

电子经过介质由于介质被极化 影响能量损失的研究*

肖振喜 周德隣

提 要

电子经过介质时,将介质极化,本工作的目的是研究较低能量的电子经过不同介质时,由于这种极化效应对电子能量损耗的影响. 利用灌氢气的膨胀式云雾室测量了能量为0.3—1.0 Mev的电子经过铍、炭及铝片的平均能耗及最大可能能耗. 实验指出:在此能量范围内的电子,经过某些介质,它们的传导电子数与全部电子数的比值 f_0 以及电阻系数 ρ 都大,如铍及炭,其能量损耗由于介质被极化而显著减少. 电子经过铍的能耗实验结果显著比考虑了介质极化影响的 Helpen 及 Hall 与电子能量损耗有显著减少 Sternheimer 的理论为小;电子经过炭的能耗实验结果是介于此二理论之间.

一、引 言

电子经过介质,主要的能量耗损是游离能耗和辐射能耗. 对于能量在1 Mev左右的电子,辐射能耗远小于游离能耗. 因此,在这能量范围内,我们所测的能耗可以考虑全部属于游离能耗.

电子经介质的游离能耗是由于介质中的分子或原子受到进入电子电场的影响而引起扰动,因而消耗了进入电子的能量. 具有一定能量的电子,经过一定厚度的介质的游离能耗并不是单一值,而是有一分布. 因此一般都是用平均游离能耗或最大可能游离能耗来表示能耗的大小.

Bohr^[1], Bethe-Bloch^[2](以后简称为 B. B.)曾导出电子经过介质平均游离能耗的理论, Landau^[3]曾导出电子经介质的最大可能能耗理论. 他们都只考虑了进入带电粒子与介质中单个电子间的库伦力作用. 1938年 Swann^[4]指出,当带电粒子通过介质时,将介质极化,使进入带电粒子在介质中产生的电场变小,它的能耗也就减小. 由于相对论效应,带电粒子速度愈大,其有效的碰撞距离也愈大,所以极化效应应该愈显著,带电粒子的能耗也就减少得愈多. 1940年 Fermi^[5]用古典电动力学方法计算了考虑极化效应的能耗. 他假设介质中的电子都是束缚电子,并且其频率只有一种. 后来 Helpen 及 Hall^[6](以后简称 H. H.), Sternheimer^[7](以后简称 Ster.)等人在 Fermi 的基础上假设,介质中电子的频率不是只有一种,而是多种频率的. 这样计算将更符合实际情况. 对于高能电子,经过介质的能耗, H. H. 及 Ster. 的工作结果很一致. 但对于低能电子,经过介质,由于他

*1959年12月28日收到.

們假設的一些物理常数不同, 能耗也并不完全一致. H. H. 考虑了介质中传导电子的阻尼系数 g_0 值(g_0 值是与介质的电阻系数 ρ 成正比的), 而 Ster. 设 g_0 为零. 因此, 在他们的计算中, 对于低能电子经过具有大 f_0 及大 ρ 值的介质(如炭)的能耗有分歧. f_0 是指介质中传导电子数与全部电子数的比值.

实验方面已有许多工作^[7,8]证明, 高能电子经过介质时, 能耗显著受极化效应的影响, 并与考虑了极化效应的 H. H. 及 Ster. 理论相符合. 在电子能量小于 1Mev 的情况下, 实验指出, 对于许多介质没有显著的极化效应^[9,10,11,12], 这也与 H. H. 及 Ster. 能耗理论符合. 但能量小于 1Mev 的电子经过炭及铍时, 理论指出, 极化效应应该比较显著. Lodge Frank, L. Hereford^[13], 利用计数管测量电子经过炭与水的阻止本领的比值, 结果指出, 0.75Mev 电子经过炭时能耗受到极化效应的影响, 但不如 H. H. 计算的那样显著. 还有陈仁烈及 Warshaw^[12] 利用 β 谱仪测量能量小于 1Mev 电子经过炭及铍的能耗. 结果指出, 炭没有显著的极化效应, 而铍有显著的极化效应.

本工作是研究能量小于 1Mev 电子经过炭及铍时电子能耗受极化效应的影响. 我们利用了云雾室来测量 0.3—1.0Mev 电子经过铍及炭的平均能耗及最大可见能耗. 云雾室的特点是可以很清楚地分辨出个别的进入及射出介质的电子.

二、实 验

云室为水平膨胀式的, 半径 9 厘米、高 5 厘米, 工作在一大气压情况下. 为了减少电子径迹的多次散射误差, 室内灌以氦气. 垂直云室平面的磁场为 280 高斯. 经 E 电子经过铅准直后, 经云室的云母窗进入云室; 介质薄片悬于云室中央, 测量某一进入及射出介质的电子径迹的曲率半径, 即得出这个电子经介质时能量的损失(装置示意图见图 1). 为了确定带电粒子径迹在云室中的立体方位, 我们用立体照相机来照相. 径迹的立体照片见图 2.

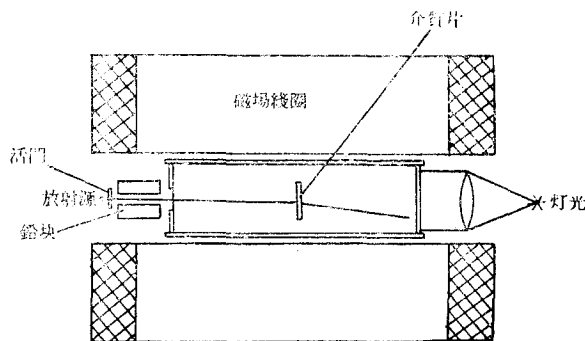


图 1 云室装置示意图

云室的一切操作过程都是自动的, 每隔 1.5 分钟照一次相.

我们用的介质薄片有下列几种: I 号炭, II 号炭, I 号铍, II 号铍及铝片. I 号炭是用纯度为 99.9% 的炭黑与少量胶水合成的炭片, 厚度为 55.7 毫克/厘米², 电阻系数为 $\rho = 0.16 \pm 0.03$ 欧厘米. 此炭片颗粒细(约 0.004 毫米直径), 而且分布均匀. 经计算, 由于胶水及炭黑中的杂质引起的能耗误差为 0.9%. II 号炭纯度为 99.3%, 厚度为 163.1 毫克/厘米², $\rho = 0.0057 \pm 0.0005$ 欧厘米, 颗粒很粗, 而且极不均匀; 为了使电子通过它的路程长度涨落小, 将炭片中灌满石蜡. 由于石蜡中氢部分引起的能耗可从计算中减去. I, II 号铍片的纯度为 99% 以上, I 号铍厚度为 134.3 毫克/厘米², II 号铍厚度为 138.4 毫克/厘米². 铝片的纯度为 99.9% 以上, 厚度为 52.1 毫克/厘米².

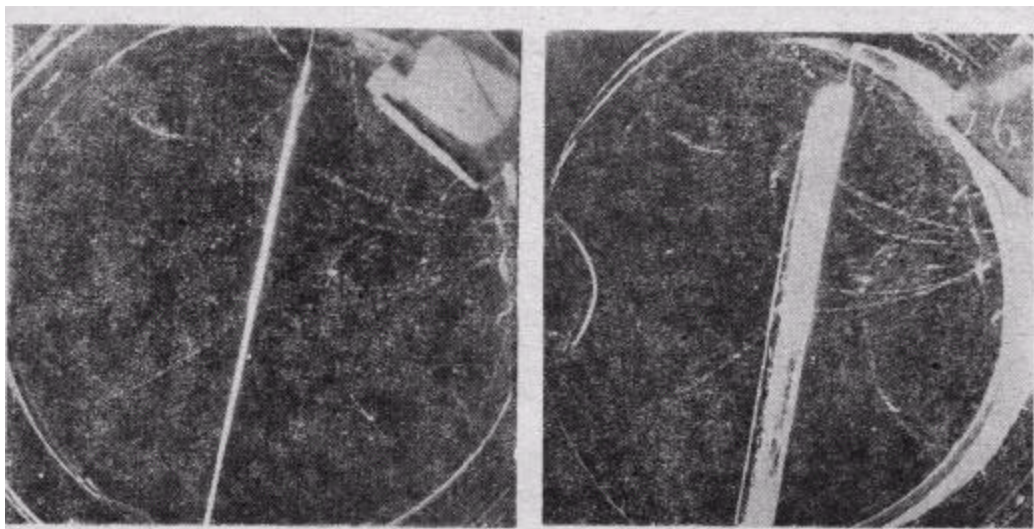


图 2

三、測量和計算方法

利用原立体照相机投射所照的径迹底片, 测量电子径迹的立体位置. 测量的参量有下列五个: (i) 入射电子径迹在水平面上投影的曲率半径 ρ_1 (厘米); (ii) 通过介质后的电子径迹在水平面上投影的曲率半径 ρ_2 (厘米); (iii) 入射电子径迹与水平面交角 θ_1 ; (iv) 通过介质后的电子径迹与水平面交角 θ_2 ; (v) 入射电子径迹在水平面上的投影与介质薄片法线的交角 ϕ . 在测量时, 对径迹的选择条件为: (i) 有显著突然曲折的径迹不要; (ii) 为了减少从测曲率半径所引起的误差, 径迹长度小于 5 厘米的不要; (iii) 径迹靠近介质薄片的一端、距薄片 0.5 厘米以上的不要; (iv) 不能肯定进入与通过介质的电子径迹是属于同一电子的不要; (v) 不是圆弧形的径迹不要.

从垂直磁场方向运动的电子的曲率半径可以求出它的动能. 设电子的静止质量为 m_0 克, 电荷为 e 静电单位, 光速为 c 厘米/秒, 电子在均匀磁场 H 高斯中的径迹的曲率半径为 ρ 厘米, 则其动能以尔格为单位是:

$$E = m_0 c^2 \left[\sqrt{\left(\frac{He\rho}{m_0 c^2} \right)^2 + 1} - 1 \right].$$

如果电子运动的方向并不与磁场垂直, 而是与垂直磁场的平面相交成 θ 角, 则上式中 $H\rho$ 值应该用 $H\rho \sec \theta$ 代替. 在计算能耗时将 $H\rho_1 \sec \theta_1$ 及 $H\rho_2 \sec \theta_2$ 做为 $H\rho$ 值分别代入上式, 得到电子的进入能量 E_1 及通过介质后的能量 E_2 , 则电子的能耗 $\Delta E^1 = E_1 - E_2$. 一般说来, 电子不是垂直进入介质薄片的, 而是与介质面法线相交不同的 θ_1 及 ϕ 角, 如果薄片厚度为 t (t 也就是电子经过薄片的最短路程), 则电子在介质薄片中的路程长度为 $t \sec \theta_1 \sec \phi$ (假设电子在薄片中走直线的话). 所以从上法测出的 ΔE^1 值, 因每个电子的 θ_1 及 ϕ 角不同而不同. 我们将电子在介质片中经不同路程长度的能耗 ΔE^1 都归一为经

最短路程 t 的能耗 ΔE , 则 $\Delta E = \frac{\Delta E^1}{\sec \theta_1 \sec \phi}$.

四、实验结果与数据分析

能耗分布的实验结果见图 3, 4, 5, 6, 7. 平均能耗是将所选择的能量范围内的所有电子的能耗加以平均. 最大可能能耗是直接由能耗分布图上取得的.

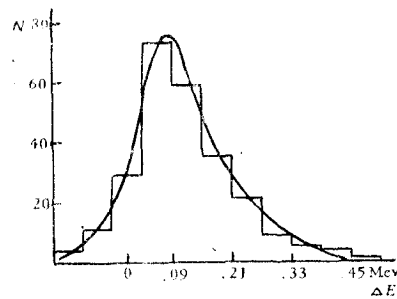


图 3 0.3—0.7 MeV 电子通过 I 号炭(55.7毫克/厘米²)的能耗分布

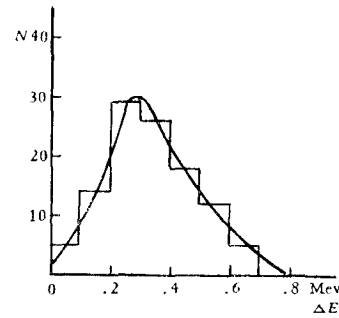


图 4 0.7—0.9 MeV 电子通过 II 号炭(163.1毫克/厘米²)的能耗分布

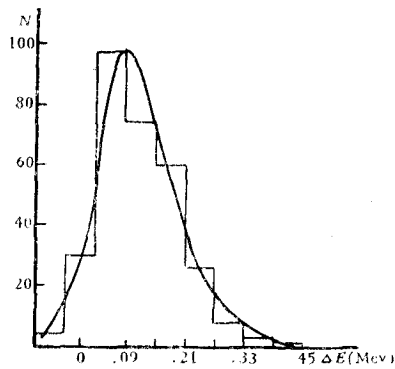


图 5 0.3—0.7 MeV 电子经过铝片(52.1毫克/厘米²)的能耗分布

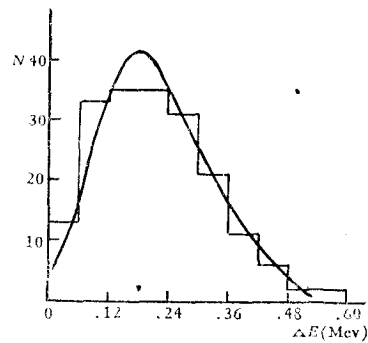


图 6 0.5—1.0 MeV 电子经过 I 号铋(134.3毫克/厘米²)的能耗分布

带电粒子经过介质时, 因为多次散射的影响而使其所经路程比直线路程要加长, 在计算能耗的时候, 必需考虑加长因素. 在我们的实验情况下(即进入电子能量低, 介质薄片厚度大的情况下), 加长因素很重要. 但目前对于电子经过介质路程的加长数值理论与实验结果存在矛盾. 我们是根据了能量小于 1 MeV 电子经过铝的能耗没有显著的极化效应这一事实来估计加长因素的. 把测量出来的电子经铝的能耗与从 B. B. 理论计算出来的能耗相比, 就可得出电子经铝的路程加长因素, 从而推出电子经铋和炭的路程加长因素

(詳見附录一). 今将不同能量的进入电子经过各介质片的平均路程(考虑加长后的路程)计算结果列在表 1 中. 我们把从实验得到的平均能耗与 B. B.^[2], H. H.^[6] 及 Ster.^[7] 理论

公式进行比较; 实验中的最大可能能耗与 Ландау^[3] 理论公式比较. 因为我们所采用的进入电子能量 E_1 不是单能而是有一分布 (E_1 分布见附录二); 而能耗是与 E_1 有关, 为了使理论计算更适合与实验相比, 我们在计算能耗时是按 E_1 的分布进行数值积分. 实验与计算结果列于表 2 中. 因为电子经过各介质薄片的平均路程是从实验得出的, 有一定的实验误差, 所以并不是单一值, 而是有一范围 (见表 1), 因此从各理论计算出的能耗也有一范围. 从表 2 看出, 低能电子经过铍及炭的能耗比 B. B. 的结果小, 这肯定了低能电子经过铍及炭的能耗是受介质被极化的效应所影响.

为了确定利用本云室测电子能量所引入的误差, 我们测量了已知能量为 0.365 Mev 的电子在

云室中的能量分布, 从而得出测 0.365 Mev 电子的能量误差. 测量方法见附录二. 测不同能量电子的能量时, 其测量误差是不相同的, 使误差不同主要有下面两个原因: (1) 多

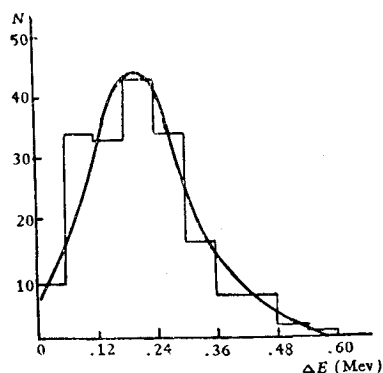


图 7 0.5—0.9 Mev 电子经过 II 号铍 (138.4 毫克/厘米²) 的能耗分布

表 1 电子经过各介质薄片的实际路程长度(毫克/厘米²)

进入电子能量 (Mev)	0.3—0.4	0.4—0.5	0.5—0.6	0.6—0.7	0.7—0.8	0.8—0.9	0.9—1.0
介质薄片							
铝片(52.1 毫克/厘米 ²)		66.2±7.0					
I 炭(55.7 毫克/厘米 ²)		64.7±4.5					
II 炭(163.1 毫克/厘米 ²)					203±20	185±16	
I 铍(134.3 毫克/厘米 ²)			162±14	155±10	151±16	147.5±6.5	145.5±5.5
II 铍(138.4 毫克/厘米 ²)			169±15	161±11	169±9	153.5±6.5	

表 2 电子经过各介质薄片的理论与实验能耗值

介质薄片	厚度 (毫克/厘米 ²)	进入电子能量范围 (Mev)	电子数目	能 耗 (Mev)					
				理 论				实 验	
				$\Delta E_{B.B.}$	$\Delta E_{H.H.}$	$\Delta E_{S.}$	$\Delta E_{L.}$	$\Delta E_{平均}$	$\Delta E_{可几}$
I 炭	55.7	0.3—0.7	255	0.123±0.008	0.097±0.007	0.121±0.008	0.099±0.007	0.102±13	0.078±0.013
II 炭	163.1	0.7—0.9	154	0.350±0.032	0.322±0.030	0.343±0.032	0.297±0.029	0.327±18	0.280±0.018
I 铍	134.3	0.5—1.0	189	0.256±0.018	0.251±0.018	0.251±0.018	0.215±0.016	0.208±20	0.168±0.020
II 铍	138.4	0.5—0.9	187	0.269±0.021	0.265±0.021	0.265±0.021	0.229±0.019	0.215±20	0.192±0.020

$\Delta E_{B.B.}$ 为依 Bethe-Bloch 理论计算的能耗; $\Delta E_{H.H.}$ 为依 Helpert Hall 理论计算的能耗; $\Delta E_{S.}$ 为依 Sternheimer 理论计算的能耗; $\Delta E_{L.}$ 为依 Ландау 理论计算的能耗.

次散射影响——电子通过云室气体时,被气体分子或原子多次散射,因而使电子径迹的曲率半径 ρ 发生偏离,对不同能量的电子,由于多次散射的物理过程引起 ρ 的偏离是不同的。依 Bethe^[15] 的计算看出,电子能量愈小,此多次散射的误差愈大。我们就是利用 Bethe 公式来考虑误差的。(2)测量 ρ 不准确的影响——在同一磁场强度下,不同能量电子径迹的曲率半径是不同的。我们测量 ρ 的准确度为 ± 0.5 厘米,因而对于能量小的电子,由于测量 ρ 的不准确而使测出的电子能量的误差要比能量大的电子大。在求不同能量电子的测量误差时,我们首先计算 0.365Mev 及所求能量电子被上述两种影响所引起的能量误差的比值,然后以附录二中得到的 0.365Mev 电子的能量误差为标准,利用上面误差比值即可推出所求能量电子的能量误差来。除能量误差外还考虑了由于介质片内含杂质及厚度不均匀而引起的误差。因为各介质片内含杂质及厚度不均匀程度都各有不同,并且进入各介质片的电子能量也不同,因此在不同实验中误差的总误差也各有不同。误差的数据可从表 2 中看出。

五、讨 论

Hereford^[13]; Paul, Reich^[16]; Crane, olesen, 赵广增^[17]及 Warshaw, 陈仁烈^[12]等人也曾测量电子经过炭及铍的能耗。今将我们及他们的结果画在图 8 及图 9 上。为了便于比较,

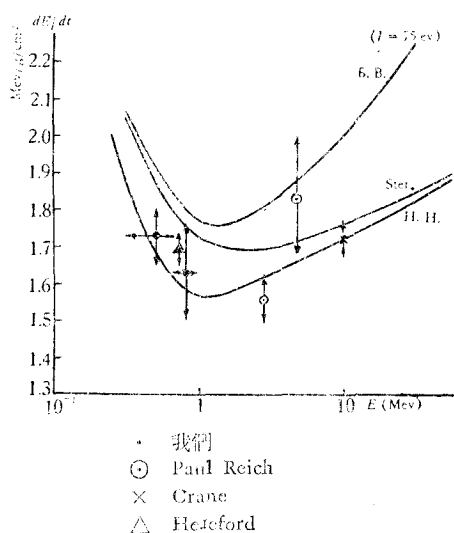


图 8 电子经炭的阻止本领

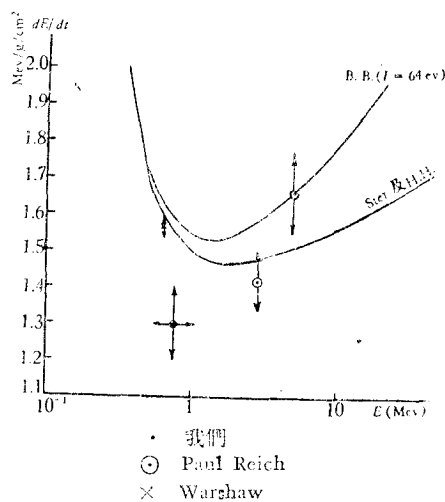


图 9 电子经铍的阻止本领

用电子经介质的阻止本领 $\frac{dE}{dt}$ 代替电子的能耗。应该指出,在 Paul, Reich 及陈仁烈的工作中,没有考虑加长问题,实际上,在他们的实验条件下,按照我们对加长的考虑,加长还是相当大的;因此他们的能耗值还应低些,也就是极化效应还应大些。这与我们的实验结果相一致。

从图 8 看出, H. H. 对于低能电子经过炭的能耗计算更正确些。上面已经提到, H. H. 的计算特点是考虑了介质的传导电子的比值 f_0 及电阻系数 ρ 值,而炭的 f_0 及 ρ 值都很大,可见介质的 f_0 及 ρ 值对能耗的极化效应是有显著影响的。

从 H. H. 及 Ster. 的工作中看出: (i) 能量小于 1Mev 的电子经过原子序数大的导体如铝, 铜, 金等或经过绝缘体等介质都没有显著的极化效应; (ii) 而此能量电子经过炭及铍时就有显著的极化效应. 许多实验工作^[9,10,11,12] 已证实了第一点, 我们的实验结果又证实了第二点. 绝缘体或原子序数大的导体与铍, 炭的区别是: 原子序数大的导体的传导电子数与全部电子数比值 f_0 小, 并且电阻系数也小; 绝缘体 f_0 非常小, 而炭的 f_0 及 ρ 值都大, 铍的 f_0 值特别大. 这说明了在此能量范围内, 传导电子对于极化效应的贡献很显著. 根据上面的分析指出, 低能电子经过一般物质都不会有显著的极化效应, 除非经过具有 f_0 及 ρ 值比较大的物质. 锂的 f_0 值也相当大, 因此低能电子经过锂也可能有比较显著的极化效应. 我们认为, 如果利用 1Mev 左右的单能电子进行此项研究工作将会更有意义.

由于我们的实验误差较大, 不能很准确地决定因极化效应而使能耗减少的绝对值, 但是可以肯定: 低能电子经过铍的极化效应是从 Ster. 及 H. H. 理论计算所得的大些; 低能电子经过炭的极化效应比 Ster. 理论计算的大, 比 H. H. 理论计算的较小. 这说明了从我们实验得出的极化效应的大小与理论计算的数值还有出入. 这分歧可能由于下面三种原因: (i) 在计算能耗时, 我们是用价电子数做为 f_0 值中的传导电子数, 价电子不一定是传导电子, 特别对于炭来讲(这里的炭即指石墨), 它是介于导体与半导体之间的物质, 它的传导电子应该比价电子少. (ii) 无论 Ster. 或 H. H. 的计算都是利用宏观古典电动力学计算的, 他们假设物质是一连续弥射介质, 并且还假设在碰撞距离小于原子大小范围内的能耗不受极化效应影响, 这些假设可能引起小的偏差. (iii) 在利用 H. H. 或 Ster. 公式计算能耗时, 需代入介质中原子的平均游离电位及壳电子的诸频率, 这些数据都是从前人实验中得出的, 它们的准确度可能影响计算的结果.

本工作在何泽慧先生的领导下完成的; 在制造云室及一切附属设备方面, 金建中同志贡献主要力量, 林斐雯同志参加了照相工作, 特此致谢.

附 录 一

我们测量了能量介于 0.3—0.7Mev 电子经过厚为 52.1 毫克/厘米² 铝片的能耗. 测出的平均能耗介于 0.101—0.125Mev 间. 如不考虑加长, 按 Bethe-Bloch 理论, 所计算出来的能耗将为 0.089Mev, 可见平均百分加长数介于 40.5% 及 13.5% 间. 必须指出, 对于不同能量的电子、经过不同厚度及不同介质的薄片, 加长是不相同的. 杨振宁的加长理论公式^[14] 给出加长与电子能量及介质薄片的关系如下:

$$\langle \Delta t \rangle_{\text{平均}} = \frac{t^2}{w^2},$$

其中 $\langle \Delta t \rangle_{\text{平均}}$ 为电子在介质薄片中的实际路程与薄片厚度之差, 以辐射长度为单位; t 为介质薄片的厚度, 以辐射长度为单位; $w = \frac{2p\beta}{E_s}$, β 为电子速度与光速之比; E_s 为常数; p 为电子的动量. 从上式中看出, 电子速度愈大, 加长愈小; 薄片厚度愈大, 加长愈大. 我们用上面测出的铝的加长为标准, 再利用杨振宁的加长公式, 即可得出不同能量电子经过不同厚度及不同介质的薄片的加长因素.

附 录 二

进入各种介质片的电子能量 E_1 的分布见图 10, 11, 12, 13 及 14.

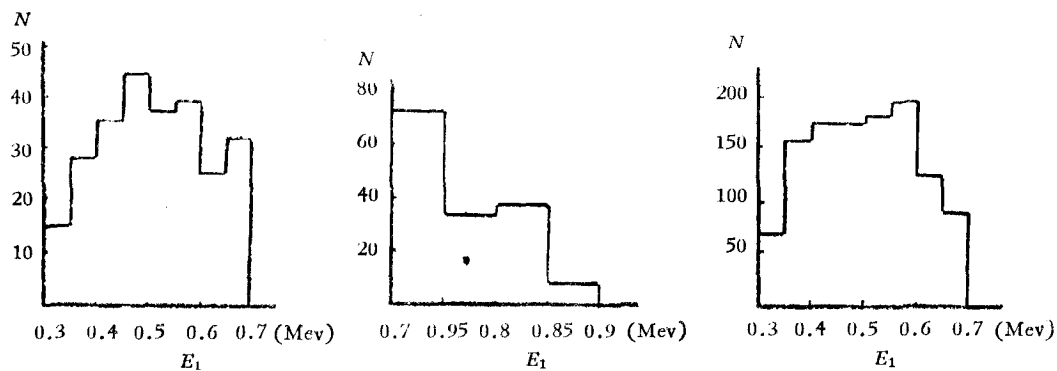


图 10 进入 I 号炭的电子的能量分布 图 11 进入 II 号炭的电子的能量分布 图 12 进入铝片的电子的能量分布

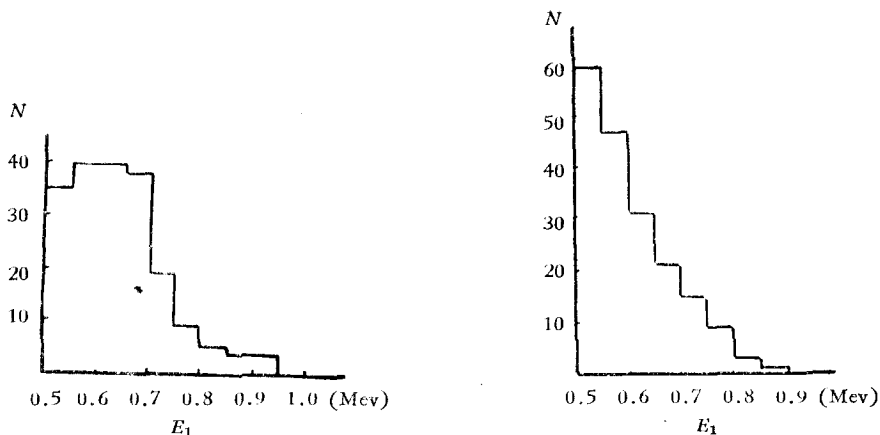


图 13 进入 I 号铍的电子的能量分布

图 14 进入 II 号铍的电子的能量分布

附 录 三

用 $_{50}\text{Sn}^{113}\beta$ 放射源来确定测量电子能量的误差. $_{50}\text{Sn}^{113}$ 放出能量为 0.3637 MeV 的 K

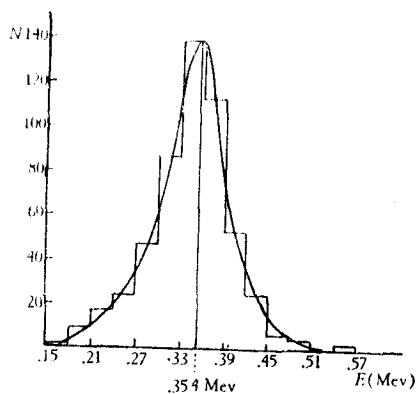


图 15 $_{50}\text{Sn}^{113}\beta$ 谱的分布

內轉換电子及 0.3877Mev 的 L 內轉換电子。将金属 $_{50}\text{Sn}^{113}$ 溶于硫酸中,再将此溶液滴到 20 微克/厘米²的赛璐璐薄膜上,因此由于背面反射的影响可以忽略。共照 600 张象,测量 522 条径迹,其能量分布见图 15, 它的峯在 0.354Mev 处。經計算 $_{50}\text{Sn}^{113}$ 的 K 及 L 內轉換电子的加权平均能量为 0.368Mev, 減去具有此能量的电子經過 6 厘米-大气压的氫气的能量損耗,得出电子的实际能量为 $0.368\text{Mev} - 0.0026\text{Mev} = 0.365\text{Mev}$, 因此在我們的实验条件下,对能量約为 0.35Mev 电子的测量誤差为 $\frac{0.365-0.354}{0.365} \div 3\%$ 。

参 考 文 献

- [1] Bohr, *Phil. Mag.* **30** (1915), 594.
- [2] Bethe, H. A., *Ann. Phys.* **5** (1930), 325; *Z. Phys.* **76** (1933), 293; Bloch, F., *Ann. Phys.* **16** (1933), 285.
- [3] Ландау, *Журнал физики СССР* **8** (1944), 201.
- [4] Swann, *Journal Franklin Inst.* **226** (1938), 598.
- [5] Fermi, *Phys. Rev.* **57** (1940), 485.
- [6] Helpen Hall, *Phys. Rev.* **73** (1948), 477.
- [7] Sternheimer, *Phys. Rev.* **88** (1952), 851; *Phys. Rev.* **103** (1956), 511.
- [8] Morrish, A. H., *Phil. Mag.* **43** (1952), 533.
- [9] Seizaburo Kageyama & Kazanki Nishemura, *J. Phys. Soc. Japan*, **7** (1952), 292—6.
- [10] Шиннел, В. С., *ЖЭТФ* **22** (1952), 421.
- [11] Birkhoff, R. D., Hungerford, E. T., *Phys. Rev.* **95** (1954), 6—7.
- [12] 陈仁烈, Warsaw, *Phys. Rev.* **84** (1951), 355.
- [13] Lodge Frank, Hereford, L., *Phys. Rev.* **85** (1952), 725.
- [14] 楊振宁, *Phys. Rev.* **84** (1951), 599.
- [15] Bethe, *Phys. Rev.* **70** (1940), 821.
- [16] Paul, W. & Reich, H., *Zeit. f. Phys.* **127** (1949), 429.
- [17] 赵广增, Crane, Olesen, *Phys. Rev.* **57** (1940), 664.

THE INFLUENCE OF POLARIZATION EFFECT ON ENERGY LOSS OF ELECTRONS PASSING THROUGH DIELECTRICS

HSIAO CHEN-HSI CHOU TEH-LIN

ABSTRACT

The object of this work is to study the influence of polarization effect on energy loss of low energy electrons passing through different dielectrics. The average and most probable energy losses of 0.3—1.0 Mev electrons passing through Be, C and Al foil are measured by using Wilson cloud chamber filled with hydrogen. The experimental result indicates that in such energy region the energy loss of electrons passing through dielectrics, possessing large f_0 -and ρ -value, such as Be and C, is appreciably reduced due to the polarization effect. Here f_0 is the ratio of the number of conducting electrons to that of total electrons in the dielectrics and ρ is the resistivity of the dielectrics. The experimental value of the energy loss of electrons passing through Be is smaller than the theoretical values given by Helpen and Hall, and by Sternheimer, who have taken into account of the polarization effect; the experimental value of energy loss of electrons passing through C lies between the two theoretical values.