

# 硼注入〈100〉硅残余缺陷的沟道研究

邹世昌 倪如山 张祖华\*

(中国科学院上海冶金研究所)

1984 年 3 月 14 日收到

本文用沟道背散射技术和透射电镜观察研究室温高剂量硼注入〈100〉硅的退火行为和残余缺陷。实验结果表明一步退火法不能完全消除注入引起的辐射损伤,在外延层中同时存在位错环和直接散射中心两种缺陷。用连续的剥层和测定沟道最低产额  $\chi_{\min}$  的方法得到了直接散射中心的深度分布,按此分布用复次散射模型估算了直接散射中心对退道产额的贡献,从而分离两种缺陷对退道的贡献。以 Bøgh 公式为基础处理沟道谱的退道,实验得到的退道宽度  $\lambda$  值与 Quèrè 模型的理论预言基本相符。

## 一、引 言

关于硼注入硅的损伤退火及残余缺陷已有大量研究<sup>[1-7]</sup>。硼注入硅的损伤退火行为及残余缺陷的特征受诸如注入剂量与剂量率、靶温、晶向和退火程序等注入参数和退火条件的强烈影响<sup>[1-3]</sup>。室温下注硼与液氮温度下注硼其效果有很大的差别。比如,室温下硼注入硅造成无定形层的临界剂量要比液氮温度下注入高一个数量级<sup>[4]</sup>。若室温注硼的剂量低于  $2 \times 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ ,则不会造成无定形层,而且注入层中的缺陷远比低温注入的复杂<sup>[5]</sup>,其退火行为也与低温注入的不同<sup>[6,7]</sup>。目前半导体器件生产工艺中离子注入硼多数在室温下进行。本文用沟道背散射技术结合透射电镜观察研究〈100〉硅单晶经室温高剂量 ( $1 \times 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ ) 硼注入后的损伤退火行为及残余缺陷。实验结果表明:室温高剂量硼注入〈100〉硅的损伤难以用一步退火法消除,退火后的残余缺陷为位错环和直接散射中心。本文把 Bøgh<sup>[8]</sup> 的处理方法应用于两种缺陷并存的情况,用连续的剥层结合测量沟道最低产额  $\chi_{\min}$  的方法来分离两种缺陷对退道的贡献,以便能够计算退道宽度。实验得到的退道宽度  $\lambda$  值与 Quèrè 模型的理论预言<sup>[9,10]</sup>作了比较。

## 二、实验细节

样品为 6—9  $\Omega\text{cm}$ 、n 型〈100〉取向的硅单晶,在室温下注入 120 keV 的硼离子,注入剂量为  $1 \times 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ ,剂量率为 2—3  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ ,注入时靶的温升近似为 150℃。注入后把硅片划分成若干  $7 \times 7 \text{ mm}^2$  的小块,然后在干氮中作历时 30 分钟的等温退火(一步退火),退火温度从 500℃ 到 1000℃。

\* 通讯地址: 上海市,嘉定南门,上海科学技术大学。

1.8 MeV 沟道背散射分析在常规背散射靶室<sup>[11]</sup>中进行\*。样品安装在重复精度为  $0.02^\circ$  的二维定角器上。靶室真空度  $\sim 1 \times 10^{-6}$  托, 束流散度  $< 0.05^\circ$ , 束斑面积  $\sim 1 \text{ mm}^2$ 。晶体定向采用安德森作图法<sup>[12]</sup>。用阳极氧化法剥层, 每次剥层后测沟道最低产额  $\chi_{\min}$ , 由此可获知直接散射中心的深度分布<sup>[13]</sup>。透射电镜观察则用来提供有关残余缺陷结构特征的信息。

### 三、实验结果

图 1 所示为不同退火温度下样品的沟道背散射定向谱和随机谱。图 1 表明从表面到深度 3000 Å 区域内样品的定向谱产额均  $\leq 5\%$ , 说明注入后该区域内样品基本上仍保持为单晶体。3000 Å 以上, 退道产额迅速上升, 且退道产额随退火温度升高而升高。900°C 退火样品的退道产额为最高, 在 3500 Å 附近其退道产额达到随机谱 50%。退火温度达到 1000°C 时, 退道产额就下降, 但 1000°C 退火样品的退道产额仍达到随机谱的 20%, 表明仍有相当数量的缺陷存在。

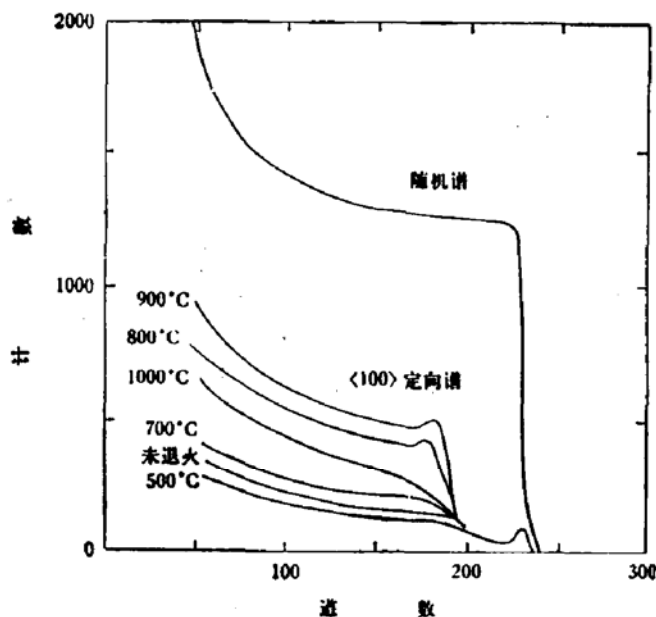


图 1 不同退火温度的  $\langle 100 \rangle$  Si (B) 的 1.8 MeV  $\text{He}^+$  离子的沟道背散射谱  
B:Si $\langle 100 \rangle$   $E = 120 \text{ keV}$   $N_{\square} = 10^{16} \text{ cm}^{-2}$

在 800°C 和 900°C 退火样品的定向谱上, 除了高退道产额外还叠加有损伤峰, 表明样品中存在显著的直接散射中心。900°C 退火样品中的直接散射中心的深度分布示于图 2 (a), 由图可见, 在 3000 Å 附近直接散射中心的浓度高达 30% (原子浓度)。

图 3 所示(见图版 I) 为 800°C、900°C 和 1000°C 退火样品的透射电镜照片, 它们表明外延层中占优势的残余缺陷为全位错环。900°C 退火样品中的总投影位错线密度经测定约为  $1.8 \times 10^5 \text{ cm/cm}^2$ 。

\* 沟道背散射分析实验是作者之一在西德弗朗霍夫学会固体技术研究所加速器上进行的。

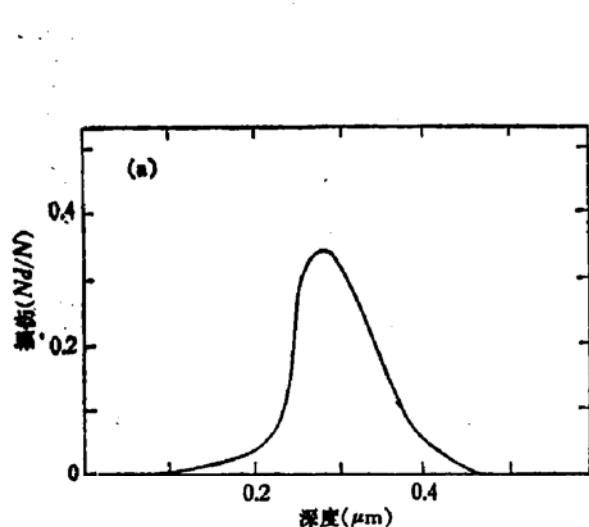


图 2(a) 900°C 退火的 <100> Si(B) 样品中的直接散射中心的深度分布

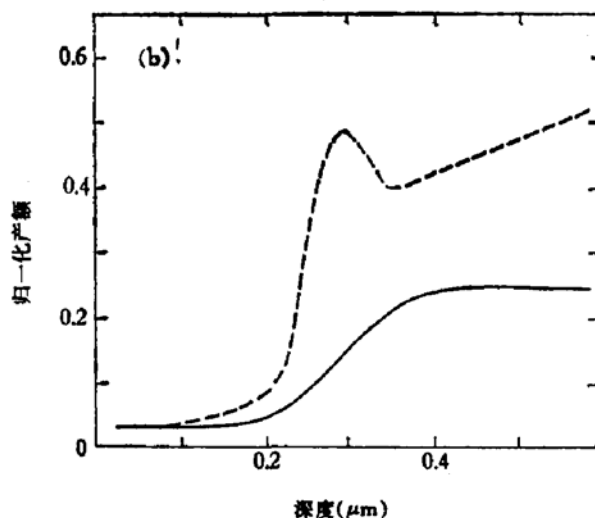


图 2(b) 按图 2(a) 的分布用复次散射模型算得的直接散射中心的退道(实线)与实验测得的定向谱(虚线)的比较

#### 四、实验结果的分析与讨论

上述实验结果显示了室温高剂量硼注入 <100> 硅的损伤退火行为与残余缺陷的特点。

##### 1. <100> 硅中室温高剂量硼注入造成的损伤不易用一步退火法消除。

通常认为 <100> 硅的硼注入损伤容易消除而 <111> 硅的损伤不容易消除。Csepregi 等人<sup>[4]</sup>曾用沟道技术分析过热历史对硼注入 <100> 硅和 <111> 硅残余缺陷的影响。他们发现,在液氮温度下注硼,<100> 硅的注入损伤用 950°C 一步退火即可以几乎完全消除,而同样注入条件下的 <111> 硅的损伤无法用 950°C 一步退火消除。上述差别的原因被解释为沿 <100> 方向的外延再生长速度比沿 <111> 方向的快。但本文的观察表明,在室温高剂量硼注入条件下,900°C 一步退火(30 分钟)并不能消除 <100> 硅的注入损伤(图 1、图 2),即使 1000°C 退火也不能完全消除损伤。

本文观察结果与 Csepregi 等人观察结果的不同可归因于注入时各自所选定的样品温度和注入剂量的差别。在液氮温度下进行低剂量注硼( $\sim 1 \times 10^{15} \text{B}^+/\text{cm}^2$ ),此时点缺陷的迁移率非常低,造成的初级缺陷是非均匀分布的缺陷团(Cluster)和无定形区;在室温下低剂量注入硼导致的初级缺陷则为均匀分布的缺陷团;若室温下注入高剂量硼( $\geq 1 \times 10^{16} \text{B}^+/\text{cm}^2$ ),则除了缺陷团外,还导致扩展型缺陷<sup>[6]</sup>(extended defects)。由于低温注入与室温注入以及高剂量注入与低剂量注入下产生的初级缺陷不同,在随后的退火中这些缺陷的演变行为也不同。室温高剂量硼注入的硅经过进一步加热,点缺陷不断转化为位错环,位错环一旦形成就很难被消除。

##### 2. 室温高剂量注硼的 <100> 硅经过一步退火后的残余缺陷比室温低剂量注入的残余缺陷要简单得多。

在本文的注入条件下(室温注入、 $1 \times 10^{16} \text{B}^+/\text{cm}^2$ 、 $2-3 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ),等温退火后 <100>

硅的残余缺陷具有组成简单的特点,即除了直接散射中心外,只观察到位错环(图3)。Chadderton 和 Eisen 同样分析过室温硼注入硅的退火行为<sup>[6]</sup>,他们观察到的残余缺陷的组成相当复杂,包括粗的棒状缺陷、大的位错环(Crystallographic dislocation loop)、双位错环(Double loop)以及偏位错环(Partial loop)。两种观察结果的差别可能来自以下两个原因:首先,本工作中采用的是等温退火程序(一步退火),而 Chadderton 和 Eisen 用的是等时退火程序(最高退火温度为 800℃—1000℃);其次,本工作用的注入剂量要比 Chadderton 和 Eisen 用的注入剂量( $1 \times 10^{15} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ )高一个数量级。Eisen 和 Welch 曾经观察到当注入剂量超过  $8 \times 10^{15} \text{ B}^+/\text{cm}^2$  (剂量率  $\sim 2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ) 后,室温硼注入硅的损伤总量发生突变<sup>[15]</sup>。Grob 和 Siffert<sup>[16]</sup> 观察到当室温注硼的剂量超过  $1.5 \times 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2$  时,硅单晶的辐射损伤中除了原有的以退道截面与分析束能量  $E$  成正比为特征的直接散射中心缺陷外,又出现以退道截面与  $\sqrt{E}$  成正比为特征<sup>[17,18]</sup>的扩展型缺陷。本文的观察结果与 Grob 和 Siffert 的观察结果相符。

## 五、位错环退道宽度的估算

沟道背散射分析和 TEM 观察表明外延层中位错环和直接散射中心两种缺陷同时并存。这两种缺陷对退道产额都有贡献。为了从沟道背散射谱估算位错环退道宽度,须分离两者对退道的贡献。Grob 和 Siffert 用的是拟合法<sup>[16]</sup>,本文用另一种方法来实现分离。

由于表面区的退道可以忽略不计,因此沟道定向谱的  $\chi_{\text{min}}$  主要来自直接散射。连续地剥层与测量  $\chi_{\text{min}}$  可获得直接散射中心的深度分布[图 2(a)],用复次散射模型<sup>[19]</sup>估算直接散射中心对退道的贡献,其结果示于图 2(b)。从实验得到的总退道(图 1)中减去直接散射中心的退道,余下的即为位错环对退道的贡献。

基于 Bøgh 的处理<sup>[8]</sup>,在位错环和直接散射中心两种缺陷并存的情况下,深度  $x$  处归一化的定向产额可表为:

$$\chi_D(x) = \chi_R(x) + [1 - \chi_R(x)] \cdot \left( \frac{f_d N_d + f_l N_l}{N} \right). \quad (1)$$

式中  $N$  为基体原子密度,  $N_d$  为直接散射中心的密度,  $N_l$  为位错环密度,  $f_d$  和  $f_l$  分别为直接散射中心和位错环的散射因子,且有  $f_d = 1$  和  $f_l \approx 0$ <sup>[20]</sup>,  $\chi_R(x)$  是深度  $x$  处入射定向束的退道比(Dechanneling fraction)。在两种缺陷并存的情况下,  $\chi_R(x)$  可表为:

$$\chi_R(x) = \chi_v(x) + [1 - \chi_v(x)] \cdot \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_0^x (\sigma_l N_l + \sigma_d N_d) dx \right] \right\} \quad (2)$$

其中,  $\chi_v(x)$  是深度  $x$  处完美晶体的定向谱产额(简称光片定向谱产额),  $\sigma_l$  和  $\sigma_d$  分别为位错环和直接散射中心的退道截面。

方程(1)中右边第二项来自直接散射,其中  $N_d/N$  可以从实验得到[图 2(a)],于是方程(1)给出退道比  $\chi_R(x)$ :

$$\chi_R(x) = \frac{\chi_D(x) - \frac{N_d(x)}{N}}{1 - \frac{N_d(x)}{N}}. \quad (3)$$

从方程(2)和方程(3)可得到:

$$\ln \left[ \frac{1 - \chi_R(z)}{1 - \chi_V(z)} \right] = \left( - \int_0^z \sigma_I N_I dx \right) + \left( - \int_0^z \sigma_d N_d dx \right). \quad (4)$$

方程(4)右边是两个独立项之和,意味着方程左边亦应为两个独立贡献之和。显然,位错环的贡献应取  $\ln \left[ \frac{1 - \chi_I(z)}{1 - \chi_V(z)} \right]$ , 其中  $\chi_I(z)$  为位错环的退道贡献。若直接散射中心的退道贡献表为  $D(z)$ , 则按上述推理,方程(4)左边应为:

$$\ln \left[ \frac{1 - \chi_R(z)}{1 - \chi_V(z)} \right] = \ln \left[ \frac{1 - \chi_I(z)}{1 - \chi_V(z)} \right] + D(z). \quad (5)$$

方程(5)中的  $\chi_I(z)$  可以从  $\chi_I(z) = \chi_R(z) - \chi_d(z) - \chi_V(z)$  得到, 其中  $\chi_d(z)$  为直接散射中心的退道。如前所述,  $\chi_d(z)$  可从图 2(a) 用复次散射模型估算。比较方程(4)与方程(5), 得到下式:

$$\ln \left[ \frac{1 - \chi_I(z)}{1 - \chi_V(z)} \right] = - \int_0^z \sigma_I N_I dx = -\lambda \cdot L(z). \quad (6)$$

式中,  $L(z)$  为单位面积上从表面到深度  $z$  处投影位错线的总长度。  $L(z)$  可从 TEM 测定;  $\lambda$  为单位投影位错线长度的退道截面, 通常称为退道宽度 (Dechanneling width)。根据方程(6)可从实验上求得退道宽度  $\lambda_{exp}$ 。对退火温度为 900°C 的样品, 实验测得的 <100> 方向的退道宽度  $\lambda_{exp} \sim 107 \text{ \AA}$ 。

根据 Quèrè 的位错退道模型<sup>[9,10]</sup>, 在轴沟道情况下, 退道宽度  $\lambda$  为:

$$\lambda_{theo} = \left( \frac{b \cdot d \cdot a \cdot E}{\alpha \cdot z_1 z_2 e^2} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

其中,  $b$  是波氏矢量,  $d$  是轴向原子间距,  $a$  是 Thomas-Fermi 屏蔽半径,  $z_1 e$  和  $z_2 e$  分别为入射粒子和靶原子的电荷,  $\alpha$  是一个与位错的取向和类型有关的系数。按(7)式算得  $\lambda_{theo} \sim 71 \text{ \AA}$ 。TEM 测量  $L(z)$  的误差估计为 25% 到 30%, 退道产额测量的误差为 9%, 在实验误差范围内, 退道宽度  $\lambda$  的实验值与理论值基本相符。

## 六、总 结

1. 室温高剂量 ( $1 \times 10^{16} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ ,  $2 \sim 3 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ , 室温注入) 硼注入 <100> 硅的晶格损伤用一步退火法 (900°C—1000°C, 30 分钟) 难以完全消除;

2. 用一步退火法处理的室温高剂量硼注入 <100> 硅的外延层中直接散射中心和位错环两种缺陷同时并存。随着退火温度的升高, 直接散射中心缺陷不断转换成位错环;

3. 用剥层与沟道最低产额  $\chi_{min}$  测量相结合的方法可获得直接散射中心的深度分布。在此基础上, 应用 Bøgh 处理缺陷退道的方法, 推出了实验上计算位错环退道宽度  $\lambda$  的公式(6)。实验得到的退道宽度值与 Quèrè 的理论预言基本相符。

## 参 考 文 献

- [1] F. L. Vook, Radiation Damage and Defects in Semiconductors, ed J. E. Whitehouse. p. 60 (1972).

- [2] L. Csepregi, J. W. Mayer and T. W. Sigmon, *Phys. Letters*, **54A**, 157 (1975).
- [3] L. Csepregi, J. W. Mayer and T. W. Sigmon, *Appl. Phys. Letter*, **29**, 92 (1976).
- [4] J. E. Westmoreland, J. W. Mayer, F. H. Eisen and B. Welch, *Appl. Phys. Letters*, **15**, 308 (1969).
- [5] J. E. Westmoreland, J. W. Mayer, F. H. Eisen and B. Welch, *Ion Implantation*, eds. F. H. Eisen and L. T. Chadderton, New York and Breach, p. 31 (1971).
- [6] L. T. Chadderton and F. H. Eisen, *ibid*, p. 445.
- [7] D. E. Davies, *Appl. Phys. Letters*, **14**, 227 (1969).
- [8] E. Bøgh, *Can. J. Phys.* **46**, 653 (1968).
- [9] Y. Quèrè, *Phys. Stat. Sol.* **30**, 713 (1968).
- [10] Y. Quèrè, *Ann. Phys.* **5**, 105 (1970).
- [11] W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, Ch. 6 (1978).
- [12] J. U. Andersen, J. A. Davies and K. O. Nielsen, *Nucl. Instr. Methods*, **38**, 210 (1965).
- [13] P. P. Pronko and M. D. Rechten, *Ion Implantation in Semiconductors*, eds. F. Chernow and J. A. Borders, Plenum Publishing Corporation, p. 503 (1977).
- [14] L. Csepregi, W. K. Chu, H. Muller, J. W. Mayer and T. W. Sigmon, *Rad. Effects*, **28**, 227 (1976).
- [15] F. H. Eisen and B. Welch, *Rad. Effects*, **28**, 459 (1976).
- [16] J. J. Glob and P. S. Siffert, *Nucl. Instr. Methods*, **208**, 413 (1983).
- [17] S. T. Picraux, E. Rimini, G. Foti and S. U. Campisano, *Phys. Rev.*, **B18**, 2078 (1978).
- [18] Y. Quèrè, *Ion Implantation in Semiconductors*, eds. F. Chernow and J. A. Borders, Plenum Publishing Corporation, p. 687 (1977).
- [19] L. Meyer, *Phys. Stat. Sol.*, **B44**, 253 (1971).
- [20] L. C. Feldman, J. W. Mayer and S. T. Picraux, *Materials Analysis by Ion Channeling*, Academic Press p. 121 (1982).

## A Channeling Study on the Residual Defects in Boron-Implanted $\langle 100 \rangle$ Silicon

Zou Shichang, Ni Rushan and Zhang Zuhua\*

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)

### Abstract

The annealing behaviour and residual defects of room-temperature boron-implanted  $\langle 100 \rangle$  silicon has been investigated by channeling measurements in connection with TEM observations. It has been found that the radiation damage in  $\langle 100 \rangle$  silicon induced by room-temperature high dose boron-implantation can not be removed completely through one-step annealing, and that dislocation loops and direct scattering centers exist simultaneously in the regrown epitaxial layer. The depth profile of the direct scattering centers is obtained by channeling measurements together with the layer removal technique. With the help of the multi-scattering model, the contribution of the direct scattering centers to the dechanneling yields is estimated, thus obtaining the dechanneling caused by dislocation loops. The measured dechanneling width  $\lambda$  of the dislocation loops is in reasonable agreement with the Quèrès theoretical prediction.

\*Present address: Shanghai University of Science and Technology, Jading, Shanghai.