

金-硅面垒型半导体探测器

唐璞山 吴治华*

(复旦大学)

本文扼要地叙述了金-硅面垒探测器的制备工艺过程,并对此探测器的各种性能,包括伏安特性、势垒电容、噪声、对 Po^{210} 源 α 粒子的响应讯号、能量分辨率、温度效应和 r 辐射效应等方面作了比较系统的测量。对结果进行了讨论。同时利用测得的结果探讨了一些探测器本身的半导体性能,如平均电离能 ϵ_0 和材料的寿命 τ 等。最后介绍了用表面复盖有碘膜和铀层的这种探测器记录中子的情况。

一、引言

半导体探测器是最近几年得到迅速发展的一种新颖的探测器^[1-6],它的主要特点是能谱测量的性能好,作用时间快和体积小。它的结构形式,以最普遍采用的金-硅面垒探测器为例^[7-9],是在 n 型硅的表面上用真空喷镀法镀上一层金膜。由于金的电子脱出功大于 n 型硅的电子脱出功,因此在金和硅的接触交界处就构成了一个稳定的空间电荷区,一般称为势垒区。势垒区的厚度取决于 n 型硅的杂质浓度和金硅之间的电位差。当在金表面上加负电压,另一端(即硅本身)加正电压时,几乎全部电压都降落在势垒区。这时势垒的厚度 δ 在耗尽层近似下由下式表示^[5,10]:

$$\delta \approx \frac{1}{2} \sqrt{\rho(V + V_0)}, \quad (1)$$

式中 δ 以微米为单位; ρ 是 n 型硅的电阻率(欧姆·厘米); V_0 是金-硅的接触电位差(伏); V 是外加的反向偏压(伏)。用其他方法(如磷向 p 型硅中扩散的方法)所得的 $p-n$ 结型半导体探测器,因势垒区主要在 p 区,故势垒厚度为

$$\delta \approx \frac{1}{3} \sqrt{\rho(V + V_0)}, \quad (2)$$

式中 ρ 为所用 p 型硅的电阻率(欧姆·厘米)。

半导体探测器实质上是一个固体电离室,它的作用原理和气体电离室很相似。当带电粒子射入势垒区附近时,通过非弹性碰撞损失能量而产生电子-空穴对。产生的电子-空穴对的数目为 $N = E/\epsilon_0$, ϵ_0 是产生一个电子-空穴对所需的平均能量,一般认为它是与粒子种类和能量无关的常数^[11]; E 是带电粒子的能量损失值。在势垒区内,电场强度很大,产生的电子-空穴对以很快的漂移速度向二极移动,通过势垒区的时间极短(约为 10^{-9} 秒),复合几率亦很小,因此可以认为收集效率近于 100%。这是输出脉冲的快部分。产生在势垒区外的电子-空穴对依靠扩散作用,有部分载流子进入势垒区而被收集,因此收集效率小于 1。由于扩散过程进行得较

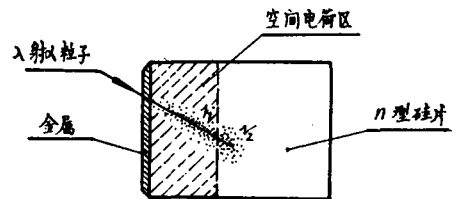


图 1 金-硅面垒探测器探测原理示意图

* 参加此项工作的尚有王楚、陈祖禹、吴毅、神承复、邵丙铤、陈建新等同志。

慢,因而这部分的贡献就成为输出脉冲的慢部分。总的输出讯号是

$$V = \frac{N_1 e}{C_d + C_0} + \eta \frac{N_2 e}{C_d + C_0}, \quad (3)$$

式中: N_1 是势垒区内产生的电子-空穴对的数目(见图1); N_2 是势垒区外产生的电子-空穴对的数目; η 是势垒区外的收集效率; C_d 是半导体探测器的势垒电容; C_0 是线路的分布电容。

二、制备工艺

金-硅面垒探测器制备的整个工艺过程如下:

(1) 将 n 型硅切割成所需要的尺寸 ($3 \times 3 \times 1.2$ 毫米³), 二面用 303[#] 金刚砂磨平, 用标准 CP-4 溶液腐蚀到表面发亮后, 取出用蒸馏水冲洗干净, 所用 CP-4 溶液的配方如下: HNO₃ (A. R. 浓度 65%) 5 毫升; HAc (A. R. 浓度 100%) 3 毫升; HF (A. R. 浓度 35%) 3 毫升; Br₂ 蒸汽少量(只要使溶液变为桔红色即可)。

(2) 将硅片的一面用硝化纤维复盖起来, 以防止表面损坏。将另一面再用金刚砂磨毛, 电镀一层镍。电镀镍溶液的配方如下: NiSO₄ · 7H₂O 150 克/升; NiCl₂ · 6H₂O 15 克/升; H₃BO₃ 15 克/升; NH₄Cl 15 克/升。所用的电流密度 $J = 1$ 毫安/毫米², 时间约为 20—30 秒。

电镀后剥去硝化纤维, 再以 ZnCl₂ 作助熔剂, 用纯锡把硅片焊到铜底座上, 这样就构成了一个电极的引出。然后仔细进行清洁处理, 套上塑料管, 并将硅片四周与塑料接缝处及套管另一端都用石蜡封好, 以便进行以后的一些操作时不致损伤这一电极。用这种电镀镍层作为欧姆接触引出电极的接触电阻约为几百欧姆。

(3) 将一面要喷涂金膜的硅片用 CCl₄ 和酒精分别擦洗, 以除去石蜡等污物。将硅片放在新配制的 CP-4 溶液中再进行一次短时间的腐蚀, 以求表面光洁。用沸腾的去离子水煮 3—4 次, 彻底清洗干净。在整个过程中应避免硅面暴露在空气中发生氧化。取出硅片烘干, 戴上留有 2×2 平方毫米方孔的铝帽, 铝帽的作用是控制涂金的面积, 防止金落在硅片边缘引起表面漏电。

(4) 把戴有铝帽的硅片放入真空涂膜系统, 其真空度不低于 2×10^{-4} 毫米汞高, 此时分子的自由路程为 25 厘米。硅片与金源相距 7 厘米, 用称量法测得金层的厚度约为 500 Å。量得表面面积为 1×1 平方厘米的金膜的电阻约为 0.2 欧姆。

(5) 喷涂金层后取出, 立即将 M BK-6 型硅脂涂在金层的边缘, 以防止吸附水气或吸附大气中的离子而引起表面漏电。涂好硅脂后放在 180—200°C 的炉子里加热半小时, 以烘干硅脂。

(6) 套上塑料底座, 旋上铜螺帽。另一面则用银胶把细铜丝胶粘在金层上, 构成牢固的接触, 这就形成了另一引出电极。所用银胶的配方是: 银粉和 PbBO₃ 的重量比为 150:1; 松节油适量。放在 60°C 烘箱里 4 小时之后即构成一个面垒探测器, 其详细结构可参阅图 2。

在整个工艺过程中, 关键问题是构成一个好的金硅接触界面。这就要求电镀金膜前硅片的表面要清洁平整, 在喷涂时要保持高的真空度, 看来这是不难达到的。其次是要尽可能提高金硅界面和底座之间的绝缘性能, 消除可能的表

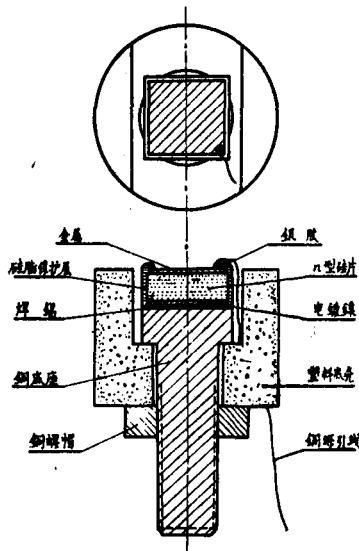


图2 金-硅面垒探测器结构示意图
上图为俯视图; 下图为侧视图。

面漏电,以使探测器不受外界的影响。这主要是清洁工作要做得好,同时所用绝缘材料要好,操作要精巧。我们所用的工艺基本上是能满足要求的。再者是要有牢靠的电极引出,其主要困难是由很薄的金层上引出电极的问题。目前用银胶的方法还不够牢靠,而且可能损坏金膜,但暂时仍是一种可用的方法。

三、金-硅面垒探测器的性能

1. 伏安特性

良好的伏安特性是构成应用探测器的必要条件。分析伏安特性也是鉴定工艺、判别成品的简便方法。

众所周知,正向电流主要是少数载流子的扩散电流,它是随正向电压的增加而按指数规律上升的^[24],也就是说,金-硅接触电阻是随正向电压的增加而迅速减小的。实验测得的结果如图 3 所示。在正向电压较低时,电阻按指数规律变化;在电压较高时,则呈线性关系,也就是说,探测器成为一个纯电阻,由斜率可知数值约为 500—1000 欧姆。看来这是半导体材料的体电阻和镍-硅欧姆接触的接触电阻。而金-硅间的势垒电阻已可忽略不计。用其他方法可得到体电阻约为 200 欧姆,镍-硅欧姆接触的接触电阻为 500 欧姆。这和上述结果相符。纯电阻的数值不宜过大,否则在接入线路使用时因起分压作用而影响上升时间和其他性能。图 3 中 I 号面垒管即是纯电阻太大的例子。

一般对反向电流的贡献有下列三方面:

(1) 势垒区 δ 以外一个扩散长度之内的载流子有可能扩散到势垒区内而被收集。可以证明,对于处于高反向偏压下的硅面垒管,这种贡献可以忽略不计。

(2) 势垒区 δ 以内的贡献。可以证明,这部分反向电流正比于 $A\delta \frac{1}{\tau}$,也即是正比于 $\frac{1}{\tau} \sqrt{V+V_0}$,其中 τ 是半导体材料的寿命。由此可见,这部分反向电流和反向偏压是抛物线关系。我们所用的材料的电阻率为 100 欧姆·厘米,当电压 $V = 150$ 伏、面积 $A = 4$ 毫米²、寿命为 1 微秒时,这部分反向电流为 0.3 微安。

(3) 漏电流的贡献。这是当材料表面、侧面沾染杂质、吸附离子时,或因保护不善受水汽影响时发生的表面漏电。一般认为,这一部分的反向电流是随反向偏压成线性增加的,并且是不稳定的。

我们所制成的探测器就伏安特性的测量结果而论可以分为四类:

(1) 如图 3 中的 I 号管,当反向电压为 150 伏时,反向电流不超过 1 微安,且不随外界条件而变。这类探测器的其他探测性能也都是很好的。看来这是在工艺上完全消除了表面漏电

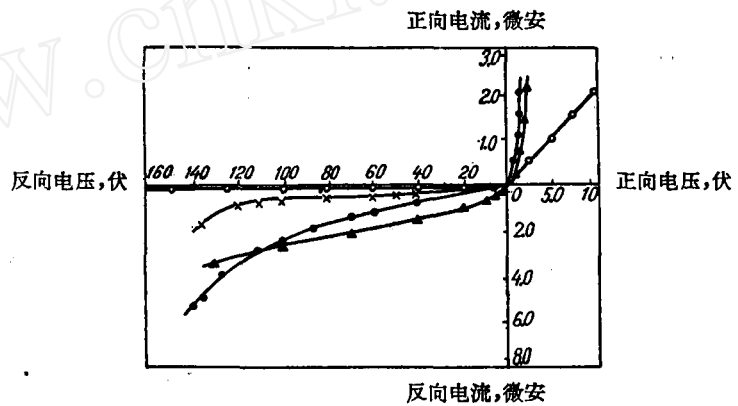


图 3 伏安特性曲线

○—I号管; ×—II号管; ▲—III号管; ●—IV号管。

的结果,但实践中做成的数量不太多。

(2) 如图3中的III号管,反向电流稍大,约在1—5微安的范围內。外界气氛对它的影响不大,反向电流和反向偏压的关系近似于抛物线。实际制得的这类探测器占多数。它的探测性能也很好。这类探测器的反向电流稍大。大概是由于所用半导体材料的性能不大好,如寿命 τ 太短、侧面尚有一些漏电流。但外表面的保护还是很好的,因而反向特性还比较稳定。

(3) 反向电流数值不定,随外界条件而变。搁置在空气中性能会变坏,烘干后则可恢复。这类探测器的工艺看来是不合要求的。这可能是由于金层损伤、银胶脱裂、金硅交界处保持不善、硅脂内有气泡等,因而产生了大的,而且是不稳定的漏电流。

(4) 少数探测器的反向电流随反向偏压增加的趋势过快。以图3中的IV号管为例,其反向电流虽然不十分大,但其探测性能不佳,往往噪声过大。这可能是由于这种探测器硅片表面不平整、金硅接触不均匀而造成电场不均匀,以致容易产生电击穿(局部击穿)。

就已制得的探测器而论,我们认为:当反向偏压为150伏时,反向电流不超过1微安的探测器的制作工艺是完善的;反向电流在5微安以下的探测器是合格可用的。

2. 势垒电容

测定势垒电容数值是确定入射粒子能量的绝对值所必需的,并可由此定出势垒厚度 δ 。还可用它来获得一些半导体本身性能的资料。

按半导体理论,将金硅交界处看作突变结,则可得势垒电容:

$$C_d = \frac{\epsilon A}{4\pi\delta} \quad (4)$$

比较(4)式和(1)式,即可看出 C_d 正比于 $[\rho(V + V_0)]^{-\frac{1}{2}}$ 。如果是缓变结(杂质呈线性分布),则电容 C_d 正比于 $[\rho(V + V_0)]^{-\frac{1}{3}}$ 。对大部分探测器实际测得的 C_d 随外加电压的变化曲线

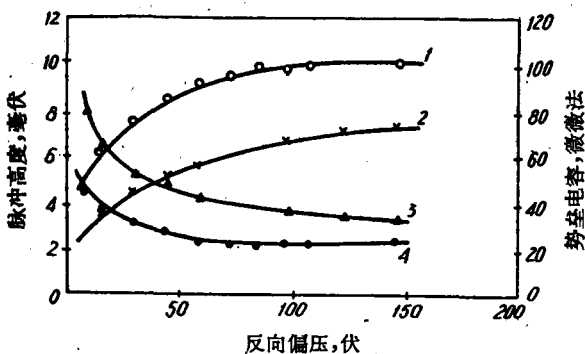


图4 脉冲高度、势垒电容随反向偏压的变化曲线

1,2——脉冲高度曲线; 3,4——势垒电容曲线;
○, ●——I号管; ×, △——II号管。

测量。后者的原理如下:在一定的反向电压下,探测器对一固定的入射粒子的输出脉冲幅度为(设电子-空穴对全部产生在势垒区,总数为 N)

$$V_1 \cong \frac{Ne}{C_d + C_0} \quad (5)$$

并联一个标准电容 C 以后,脉冲幅度减小为

$$V_2 \cong \frac{Ne}{C_d + C_0 + C} \quad (6)$$

比较 V_1 与 V_2 ,则可求得 C_d 。用这两种方法测得的结果是相符合的。在各个反向电压下测得

(在对数坐标上)的斜率都在-0.47到-0.52之间,可见对面垒型探测器作突变结的假设是正确的。又如作 $\left(\frac{A}{C_d}\right)^2$ 随 V 变化关系的曲线,由此直线的斜率可定出半导体材料的电阻率 ρ 。所得结果一般在80—150欧姆·厘米之间,但也有过大和过小的。可见所用半导体材料的杂质浓度是不均匀的,因而由各小块硅片制得的探测器的性能也不完全相同。

势垒电容的测量方法有两个,其一是用 Q 表测量;另一个方法是用脉冲幅度比较法

的势垒电容值列于图 4 中。

3. 讯号

前面曾經指出,半导体探测器給出的脉冲幅度由(3)式来决定。式中第一項是带电粒子在势垒区 δ 內产生的电子-空穴对的貢獻。后一項是带电粒子在扩散区内产生的电子-空穴对的貢獻。由于势垒区厚度是随反向偏压的增加而增加的,所以当势垒厚度大于入射粒子射程时,可以认为粒子只在势垒区内产生电子-空穴对,因而后一項可略去。这就要求在确定半导体材料之后(ρ 已知)选择恰当的反向偏压。

探测器給出的脉冲幅度不仅与电荷收集有关,而且与势垒电容也有关。只有当偏压足够高时,势垒电容 C_d 才比分布电容 C_0 小得多,因而可以忽略不計。这时脉冲幅度达到饱和值 $\frac{Ec}{\epsilon_0 C_0}$, 其中 E 为入射粒子消耗在势垒区的能量; ϵ_0 为带电粒子在硅中产生一对电子-空穴所需之平均电离能。

探测器整个测量装置見图 5。图中偏压电源用干电池供給,所用前置放大器及 A1 型放大器的总放大倍数只要在 7×10^3 到 2×10^4 范围内改变就够了,上升時間約为 0.1 微秒,噪声为 15 微伏。測得的在不同反向偏压下 Po 源 α 粒子的脉冲幅度見图 4, 饱和的趋势和前述相符合。飽和值約为 11 毫伏。不同的探测器的脉冲幅度随反向偏压的变化趋势是不同的,这可以认为是由于各个探测器材料的特性不同所致。例如,由于非平衡少数载流子的寿命并不相同,因而在低偏压时势垒区外收集效率不相同;或者是因为各个探测器材料的电阻率不相同,因而势垒电容的大小就不一样。因此可以由收集效率和势垒电容这二个因素定性地来解释这种差异。

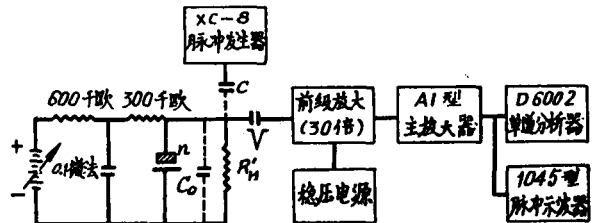


图 5 半导体探测器能谱测试系统简图

借助于脉冲高度的精确测量,我們还可以确定半导体材料的二个重要参量,即带电粒子产生一对电子-空穴所需的平均电离能 ϵ_0 和材料的非平衡少数载流子的寿命 τ 。

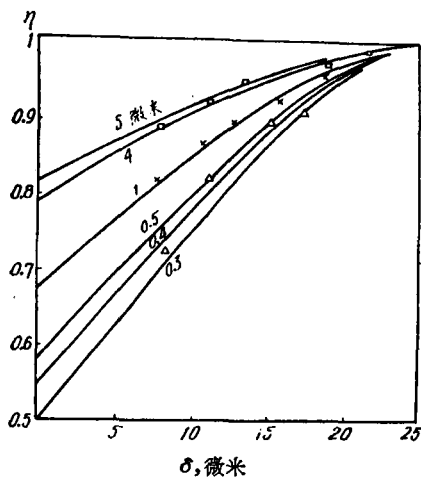


图 6 在不同材料寿命下收集效率和势垒厚度的理論曲綫和实验点
实綫——理論曲綫; Δ —— $\tau = 0.4$ 微秒;
 \times —— $\tau = 1$ 微秒; \square —— $\tau = 4$ 微秒。

由脉冲飽和值 V_0 , 电容 $C_d + C_0$, 再估計到 Po^{210} α 源的能量为 5.3 兆电子伏的 α 粒子經过 2 毫米空气层射到探测器表面时能量减少到約为 5.09 兆电子伏, 則可以算出 $\epsilon_0 = (3.54 \pm 0.04)$ 电子伏。这和公認值^[12,13]符合得很好,但在文献 [14, 23] 中有不同的数据。另外,当反向偏压較低,带电粒子的射程小于势垒厚度 δ 时,在势垒区外产生的电子-空穴对的收集效率是和产生的位置及材料的寿命有关的,可以由理論計算給出一組在各种寿命 τ 下收集效率随势垒厚度变化的关系曲綫,如图 6 所示。将理論曲綫与实验測得的收集效率相比較,就可估計出所用材料的寿命 τ 。关于用金-硅面垒探测器測定寿命的詳細工作,我們另有专文討論。

4. 噪声

根据实验观察,探测器的噪声和反向特性有关。一般說来,反向电流愈大,噪声亦愈大,随着反向偏压的增

加,反向电流增大,噪声亦逐渐增大。但是噪声的大小不仅与反向电流的大小有关,而且与反向特性曲线的变化趋势有关,亦即与反向电流产生的原因有关。大概说来,图3中第一,第二

两种类型的探测器(I, III号管),表面漏电不显著,它的噪声往往都较小。而属于第三,第四类型的探测器,反向电流虽然不是很大,但是噪声却往往很大,以致无法实际使用。

产生噪声的原因看来有下列几种^[15]:

(1) 电流的散粒噪声和阴燥噪声 这是由反向电流的起伏所引起的,类似于电子管中的噪声;当反向偏压增加时,反向电流增加,这部分的噪声就变大。由于这种噪声的大小与放大器通过频带的宽度有关,因此如采用所用线路的时间常数较小,使得低频部分的通过系数小,则可减小这种噪声。由图7可见这种现象。

(2) 由击穿所形成的噪声 在金-硅接触面,或者探测器的侧面,当反向偏压很高时,电场强度很大,容易产生击穿现象(即反向电流剧增),而每次击穿往往是在局部的点上,伴随有大量的瞬时电流,因而形成噪声。在由于绝缘不良或金-硅面垒不平整而产生击穿时,往往噪声过大,以致探测器实际上无法使用。

(3) 由于接触不稳定而引起的噪声 我们在试制过程中曾利用了依靠金丝的弹力引出电

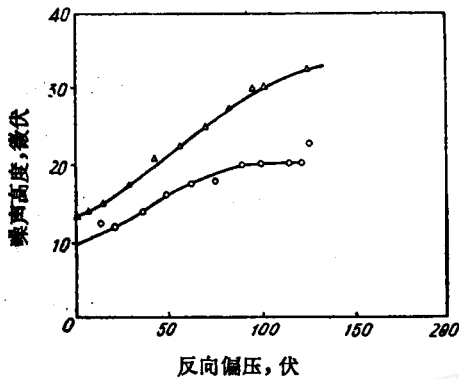


图7 在不同时间常数下噪声随偏压的变化曲线

△— $R_H = 120$ 千欧; ○— $R_H = 52.2$ 千欧。

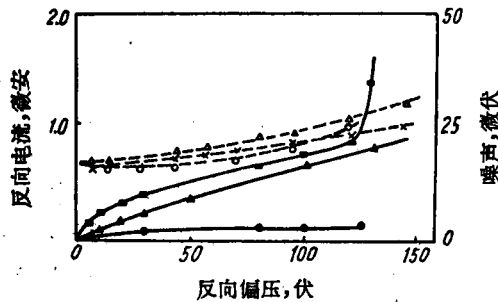


图8 反向电流、噪声与偏压的关系曲线

虚线——噪声; 实线——反向电流
●, ×——I号管;
▲, ○——II号管;
■, △——III号管。

极的方法,这时接触电阻很大,且很不稳定,噪声也比较大。而且往往在增加反向偏压一段时间以后,噪声会突然变大,这时即使降低偏压噪声也不会恢复。估计这是由于接触发生了局部过热现象所致。改用银胶后,由于接触电阻不大且稳定,这种现象就大为减少。但当工艺不良时噪声也会较大。有时重涂银胶,正向特性改善后噪声也可减小。

关于噪声和反向电流的关系,我们还只能给予定性的解释。经验证明,正向电阻为1—3千欧姆,反向电流小于5微安(反向偏压为150伏),并且有明显饱和趋势

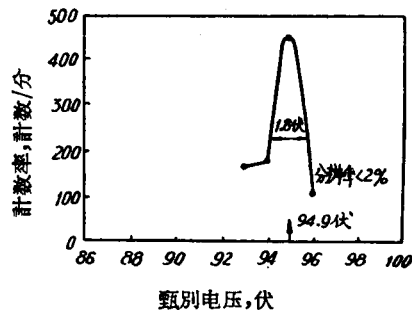


图9 用 Po^{210} α 测得的能量分辨曲线
反向偏压 28.5 伏; 有效面积 2×2 毫米²。

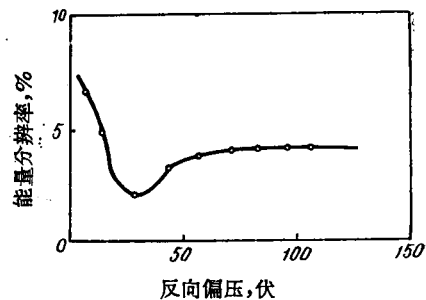


图10 能量分辨率随反向偏压的变化曲线

面积 2×2 毫米²; 电阻率 103 欧姆·厘米。

的探测器(其噪声一般不大于 50 微伏),是实际可用的探测器。噪声与反向偏压的关系如图 8 所示。

5. 能量分辨率

用 Po^{210} α 源测得的脉冲高度分布如图 9 所示,最佳分辨率约为 2%。并且也测量了在各种偏压下的分辨率,结果见图 10。在低偏压时能量分辨很坏,当偏压增加时,分辨率达到一个最佳值,以后分辨率几乎不变。

就我们的测量条件来看,影响分辨率的原因有下列几个:

(1) 由 α 粒子在探测器中损失能量所产生的电子-空穴对的数目是有一统计起伏的。由于在硅中电子-空穴对的平均电离能比空气中离子的平均电离能要小一个数量级,因而统计涨落的因素在半导体探测器中是很小的。例如,对 5 兆电子伏的 α 粒子,统计起伏仅占 8×10^{-4} 。

(2) 低偏压时分辨率坏的主要原因,是带电粒子射程大于势垒厚度。由于在势垒区外载流子收集效率低,因而起伏大,亦即由于收集时间长,少数载流子复合几率就比较大。而这种几率的大小与材料的性质有关,有时材料中杂质和缺陷的分布不均匀和局部的位错都会造成局部的特性差异(如少数载流子寿命的不均匀)。这使不同位置产生的脉冲高度不同。当偏压升高时,势垒厚度增加;当偏压增加到一定数值时,虽然厚度还小于粒子射程,但接近势垒区的电子-空穴对由于浓度梯度大,扩散到势垒区而被收集所需的时间短,收集效率高,因而这一因素对分辨率的影响程度逐渐减少。大约在势垒厚度比粒子射程小几个微米时(5 兆电子伏的 α 粒子在硅中的射程约为 25—30 微米),这一因素已可忽略不计了。

(3) 放大器噪声的影响。放大器的噪声会迭加在信号上而影响分辨率。较好的半导体探测器,在其他因素的影响一般不大时,放大器的噪声水平也就起放大的作用。我们的放大器噪声为 15 微伏左右,即相当于能量的起伏为 11 千电子伏,也就是对分辨率的限制值是 0.2%。

(4) 探测器噪声的影响。在反向偏压值较低时,探测器的噪声几乎完全被放大器的噪声所掩盖。在我们所用的测量条件下,反向偏压取 30 伏,探测器的噪声也达 15 微伏,和放大器的噪声有相同的贡献。偏压再高,探测器的噪声就会超过放大器的噪声。

(5) 反向偏压和测量仪器电压的漂移。反向偏压的漂移会引起势垒区厚度的涨落,更重要的是引起势垒电容的变化,有时这将使信号幅度发生变化,影响分辨率。当偏压比较高时,由图 10 可见此因素也可忽略。测量仪器长时间工作的稳定性,也是保证得到好的能量分辨率的必要条件。

(6) 源的自吸收、空气吸收的涨落、散射等因素,使入射粒子的能量有一散开。我们所用的 Po^{210} α 源,由于受到强度的限制,所以准直孔不能过小。这样,在不同方向射出的 α 粒子的能量,由于穿过不同厚度的空气层而造成的能量的散开,约为 50 千电子伏。如果考虑到源的自吸收,则能量的散开还要大一些。

(7) 因所用放射源较弱,测量计数较少,计数率的统计起伏约为 3%。

(8) 由于有些探测器的制造工艺不完善,在加硅脂保护层时,有些薄层过多地铺盖在金-硅面垒的表面上,这使 α 粒子在能量受到不同的减弱后才进入探测器,因而影响能量分辨率。

总的看来,目前测得的分辨率一般是 5%,最佳可达 2%,或即有 100 千电子伏的峰半宽度。这主要是受 Po^{210} α 放射源的强度、自吸收、准直条件的限制,而不是探测器本身的最佳分辨率。

6. 温度效应^[16,17]

众所周知,半导体的特性随温度显著地变化,因此研究金-硅面垒探测器的温度效应是检定其能否在实际使用中保持稳定的方法之一。同时也可借此来探讨探测器的半导体特性。

测得的结果如图 11—13 所示。随着温度的增加,反向电流和噪声增大。一般在 50—70°C

时,管子的噪声突然迅速增大,以致不能实际使用。看来在 40—50℃ 以下,这类探测器是能正

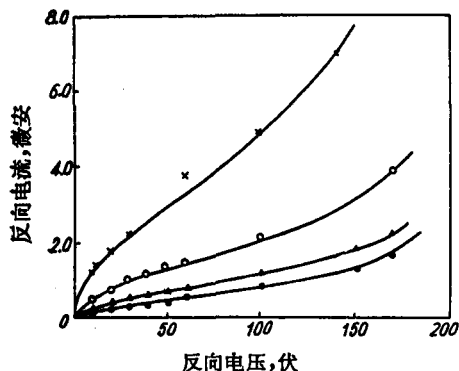


图 11 在不同温度下的伏安特性曲线
 x—温度74℃; o—温度60℃;
 ▲—温度48℃; ●—温度21℃。

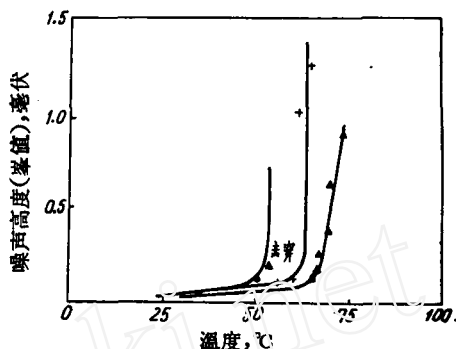


图 12 噪声随温度的变化曲线
 ●—反向偏压为80伏;
 +—反向偏压为70伏;
 ▲—反向偏压57伏。

常使用的。温度效应的限制,可能是由于构成探测器的各种材料的热胀系数不同,从而发生接触不良、脱裂等现象所致。半导体探测器本身也可能发生局部热击穿现象,但是一般硅晶体管的热击穿发生在 150℃ 以上,因此硅半导体探测器的温度适应性还是可以改进的。

7. γ 辐照效应^[18-20]

首先我们观察了金-硅面垒探测器对 γ 射线的响应情况。由于 γ 射线的射程远大于一般带电粒子的射程,尤其是硅的原子序数较小,由 γ 射线能量损失而产生的次级电子的几率较小,因而 γ 射线建立的脉冲是比较小的,脉冲数目也是比较少的。同时, γ 射线形成的脉冲有很大一部分是产生在势垒区外的电子-

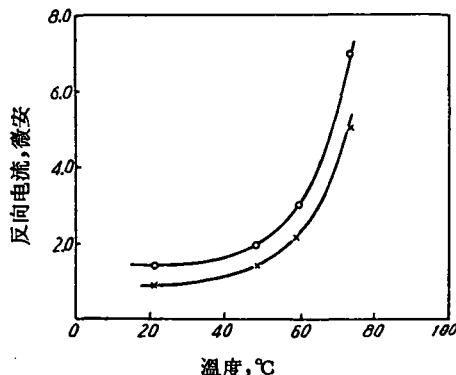


图 13 在不同的反向偏压下反向电流随温度的变化曲线
 o—反向偏压150伏; x—反向偏压120伏。

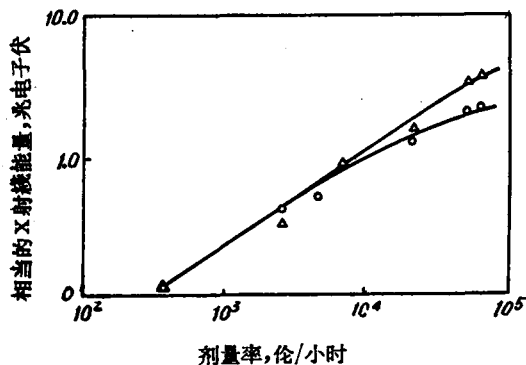


图 14 在不同的放电时间常数下,剂量率与相当的X射线能量的关系曲线
 Δ— $R_H(C_d + C_e) = 2.0$ 微秒;
 o— $R_H(C_d + C_e) = 1.2$ 微秒。

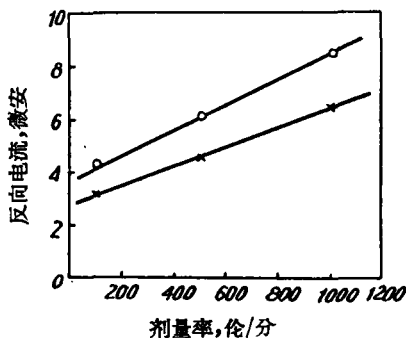


图 15 剂量率与反向电流的关系
 o—反向偏压 150 伏;
 x—反向偏压 100 伏。

空穴对的贡献,因而可以用小的放电时间常数来进一步减小 γ 脉冲幅度。我们用探测器测得 R_a 的 γ 射线所给出的最大脉冲,当放电时间常数为 4.7 微秒时,约相当于 400 千电子伏的能



量;而放电时间常数为 2 微秒时,约相当于 300 千电子伏的能量(反向偏压为 83 伏, $C_d + C_0 = 39$ 微微法拉, $\delta = 23$ 微米的情况)。这种本底脉冲是不难甄别掉的。

在强 γ 辐射场中,本底脉冲会产生迭加,但是由于面垒探测器的脉冲的上升时间快、宽度小,因而迭加的几率比较小。我们测量了由连续谱最大能量为 120 千电子伏的 X 射线在各种强度辐照下所产生的脉冲的迭加情况。由图 14 可见,半导体探测器在 10^3 伦/小时的强辐射场下使用是无问题的。因为这时的噪声信号也是可以甄别掉的。

最后,我们还测量了在强 γ 辐射场下反向电流的变化,以便探讨半导体探测器受辐照后性能的变化,结果如图 15, 16 所示。反向电流随着辐照剂量率的增加而增大,偏压越高,反向电流增加得越快。同时,在一定剂量率照射下,反向电流是随时间而增加的,以后达到饱和,在停止辐照后逐渐恢复,约在 12 小时后几乎完全恢复。

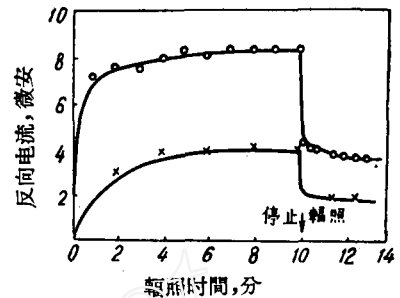


图 16 在不同的剂量率下反向电流随时间的变化曲线
 O——剂量率 10^6 伦/分;
 X——剂量率 10^3 伦/分;
 反向偏压为 150 伏。

四、中子探测器的制备及其响应

利用半导体探测器来探测热中子及测量快中子能谱是最近大家都注意的工作^[1,21,22,25]。在半导体探测器表面上复盖一层薄膜即成中子探测器。它是借助于 $U^{235}(n, f)$, $B^{10}(n, \alpha)Li^7$, $Li^6(n, \alpha)H^3$, $He^3(n, p)H^3$ 等反应,并记录其次级粒子来定出中子的。对于复盖含氢物质的探测器,当然是记录其反冲质子。

我们尝试了在金-硅面垒探测器上复盖一层硼或铀。先采用了物理沉淀法。本法如下:先将研细的硼粉置于蒸馏水中,成为悬浮状溶液;再把探测器置于溶液底部,15 分钟后硼粉都均匀积沉在探测器表面上;取出复盖一层克罗叮薄膜,烘干后即成。但这样制得的硼层粒子太粗、不均匀,结合得也不够紧。经过反复试验之后,发现用加水研磨的方法可以获得颗粒很细的乳状悬浮液。用滴管吸取其上部乳浊液,逐次滴在金-硅探测器表面上,烘干后即成,无需克罗叮保护。这样制得的硼膜还相当牢固,但要避免抹擦。涂硼膜后,其反向电流和噪声都没有变化的探测器可用以测试中子。硼膜很薄,其厚度可由直接测量涂硼前后 Po^{210} 源 α 粒子的脉冲高度的相对减小来确定,一般在 1—1.5 毫克/厘米² 之间。

(1) 用 10 毫居里的 Ra-Bc 中子源,中子经过石蜡慢化后,测试此探测器对中子的响应。所得热中子通量是比较小的,约为 50 中子/秒·厘米²。由于半导体探测器的有效面积不大,约为 5×10^{-2} 平方厘米,其探测效率按硼膜的厚度计算为 5.8×10^{-3} ,因而灵敏度是不高的,约为 3×10^{-4} 计数/中子/厘米²。这样,用此探测器对中子进行测定就比较困难。尤其是当外界有干扰时更难测量。但中子给出的脉冲还是比较鲜明。经过仔细地观察脉冲形状与幅度,并对一系列探测器进行多次较长时间的试验,可以肯定这类探测器对慢中子是有反应的。慢中子的灵敏度大约为 10^{-4} 计数/中子/厘米²,与估计值相符。同时也看到此时探测器的本底噪声,主要是由中子源的 γ 射线所引起的,但也容易甄别掉。据前所述,我们认为中子探测器可以在 2000 伦/小时的强 γ 剂量率下使用。

(2) 最近利用反应堆引出的热中子束进行了测量。测得在不同的相对脉冲高度下的计数率,如图 17 曲线 I。为了比较清楚起见,在图中也给出了用不载硼的探测器在相同的热中子照射下测得的曲线 II。同时,在图中也画出了没有进行照射时的曲线 III。由示波器上可清楚地观察到,曲线 II 的脉冲相当于 2 兆电子伏左右的带电粒子所引起的脉冲,估计这可能是

由于从反应堆引出来的中子束中含有快中子,从而引起硅的(n, p)或(n, α)反应所致。

由图 17 中可见,中子的响应是明显的,但是由于硼反应产生的 α 粒子的能量小,探测层也

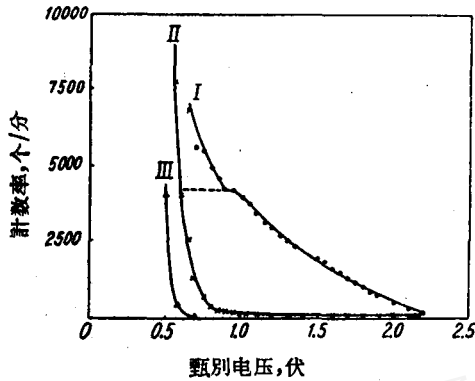


图 17 载硼半导体探测器对热中子的响应曲线

- 热中子照射载硼探测器之计数(I);
- ×——热中子照射无硼探测器时之本底计数(II);
- △——无硼探测器的噪声计数(III)。

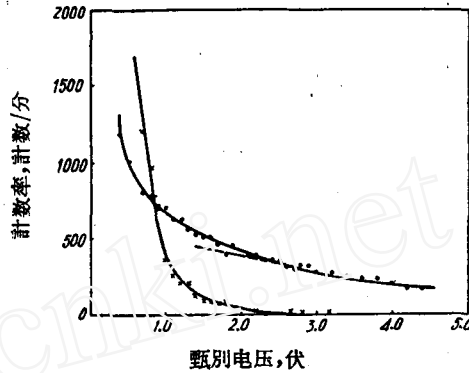


图 18 载镉探测器对热中子的响应曲线

- 热中子照射载镉探测器之计数;
- ×——热中子照射无镉探测器之本底计数。

较厚,因而尚未能获得一个明显的探测器的坪,即在一定的偏压范围内,计数率保持不变。估计此探测器的效率约为 8×10^{-4} 。

(3) 我们也用类似的方法制备了涂有天然镉的中子探测器,测得在不同偏压下的中子计数率曲线(如图 18)。图 18 中也绘出了另一不载镉的探测器在同样条件下测得的曲线。由图 18 可见,由于裂变碎片的能量较大,因而脉冲高度较大。核反应的本底,也影响了坪。但由于裂变脉冲很高,故在计数时,本底脉冲可以甄别掉。估计本探测器的热中子效率约为 2.8×10^{-6} 。

最后,用从反应堆引出的中子连续照射探测器,一周内总的积分通量为 $\phi \sim 2 \times 10^{13}$ 中子/厘米²。照射后随即测量偏压曲线的变化情况,没有看到偏压曲线有显著的变化。由此可见,探测器经受 10^{14} — 10^{15} 中子/厘米² 的辐照(伴随有相应的 γ 辐射),仍能工作。

五、结 语

目前我们对制备金-硅面垒探测器已经有了一套较完整的工艺过程。利用它可以制得基本上消除了漏电流的、性能良好的探测器。其主要参数如下:面积为 2×2 毫米²;在反向偏压为 150 伏时反向电流小于 1 微安;噪声水平不大于 50 微伏;对 Po²¹⁰ α 粒子的能量分辨率可达 2%。我们对面垒探测器的性能进行了较系统的测量和研究,也摸索到了从伏安特性来分析、判别工艺过程和估计噪声的经验。也观察了各种探测器实际使用时的温度应在 40—50℃ 以下。一般在 10^3 伦/小时的 γ 剂量率的照射下也能正常使用。并成功地用物理沉积法制得了厚度约为 1 毫克/厘米² 的均匀而紧密的硼膜。测定的对慢中子的灵敏度大约是 10^{-4} 计数/中子/厘米²。此外,通过对 α 粒子引起的脉冲幅度的精确测量,确定了半导体材料的二个重要参量:硅的平均电离能 $\epsilon_0 = (3.54 \pm 0.04)$ 电子伏和非平衡少数载流子的寿命 τ , 结果与其他方法测量所得的结果相符合。

我们在半导体探测器方面所作的工作还只是初步尝试,实际工作也是刚开始。在工艺方面,如保护涂料、电极引出等方面还有待于进一步改进,以求探测器有更好的机械性能。搁置寿命也还未测量。在操作上也还值得改进,以使性能更稳定、更良好。对探测器的特性还值得更进一步系统地测量和分析,如伏安特性、噪声、温度效应等。对辐照效应的作用机构还是很不清楚。总之这些都是值得进一步研究的问题。

这一工作是在固体物理教研组和核物理教研组部分教师和同学合作下进行的,在此我们对两个教研组对这一工作的支持和帮助表示感谢和敬意。由反应堆引出中子束所得的测量结果是中国科学院原子能研究所供给的,特此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] S. S. Friedland, J. W. Mayer and J. S. Wiggins, Tiny Semiconductor is Fast Linear Detector, *Nucleonics*, **18** (1960), No. 2, 54.
- [2] Semiconductor Detector, *Nucleonics*, **18** (1960), No. 5, 98.
- [3] S. S. Friedland, J. W. Mayer and J. S. Wiggins, The solid-state ionization chamber, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-7** (1960), 181.
- [4] W. L. Brown, Introduction to semiconductor particle detectors, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), 2.
- [5] Semiconductor Detectors, *Nucleonics*, **20** (1962), No. 5, 53.
- [6] А. Н. Писаревский, Л. Д. Сошин, Е. И. Фирсов, Применение $p-n$ переходов для регистрации ядерных излучений (обзор), *И. Т. Э.*, 1961, № 6, 14.
- [7] J. L. Blankenship and C. J. Barkowski, Silicon $p-n$ junction radiation detectors, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-7** (1960), 190.
- [8] G. Dearnaley, Experience of Harwell with surface-barrier detectors, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), 11.
- [9] G. Dearnaley and A. B. Whitehead, The semiconductor surface barrier for nuclear particle detection, *Nucl. Instr. and Methods*, **12** (1961), 205.
- [10] F. J. Walter, J. W. T. Dabbs and L. D. Roberts, Large area germanium surface-barrier counters, *R. S. I.*, **31** (1961), 756.
- [11] A. E. Larsh, G. E. Gordon and T. Sikkeland, Use of silicon $p-n$ junction detectors in studies of nuclear reactions induced by heavy ions, *R. S. I.*, **31** (1960), 1114.
- [12] K. G. Mackay and K. B. MacAfee, Electron multiplication in silicon and germanium, *Phys. Rev.*, **91** (1953), 1079.
- [13] M. L. Halbert and J. L. Blankenship, Response of semiconductor surface-barrier counters to nitrogen ions and α -particles, *Nucl. Instr. and Methods*, **8** (1960), 106.
- [14] E. Baldinger and W. Czaji, On the energy expended per electron-hole-pair produced in $p-n$ junction detectors, *Nucl. Instr. and Methods.*, **10** (1961), 237; E. Baldinger, W. Czaji and A. Z. Farooqi, *Helv. Phys. Acta*, **33** (1960), 551.
- [15] F. S. Goulding and W. L. Hausen, Leakage current in semiconductor junction radiation detectors and its influence on energy-resolution characteristics, *Nucl. Instr. and Methods*, **12** (1961), 249.
- [16] F. L. Walter, J. W. T. Dabbs and L. D. Roberts, Semiconductor particle counters at low temperatures, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), 79.
- [17] J. W. Mayer and J. W. Oliver, Temperature behavior of $p-n$ junction detector, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), 116.
- [18] R. W. Klingensmith, The effect of a high radiation environment on gold-silicon charged particle detectors, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), 112.
- [19] R. V. Babcock, Fast neutron damage to silicon junction particle detectors, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), 98.
- [20] L. Cathey, Low level α counting with solid state detectors, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), No. 4, 10.
- [21] R. Steinberg, Semiconductor fission probe, *Nucleonics*, **18** (1960), No. 2, 85.
- [22] R. V. Babcock, R. E. Davis, S. L. Ruby, K. H. Sun and E. D. Wolley, coated semiconductor is tiny neutron detector, *Nucleonics*, **17** (1959), No. 4, 116.
- [23] J. W. Mayer, Performance of germanium and silicon surface barrier diodes as alpha-particle spectrometers, *J. of Appl. Physics.*, **30** (1959), 1937.
- [24] Х. Франк, В. Шнейдар, Полупроводниковые прибор, 1960, Прага ГИТЛ.
- [25] T. A. Love and R. B. Murray, The use of surface-barrier diodes for fast-neutron spectroscopy, *IRE Trans. on Nuclear Sci.*, **NS-8** (1961), 91.

(编辑部收稿日期 1962 年 11 月 20 日)