

平面型晶体管专集

— 半导体译丛 —



平面型晶体管专集

半导体译丛编辑委员会编译

国防工业出版社

67
5
27

毛主席语录

我們的方針要放在什么基点上？放在自己力量的基点上，叫做自力更生。

我們不能走世界各国技术发展的老路，跟在別人后面一步一步地爬行。我們必須打破常規，尽量采用先进技术，在一个不太长的历史时期內，把我国建設成为一个社会主义的现代化的強国。

我們能够学会我們原来不懂的东西。我們不但善于破坏一个旧世界，我們还将善于建設一个新世界。

2P56/27

毛主席语录

我們中华民族有同自己的敌人血战到底的气概，
有在自力更生的基础上光复旧物的决心，有自立于世
界民族之林的能力。

一切外国的东西，如同我們对于食物一样，必須
經過自己的口腔咀嚼和胃腸运动，送进唾液胃液腸液，
把它分解为精华和糟粕两部分，然后排泄其糟粕，吸
收其精华，才能对我們的身體有益，决不能生吞活剥
地毫无批判地吸收。

对于外国文化，排外主义的方針是錯誤的，应当
尽量吸收进步的外国文化，以为发展中国新文化的借
鏡；盲目搬用的方針也是錯誤的，应当以中国人民的
实际需要为基础，批判地吸收外国文化。

半 导 体 译 丛

平 面 型 晶 体 管 专 集

半 导 体 译 丛 编 辑 委 员 会 编 译

國 防 工 業 出 版 社

1 9 7 0

内 容 简 介

本专集收集了29篇关于平面型晶体管制造工艺和设计理论方面的译文。其中关于制造工艺方面的有14篇,内容涉及平面型晶体管制造过程中的氧化物掩蔽、光刻、扩散、蒸发、热压和外延生长等工艺;关于设计理论方面的有15篇,内容包括晶体管频率、功率和开关时间等参数的一些基本设计理论。

本专集可供从事半导体器件生产和研制工作的有关人员参考,也可供有关院校半导体器件相应专业师生参考。

半 导 体 译 丛

平面型晶体管专集

半导体译丛编辑委员会编译

*

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业许可证出字第 074 号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

北京第二新华印刷厂印装

*

787×1092 $1/16$ 印张 $16\frac{3}{8}$ 384 千字

1965 年12月第一版 1970 年10月第二次印刷

统一书号: 15034·1034 定价: 1.70 元

再 版 說 明

《平面型晶体管专集》一书，收集了国外关于平面型晶体管制造工艺和基本設計理論方面的文章29篇，可供从事半导体器件生产和研制的有关人員参考。

本书是无产階級文化大革命前选譯出版的，这次再版时对书中存在的一些問題沒有进行修改。希望同志們在参閱时，应遵照偉大領袖毛主席关于“学习的时候用脑筋想一下，学那些和我国情况相适合的东西，即吸取对我們有益的經驗”的教导，对书中的內容进行分析批判，“排泄其糟粕，吸收其精华”更好地为社会主义革命和社会主义建設服务。

目 录

再版说明	3
外延硅薄膜中的杂质分布	5
用紅外技术测量硅外延气相生长薄层的电阻率	14
外延装置中硅和二氧化硅的連續生长	19
用热生长氧化层法稳定硅表面	24
热氧化引起硅中杂质的再分布和結的形成	46
硅表面的氧化处理方法	54
硅器件制造中的光刻过程	66
硼通过氧化层在硅中的扩散	73
磷在二氧化硅薄膜中的扩散	83
金在硅中扩散的机构	94
掺金硅的性质	103
在硅上蒸发和合金的技术	111
硅晶体管的鋁絲連接	120
晶体管参数与基区电阻率分布的关系	126
功率晶体管設計的某些問題	135
功率晶体管的自偏压截止效应	143
条状結構晶体管的基区电势分布对发射极注入电流密度和基极有效电阻的影响	145
大电流密度下晶体管截止頻率 (f_T) 下降的理論	153
硅晶体管发射极-基极結中复合电流的分布	167
結型三极管可迅速开关的最大功率密度	176
收集区內的少数載流子积累效应与晶体管的貯存時間	181
双扩散晶体管的注射效率	190
表面复合和沟道对 p-n 結和晶体管特性的影响	193
扩散 p-n 結的雪崩击穿特性	211
p-n 結中雪崩击穿的确定	218
硅 p-n 結中的金屬淀积	220
扩散結中的空間电荷层寬度	225
半导体硅中的漂移迁移率	230
硅本体和硅中扩散层的电阻率	233

外延硅薄膜中的杂质分布

摘 要

本文描述了在外延半导体薄膜深度上测定掺杂分布的微分电容-电压方法。给出了一些薄膜生长条件下的实验分布图,在这些图中,掺杂浓度不是平的而是随薄膜厚度的增加而下降。对所观察到的这种分布的可能解释进行了讨论。

为了在器件制造中正确地利用外延半导体薄膜(特别是非常薄的膜),为了了解衬底和薄膜界面成为器件基本部分的结构,或者为了简单明了地知道掺杂分布的结构(如生长结),则必须测量、了解、并控制在薄膜深度方向上的掺杂分布。

外延半导体薄膜中的杂质分布是由两个因素决定的:

- (1)生长方法本身;
- (2)扩散,尤其是从衬底到薄膜的扩散。

本文处理了第一个问题。扩散的影响将在别的部分中考虑⁽¹⁾。

实 验 方 法

外延薄膜是用四氯化硅氢还原法生长的,现在看来,该方法是标准的,并且有许多研究者详细地报导过⁽²⁻⁵⁾。对于这些实验,在每一种情况下,薄膜生长前,衬底片都在流动的干燥氢气中以1240~1250°C的温度进行30分钟的预热处理(清洗)。薄膜生长温度选择在1060~1220°C范围内。在所有温度下都对辐射和管壁的透射损失进行了校准,并且用光测高温计观察衬底片子的顶部进行测量。

四氯化硅饱和器的温度稳定在-40°C($\pm 0.2^\circ\text{C}$)。该温度给出蒸汽中计算的克分子分数为0.01。通过内径为 $1\frac{1}{4}$ 吋反应室的氢气流速为2.5升/分。其装置是一个单片以及带有硅支座的垂直的射频加热系统。为了促使射频耦合,并且不引进杂质,支座用放映灯预热。无论是纯的还是掺杂的四氯化硅,轻掺杂还是重掺杂的支座,在这些实验中都用过。

除非特别说明,否则所有的衬底片子都取自于相同的拉制的掺砷硅锭,该锭的电阻率为0.004~0.006欧姆·厘米,直径大约5/8吋。片子沿(111)晶面方向切割,并且经过电化学抛光⁽⁶⁾。每个片子在应用以前及时地进行了清洁处理;方法是:在室温下用250c.c HNO₃、50c.c HF和220c.c HAc(I₂饱和的)腐蚀一分钟,随即在逆流流动系统中用去离子水冲洗,样品在连续通纯氮的炉中烘干,并且立即放到淀积室中去。

二极管是通过光致抗蚀剂氧化物掩蔽技术用硼扩散制造的[●]。扩散深度为1/4微米。用以上方法在每一片上制备了直径为18密耳的小圆点;它们的排列是10×10。在每一片上测量了6~8个二极管。用铝合金二极管也得到了可比较的结果。然而,以浅硼扩散所

● 在1100°C下氧化30分钟,在900°C下扩散70分钟。

得到的好的二极管的百分比比较高,因而,本研究中大部分采用它。

为了制备电特性好的薄膜,生长温度必须为 1200°C 或更高,这在过去已经广泛地报导过。图 1 表示典型二极管的正向和反向特性(硼扩散 $1/4$ 微米,直径为 18 密耳);该二极管是在大约 7 微米厚的低温薄膜上制备的。在刚好击穿以前,电流大约是 10^{-7} 安培。图 1

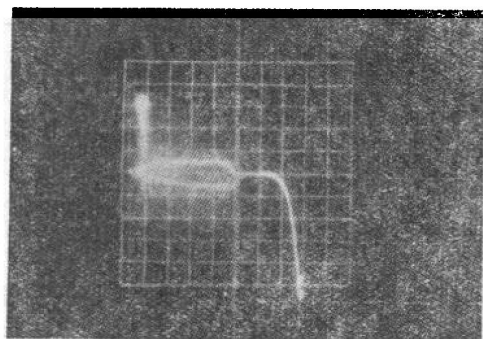


图 1 二极管特性(薄膜生长温度为 1060°C)。硼扩散深度 $1/4$ 微米,二极管直径 18 密耳;刚好击穿以前的反向电流为 10^{-7} 安培

← 反向 正向 →
横座标: 10 伏/厘米 横座标: 0.2 伏/厘米
纵座标: 10 微安/厘米 纵座标: 10 微安/厘米

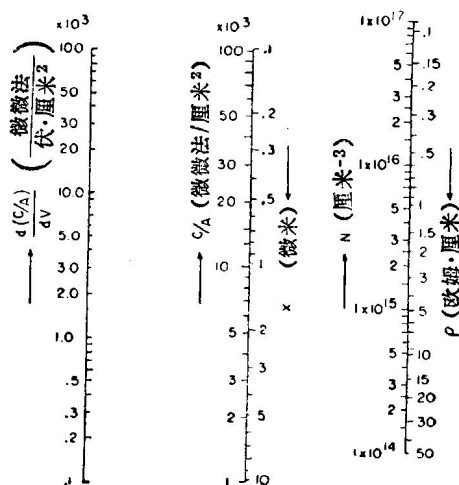


图 2 确定电阻率用的列线图表

所示的二极管特性,对于以下所描述的电测量完全够用。为了在这个温度下制备好的器件材料,最根本的一点看来是细心注意衬底和系统的清洁度。

测量方法是基于以下事实:对于重掺杂和轻掺杂半导体之间的结, $1/C^2$ 与所加反向电压之间的曲线斜率是空间电荷边界杂质浓度的简单函数^[7]。基本方程如下:

$$d(1/C^2)/dV = 2/\epsilon q N_s, \quad (1)$$

$$C = dQ/dV = \epsilon/S, \quad (2)$$

$$d(1/C^2)/dV = -2C^{-3}(dC/dV). \quad (3)$$

基于这个方程的列线图表示于图 2 ●。测量方法如下:电容在给定的电压下测量,然后调节电容电桥度盘,使之变化很小的一个增量,大约是 1%。使反向电压变化到电容电桥再平衡,给出 C 和 V 值下的 $\Delta C/\Delta V$ ($\sim dC/dV$)。在适当地校准二极管面积以后,杂质浓度、测量点的深度以及电阻率(对于 n 型硅)可以直接从列线图表中确定。这样,在深度方向上的杂质分布就可以在每个二极管上经过多点测量而确定。

实验结果

图 3 给出典型外延硅薄膜上的六个二极管在深度方向上逐点的测量结果。外延膜生长温度为 1220°C ;利用了 70~90 欧姆·厘米的掺砷支座;盛有纯四氯化硅的饱和器^[8]保持在 -40°C 。薄膜厚度用磨斜角染色法从结测量。界面大约在结以下 6.85 微米处。

曲线的主体近似一直线,可以把它外推到界面处给出等效的起始杂质浓度,且以 N_s^* 标记。在接近界面处还存在着扩散尾。在某些情况下,在结附近可能看到硼扩散的补偿

● 这个特殊的测量方法首先由 M. M. Atalla 和 D. Kahng 提出,他们制成了这个图表。

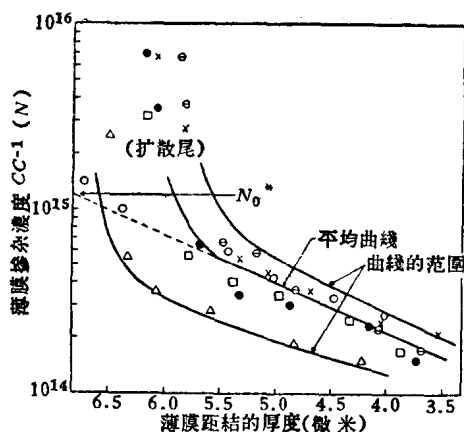


图3 外延硅中掺杂分布的二极管数据
衬底(掺砷), 0.004欧姆·厘米; SiCl_4 饱和
器保持在一40°C; 硅支座(掺砷) 70~90 欧姆·
厘米; 生长温度1220°C; 生长速度 2.5 微米/分;
界面估计在结以下6.85微米。

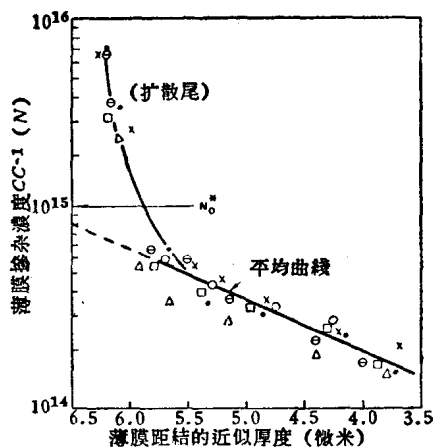


图4 对图3中假定的厚度变
化所做的校准, 方法是把扩散
尾移到共同的线上

效应。

因为深度方向上的杂质是不均匀的, 样品薄膜厚度的变化可能引起二极管数据之间的一些分散。图4给出图3曲线各点横向校准的结果; 校准方法是把扩散尾移在同一水平上。所需的最大校准约为0.5微米。这个值在正常观测到的厚度变化范围之内。校准结果显著地降低了数据分散, 而并不改变斜率或被一可观的量所中断。然而, 由于校准, 在薄膜厚度坐标上引起了一定程度的近似。与此类似, 某些垂直数据的分散可能与二极管面积的变化有关。本文给出的所有平均曲线都是基于像图3中那样的没有校准的数据。图5表示在其他条件相同的情况下用掺杂饱和器生长出来的三种不同厚度薄膜的合成分布图。这些点是平均值; 垂直线表示测量中的最大分散。在每一个样品上, 随便挑选了5~6个二极管进行测量。三个薄膜是在1180°C下利用饱和掺杂器生成的。图6给出样品1上二极管的详尽数据, 并且清楚地画出了结附近的补偿效应。图7表示样品2上硼二极管正常电容与反向电压曲线, 这和上面没处理过的数据是一样的, 只不过画法不同而已。图8给出了在样品2的一部分上所制备的铝合金二极管电容与反向电压的关系(直径为15密耳的点)。测量了随便挑选的四个二极管。在图5、6、7和8中, 对四根曲线可以进行合理的电阻率核对^②。然而, 用微分方法决定详细杂质分布的优越性已经清楚地表现了出来; 在样品2中, 用微分方法得到的图形不能够很容易地从电容与反向电压关系中确定。

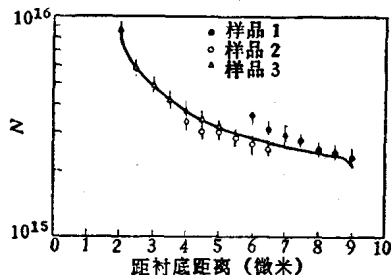


图5 用相同的掺杂饱和器生长
的三个不同厚度薄膜的合成曲线

图9给出杂质分布图直线部分斜率随薄膜生长温度的变化(利用纯 SiCl_4)。当然, 对于每一个分布图, 在接近界面的地方存在着扩散尾(在这里没有表示出来)。把分布图外推到明显的界面, 则给出等效的界面杂质浓度并以 N_0^* 标记。在每一个生长温度下, 分布

② 由图7和图8中的数据处理中得到; 取其斜率为-0.5。

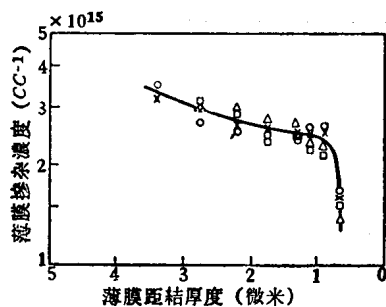


图6 图5中样品1结附近的补偿效应

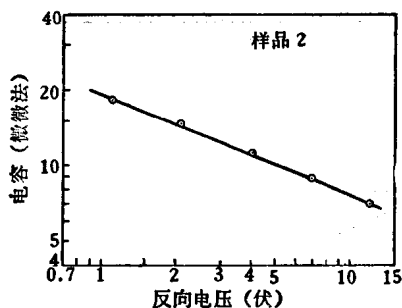


图7 在样品2上所做的硼扩散二极管的电容-电压曲线; 斜率: -0.4

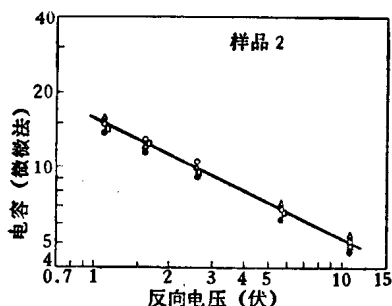


图8 在样品2上所做的铝合金二极管的电容-电压曲线; 斜率: -0.45

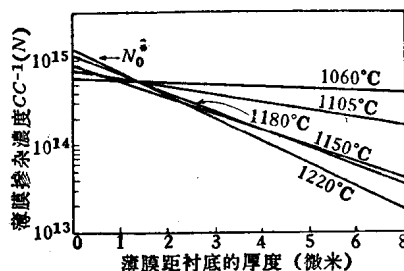


图9 在一些生长温度下杂质分布的直线部分。扩散尾没有表示出来。衬底 (掺砷) $0.004 \Omega \cdot \text{厘米}$; 纯 SiCl_4 ; 硅支座 (掺砷) $70 \sim 90 \Omega \cdot \text{厘米}$

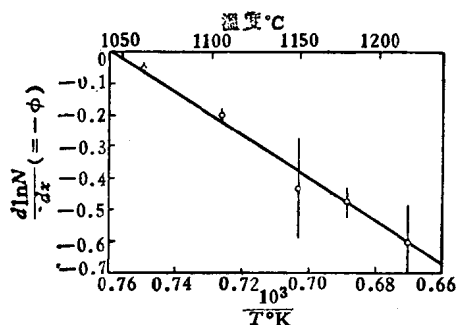


图10 杂质分布斜率与薄膜生长温度的关系

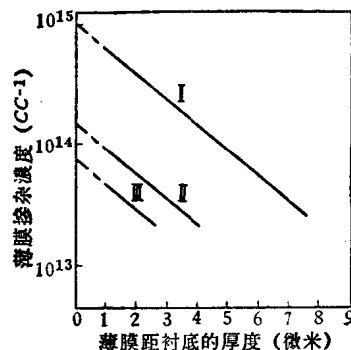


图11 衬底电阻率对杂质分布的影响

I—衬底, $0.004 \Omega \cdot \text{厘米}$ (2×10^{19}); II—衬底, $1 \Omega \cdot \text{厘米}$ (5.5×10^{15}); III—衬底, $15 \Omega \cdot \text{厘米}$ (3×10^{14}); 所有的衬底都掺砷, 用纯 SiCl_4 生长, 温度为 1180°C 。

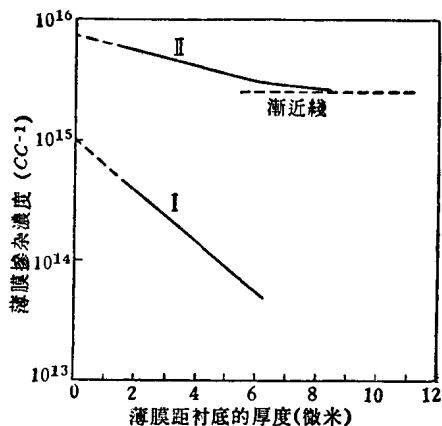


图12 气相掺杂对杂质分布的影响

I—纯 SiCl_4 , $70 \sim 90 \Omega \cdot \text{厘米}$ 的支座; II—掺杂的 SiCl_4 , $2000 \sim 3000 \Omega \cdot \text{厘米}$ 的支座; 衬底为 $0.004 \Omega \cdot \text{厘米}$; 生长温度为 1150°C 。

是由 3~8 个片子組合的。

图 9 中有几点是重要的: (i) 在相当寬的厚度範圍內, 半对数曲綫是直綫; (ii) 仅在較低的生长溫度下, 杂质分布才趋于平坦; (iii) 在接近界面的某个地方看来有一个公共的交点或樞軸点。这几个問題在“討論”一节中将更詳細地考虑。杂质分布斜率 ϕ 的溫度关系如图 10 所示。

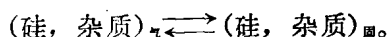
图 11 給出衬底电阻率变化所引起的 N_0^* 的变化。然而, N_0^* 与衬底电阻率之比不是一个常数。这一点在“討論”一节中予以进一步考虑。在测量方法的灵敏度极限以內, 斜率保持一致。

图 12 表示气相重掺杂的影响。在用这种掺杂饱和器生长的厚薄膜中 (10~14 微米), 存在着一个約为 2.5×10^{15} 的漸近綫, 它在接近于距衬底 10~11 微米的地方。

模 型

上面已經指出, 在給出的外延硅薄膜中 (在流动系統中用 SiCl_4 氢还原法生长), 实验测量得到的掺杂濃度一般随衬底到薄膜距离的增加而下降, 而且在有从衬底到薄膜中的附加扩散时, 这个分布是不同的。加之, 薄膜中的掺杂濃度不只受到周圍气相掺杂濃度的影响, 而且还受到衬底掺杂濃度的影响。

現在, 系統的动力学分析数据是不够的, 然而, 有大量証据說明, 杂质可以从硅支座和衬底片的背面通过气相傳輸到生长膜中去⁽²⁾。这里, 我們提出, 从衬底的上表面 (或开始生长以后的薄膜) 到工作的气相中的类似傳輸是决定薄膜中杂质分布形式的主要因素。因为我們对机构不了解, 因此只能写成:



在形式上与测量的杂质分布 (n 型) 相符合的分布表示式已从把薄膜生长作为非連續过程处理中导出; 在該过程中, 連續的步骤是:

1. 硅和杂质按照它們在固态衬底表面上的比例从衬底中被移走; 也就是在这一步里存在着对硅和杂质同时熔解的腐蝕現象。

2. “工作的”气相与进入反应室的气体混合而改变成分; 进入的气体包含四氯化硅, 它可以包含也可以不包含杂质。

3. “工作的”气相中的硅和杂质按照上面混合以后的比例而淀积。这些步骤构成一个完整的循环, 在每一循环中, 薄膜厚度有一淨增。这样, 从衬底来的某些杂质 (如同进入气体所供給的) 对于薄膜中的杂质再分配是有用的。

非連續模型在这里是为了数学处理的方便而采用的, 与测量得到的杂质分布相当符合。同时, 現在还缺乏足够的动力学数据。这个模型並沒有包含着实际过程也是不連續的意思。

在提出这个模型时, 我們沒有顾及到从衬底到薄膜的扩散或在薄膜体内的扩散, 这种影响将在別的文章中考虑⁽¹⁾。

第一步, 材料以杂质和硅的比例从固相中移走

$$(\text{杂质/硅})_{\text{固}} = (N/N^0). \quad (4)$$

这种材料与进入的气体混合給出了接近表面工作的气体濃度

$$(\text{杂质/硅})_x = (N + bn) / (N^\circ + bn^\circ). \quad (5) \bullet$$

在淀积到半个周期时，杂质和硅以 (5) 式所示的比例，并以薄膜厚度净增而淀积

$$y = ax = 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

对于 $y = ax = 1$ 的 x 值类似于蒸馏和萃取理论中的等板高度 (HETP)，并且规定了等价于一个理论循环的增量厚度 (微米)。从以上考虑可以得到：

$$(N_1/N_0) = (N_0 + bn) / (N^\circ + bn^\circ), \quad (7)$$

$$N_1 = N^\circ (N_0 + bn) / (N^\circ + bn^\circ) = \alpha (N_0 + bn), \quad (8)$$

式中

$$\alpha = N^\circ / (N^\circ + bn^\circ),$$

$$N_2 = \alpha^2 N_0 + \alpha^2 bn + \alpha bn, \quad (9)$$

$$N_y = N_0 \alpha^y + \alpha bn (1 + \alpha + \dots + \alpha^{y-1}). \quad (10) \bullet$$

再把几何级数写成精确的项，给出

$$N_y = N_0 \alpha^y + \alpha bn (1 - \alpha^y) / (1 - \alpha) \quad (11)$$

或

$$N_x = N_0^* \alpha^{ax} + \alpha bn (1 - \alpha^{ax}) / (1 - \alpha), \quad (12)$$

式中 N_0^* 是薄膜和衬底界面处的等效 N_0 。

对于杂质不仅在衬底中有，而且在气相中也有的情况下，方程 (12) 是一普遍表示式。周围的气相掺杂可能起因于四氯化硅、系统的沾污、支座或者甚至可能起因于别处所讨论过的衬底背面的传输机构⁽²⁾。

因为按定义， $0 < \alpha < 1$ ，所以，对于纯的相， $n = 0$ ，方程 (12) 化为：

$$N_x = N_0^* \alpha^{ax} = N_0^* e^{-\phi x}. \quad (13)$$

同样，对于本征衬底和掺杂的气体，表示式化为：

$$N_x = \alpha bn (1 - \alpha^{ax}) / (1 - \alpha) = [\alpha bn / (1 - \alpha)] (1 - e^{-\phi x}). \quad (14)$$

对于比较大的 x 值 (即厚的层)，

$$N_{x \rightarrow \infty} = \alpha bn / (1 - \alpha) = A \text{ (渐近线)}. \quad (15)$$

各种导出方程扼要地列在表 I 中；这些表示式的物理意义在图 13 中给出，其中 $\log N_x$ 是对于 x 画的，几根曲线将在下面讨论。

曲线 I —— 这是气体掺杂系统中杂质分布的渐近极限，即

$$N_x = K n = n (N^\circ / n^\circ) = A. \quad (16)$$

从这个事实：对于大的 x 值，指数项 $N_0^* e^{-\phi x}$ 趋近于零，而和项接近常数，这个结果是很明显的；渐近线的绝对位置将如表 I 中所给出的那样取决于气体的掺杂浓度 n 。

曲线 II —— 这是对于掺杂衬底和纯气相情况下的指数形的分布；扩散尾没有表示出来；曲线的斜率由 ϕ 给出，并将在后面讨论。

曲线 III —— 这是对于具有本征衬底的气体掺杂系统的分布；在界面上理论上的 N_x 接

● N 和 N° 的因次是原子/厘米³ (固)，而 n 和 n° 的量纲是原子/厘米³ (气)；因此，式 (5) 的精确形式是：

$$(\text{杂质/硅})_x = (wN + Bn) / (wN^\circ + Bn^\circ),$$

式中 $w = d_g/d_s$ ，而 $b = B/w$ 。

● 原文误为 $N_y = N_0 \alpha^y + \alpha bn (1 + \alpha) + \dots + \alpha^{y-1}$ 。——译者

表 I 所假设的外延生长过程的杂质分布表示式

情 况	对于任意的 x 值	对于大的 x 值
衬底和气体掺杂(一般情况)	$N_x = N_0^* \alpha^{ax} + \alpha b n \left(\frac{1 - \alpha^{ax}}{1 - \alpha} \right)$	$N_x = N_0^* \alpha^{ax} + \alpha b n \left(\frac{1}{1 - \alpha} \right)$
只是衬底掺杂	$N_x = N_0^* \alpha^{ax} = N_0^* e^{-\phi x}$	$= N_0^* \alpha^{ax} + \left(\frac{N_0^*}{n^0} \right) n$
只是气体掺杂	$N_x = \alpha b n (1 - \alpha^{ax}) / (1 - \alpha)$ $\approx [\alpha b n / (1 - \alpha)] (1 - e^{-\phi x})$	$N_x = N_0^* \alpha^{ax} = N_0^* e^{-\phi x}$ $N_x = \alpha b n \left(\frac{1}{1 - \alpha} \right) = \left(\frac{N_0^*}{n^0} \right) n$

近零。对于厚的外延薄层，曲线近似于前面所定义的渐近线。

曲线IV——这是在衬底和气相都掺杂情况下一般化的杂质分布。当气相掺杂贡献增加时，渐近线向上移；显而易见，气相掺杂的贡献将改变曲线的斜率，并且也影响到在半对数图表中曲线的直线性。

在这些表示式中，只有两个常数，这就是气相混合常数 b 和 HETP 中的常数 a ；如果准确知道气相浓度的话，那么 b 可以从曲线的分析中得到，于是 a 也可以计算出来。可惜，气相浓度一般不能精确地知道；事实上，通常用尝试法进行校准以给出详尽的薄膜电阻率。另外，附加的困难是所希望的气相浓度是接近表面工作的气相浓度而不是由饱和器所供给的浓度。工作的气体可以包含各种各样的贡献，诸如：系统、支座和片子的背面等^[2]。

讨 论

实验发现，衬底支配的杂质分布（即纯的气相）看来是从衬底开始，随着距离的增大而指数型下降；也发现，用足够厚的薄膜，分布图接近于一个被气相掺杂浓度所限定的渐近线。对于纯的四氯化硅，渐近线大约在 5×10^{13} 立方厘米⁻¹ 以下，当气相掺杂浓度增加时，渐近线向上移，并且杂质分布图的形式和斜率也相应地改变。这些观察在形式上与从逆流模型所预计的结果相一致。

这个模型说明，分布图的斜率与温度有关。然而，无论是斜率的定量关系还是截点的位置都不能从模型中预计到。实验发现，斜率随温度增加而减小，而且，分布图的指数部分大约在邻近界面附近的点交叉。实际的结论是：降低生长温度，使杂质分布变平，同时在给定的厚度下得到低的薄膜电阻率。这与扩散现象所产生的影响相反。这个问题可以由衬底电阻率的上升而抵消一些；这样就改变了 N_0^* 的位置。主要的限制是器件设计对衬底电阻率的要求，因为对于得到十倍变化的 N_0^* ，必须使衬底电阻率有非常大的变化。

已经发现，对于给定的实验条件，平均的薄膜电阻率一般随薄膜厚度的增加而增加。

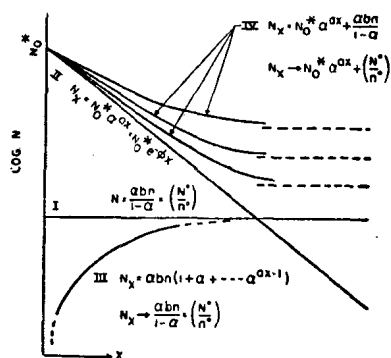


图13 从本文“模型”得到的理论上的杂质分布图；扩散的影响没有表示出来

I—没有背面腐蚀过程的假想的分布图；也确定出气相中给定掺杂浓度下的渐近线；II—掺杂衬底和纯气体的分布；III—纯衬底和掺杂气体的分布；IV—掺杂衬底和气相掺杂的分布，表示逐渐接近渐近线。

这个观察与以前的观点也是一致的。

在分布表示式中气相混合常数 b 的位置表明, 在工作的气体容积中, 较高的稀释因子将得到更快接近的渐近线, 因而也就更接近水平分布。若使工作的气体体积在气相中延伸到足够远时, 可以用更高的气体流速等来实现。

对于所指出的逆流模型来说, 在最初腐蚀背面步骤内所包含衬底杂质的总量是适于通过薄膜再分布的杂质总量。表 I 给出图 9 中分布图的杂质从 N_0^* 到 10^{13} 的积分。当然, 对于较低的生长温度来说, 需要大大的外推图形。第三纵行的因次是原子/厘米³·微米。如果假定, 背面腐蚀到具有均匀杂质浓度 2×10^{19} /厘米³ 的衬底, 那么所需要腐蚀背面的距离大约是 1~6 埃。表 I 中的计算是基于以纯四氯化硅试验得到的实验数据; 该计算忽略了周围气相对积分值的贡献。关于腐蚀背面的概念在别的文章中^[9,10]曾经讨论过。用这个模型不能解释的第二点是: 对于重掺杂衬底, N_0^* 大约是 $N_{\text{衬底}} \times 10^{-4}$, 而对于轻掺杂衬底, N_0^* 大约是 $N_{\text{衬底}} \times 10^{-1}$ 。这两点表明, 交界层过程的性质尚未清楚了解, 而且逆流模型不能解释真正机构的本质。n 型硅 (在 2×10^{19} 的掺杂范围以内) 表面红外和电子显微镜的研究表明, 原始衬底材料的表面特性有很大的变化, 这种变化是薄膜淀积以前衬底热处理的函数^[11]。进一步发现, N_0^* 的数值对薄膜淀积以前的热处理敏感。

方程 (5) 指出了在工作的气相中杂质/硅比值的性质。我们假定当淀积到半个周期时, 淀积以这个比例进行。如果情况不是这样, 那么其影响将改变 α 项的值 (因而改变 ϕ), 而并不改变方程的形式。Theuerer^[3] 早期的工作指出, 对 n 型掺杂 (磷), 以上假定是合理的; 但对 p 型掺杂 (硼), α 下降大约十倍。

表 I 基于衬底表面浓度为 2×10^{19} 计算得到的腐蚀背面的距离

温 度 (°C)	在 10^{13} 的 x (微米)	$\frac{N_0^*}{\phi} (1 - e^{-\phi x})$	腐蚀背面的距离 (埃)
1060	66.5	1.16×10^{16}	5.77
1105	20.7	2.48×10^{15}	1.74
1150	10.1	2.11×10^{15}	1.05
1180	9.5	2.08×10^{15}	1.04
1220	7.9	2.01×10^{15}	1.01

总 结

本文叙述了一种沿外延半导体薄膜厚度座标方向测定杂质分布的实验方法。发现了杂质浓度从衬底向外一般随距离增大而减小。描述了得到分布表示式的模型, 该分布表示式与实验数据相当地符合。这个模型具有明显的实用价值。然而, 在薄膜生长过程的动力学和机构尚未清楚了解以前, 附加的修正还是必要的。

符 号 表

- N 固相中的杂质浓度, 原子/厘米³
- N^0 固相中的硅, 原子/厘米³
- N_0^* 界面处等效的杂质浓度, 原子/厘米³

- n 周圍氣相中的雜質, 原子/厘米³
 n° 周圍氣相中的硅原子, 原子/厘米³
 b 氣體混合因子
 B 氣體稀釋因子
 ω d_g/d_s
 d_s 固體的密度
 d_g 氣體的密度
 γ 理論循環指數
 x 從襯底算起的距離, 微米
 S 空間電荷的厚度或結和空間電荷邊界之間的距離
 α $y/x = \text{常數}$
 A 雜質分布的漸近極限 $= \alpha b n (1/1 - \alpha) = n(N^{\circ}/n^{\circ})$
 ϕ $d(\ln N)/dx$, 微米⁻¹
 C 微微法/厘米²
 V 伏
 Q 庫侖/厘米²
 q 電子電荷 $= 1.6 \times 10^{-19}$ 庫侖
 ϵ 硅的介電常數 $\cong 1$ 微微法/厘米

參考文獻

- [1] D. Kahng, C. O. Thomas, R. C. Manz, J. Electrochem. Soc., 109, 1106, (1962).
 [2] H. Basseches, R. C. Manz, C. O. Thomas, S. K. Tung, AIME Semiconductor Metallurgy Conference, Los Angeles, August 30-September 1, 1961.
 [3] H. C. Theuerer, J. Electrochem. Soc., 108, 649 (1961).
 [4] H. C. Theuerer, H. Christensen, Semiconductor Symposium, Electrochemical Society, Houston, October, 1960.
 [5] K. J. Miller, R. C. Manz, Semiconductor Symposium, Electrochemical Society, Detroit, October, 1961.
 [6] D. L. Klein, G. A. Kolb, L. A. Pompliano and M. V. Sullivan, Semiconductor Symposium, Electrochemical Society, Indianapolis, May 1961.
 [7] W. Schottky, Z. Physik, 118, 539 (1942).
 [8] H. C. Theuerer, J. Electrochem. Soc., 107, 29 (1960).
 [9] E. Matovich, R. J. Andres, Semiconductor Symposium, Electrochemical Society, Detroit, October, 1961.
 [10] J. J. Grossman, Private communication.
 [11] W. G. Spitzer, G. W. Gobeli, Private communication.

譯自 Journal of the Electrochemical Society, Vol. 109,
 No. 11, pp. 1055~1061 (1962).

用紅外技术測量硅外延气相生长

薄层的电阻率

摘 要

本文簡述紅外反射技术，利用这种技术可以使反射比与薄的气相淀积硅外延层的直流电阻率发生一定关系。簡略叙述了該方法所依据的理論，并且給出了不同偏振面的計算曲線。还描述了 0.03~60 欧姆·厘米电阻率范围内的实验結果。对所利用的设备的限制进行了討論，并且檢驗了方法的正确性。

众所周知，用外延硅（在重掺杂单晶衬底頂部生长的輕掺杂硅薄层）制造的扩散晶体管較之用普通材料制造的晶体管，在特性上有很大的改善⁽¹⁾。为了制作性能可控制的晶体管，必須測量外延层的厚度和电阻率。Spitzer 和 Tannenbaum⁽²⁾曾提出用非破坏性的紅外干涉方法来測量外延层厚度，而 Albert 和 Combs 对此法进行了詳細的闡述⁽³⁾。

目前，已試用各种不同的方法来測量电阻率，其中大多数都是直接的或間接的电学方法。一种通用的方法是在表面上制造淺結二极管，并从电容-电压特性計算电阻率⁽⁴⁾。然而，这个方法是破坏性的，而且要耗費很多時間。測量硅外延层电阻率的另一种非破坏性方法是根据不同类型接触的性能而定的⁽⁵⁾。这些接触性能通常不能重复。在許多情况下，这些方法并不十分适用，而且电阻率的測量范围也受到限制。

針对上述缺点，提出了紅外方法。紅外方法使用方便；可在同一台设备上測量厚度和电阻率。

原則上，高频电阻率（假設它正比于直流电阻率）可以从光学常数 n 和 k 中导出。这样，任何可导出 n 和 k 值的測量方法都可以采用，因为复数折射率由

$$N = n - ik$$

給出，而从 Maxwell 方程得到

$$N^2 = \epsilon\mu - i4\pi\sigma/\omega$$

式中， ϵ 是介电常数， μ 是磁导率， σ 是电导率（高频），而 $\omega = 2\pi\nu$ 频率。

通常， n 和 k 可以用反射比确定^(6,7)。然而，由于外延硅反射产生了干涉条紋，情况就不同了，这使問題稍許复杂化，而且得到的外延层反射比的表示式也是不同的⁽⁸⁾。即使不考虑以上因素，在任何情况下，用这种方法測量电阻率也是不实际的。已經发现，对于我們通常感兴趣的外延层电阻率范围來說（0.1~100 欧姆·厘米）， n 基本上不变，而 k 非常小⁽⁹⁾。在通常測量反射比的情况下，为了得到合理的准确結果，必須使 $k \geq 0.2$ ，也就是說，必須有較强的吸收^(6,7)。因此，为了能够利用反射光譜区分不同电阻率的外延层，必須把非常小的 k 值（ $10^{-4} \sim 10^{-1}$ ）“放大”。另外，这一方法只允許入射光透射在衬积层的