.

了解。

加速到最大能量的质子束(这是用专门的、以相对于基频的第 70 号谐波上工作的谐振器达到的)分成 70 个单独的小团,并在很短的时间内周期地射到靶上,靶装在同步稳相加速器的真空室内适当的半径之处。这时产生的反质子和带负电荷的 π 介子一起由加速器的基本磁场偏转而跑出室外,然后由磁分析器和正方形透镜组成的磁光学系统在射出的粒子束中分出了窄的动量间隔。在给定的动量时,反质子的速度与实际以光速运动的 π 介子的速度是不同的,因此选择足够长的粒子飞行长度,就能够实现在加速器的一定距离处从 π 介子束中完全分出反质子束来的条件。在这个地方装置一个激发横向高频电场激发的谐振器系统,使粒子依相位的不同而向这边或者向那边偏转。如果这样来选择从靶室到偏转系统的距离,使 π 介子及反质子飞行时间之差等于电场变化的半周期,则 π 介子与反质子将沿相反方向偏转,于是在偏转系统后面的某一距离处出现了空间分离。在我们的条件下分离出的粒子的动量大约为 3 千兆电子伏/c。

对反质子轨迹进行的计算指出,在考虑到距离靶室 50 米处的准直器壁内的粒子散射时,可以得到在水平面上经空间分离的 π 介子与反质子束,其横向的大小为 10 厘米。这样一来,可把 π 介子数与反质子数之间的比例改变几百倍。

当结束这个简短的报告时,我希望能量 10 千兆电子伏的最大的同步稳相加速的启动和美国的加速器(宇宙射线能级和千兆电子伏级加速器)的运行,将为顺利进行与核子结构和基本粒子性质的基本问题有关的广泛问题的研究提供了更大的可能性。

联合研究所高能实验室、苏联科学院列别捷夫物理研究所、苏联科学院无线电技术研究所、苏联乌克兰科学院物理技术研究所、电子物理仪器研究所的巨大的物理学家、工程师、技术人员集体和其他有关组织的人员参加了开动同步稳相加速器的工作。

理论和实验的研究以及与同步稳相加速器的调整和开动有关的工程设计工作的详细描述,可参考发表在苏联与外国杂志上的各种论文。

除本文已提到的以外,直接参加同步稳相加速器的各种物理仪器及科学研究的准备

37

工作的还有下列高能实验室的物理学家、工程师及其他人员：楚維洛 (И. В. Чувило), 泽尔多维奇 (А. Г. Зельдович), 謝麥紐什金 (И. Н. Семенюшкин), 巴伏洛夫 (Н. И. Павлов), 津諾夫耶夫 (Л. П. Зиновьев), 契霍洛夫 (К. В. Чехлов) (以上苏联), 王淦昌, 王树帆 (譯音) (中华人民共和国), 达納什 (М. Я. Даныш) (波兰), 卡茲 (Э. Кан) (罗马尼亚), 馬尔科夫 (П. К. Марков) (保加利亚), 維丘伍 (Ви Чун-воп) (譯音) (朝鮮民主主义人民共和国), 勃拉德娜 (Ф. Брадна) (捷克斯洛伐克)。

参 考 文 献

- [1] В. И. Бекслер, Д. В. Ефремов, А. Л. Минц, М. М. Вейсбейн, Ф. А. Водопьянов, М. А. Гашев, А. И. Зейдлин, П. П. Иванов, А. А. Коломенский, Е. Г. Комар, И. Ф. Малышев, Н. А. Моносзон, И. Х. Невязжий, В. А. Петухов, М. С. Рабинович, С. М. Рубчинский, К. Д. Спиральников, А. М. Столов. Синхрофазотрон на энергию 10 Бэв АН СССР, *Атомная энергия* 4, 22 (1956).
- [2] В. И. Бекслер, А. А. Коломенский, В. А. Петухов, М. С. Рабинович Физические основы сооружения синхрофазотрона на 10 Бэв. Приложение к журналу «Атомная энергия» № 4 (1957).
- [3] М. С. Рабинович—Основы теории синхрофазотрона. *Труды ФИАН*, 10, 23 (1958).
- [4] И. С. Данилкин, Л. П. Зиновьев, В. А. Петухов, М. С. Рабинович—Некоторые вопросы работы синхрофазотрона на 180 МГЭВ (действующая модель установки на 10 млрд эв). Symposium CERN, 513 (1956).
- [5] М. С. Рабинович—Некоторые вопросы теории синхрофазотрона АН СССР на 10 Бэв. *Атомная энергия* 5, 431 (1957).
- [6] А. М. Балдин, В. В. Михайлов, М. С. Рабинович—Метод огибающих для исследования свободных колебаний в ускорителях, *ЖЭТФ* 31, 993 (1956).
- [7] И. С. Данилкин, М. С. Рабинович—Захват частиц в синхрофазотронный режим ускорения. *ЖТФ* 28, 351 (1958); Резонансные возмущения синхротронных колебаний в ускорителях заряженных частиц *ЖТФ* 27, 1558 (1957).
- [8] В. И. Котов, Н. Б. Рубин—Собственные функции уравнения свободных колебаний слабофокусирующего ускорителя с разрезным магнитом и их применение *ЖТФ*, 28, 365 (1958).
- [9] А. Л. Минц, С. М. Рубчинский, М. М. Вейсбейн, Ф. А. Водопьянов, А. А. Кузьмин, В. А. Уваров—Система связи частоты ускоряющего поля и напряженности магнитного поля синхрофазотрона на 10 млрд эв. *Радиотехника и электроника* 1, 910 (1956).
- [10] Ф. А. Водопьянов—Задающий генератор в системе связи частоты ускоряющего поля и напряженности магнитного поля синхрофазотрона на 10 млрд эв. Там же, 1, 928 (1956).
- [11] Ю. М. Лебедев-Красин—Ускоряющие элементы синхрофазотрона и основные вопросы их питания напряжения высокой частоты. Там же, 1, 940 (1956).
- [12] И. Х. Невязжий, Г. М. Драбкин, В. Ф. Трубецкой, А. С. Темкин—применение индуктивностей с ферритовыми сердечниками в контурах мощных высокочастотных каскадов синхрофазотрона. Там же, 1, 954 (1956).
- [13] Г. М. Драбкин, Л. М. Гуревич, В. М. Гутнер, Н. К. Каминский—Автоматическая настройка контура оконечного каскада высокочастотного генератора синхрофазотрона на 10 млрд эв. Там же, 1, 965 (1956).
- [14] А. Л. Минц, С. М. Рубчинский, М. М. Вейсбейн, А. А. Васильев—Системы управления процессами инжекции и ускорения частиц в синхрофазотроне. Там же, 1, 974 (1956).
- [15] С. М. Рубчинский, А. А. Васильев, В. Ф. Кузьмин, Н. И. Федоренко—Об измерении мгновенной частоты частотно-модулированных колебаний. Там же, 1, 986 (1956).
- [16] С. М. Рубчинский, М. П. Зельдович, С. С. Курочкин—Об измерении мгновенных значений напряженности изменяющихся магнитных полей Там же, 1, 1001 (1956).
- [17] С. М. Рубчинский, А. А. Васильев, М. П. Зельдович, В. Ф. Кузьмин, С. С. Курочкин—Измерение мгновенных значений переменных параметров в синхрофазотроне. Symposium CERN, 404 (1956).
- [18] А. Л. Минц, С. М. Рубчинский, М. М. Вейсбейн, Ф. А. Водопьянов, А. А. Васильев—Некоторые технические характеристики электронной системы протонного синхротрона на 10 Бэв. Symposium CERN 429 (1956).

- [19] Ф. К. Архангельский, М. А. Гашев, Е. Г. Комар, И. Ф. Малышев, Н. А. Монозон, А. М. Столов, Н. С. Стрельцов—Электрические и конструктивные проблемы сооружения крупных циклических ускорителей. «Электричество», № 11, 25 (1957).
- [20] А. А. Журавлев, Е. Г. Комар, И. А. Мозалевский, Н. А. Монозон, А. М. Столов—Магнитные характеристики протонного синхротрона на 10 Бэв. Приложение к журналу «Атомная энергия» № 4 (1957). См. также: Symposium CERN, 339 (1956).
- [21] М. А. Гашев, Е. Г. Комар, Н. А. Монозон, Ф. М. Спевакowa, А. М. Столов—Система питания электромагнита синхрофазотрона на 10 Бэв. Symposium CERN, 378 (1956).
- [22] Е. Г. Комар, Н. А. Монозон, Н. С. Стрельцов, Г. М. Федотов—Некоторые конструктивные особенности электромагнита синхрофазотрона на 10 Бэв. Symposium - CERN, 382 (1956).
- [23] Е. Г. Комар, И. Ф. Малышев, Я. Л. Михелис, А. В. Попкович—Вакуумная камера электромагнита синхрофазотрона на 10 Бэв. Symposium CERN, 385 (1956).

快中子輻射俘获截面的測量*

雷彭斯基 (А. И. Лейпунский) 卡薩奇柯夫斯基 (О. Д. Казачковский)

阿尔丘霍夫 (Г. Я. Артюхов) 巴雷施尼柯夫 (А. И. Барышников)

巴拉諾娃 (Т. С. Баланова) 加尔柯夫 (В. Н. Галков)

斯达維斯基 (Ю. Я. Ставиский) 斯屠姆布尔 (Э. А. Стумбур)

舍尔曼 (Л. Е. Шерман)

核燃料扩大再生产快中子反应堆建造問題的发展提出了对于用作結構材料、载热剂及稀释剂的物质(包括 U^{238} 及 Th^{232}) 的輻射俘获有效截面进行测量的任务。

中子輻射俘获之所以重要,首先是从裂变同位素再生产的观点来看的。結構材料、载热剂和中性稀释剂俘获中子,引起用于再生产的中子的损失,而同时, U^{238} 及 Th^{232} 的輻射俘获导致新的裂变同位素的出现,因此又是各种可能再生产循环的基础。此外,結構材料和载热剂的輻射俘获基本上决定了这些材料在反应堆中的活化情况。这个活化的大小关系着反应堆的运转条件以及輻射防护的各项要求。

在我们的实验工作开始以前(1950),关于快中子輻射俘获截面的数据极其有限而且相互矛盾,有必要进行一系列的研究。为了得到计算反应堆所需的极为可靠的常数,我们使用了各种方法对各种能量的中子和对尽可能多的同位素进行了测量。对于大量同位素,其中包括不能用于反应堆的同位素的截面测量,再加上理論的引用,可以对无法直接测量的俘获截面作出估值。

大家知道,测量俘获截面最简单可行的方法之一是活化法。它的优点在于可能测量单个同位素的截面而无需分离天然同位素混合物,在于可能使用小量研究物质(毫克数量级)。但是方法的应用范围由可被活化的同位素大大限制了。因此,除了活化法,在测量俘获截面时还使用了基于测量俘获輻射强度的方法,基于减弱球状几何中子流的方法以及反应堆振荡方法。利用这些方法可以得到不能活化的同位素的俘获截面。

俘获截面的测量既在单能中子(核反应 $T(p, n)He^3$, $D(D, n)He^3$ 产生的中子, $Sb-Be$, $Na-D_2O$, $Na-Be$ 的光中子)中进行,又在宽广的中子能谱范围里(裂变中子,在快中子反应堆活化层中及屏蔽层中建立起来的較軟的中子谱)进行。宽谱测量的分析解释比較困难,但是进行测量时在强度上实际将无限制。这样就有可能对单色中子测量所力不能及的极其小的截面进行测量。

极易见到,在多数情况下,被测到的截面决定于中間态核的許多能级,因为即使对于核反应所产生的中子来说,中子能量分布的真正宽度比能级平均间距要大很多(輕核和 α 核除外)。在本报告中所討論到的关于輻射俘获截面测量的实验工作,是在1950—1957年間进行的。所作测量基本上都是相对测量,而为了得到截面的绝对数值,应用了若干参

* “第二届和平利用原子能国际会议文献”编号 A/CONF/15/P/2219, 苏联,原文为俄文。

考截面(热中子俘获截面, 选作标准样品的同位素的快中子俘获截面等等)。

本报告所引的测量结果都是根据最新发表的参考截面值换算过的, 在这些结果的误差中并没有把参考截面的误差包括进去, 采用了下列几个基本标准样品的参考截面值:

- I^{127} 24 千电子伏: 0.82 靶^[1]
- I^{127} 200 千电子伏: 0.40 靶^[2]
- U^{235} 200 千电子伏: 1.47 靶^[3]
- Pu^{239} 快中子反应堆活性区中心: 1.83 靶^[4]
- 快中子反应堆屏蔽层: 1.75 靶^[4]

我们还使用了文献[5],[6]的热中子俘获截面数值。

I. 反应 $T(p, n)He^3$, $D(D, n)He^3$ 所产生的中子的辐射俘获

1) 活化测量

用活化法测量了一系列同位素, 当中子能量为 ~ 0.2 , ~ 2.7 及 ~ 4 兆电子伏时的俘获

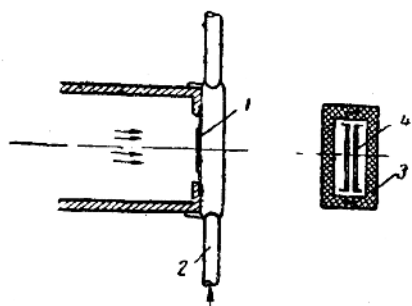


图 1. 活化测量

- 1. 吸附着氚的钛层; 2. 水蒸汽冷却靶;
- 3. 真硼钢制容器; 4. 样品。

截面, 能量为 ~ 0.2 兆电子伏的中子是从高压培养管靶上所产生的 $T(p, n)He^3$ 反应得来的, 中子能量散度基本上由靶的厚度决定而为 ~ 30 千电子伏。被研究的样品和用作标准样品的碘-127 样品一同在快中子流(图 1)和慢中子流中照射。

热中子照射在铀石墨反应堆热柱中进行, 铜比值约为 200 (根据碘)。样品的活化程度用 MCT-17 型钟罩气体放电计数管测量。

在每个样品的照射时间, 退光时间和测量时间保持常数的情况下, 俘获截面可以由下列

关系定出:

$$\sigma_c = \sigma_{cs} \times \frac{\sigma_{cr}}{\sigma_{sr}} \times \frac{A_6}{A_{69}} \bigg/ \frac{A_r}{A_{79}}, \quad (1)$$

式中 $\frac{A_6}{A_{69}}$ 及 $\frac{A_r}{A_{79}}$ 是在快中子流中及在慢中子流中被研究样品与标准样品活化程度的比值; σ_{cs} , σ_{sr} 是标准样品的快中子俘获截面及慢中子俘获截面; σ_{cr} 是被研究元素的热中子俘获截面。

测量能量为 2.7 及 4 兆电子伏的中子俘获截面所用的中子源是重冰靶上所产生的 $D(D, n)He^3$ 反应。受照射的样品位于 90° 及 0° 角, 这相应于俘获中子平均能量 ~ 2.7 及 4 兆电子伏。碘-127 对能量为 2.7 及 4 兆电子伏中子的俘获截面利用与 U^{238} 裂变截面相比较的方式测定为:

$$\sigma_{2.7} = 47 \pm 2 \text{ 毫靶.}$$

$$\sigma_4 = 23 \pm 1 \text{ 毫靶.}$$

能量为 0.2, 2.7 及 4 兆电子伏中子的测量结果列如表 1.

表 1 活化截面(毫靶)

同 位 素	0.2 兆 电 子 伏	2.7 兆 电 子 伏	4 兆 电 子 伏
Na ²³	1.8±0.18	<0.23	<0.12
Mg ²⁶	8.2±1.2	0.35±0.09	0.25±0.05
Al ²⁷	5.6±0.56	<3.5	<1.8
Si ³⁰	5.5±0.5	0.3±0.3	0.67±0.10
Cl ³⁷	4.31±0.04	0.65±0.09	0.34±0.09
V ⁵¹	10.0±0.8	1.97±0.08	1.78±0.06
Mn ⁵⁵	19.7±1.1	3.12±0.3	1.79±0.18
Ni ⁶¹	43.5±4.1	<5.2	2.6±1.3
Cu ⁶⁵	13.9±1.5	4.75±0.05	2.77±0.03
Zn ⁶⁹	35±1.5	<13.6	<9.14
Br ⁷⁹	328±8.0	26.4±0.5	11.7±0.3
Br ⁷⁸	140±12	14.3±0.7	6.6±0.4
Mo ¹⁰⁰	51.6±2.1	6.50±0.7	3.9±0.4
Ag ¹⁰⁷	390±13	56±1	29.4±0.9
In ¹¹⁵	234±15.6	74±3	39.2±1.6
Ba ¹³⁸	5.16±0.8	1.14±0.23	0.78±0.24
W ¹⁸⁶	180±13	<36	<19
Hg ²⁰¹	<250	<50	<25
Pb ²⁰⁹	7.5±3.8	1.1±0.5	0.50±0.25
Th ²³²	217±11	—	—
U ²³⁸	194±8	53.3±1.6	33.3±1.2

在测量 U²³⁸ 的中子俘获截面时,记录了 U²³⁹ 的 β 放射性. 为了减低铀的初始活化程度并且移除裂变碎片,用乙醚提取法进行化学净化.

为了减低钍的天然 β 放射性,用载体方法分离了天然衰变产物. 采用了钨、铋及铅作为载体. 由于移除裂变碎片方法上的复杂性,钍的俘获截面仅对能量 ~ 0.2 兆电子伏的中子作了测量.

对于若干元素,在能量为 2.7 及 4 兆电子伏的中子照射下,观察到由于 (n, p) , (n, α) 过程(铝、氮)以及由于在非弹性散射时同质异能状态激发(铟、汞)所致的附加活化. 在铝及汞的情况下,无法将这些效应分离出来. 因此对这两个元素得到的是俘获截面的上限.

2) 记录辐射俘获的 γ 射线

为了测量能量为 ~ 0.2 兆电子伏中子的俘获截面,在 1951—1954 年间采用了两个基于记录俘获 γ 射线的方法. 这类测量的主要困难出自中子源产生的 γ 射线本底. 这就排斥了通常用作中子源的一系列核反应的采用: $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$, $\text{C}^{12}(d, n)\text{N}^{13}$ 等等. 可以用作中子源的仅是 $\text{T}(p, n)\text{He}^3$ 反应.

用第一个方法测量截面的时候,比较了在氦靶产生的同样中子流(见活化测量)中由被研究样品所产生的和由碘-127 标准样品所产生的 γ 射线的强度. γ 射线强度和俘获截面 σ_0 及每个俘获产生的平均的 γ 量子的数目 $\bar{\varphi}$ 成比例. $\bar{\varphi}$ 的测定采用 γ - γ 符合计数的方法. 俘获 γ 射线是由两个使用蒺活化的萘单晶的闪烁探测器记录的(图 2). 电子学线路能够使每个探测器以 ~ 0.7 兆电子伏的能量记录 γ 射线,并且以 $\sim 1.5 \times 10^{-7}$ 秒的