

# 氢和温度对质子辐照硅的正电子捕获的影响<sup>\*</sup>

熊 兴 民

中国科学院高能物理研究所, 北京, 100080

1990 年 8 月 31 日收到

用正电子湮没寿命测量研究了在  $3.2 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$  和  $3.6 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$  质子辐照硅单晶中的正电子捕获, 观测到辐照诱导的捕获正电子的缺陷主要是双空位. 辐照过程中高剂量样品的双空位基本上都捕获了氢, 低剂量样品还有一小部分未捕获氢. 在高剂量样品的两轮和低剂量样品的第一轮升温测量中都观测到双空位进一步捕获氢. 含氢双空位的荷电态随温度升高在 145K 附近发生由负电荷向中性转变, 它的负电荷态正电子寿命比中性态正电子寿命长. 无论是负电荷的还是中性的含氢双空位, 随着空位中捕获氢量的增加, 它们的正电子寿命缩短, 而它们的捕获截面增加. 在负电荷含氢双空位中捕获氢不影响其捕获截面的温度关系.

PACC: 7870B; 6170

## 一、引 言

氢的掺入对硅材料和器件的性能产生显著影响, 氢在硅中的状态与行为, 氢与缺陷的关系等引起人们很大兴趣<sup>[1-5]</sup>. 尽管 10 多年来对硅中掺入氢开展了大量工作, 得到了许多信息和证据, 然而至今对于硅中氢的状态和行为, 氢与缺陷的相互作用还未有一个清晰的了解. 正电子湮没技术在研究固体材料原子尺度的缺陷方面是一种十分有用的工具. 正电子和质子一样都带一个正电荷, 有相似之处, 因此用正电子湮没技术通过正电子来跟踪材料中氢的行为和氢与缺陷的相互作用等是十分有效的, 能得到其他实验方法难以得到的许多重要信息, 对金属开展这方面工作已取得了许多很有意义的结果<sup>[6,7]</sup>. 但在半导体方面很长时间以来基本上还没有用正电子湮没技术开展这方面工作. 10 多年前 Cheng 等人<sup>[8]</sup>的质子辐照硅的研究, 得到了正电子在辐照缺陷中湮没的结果, 并未涉及氢在其中的作用. 几年前我们的中子辐照含氢硅的正电子湮没研究, 得到在退火中氢与缺陷相互作用的有意义结果<sup>[9]</sup>. 近年来用慢正电子束作的质子辐照硅的研究, 得到辐照诱导的空位缺陷和氢的分布等结果<sup>[10]</sup>. 关于质子辐照硅中正电子捕获和氢与空位缺陷的相互作用的温度效应方面的工作未见过报道.

本工作通过用正电子湮没寿命测量研究质子辐照硅中正电子捕获的温度效应, 用正电子湮没技术取得在质子辐照和在 110—300K 温度范围的测量过程中氢与辐照诱导的空位缺陷相互作用的实验证据, 给出了正电子在空位缺陷中捕获机制的解释.

<sup>\*</sup> 中国科学院科学基金资助的课题.

## 二、实 验

样品为无位错高纯 ( $4 \times 10^3 \Omega \text{cm}$ ) p 型硅单晶。经机械和化学抛光后两对样品分别用总剂量为  $3.2 \times 10^{17}/\text{cm}^2$  (样品 A) 和  $3.6 \times 10^{16}/\text{cm}^2$  (样品 B) 的质子辐照, 束流约为  $1 \mu\text{A}$ , 样品温度略高于室温。为了使入射到样品中的质子均匀地在辐照损伤区分布, 要求注入质子有较宽的射程偏差, 在待照射样品上覆盖两层相同厚度的铝箔。辐照到两对硅样品的质子能量在 0.8—6.7 MeV 之间, 分为 0.8, 2.2, 3.1, 3.9, 4.7, 5.4, 6.0, 6.7 MeV 等八个档次, 各档次所用剂量基本相同。根据在硅中质子射程-能量关系表<sup>[11]</sup>, 入射质子在直到大约  $360 \mu\text{m}$  的深度范围内认为大体是均匀分布的。

正电子寿命测量使用一个优于  $\pm 1 \text{K}$  温度调节精度的液氮低温装置。无载体  $^{22}\text{Na}$  正电子源封存在两片  $1 \mu\text{m}$  厚的镍箔之间, 具有大约  $6 \mu\text{Ci}$  强度。寿命谱仪为具有 210 ps 的时间分辨 (FWHM) 和高符合计数率的快-慢符合装置<sup>[12]</sup>。样品 A 和 B 都分别作从约 110 K 到室温的两轮升温测量。每个寿命谱约含  $1.2 \times 10^6$  的累积计数。

寿命谱用 POSITRONFIT<sup>[13]</sup> 和 PLSEF<sup>[14]</sup> 两种程序作两组分分析对照, 所得结果基本一致, 以前一程序的结果给出。源校正通过充分退火的硅单晶样品的测量来决定的, 认为在这种样品中只有单一的基体寿命, 得到一个约为 500 ps 具有 2% 强度的组分作为源贡献。

## 三、结 果

高剂量和低剂量辐照的样品 A 和 B 两轮测量的寿命参数与温度关系分别示于图 1 和图 2。对未辐照样品测得基体寿命为  $219 \pm 1 \text{ps}$ , 如图 1 和图 2 中的水平虚线所示。从图

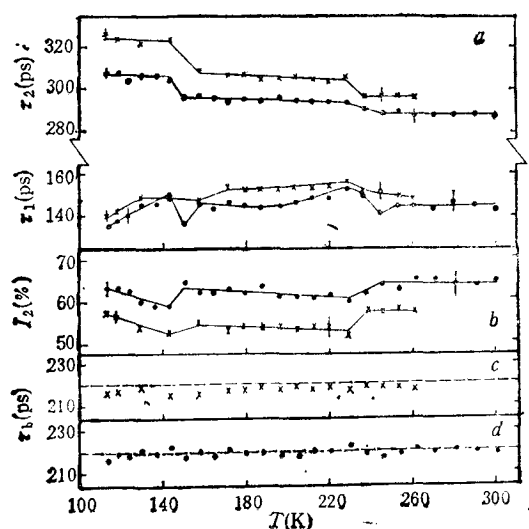


图 1 样品 A 寿命参数的温度关系, ×, • 分别为第一、二轮测量值

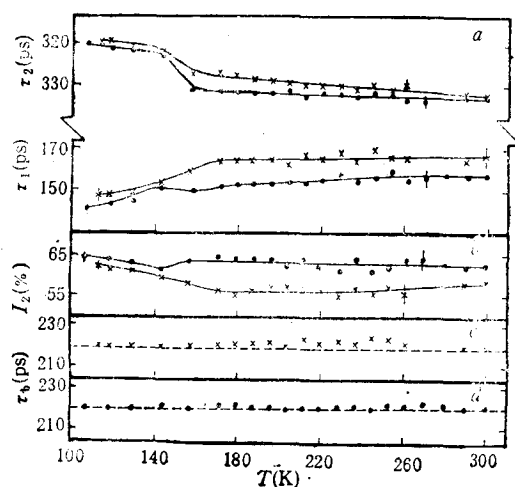


图 2 样品 B 寿命参数的温度关系  
符号同图 1

1 可见, 样品 A 的两轮测量的寿命参数在 145K 和 230K 附近呈现出跳跃式变化。从图 2 看到样品 B 的两轮测量的寿命参数只在 145K 附近有显著变化。从图 1 中 a 和图 2 中 a 可见样品 A 和 B 各自两轮测量随温度增高第二寿命  $\tau_2$  分别呈现三个和两个逐级下降的台阶, 这些台阶的  $\tau_2$  值列于表 1。在图 1 中 b 和图 2 中 b 中, 样品 A 和 B 两轮测量的  $\tau_2$  的强度  $I_2$  在温度小于 145K 都随温度下降而增大。大于 145K, 样品 A 的两轮测量分别在 145—230K 和大于 230K 的温度范围, 强度  $I_2$  随温度增高基本上呈现两个升级台阶分布(图 1 中 b)。在样品 B 两轮测量的 145—300K 的温度范围内, 强度  $I_2$  基本上不随温度变化(图 2 中 b)。

两种样品的两轮测量分别得到的长寿命组分  $\tau_2 = 1/\lambda_2$ , 为在空位缺陷中捕获的正电子寿命, 较短的寿命组分  $\tau_1 = 1/\lambda_1$ , 为被捕获过程更改了的基体寿命。根据两态捕获模型<sup>[15]</sup>得到

$$\tau_1 = 1/(\lambda_b + K), \quad (1)$$

这里  $K$  为捕获率,  $\lambda_b = 1/\tau_b$  为基体湮没率。基体寿命能由下式计算:

$$\tau_b = (I_1/\tau_1 + I_2/\tau_2)^{-1}. \quad (2)$$

表 1 样品 A 和 B 两轮测量的寿命  $\tau_2$  随温度变化呈现的各台阶寿命值

| 样 品        | A     |         |       | B    |         |
|------------|-------|---------|-------|------|---------|
| 台阶序号       | 1     | 2       | 3     | 1    | 2       |
| 温度范围(K)    | <145  | 145—230 | >230  | <145 | 145—300 |
| 第一轮测量值(ps) | 322±2 | 305±2   | 296±1 | ~319 | 307—296 |
| 第二轮测量值(ps) | 305±2 | 295±1   | 288±1 | ~317 | 295     |

由于  $\tau_b$  为由材料决定的材料常数, 如果捕获模型适用, 计算值应当接近于实验测定值。从图 1 和图 2 中的 c 和 d 可以看到, 使用图 1 和图 2 的  $\tau_1$  和  $\tau_2$ ,  $I_1$  和  $I_2$  的实验值, 对样品 A 和 B 两轮测量所计算得  $\tau_b$  值基本上都等于或接近于 219ps 的实验值。只是样品 B 的第一轮测量(图 2 中 c)在 160—260K 的温度范围的数据点明显地高于实验值。因此除了样品 B 的第一轮测量的上述数据点外, 所用的捕获模型能较好地描述样品 A 和 B 两轮测量的结果。

#### 四、讨 论

具有很高能量的质子入射到硅单晶中与晶格原子发生碰撞产生单空位、双空位和自间隙原子等, 由于单空位在低温迁移<sup>[16]</sup>, 在 170K 附近退火<sup>[17,18]</sup>, 因此可以预料, 室温辐照诱导的空位缺陷主要为双空位。低于 145K, 在样品 A 的第一轮测量(图 1 中 a)中观测到  $\tau_2$  为 322±2ps 的常数值寿命, 以及在样品 B 的第一、二轮测量(图 2 中 a)中观测到  $\tau_2$  分别约为 319ps 和 317ps 的常数值寿命, 都是一种确定的缺陷捕获态正电子寿命, 它们与用中子<sup>[19,19]</sup>和电子<sup>[17,20]</sup>辐照所得被鉴别为正电子在双空位湮没的 318—325ps 的寿命一致, 因此它们被认为是正电子在双空位捕获态寿命。由于双空位在 450K 附近迁移<sup>[17,19]</sup>, 在 300K

的温度范围内不会发生分解或聚合, 所以认为低于 145K 观测到的双空位为室温辐照产生。这样室温质子辐照硅单晶诱导的主要空位缺陷为双空位。本文的结果与室温质子辐照硅观测到双空位为室温质子辐照诱导的主要空位缺陷的结果<sup>[10,21]</sup>符合。

### 1. 捕获截面的温度关系

由(1)和(2)式得捕获率  $K$  的表达式为

$$K = (\lambda_b - \lambda_2) \cdot I_2 / (1 - I_2). \quad (3)$$

由此式可知, 小于 145K, 强度  $I_2$  随温度降低而增大是与捕获率  $K$  随温度的变化相联系。根据电子(或空穴)被缺陷捕获的级联捕获模型<sup>[22]</sup>, 认为正电子捕获过程不是扩散限制的, 这样正电子捕获率能表达为

$$K = v\sigma(T)c_d \quad (4)$$

这里  $v = (3kT/m)^{1/2}$  为正电子热速度,  $\sigma(T)$  为与温度有关的正电子捕获截面, 缺陷浓度  $c_d$  认为与温度无关。假定  $\sigma(T)$  随  $T^n$  变化, 由(3)式使用图 1 和图 2 的  $\tau_2$ ,  $I_2$  和  $\tau_b$  的实验值求得捕获率  $K$ , 以  $A(T) = \ln(KT^{-1/2})$  对  $\ln T$  作图, 分别得到图 3 和图 4 所示的温度关系:

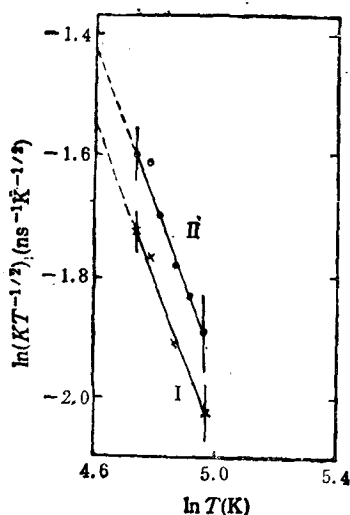


图 3 样品 A 中捕获截面的温度关系

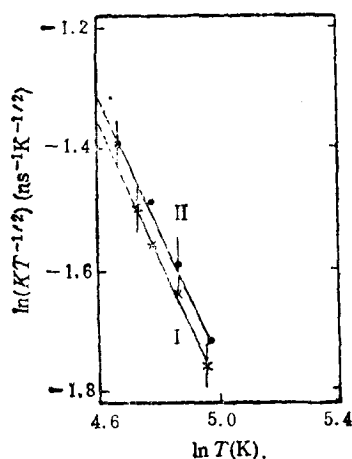


图 4 样品 B 中捕获截面的温度关系

$$A(T) = n \ln T + B. \quad (5)$$

对第一、二轮测量所得记作 I 和 II 的直线参数列于表 2。由于图 3 和图 4 的各自两条直线的斜率  $n$  基本相等, 这样低于 145K, 样品 A 和 B 各自的第一、二轮测量的捕获截面分别以基本相同的温度关系  $T^{-1.35}$  和  $T^{-1.33}$  以及  $T^{-1.05}$  和  $T^{-1.12}$  变化。根据级联捕获计算<sup>[22]</sup>, 对于荷电缺陷, 捕获截面以  $T^{-n}$  变化。如果声学声子散射显著,  $n$  取值为 1.5。对于光学声子, 由低温到高温,  $n$  取值为 1—4。对于中性缺陷, 捕获截面基本没有温度效应。从得到的捕获截面温度关系的  $n$  值能得出在样品 A 和 B 的两轮测量中, 低于 145K 观测到的正电子陷阱为负电荷的。在这个温度范围内样品 A 的第一轮测量和样品 B 的第一、二轮测量观测到的双空位为负电荷的。本工作的上述结果与以前用电子<sup>[23,24]</sup>和中子<sup>[19]</sup>辐

照硅得到负荷电空位缺陷捕获截面以  $T^{-n}$  ( $1 < n \leq 2.5$ ) 随温度变化的结果一样,表明级联捕获计算<sup>[22]</sup>对正电子也是适用的。在图 1 中 b 和图 2 中 b 中,大于 145K,强度  $I_2$  呈现台阶分布,这时样品 A 和 B 两轮测量的正电子陷阱为中性的。

表 2 图 3 和图 4 中捕获截面对温度的直线参数

| 图 号     | 3     |       | 4     |       |
|---------|-------|-------|-------|-------|
|         | I     | II    | I     | II    |
| 截 距 $B$ | 4.67  | 4.71  | 3.44  | 3.87  |
| 斜 率 $n$ | -1.35 | -1.33 | -1.05 | -1.12 |

## 2. 氢与空位的相互作用及对正电子捕获和湮没的影响

质子注入晶体后,作为入射粒子的氢与其自身产生的空位相互作用,与空位周围悬键结合形成 Si—H 键,并给出相应的红外吸收峰,然而在质子剂量注入较高时,有极高比率的注入氢成为没有红外吸收信号的无光效中心<sup>[9]</sup>。本工作所用辐照质子能量高,范围宽 (0.8—6.7 MeV),分多能量档次注入和样品加覆盖层,注入质子分布均匀,射程偏差大。因此可以预料,不仅在辐照过程而且在测量的升、降温过程中,会出现氢与辐照缺陷相互作用的复杂过程。

由第四节结果可知,在样品 A 的第一轮测量(图 1 中 a)中,在 145—230 K 观测到  $\tau_2$  为 305 ps 常数寿命值的正电子陷阱应为中性双空位。由于不含氢的中性双空位正电子寿命为 320—325 ps<sup>[20]</sup>,这个中性双空位正电子寿命的减小可能与双空位中进入氢有关,它使空位中自由体积减小,电子密度增大,正电子湮没率增大。随温度增高在 230 K 附近  $\tau_2$  由 305 ps 降低到 296 ps,大于 230 K 该值保持不变。可能的解释是在 230 K 附近双空位中又进入了氢,温度再升高双空位中氢含量基本维持不变。第二轮测量在 145—230 K 观测到 295 ps 的  $\tau_2$  常数寿命值与第一轮测量在大于 230 K 观测到的  $\tau_2$  常数寿命值相同。由于两者都是中性双空位,因此它们的含氢量相同。即为第一轮测量从 230 K 至室温,再由室温降至 110 K 低温和第二轮测量从这一低温升至 230 K 的整个过程双空位中氢含量基本维持不变。这个结果表明第二轮测量在 145 K 附近随温度升高  $\tau_2$  寿命由 305 ps 缩短到 295 ps 不是由于氢进入双空位,而是归因于由第四节得到样品 A 和 B 的各自两轮测量随温度升高在 145 K 附近双空位荷电态发生由负的向中性转变。因此在第一、二轮测量中,小于 145 K 的 322 ps 和 305 ps 的正电子陷阱分别为大于 145 K 的 305 ps 和 295 ps 的含氢中性双空位的负荷电态。含氢双空位的负荷电态比它的中性态正电子寿命长。理论计算表明<sup>[25]</sup>,由于在空位中负电荷的增加而增加正电子在低电子密度区的定域,引起空位的正电子寿命随其负电荷的增加而变长,另外空位松弛的影响也可能有贡献。因此理论计算是支持上述结果的。第二轮测量在 230 K 附近又一次观测到随温度升高  $\tau_2$  寿命降低,进一步支持在这个温度附近氢又进入双空位的结论。第一轮测量在所有三个测量温区都观测到含氢双空位为主要正电子陷阱,因此认为高剂量样品 A 的辐照态双空位基本上都进入了氢。

在样品 B 的第一轮测量中(图 2 中 a),大于 145 K  $\tau_2$  随温度增高而逐渐减小。捕获

模型计算表明,在 160—260K 不止一种空位捕获态,这是由于该样品辐照质子剂量低,辐照时间也较样品 A 短,致使部分空位未进入氢,可能同时存在含氢和未含氢的中性双空位。观测到的  $\tau_2$  为这两种双空位正电子寿命的平均值,于是它比第二轮测量在该温度范围测得并归因于相同含氢量的中性双空位(以下将讨论)的 295ps  $\tau_2$  常数寿命长。 $\tau_2$  寿命在室温附近降低到 296ps 的常数值,它不但与第二轮测量在 145—300K 观测到的  $\tau_2$  常数寿命值相同,而且与样品 A 的第一、二轮测量分别在大于 230K 和在 145—230K 观测到的  $\tau_2$  常数寿命值相同,因此它们的正电子陷阱同为一种相同含氢量的中性双空位。样品 B 测量的这个结果支持随温度增高在 145K 附近  $\tau_2$  寿命的陡降不是由于氢在双空位的进一步捕获,而是由于含氢双空位由负电荷态向中性态的转变。第二轮测量小于 145K 观测到的约 317ps 常数寿命值的正电子陷阱为大于 145K 的 295ps 含氢中性双空位的负电荷态。上述结果还表明第一轮测量大于 145K,随温度升高氢逐渐进入空位中,在室温附近所有未含氢的双空位基本上都进入了氢,在第二轮测量中双空位再没有进入氢。这是与样品 B 辐照质子剂量低不可能有更多的氢提供进入双空位的情况是符合的。

对于样品 A 和 B 第一轮测量,小于 145K 尚未有氢在测量过程中进入空位,两种样品中双空位仍处于辐照态。样品 A 中 322ps  $\tau_2$  常数寿命值归因于含少量氢的负电荷双空位正电子寿命,与不含氢的中性或负电荷双空位正电子寿命值<sup>[15,20]</sup>基本相同。根据两态捕获模型计算,样品 B 在这个温度范围观测到约 319ps 常数  $\tau_2$  寿命值基本归因于一种双空位,而在 145—260K 却存在着含氢和未含氢的中性双空位。在 145K 附近出现空位类型数不连续的变化解释为小于 145K 含氢负电荷双空位正电子寿命与未含氢的基本相同,在 145K 附近发生含氢双空位由具有较长正电子寿命的负电荷态向具有较短寿命的中性态转变所致。这是支持上述含少量氢的负电荷双空位与不含氢的双空位有基本相同的正电子寿命的结果。我们的中子辐照含氢硅的退火观测到 324 ps 的含氢双空位的正电子寿命结果<sup>[9]</sup>也是支持上述结论的。因为用基本相同的中子剂量辐照高纯硅的退火与未退火的样品都观测到捕获正电子的双空位是负电荷的<sup>[18,19]</sup>。本工作得到氢进入中性双空位引起正电子寿命变化的结果与金属中由理论<sup>[28]</sup>和实验<sup>[6]</sup>都得到氢进入空位使捕获正电子寿命缩短的规律一致。然而由于与金属不同,半导体中空位缺陷存在着不同的电荷态,因此本工作得到氢进入引起负电荷双空位正电子寿命变化与金属和半导体中引起中性空位正电子寿命变化的结果有所不同是能预料的。Cheng 等人<sup>[8]</sup>用质子辐照 P 型硅,在室温测到一个被认为在辐照缺陷捕获的 294ps 正电子寿命,与本工作所得 295—296ps 的含氢中性双空位正电子寿命相同。半导体中缺陷的电荷态是受费密能级控制的,对质子辐照 P 型硅,在室温费密能级位置不会超过禁带中央到达  $E_c - 0.54\text{eV}$  以上,估计应在  $E_c + 0.31\text{eV}$  和  $E_c - 0.54\text{eV}$  之间,这时双空位为中性的<sup>[26,27]</sup>。本工作室温质子辐照硅所得含氢中性双空位为主要正电子陷阱的结果得到 Cheng 等人工作的支持。

### 3. 氢对捕获截面的影响

尽管样品 A 和 B 的两轮测量的双空位中捕获的氢量不同,然而由表 2 得知,低于 145K 样品 A 和 B 的两轮测量所得捕获截面都分别以基本相同的温度关系(样品 A:  $T^{-1.35}$  和  $T^{-1.33}$  样品 B:  $T^{-1.05}$  和  $T^{-1.12}$ )变化,表明含氢负电荷双空位捕获氢不影响其捕获

截面的温度关系。本工作对半导体硅得到的这个结果类似于在金属钼的空洞中捕获氢不影响其捕获率的温度关系结果<sup>[7]</sup>。

由图 3 和 4 直线 II 的截距  $B_{II}$  都比直线 I 的截距  $B_I$  大 (表 2), 在两图中直线 I 和 II 都是基本平行的 (斜率  $n$  相等), 得知在样品 A 和 B 的双空位中捕获氢多的第二轮测量得的捕获截面分别比它们双空位捕获氢少的第一轮测量得的捕获截面大一个常数值。这样能得出: 双空位的捕获截面随其捕获氢量增加而增大。温度大于 145K, 样品 A 和 B 的第二轮测得的  $I_2$  值都比它们的第一轮测得的大 (图 1 中 b 和图 2 中 b)。在样品 A 的第一、二轮测量中, 在 230K 附近双空位中捕获氢量增加后,  $I_2$  值都显著增加。由于 ((3) 和 (4) 式关系) 捕获截面  $\sigma(T)$  随  $I_2$  增加而增大, 这些结果进一步表明双空位中捕获氢量的增加使其捕获截面增大。它和在金属钼中的空洞表面以化学吸附存在的氢增加捕获率的结果很相似。

本工作表明正电子作为一个探针, 正电子寿命测量作为一种实验方法在半导体中跟踪氢的行为和氢与缺陷的相互作用是十分有效的。

## 五、结 论

1. 高剂量 ( $3.2 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$ ) 和低剂量 ( $3.6 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$ ) 质子辐照高纯 P 型硅单晶观测到捕获正电子的主要缺陷为双空位。辐照过程中高剂量样品的双空位基本上都捕获了氢, 低剂量样品还有一部分双空位未捕获氢。

2. 高剂量样品的两轮测量都观测到含氢双空位的正电子寿命  $\tau_2$  随温度升高到 230K 附近呈现显著减小, 低剂量样品的第一轮测量在 145—300K 的温度范围内也观测到  $\tau_2$  寿命随温度升高而逐渐变短, 表明在测量过程中双空位还进一步捕获氢。

3. 随着温度增高含氢双空位的荷电态在 145K 附近发生由负电荷向中性转变。含氢双空位负电荷态正电子寿命比它的中性态寿命长。

4. 除少量氢的进入没有观测到负电荷双空位正电子寿命变化外, 无论是中性的或负电荷的含氢双空位, 它们的正电子寿命都随捕获氢量增加而变短, 它们的捕获截面都随捕获氢量增加而增大。

5. 在负电荷双空位中捕获氢不影响其捕获截面的温度关系。

感谢北京大学秦国刚教授的有益讨论和原子能科学研究院秦久昌等同志以及北京有色金属研究总院贾陶涛同志工作上的协助。

- [1] N. N. Gerasimenko, M. Rolle, Li-Jencheng, Y. H. Lee, J. C. Corelli and J. W. Corbett, *Phys. Stat. Sol.* (b), 90(1978), 689.
- [2] S. T. Picraux *et al.*, in *Defects and Radiation Effects in Semiconductors*, Ed. by J. H. Albang, (1973): *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 46(1979), 31.
- [3] 施天生等, 中国科学 A 辑, (12)(1983), 1121.
- [4] H. J. Stein, *J. Elec. Meter.*, 4(1975), 159.
- [5] 杜永昌等, 物理学报, 36(1987), 1427.
- [6] P. Hautajarvi, H. Huomo, A. Vehanen and F. Plasaola, in *Positron Annihilation*, eds. by P. C. Jain, R. M. Singra and K. P. Gopinatan, World Scientific, Singapore, (1985).
- [7] M. D. Bentzon, S. Lindoroth and K. Petersen, in Ref. [6].

- [8] L. J. Cheng and C. K. Yeh, *Solid State Commun.*, **12**(1973), 529.
- [9] 熊兴民, 半导体学报, **7**(1986), 78.
- [10] J. Keinonen *et al.*, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 8269.
- [11] H. Bichsel and Ch. Tschalaer, *Nucl. Data Sec.*, **A3**(1967), 343.
- [12] Chang Tianbao *et al.*, *Nucl. Inst. and Meth.*, **A256**(1987), 398.
- [13] P. Kirkegaard and M. Eldrup, *Comput. Phys. Commun.*, **7**(1974), 410.
- [14] 熊兴民, 核技术, **(5)**(1983), 11.
- [15] R. N. West, *Adv. Phys.*, **22**(1973), 66.
- [16] H. J. Stein, in *Radiation Effects in Semiconductors*, eds. by J. W. Corbett and G. D. Watkins, Gordon and Breach, New York, (1971).
- [17] W. Fuhs, U. Holzhauser, S. Mantl, F. W. Richter and R. Sturm, *Phys. Stat. Sol.(b)*, **89**(1978), 69.
- [18] S. Dannefaer, S. Kupca, B. G. Hogg, D. P. Kerr, *Phys. Rev.*, **B22**(1980), 6135.
- [19] S. Dannefaer, G. W. Dean, D. P. Kerr, B. G. Hogg, *Phys. Rev.*, **B14**(1976), 2709.
- [20] P. Mascher, S. Dannefaer and D. P. Kerr, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 11764.
- [21] J. Tatarkiewicz and R. Iwanowski, in *Defects in Semiconductors*, ed. by H. J. Von Bardeleben, Materials Science Forum, Vol 10—12(1986), p. 1105.
- [22] M. Lax, *Phys. Rev.*, **119**(1960), 1502.
- [23] W. Fuhs, U. Holzhauser and W. Richter, *Appl. Phys.*, **22**(1980), 415.
- [24] Motoko-Kwete, D. Segers, M. Dorikens, L. Dorikens-Vanpraet, P. Clauws and I. Lemahieu, *Appl. Phys.*, **A49**(1989), 659.
- [25] S. Makinen and M. J. Puska, *Phys. Rev.*, **B40**(1989), 12523.
- [26] V. D. Tkacher and M. T. Lappo, in Ref. [16].
- [27] A. H. Kalma *et al.*, in *Radiation Effects in Semiconductors*, Plenum New York, (1968), p. 153.
- [28] M. J. Puska and R. M. Nieninen, *J. Phys. F*, **13**(1983), 333.

## INFLUENCE OF HYDROGEN AND TEMPERATURE ON POSITRON TRAPPING IN PROTON-IRRADIATED SILICON

XIONG XING-MIN

*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080*

(Received 31 August 1990)

### ABSTRACT

Positron lifetime measurements are used to investigate positron trapping in silicon irradiated with protons at a high dose of  $3.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  and a lower dose of  $3.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ , respectively. The irradiation-induced vacancy defects are mainly divacancies. During the irradiations, the divacancies in high dose samples have almost trapped hydrogens, while a part of the divacancies in low dose samples have not trapped hydrogens yet. In the measurements of the two warm-up of high dosed samples and the first warm-up of low dose samples, the further trapping of hydrogens into divacancies is observed. With increasing temperature the charge state of the divacancies decorated by hydrogens takes a transition from negative to neutral around 145K. With increasing the amount of the trapped hydrogens per divacancy, the lifetimes of the negatively charged divacancy and the neutral one are both shortened, while both their trapping cross sections are increased. The trapping of hydrogens into the negatively charged divacancies has no influence on the temperature dependence of its trapping cross sections.

**PACC:** 7870B; 6179