

砷化镓中质子注入之研究*

王渭源 徐景阳 倪企民
谭儒环 刘月琴 邱月英
(中国科学院上海冶金研究所)

提 要

本文中,我们研究了砷化镓中质子注入及退火恢复过程。实验用晶向 $\langle 100 \rangle$ 偏 $1-3^\circ$, 掺 $\text{Sn } 5 \times 10^{17} - 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 的单晶, 室温下质子注入, 注入能量 E 约 $8 \times 10^4 - 2 \times 10^6 \text{eV}$, 用A-B腐蚀剂对注入质子样品的解理面显结, 测得质子注入高阻层的纵向深度 x_j 和径向扩展 x_L 与注入能量 E 的定量关系。然后, 对注入质子样品, 在 $150-800^\circ\text{C}$ 下退火5分钟, 用双晶衍射仪研究了样品的应变恢复过程, 在静电计上测量了高阻阻值随退火温度的变化。根据实验结果, 讨论了砷化镓中质子注入的射程 R_p , 电子阻止本领 $S_e(E)$ 和核阻止本领 $S_n(E)$, 以及质子注入形成高阻和退火恢复的机理。

一、引 言

砷化镓材料质子注入之研究, 最早曾由 Wohleben, Beck^[1] 和 Foyt 等人^[2] 进行过研究。以后, 由于离子注入具有掺杂浅、平坦, 可控性和重复性好等优点, 以及质子注入形成的 GaAs 高阻绝缘和隔离性能良好, 故在不少器件中获得了应用^[3-7]; 近年来, 对其他化合物材料的质子注入也开展了不少研究工作^[8-12]。

虽然砷化镓中质子注入的应用相当成功, 但对其基础性研究尚感不足。质子注入的射程 R_p 和径向扩展 x_L , 在宽阔的注入能量 E 的范围内, 其定量关系有待深入研究, 注入引起的高阻及退火恢复机理, 还缺乏深入讨论。

在本文中, 我们研究了砷化镓中质子注入高阻层的纵向深度 x_j 和径向扩展 x_L 与注入能量 E 的关系, 研究了注入质子样品的应变恢复和高阻阻值随退火温度的变化关系。根据实验结果, 讨论了砷化镓中质子注入的射程 R_p , 电子阻止本领 $S_e(E)$ 和核阻止本领 $S_n(E)$, 以及质子注入形成高阻和退火恢复的机理。

二、砷化镓中质子注入高阻层的 x_j 和 x_L

1. 实验方法 砷化镓单晶样品, 晶向 $\langle 100 \rangle$ 偏 $1-3^\circ$, 掺 $\text{Sn } 5 \times 10^{17} - 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 抛光、清洗干净后, 在 $450-500^\circ\text{C}$ 下沉积 2000 \AA 二氧化硅, 上述晶向偏离和沉积二氧化硅, 目的在于避免注入质子的沟道效应。然后, 在质子加速器和离子注入机中进行质子注入, 能量

* 1978年7月18日收到。

分别用 $3.3 \times 10^5 - 2 \times 10^6 \text{eV}$ 和 $8 \times 10^4 - 1.6 \times 10^5 \text{eV}$, 束流 $< 1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, 剂量 ϕ 为 10^{15}cm^{-2} , 注入后, 剖开样品解理面, 用 A-B 腐蚀剂 (Abrahams 和 Buiocchi^[13]) 显结, 获得了清晰的 x_j . 在研究 x_L 时, 应用两种掩蔽方法: 一种用光刻, 电镀做成 Au 掩蔽层; 一种用解理的砷化镓片盖住被研究的样品. 注入质子后, 解理出垂直于边缘的解理面, 用 A-B 腐蚀剂显出 x_L .

2. 实验结果 图 1 及图 2 分别表示 E 为 $3.3 \times 10^5 \text{eV}$ 和 $1.5 \times 10^6 \text{eV}$, ϕ 为 $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$, 用 A-B 腐蚀剂显示解理面的 x_j 放大照片, 相应的 x_j 各为 3.1\AA 和 $22.05 \times 10^4 \text{\AA}$, 所研究的各个样品 x_j 的照片均相当清晰. 高阻层 $x_j(\text{\AA})$ 与 $E(\text{eV})$ 的关系见图 3¹⁾, 图中实验线可用下式表示:

$$x_j = (8.716 \times 10^{-4} + 4E^{-1})E^{1.365}, \quad (1)$$

图中也画出了 Speight 等人^[7]用 A-B 腐蚀剂显结法, Foyt^[2]和 Harada 等人^[14]用 $n-x$ 分布奇异点法 (n 超过原样品的平均浓度), 以及 Favennec 等人^[15]进行质子注入波导层光传输时测得的 x_j . 从图 3 可见, 各家数据本身, 均相当有规律, 而彼此间, 除 Foyt 等人低能端的结果稍有差别外, 均能符合良好. 至于我们与 Speight 等人的结果存在系统性的 20% 的差别, 可能系剂量不同所致. 实验表明, 质子注入的可控性和重复性是非常令人满意的.

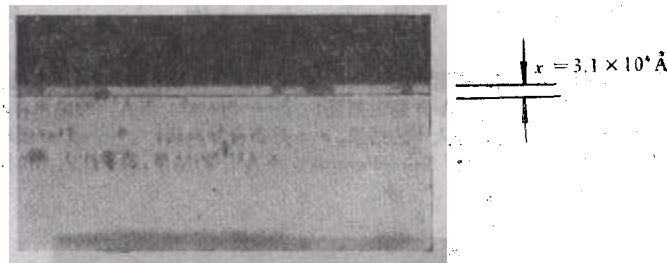


图 1 砷化镓中质子注入层的 x_j , A-B 腐蚀剂显示(放大 630 倍)

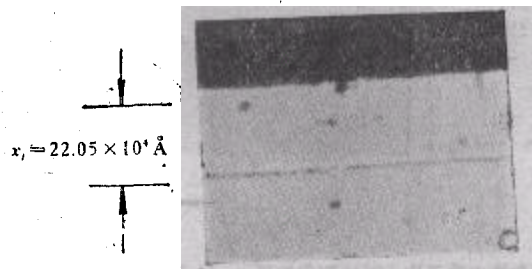


图 2 砷化镓中质子注入层 x_j , A-B 腐蚀剂显示(放大 630 倍)

砷化镓中质子注入高阻层径向扩展的 A-B 腐蚀剂显示结果见图 4, 注入条件 E 为 $2 \times 10^6 \text{eV}$, ϕ 为 $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$, 测得的 x_L 为 $4.9 \times 10^4 \text{\AA}$; 另外 x_j 为 $35 \times 10^4 \text{\AA}$, 后者与单独 x_j-E 实验时结果一致. x_L 与 E 的关系见图 5, 当 $E > 3 \times 10^5 \text{eV}$ 时, x_L 达 10^4\AA 数量级. 这是器件中对结面积有严格要求时应予考虑的. 图中示出的 Speight 等人^[7]的数据, 与我们结果也比较符合. 值得注意, 径向扩展 x_L 的极大值在接近 x_j 处.

1) 这里的 x_j 未对表面上 2000\AA 二氧化硅作校正. 因此, 在低能端 x_j 有些偏低, 但高能端没有影响.

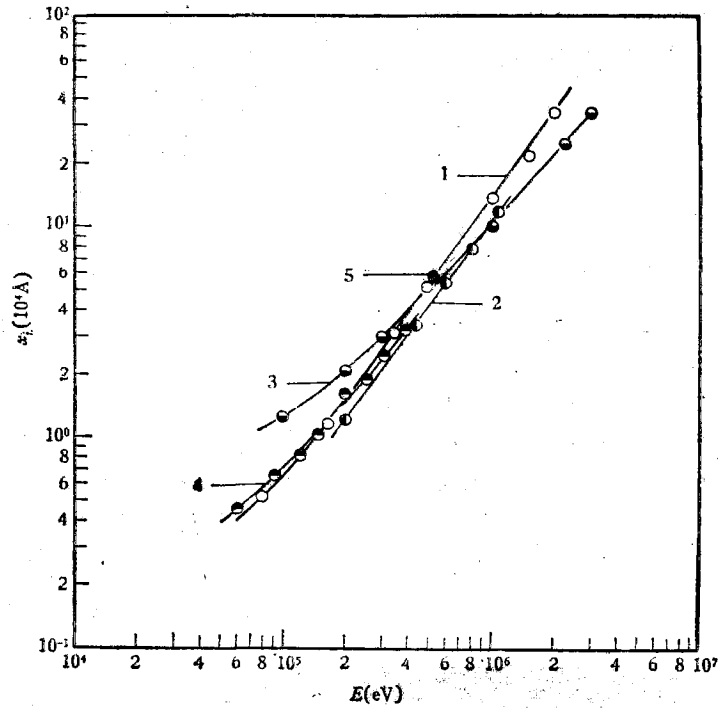


图3 砷化镓中质子注入形成的高阻层的纵向深度 x_j 与注入能量 E 的关系(注入剂量 10^{15}cm^{-2})
图中 1——本文的结果, A-B 腐蚀剂法; 2——Speight 等人^[7]的结果, A-B 腐蚀剂法; 3——Foyt 等人^[2]的结果, $n-x$ 分布奇异点法; 4——Harada 等人^[14]的结果, 同 Foyt 法; 5——Favennec 等人^[15]的结果, 质子注入光传输波导层测定, 只有一点数据

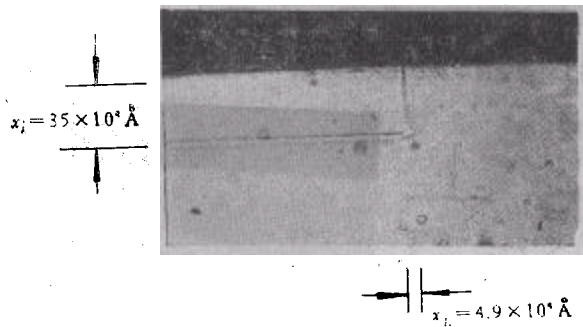


图4 砷化镓中质子注入层的侧向扩展 x_L , A-B 腐蚀剂显示(放大 320 倍)

3. 讨论 依据 LSS 理论^[16], 入射离子注入到靶中的射程 R_p 可表示为

$$R_p = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)}, \quad (2)$$

式中 E_0 为入射离子的初始能量, N 是单位体积中平均靶原子数, $S_n(E)$, $S_e(E)$ 分别称为核阻止和电子阻止本领。实验中注入质子的质量 m_1 与靶砷化镓的质量 m_2 之比 $\frac{m_1}{m_2} \ll 1$, 而 E_0 最低为 10^4eV 数量级, 可以认为 $S_n(E) \ll S_e(E)$ (见 Gibbons^[17], Johnson^[18] 等人的工作), (2) 式简化为

$$R_p = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_e(E)} \quad (3)$$

因此,若能从理论上算得 $S_e(E)$,即可算出 R_p 。在这方面, Furukawa 等人^[19]和 Tsurushima^[20]已作了计算。最近,在 Speight 等的论文中^[7],引证了 Matsumura, Nayatomo 的私人通讯的计算值。计算的结果(图 6)经和实测 x_j (图 6 中实验点,引自图 3)比较,除 Furukawa 外,均相当接近。但是,在一般情况下, x_j 并不和 R_p 相等。按 LSS 理论^[16],注入质子的浓度分布可由下式给出:

$$N(x) = \frac{\phi}{(2\pi)^{1/2} \Delta R_p} \exp \left[-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right], \quad (4)$$

式中 ΔR_p 是射程 R_p 的标准偏差 (cm), $N(x)$ 是注入深度 x 处的浓度 (cm^{-3})。在材料中,

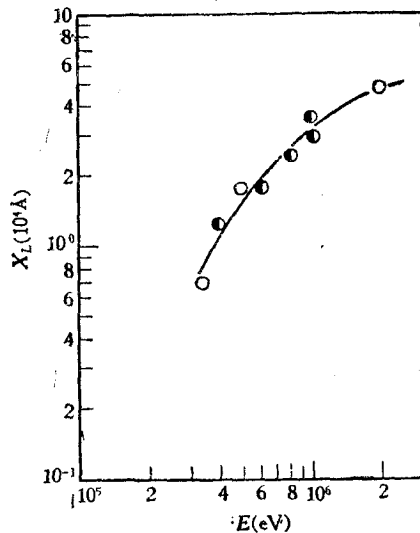


图 5 砷化镓中质子注入高层层的侧向扩展 x_L 与注入能量 E 的关系(注入剂量 10^{15}cm^{-2})
○ 为本文结果; ● 为 Speight 等人^[7]的数据

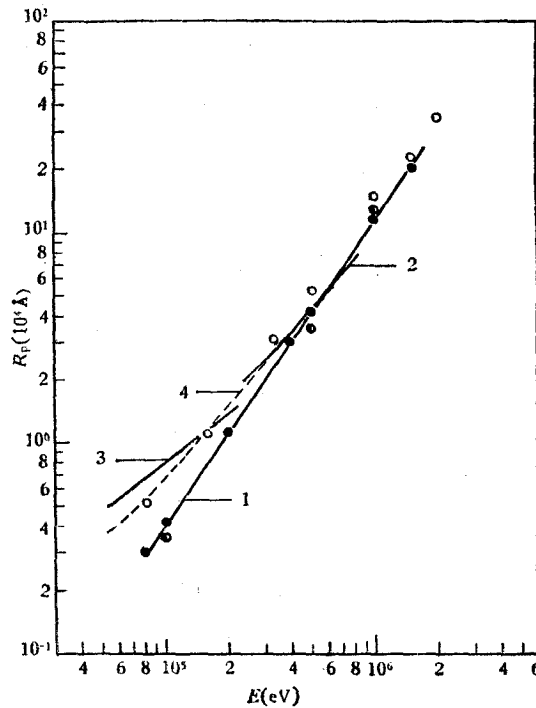


图 6 砷化镓中质子注入理论计算的 R_p 与 E 的关系
曲线 1 中 ● 及 ○ 为本文计算结果(详见正文), ○ 为本文实验 x_j - E 的结果(引自图 3);
曲线 2 为 Matsumura, Nayatomo 计算结果(给文献 [7] 作者的私人通讯);
曲线 3 为 Furukawa 等人计算结果^[19];
曲线 4 为 Tsurushima 计算结果^[20]

由于注入质子引进大量深受主和深施主中心,前者补偿了 n 型砷化镓靶材料中浅施主(浓度为 N_B) 而形成高阻(将在以下讨论),补偿时,在 x_i 处的质子浓度

$$N(x_i) = N_B. \quad (5)$$

于是,有

$$N(x_i) = N_B = N_{\max} \exp \left[-\frac{(x_i - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right], \quad (6)$$

或可写为

$$\frac{x_i}{R_p} = 1 + \left[2 \left(\frac{\Delta R_p}{R_p} \right)^2 \ln \frac{N_{\max}}{N_B} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (7)$$

(6) 和 (7) 式中

$$N_{\max} = \frac{\phi}{(2\pi)^{1/2} \Delta R_p} = \frac{0.4\phi}{\Delta R_p} = \frac{\phi}{R_p}, \quad (8)$$

其中假设质子注入砷化镓, 满足重离子注入时那样的经验关系:

$$R_p = 2.5 \Delta R_p. \quad (9)$$

参看图 6, 当 R_p 分别为 1; 5; 10 ($\times 10^4 \text{ \AA}$) 数量级 (相当 E 为 10^5 ; 5×10^5 ; 10^6 (eV) 数量级), 结合实验条件 $\phi = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $N_B = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 由 (9) 式可算得 N_{\max} 分别为 $10N_B$, $2N_B$ 和 N_B , 代入 (7) 式, 得 x_i/R_p 分别为 1.85; 1.47; 1. 根据实验结果 x_i 分别为 0.66; 5.25; $13.5 (\times 10^4 \text{ \AA})$ (对应于 E 为 10^5 ; 5×10^5 ; 10^6 (eV)), 可算得 R_p 值分别为 0.36; 3.61; $13.5 (\times 10^4 \text{ \AA})$, 结果在图 6 中以“●”符号示出.

另一方面, 由 Anderson 和 Ziegler^[21] 最新汇编的质子注入于元素 Ga 和元素 As 中的 $S(E) (=S_n(E) + S_e(E))$ 数据, 考虑到砷化镓由 Ga:As = 1:1 组成, 经应用 Bragg 规则^[22], 我们算得质子注入砷化镓中的 $S(E)$ (eVcm²/atom) 与 E 的关系式为

$$S(E) \approx S_e(E) = KE^{-n} \quad (E > 1 \times 10^5 \text{ eV}), \quad (10)$$

式中, $K = 8.030 \times 10^{-12}$, $n = 0.4665$, 代入 (2) 式中, 算得 R_p-E 的一组结果, 见图 6 中“●”符号. 从图 6 可见, 用两种方法的计算结果可用同一条连线表示. 据此, 我们认为, 在高端, R_p 确与 x_i 非常一致, 但在低能端, $R_p < x_i$. 上述诸作者在低能端计算的 $R_p \approx x_i$, 可能并不正确.

现在讨论质子注入的径向扩展问题, 即注入离子在靶中 x, y, z 的三维分布, 依 Furukawa 等人^[19] 意见, 分布主要取决于核散射, 其浓度分布函数可表示为

$$f(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \Delta R_p \Delta x \Delta y} \exp \left\{ -\frac{x^2}{2\Delta x^2} - \frac{y^2}{2\Delta y^2} - \frac{(z - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right\}, \quad (11)$$

式中 x, y 表示入射离子偏离入射方向 z 后的停留位置, $\Delta R_p, \Delta x, \Delta y$ 是 z, x, y 方向的标准偏差. (11) 式表示, 在一定入射能量下, 入射离子的等浓度线是一个在 x, y, z 坐标中以 $(0, 0, R_p)$ 为心的椭圆球, 对于 $0.6N_{\max}$ 的等浓度线, 沿 z 方向的轴相当于 ΔR_p , 而沿 x, y 方向的轴相当于 $\Delta x, \Delta y$. 计算表明, 随着 E 增加, 椭圆球心往入射方向移动, $\Delta R_p, \Delta x, \Delta y$ 也增加, 但 $\Delta x, \Delta y$ 较 ΔR_p 增加为快. 在 Si 中, 当 $E \sim 10^5 \text{ eV}$, $\Delta x, \Delta y$ 可能大于 ΔR_p 而成为“直立的椭圆球”^[19]. 根据 (11) 式, 径向扩展 x 或 y (图 5 中的 x_L) 在 $z = R_p$ 处最大, 和实验结果符合. 但现有工作还不能对 x_L-E 关系进行定量讨论.

三、砷化镓中质子注入高阻的退火恢复过程

1. 实验方法 上述注入质子的样品 (注入前表面已有 2000 \AA 二氧化硅包裹), 共两个, 编号 A 及 B, 注入能量及剂量分别为 $3.5 \times 10^5 \text{ eV}$, $1.2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ 和 $3.3 \times 10^5 \text{ eV}$, $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, 相应的 x_i 为 $3.3 \times 10^4 \text{ \AA}$ 和 $3.1 \times 10^4 \text{ \AA}$. 对用作 X 射线双晶衍射研究的 A 样品, 用累加时间退火工艺, 即 150°C 退火 5 分钟, 然后测一次微小应变的摆动曲线; 如此每加

50°C 退火 5 分钟,测一次摆动曲线,一直到 800°C (700°C 及 750°C 两点未退火)。而 B 样品仅作 400°C 及 500°C 退火 10 分钟。X 射线双晶衍射仪系本所自制,实验条件为:晶体用 (*n*, -*n*) 排列,第一晶体砷化镓垂直光栏 0.1mm,水平光栏 0.5mm,用 Cu, K α_1 辐射, 2×10^4 — 3×10^4 V, 15mA。每次测定各作两种扫描速度, V_{P1} 1200mm/小时, V_{S1} 32'/小时 (2.5mm = 4''), V_{P2} 600mm/小时, V_{S2} 32'/小时 (2.5mm = 8'')。对电阻随温度变化的 A, B 样品,分割成各小块,从 150°C 起每隔 50°C 单独退火 5 分钟,退火后,腐蚀掉离子注入面上的二氧化硅,用面积约为 6×10^{-3} cm 2 的小孔金属掩模板盖住,蒸发 Ni·Cr, Au, 金属接触圆点的面积 *A* 在显微镜下测定。样品背面(低阻)用 Ga-In-Sn 低熔点合金做成欧姆接触,在静电计上加正向偏压 0.1—0.3V,测得相应的 *I*,由 $R = \Delta V / \Delta I$ 和 *A* 算得 $RA(Q \cdot \text{cm}^2)$ 。

2. 实验结果 图 7 表示注入质子后未退火的砷化镓 A 样品的摆动曲线,曲线上除主峰(半宽度为 β)外,在低角度处出现了 *a* 至 *h* 共 8 个亚峰,其情况与 Tekaar 等人^[23]研究 D $^+$, N $^+$ \rightarrow Si 时相似。由各亚峰与主峰的 $\Delta\theta$,可算得指定亚峰的应变值

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a_0} = -\cot\theta \cdot \Delta\theta, \tag{12}$$

式中 θ 是 Bragg 角,为 33°, a_0 是完整砷化镓单晶的点阵常数 5.4504 Å。

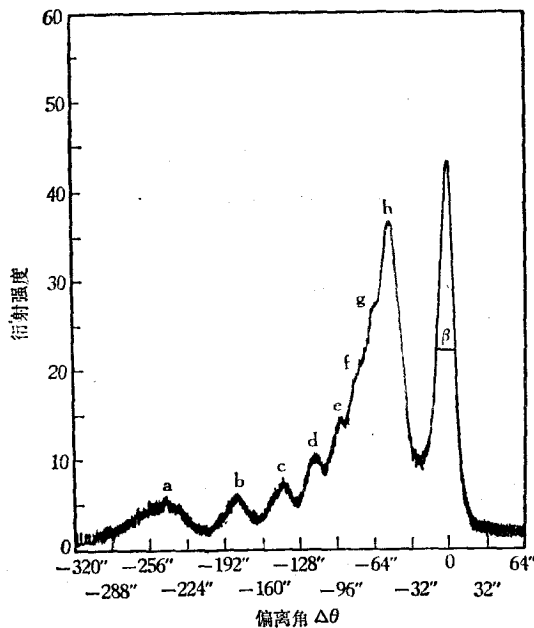


图 7 砷化镓晶体注入质子后的摆动曲线 (注入条件: E 为 3.5×10^5 eV; ϕ 为 1.2×10^{16} cm $^{-2}$; 室温)

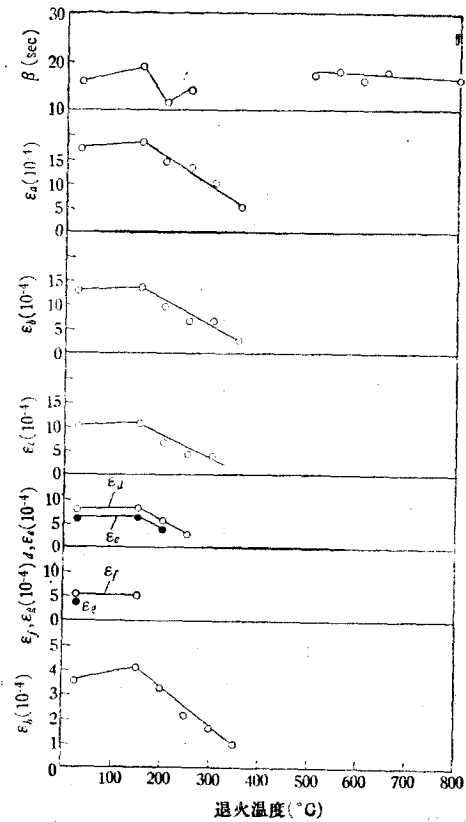


图 8 退火对注入质子的砷化镓应变的影响 (退火用累加退火制度(详见正文);质子注入条件: E 为 3.5×10^5 eV; ϕ 为 1.2×10^{16} cm $^{-2}$)

上述 A 样品经累加退火后,主峰的 β 值以及它与各亚峰的 ε 值,随退火温度的变化见图 8. 从图中可见,开始有一段负退火,即在 150°C 前各值都略有增加;而从 150°C 以后退火,恢复明显开始,各峰的 ε 值都随温度增加而线性减小;到 400°C 退火 5 分钟后,除亚峰 h 外,各亚峰都先后消失;温度在 400—450°C 间,情况比较复杂,此时发生 h 峰与主峰合并,至此 $\varepsilon = \frac{\Delta a}{a_0} = 0$, 表示晶体中应变均已恢复. 但即使在 500°C 退火,晶体摆动曲线主峰的 β 值仍较完整晶体的大(200°C 时 β 值最低),一直到 800°C 退火 5 分钟仍是如此,虽则随温度升高 β 值略有下降. B 晶体样品注入质子后未退火及 400°C 或 500°C 退火 10 分钟,其摆动曲线上只有一个主峰(未产生无定形层),只是 β 值较完整晶体的大(图略).

A, B 两种样品的电阻 R_A 的退火恢复结果见图 9. 从图中可见,对 A 样品,在 $T < 400^\circ\text{C}$ 退火 5 分钟,并不改变 R_A ; 只有当 $T > 500^\circ\text{C}$ 后,随温度升高(时间都是 5 分钟)才明显降低;而在 400—500°C 区间,与图 8 相对应, R_A 的变化也比较复杂,先是随温度升高而升高,然后再降低. B 样品的退火曲线,与上相似,只是“复杂变化”的温度区间高了约 100°C.

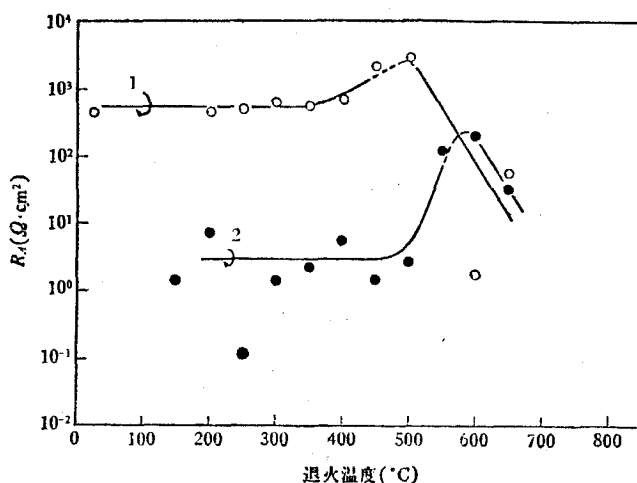


图 9 退火对注入质子的砷化镓的电阻阻值之影响(时间 5 分钟)

曲线 1 E 为 3.5×10^5 eV; ϕ 为 1.2×10^{16} cm^{-2} (A 样品);

曲线 2 E 为 3.3×10^5 eV; ϕ 为 1×10^{15} cm^{-2} (B 样品)

3. 讨论

(1) 在硼注入硅中,当 E 为 10^5 eV, $S_e(E)$ 及 $S_n(E)$ 值各为 2×10^{-2} , 2×10^{-3} keV/Å, 即 $S_e(E)$ 为 $S_n(E)$ 的 10 倍^[17]. 对于质子注入砷化镓中,由 (10) 式,当 E 为 10^5 eV, $S(E) = S_e(E) = 35 \times 10^{-15}$ eV · cm²/atom = 1.5×10^{-3} keV/Å, 按硼注入硅中估算, $S_n(E)_{\text{GaAs}}$ 可估计为 1.5×10^{-3} keV/Å. 离子注入使单晶靶成为无定形,需要一个临界剂量 ϕ^* , 在硅中, Gibbons^[17] 归纳出如下经验关系:

$$S_n(E)\phi^* \sim 10^{21} \text{keV/cm}^2. \quad (13)$$

假设上式可应用于砷化镓,代入 $S_n(E) = 1.5 \times 10^{-3}$ keV/Å, 则质子注入砷化镓中产生无

定形的 $\phi^* \sim 6.7 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ 。对 A, B 样品的双晶衍射研究表明 (E 为 $3.3-3.5 \times 10^5 \text{eV}$), 无定形仅产生于注入剂量 $1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$ 的 A 样品, 与上述分析大致符合。

(2) 质子注入到砷化镓中, 属于质量轻而半径小的离子注入到重质量靶中的类型, 根据硅中研究^[17], 可以认为在砷化镓中, 注入的质子有相当数量居间隙位, 从而引起点阵常数增加, 符合双晶衍射实验结果; 产生的注入损伤主要是简单的 Frenkel 缺陷, 如 V_{Ga} , V_{As} (V_{Ga} 为 Ga 空位), Ga_i , As_i (Ga_i 表示间隙的 Ga 原子), 以及 V_{Ga} , V_{As} 与质子的复合体(这种推测来自硅中注入杂质后, 已证明有 V_{Si} , 与杂质的复合体^[17])。在硅中, 已证明单空位 V_{Si} , 双空位 V-V, 以及 V-O, V-P 等复合体, 都是散射中心、深中心能级, 它使材料载流子迁移率、少数载流子寿命降低, 电阻率升高^[17]。在砷化镓中, 不少作者指出 V_{Ga} 是受主, Hurle^[24] 则倾向于是 V_{Ga}^- 。按西泽看法^[25], 在掺 Sn 的砷化镓中有下述反应:



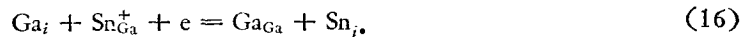
按 Hurle 看法有下述反应



两种机制都能补偿浅施主 Sn_{Ga}^+ 而使材料呈高阻。因此, 质子注入砷化镓中, 如果确有 V_{Ga} , 以及 (14), (15) 式的反应, 则可解释我们掺 Sn n 型材料成高阻的一个原因。最近, Lang 等人^[26] 从测定电子辐照、质子注入和 α 粒子轰击的 GaAs , $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 的 DLTS 谱等多种途径, 证明有 V_{Ga} 以及更复杂的缺陷。

(3) 比较图 7, 8 和 9, 退火曲线可分三个阶段(对 A 样品)。第一阶段在 $T < 400^\circ\text{C}$, 随着退火进行, ε 下降而 R 不变(在 150°C 以前, 有一段随退火而 ε 升高的负退火阶段); 第二阶段在 $T 400-500^\circ\text{C}$, R 随着退火而升高(负退火)而 $\varepsilon \rightarrow 0$; 第三阶段在 $T > 500^\circ\text{C}$, R 随退火而明显下降。值得注意, 主峰 β 值在 200°C 最低, $500-800^\circ\text{C}$ 间虽然随温度升高而下降, 但其值大于 200°C 时的值。

在退火第一阶段, 间隙状态的质子移向稳定位置, 使晶格常数得以恢复, 但不贡献载流子。在硅中, 低温退火可使空位-注入离子复合体解离, 后者居替代位而对载流子略有贡献, 但在砷化镓中, 空位-质子复合体的解离对载流子不做贡献。退火第二阶段, 也曾在硅的离子注入中看到。对此, 曾提出了两种机制, Watkin 交换位置机制和位错环中吸附杂质机制(请参见 Gibbons 的总结性论文^[17])。如果这些情况在砷化镓中也存在, 根据 Watkin 交换位置机制, 在退火过程中, 通过 Ga_i 的扩散而发生与 Sn_{Ga}^+ 交换位置



据此, 载流子浓度下降, R 升高。根据位错环中吸附杂质机制, 在退火过程中损伤消除时产生了大量位错环(图 8 中第二阶段的 β 值比 200°C 时高, 可能反映了这一现象), 因此, 若能吸附 Sn_{Ga}^+ , 也可能使 n 下降而 R 升高。另外, 如果 (14), (15) 式继续进行, 也可能造成这种情况。退火第三阶段, n 明显升高, R 明显降低, 其原因将是注入引起的各种缺陷退火后得以恢复, 因此深中心、散射中心大为减少。

工作中, 得到复旦大学质子加速器小组袁道生等同志, 本所离子注入小组孙义林、乔镛等同志不少帮助, 邹元栖同志审阅了本论文并提出宝贵意见, 特此致谢。

参 考 文 献

- [1] K. Wohlleben, K. Beck, *Z. Naturf.*, **A21** (1966), 1057.
- [2] A. G. Foyt *et al.*, *Solid State Electron.*, **12** (1969), 209.
- [3] W. T. Lindley *et al.*, *Appl. Phys. Letters*, **14** (1969), 197.
- [4] J. C. Dymont *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973), 207.
- [5] P. N. Favennec, D. Diguët, *Appl. Phys. Letters*, **23** (1973), 546.
- [6] S. O'Hara *et al.*, Proc. Inst. Conf. On Millimetric Waveguide Systems (1976).
- [7] J. D. Speight *et al.*, "GaAs and Related Compounds" (Edinburgh Conf., 1976), 275.
- [8] B. R. Pruniaux, J. C. North, A. V. Payer, *IEEE Trans.*, **ED-19** (1972), 672.
- [9] J. C. Dymont *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973), 207.
- [10] J. P. Donnelly, C. E. Hurwitz, *Solid State Electron*, **20** (1977), 727.
- [11] S. M. Spitzer, J. C. North, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973), 214.
- [12] J. M. Woodcock *et al.*, *Acta Electronica*, **19** (1976), 151.
- [13] M. S. Abrahams, C. J. Buiocchi, *J. Appl. Phys.*, **36** (1965), 2855.
- [14] H. Harada, M. Fujimoto, "Ion Implantation in Semiconductors," edited by Susuma Namba (1975), 73.
- [15] P. N. Favennec, E. V. K. Rao, *ibid.*, 65.
- [16] J. Linhard, M. Scharff, H. E. Schiott, K. Danske Vidensk. Selsk., *Mat-Fys. Meddr*, **33**(14), (1963).
- [17] J. F. Gibbons, *Proc. IEEE*, **56** (1968), 295; **60** (1972), 1062.
- [18] W. S. Johnson, J. F. Gibbons, "LSS Projected Range Statistics in Semiconductors" (1970).
- [19] S. Furukawa *et al.*, *Japan. J. Appl. Phys.*, **11** (1972), 134.
- [20] T. Tsurushima, Hisso Tanoue, *J. Phys. Soc. Japan*, **31** (1971), 1695.
- [21] H. H. Anderson, J. F. Zeigler, "Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements" (1976).
- [22] 参阅 J. F. Gibbons, W. S. Johnson, S. W. Mylorie, "Projected Range Statistics in Semiconductors and Related Materials" (1974), 8.
- [23] E. H. Tekaas, G. H. Schwulke, *Advances in X-ray Analysis*, **15** (1971), 504.
- [24] D. T. J. Hurle, *The Sixth International Symposium on GaAs and Related Compounds* (Edinburgh Conf., 1976), 113.
- [25] 西泽润一等, *J. Appl. Phys.*, **44** (1973), 1638.
- [26] D. V. Lang, R. A. Logan, L. C. Kimerling, *Phys. Rev.*, **B15** (1977), 4874.

A STUDY OF PROTON IMPLANTATION FOR GaAs

WANG WEI-YUAN XÜ JING-YANG NI QI-MIN

TAN RU-HUAN LIU YUE-QIN QIU YUE-YING

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, a study has been made of proton implantation and annealing behavior of GaAs. The single crystal wafers used in the implantation were oriented typically at 1—3° away from (100), and doped with Sn to 5×10^{17} — $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. The implantation was carried out at room temperature in a proton accelerator and ion implantation machine with an energy of 8×10^4 — $2 \times 10^6 \text{ eV}$. Following bombardment, the implanted area was delineated by means of an A-B etchant, and the penetration depth of proton x_j was determined. The x_j values obtained can be related to the implantation energy E as follows

$$x_j = (8.716 \times 10^{-4} + 4E^{-1})E^{1.365},$$

where x_j is in Å, E in eV. The maximum lateral spread of the proton X_L as a function of energy was also, determined, and found to be $\sim 10^4 \text{ Å}$ when $E > 3 \times 10^5 \text{ eV}$. The proton implanted samples were annealed at 150—800°C for 5 min. A X-ray double crystal diffractometer was used to characterize the recovery of strain, and a electrometer was used to determine the resistance variation with annealing temperature. The results showed that the critical dose ϕ^* for amorphous layer formation after proton implantation was $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, and the recovery of strain began at 150°, and virtually stopped at 450°. In the temperature range 150—450°, there were no significant variation in implanted resistance. The recovery of resistance occurred only at higher temperatures. The project range of proton R_p , the electron stopping power $S_e(E)$, the nuclear stopping power $S_n(E)$, and the mechanism of annealing of implanted proton in GaAs are discussed on the basis of the present experimental results.