

研究简报

非晶硅隙态密度的场效应测量分析方法

连建宇 廖显伯 郑秉茹 孔光临

(中国科学院半导体研究所)

1984年8月16日收到

本文通过引入一个“电场函数”使非晶硅隙态密度的场效应测量的分析大大简化,并确立了从实验测得的电流-电压曲线极小值来确定电子电导与空穴电导的比值的方法,使对场效应测量结果的分析更加方便和可靠。还从 Goodman 等所采用的四条隙态密度分布曲线出发,计算出各有关参量,证明了不同态密度分布并不能与同一条电流-电压曲线拟合。这说明,如果采用合理的分析方法,是可以根据场效应测量结果来确定隙态密度分布的。

一、引言

非晶硅隙态密度的确定是个非常重要但还没有很好解决的问题。最早的测量方法是场效应方法^[1], Goodman 等曾经通过计算表明,三种明显不同的隙态密度分布可以同一条实验测得的电流-电压曲线拟合^[2,3],因而认为场效应方法在确定隙态密度分布上是不灵敏的。本文通过引入一个“电场函数”使分析方法简化,并确立了从实验电流-电压曲线极小值来确定体内电子电导与空穴电导的比值 α 的方法,使对场效应测量结果的分析更加方便和可靠。本文还从 Goodman 等的四条隙态密度分布曲线出发计算出各个有关参量,最后证明了不同隙态密度分布曲线并不能与同一条电流-电压曲线拟合。因为 α 不能任意改变。这说明,如果我们采用合理的分析方法,场效应测量也并不是那么不灵敏,是可以确定隙态密度分布的。

二、场效应基本公式及有关参量的分析

非晶硅中的场效应现象,像晶体中的情形一样,可以用泊松方程来描写:

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_s \epsilon_0} \rho(x). \quad (1)$$

边界条件为:

$$\begin{cases} V(l) = 0 \\ \left. \frac{dV(x)}{dx} \right|_{x=l} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

$$\left. \frac{dV(x)}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{\epsilon_i}{\epsilon_s} \cdot \frac{V_F - V_s}{d}. \quad (3)$$

其中 $-e\rho(x)$ 为场电压 V_F 在非晶硅表面层中所感生的空间电荷密度, ϵ_0 , ϵ_s 和 ϵ_i 分别为真空、非晶硅和绝缘介质的介电常数, l 和 d 分别为非晶硅和绝缘介质层的厚度, V_s 为表面势, 即 $x = 0$ 时的 $V(x)$ 值, 如图 1 所示。

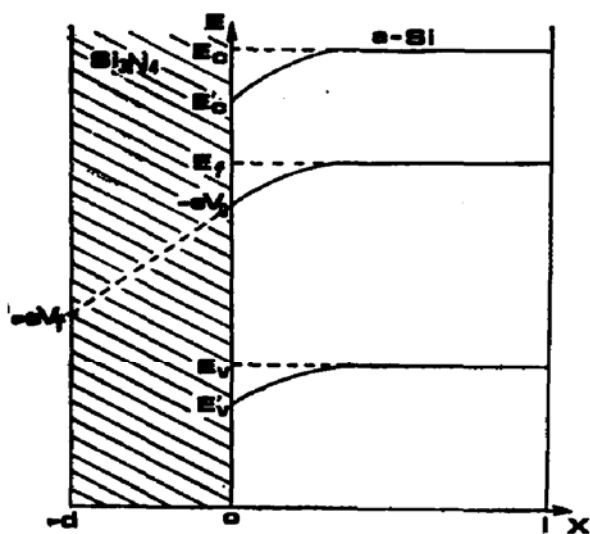


图 1 样品中能带情况

$\rho(x)$ 仅由带隙态的贡献决定, 即

$$\rho(x) = \int_{E_v}^{E_c} N(E)[f(E - eV(x)) - f(E)]dE. \quad (4)$$

其中 $N(E)$ 为隙态密度分布, $f(E)$ 为费米分布函数, E_v 和 E_c 分别为价带边和导带边。

现在, 我们定义一个电场函数 $F(V)$:

$$F(V) \equiv \frac{dV}{dx} \quad (5)$$

它的绝对值等于电场强度的绝对值, 但与电场强度符号相反, 利用泊松方程(1)式得:

$$F(V) = \mp \left[\frac{2e}{\epsilon_s \epsilon_0} \int_0^V \rho(V) dV \right]^{1/2}. \quad (6)$$

其中 $\mp$ 符号表示 $F(V)$ 与 V 的符号相反。将(6)式积分得:

$$x = \int_{V_s}^V \frac{1}{F(V)} dV. \quad (7)$$

此式即给出了空间电荷区中各点的电势分布 $V(x)$ 。而单位面积空间电荷的总量 Q 为(注意(2)式和(6)式):

$$Q = -e \int_0^l \rho(x) dx = \epsilon_s \epsilon_0 F(V_s). \quad (8)$$

再应用边界条件(3)可以建立场电压与表面势的关系:

$$V_F = -\frac{\epsilon_s}{\epsilon_i} d \cdot F(V_s) + V_s. \quad (9)$$

场效应电导的相对变化 $\Delta G/G_0$ 一般可表示成电子的贡献与空穴的贡献两项之和:

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{\alpha}{l(1+\alpha)} \int_0^l (e^{\frac{eV(x)}{kT}} - 1) dx + \frac{1}{l(1+\alpha)} \int_0^l (e^{-\frac{eV(x)}{kT}} - 1) dx. \quad (10)$$

写出(10)式的条件是假设迁移率边以上的扩展态电导占优势, 并且自由载流子服从玻尔兹曼分布。改变积分变量, 并应用(5)式得:

$$\frac{\Delta G}{G_0} = \frac{\alpha}{l(1+\alpha)} \int_0^{V_s} \frac{e^{\frac{eV}{KT}} - 1}{-F(V)} dV + \frac{1}{l(1+\alpha)} \int_0^{V_s} \frac{e^{-\frac{eV}{KT}} - 1}{-F(V)} dV. \quad (11)$$

这样, 我们借助电场函数 $F(V)$ 写出了非晶硅场效应的一组基本关系式 $X(V)$, $Q(V_s)$, $V_F(V_s)$ 和 $\Delta G/G_0(V_s)$. 它们都是表面势 V_s (或电势 V) 的超越函数, 在一般情况下得不出解析表达式, 但是, 只要给定隙态密度 $N(E)$, 就可以利用上述各式把它们同表面势 V_s (或 V) 和场电压 V_F 的关系用数字计算出来. 场效应电导是可以同实验进行直接比较的参量, 我们将着重加以讨论.

为了根据(11)式计算场效应电导的相对变化, 需要知道 α 值, 按照定义,

$$\alpha = \frac{n_0 e \mu_n}{p_0 e \mu_p} \quad (12)$$

式中 $n_0 = N_- \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{KT}\right)$ 和 $p_0 = N_+ \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{KT}\right)$ 分别表示体内扩展态电子和空穴的浓度, μ_n 和 μ_p 分别表示它们的迁移率, 如果不计 N_- 与 N_+ 的差别, 并且考虑到 μ_n/μ_p 值大约在 100 到 1000 之间, 则(17)式可以写成:

$$\alpha = (100 \sim 1000) \cdot \frac{\exp\left(\frac{E_C - E_V}{KT}\right)}{\exp 2 \cdot \left(\frac{E_C - E_F}{KT}\right)}. \quad (13)$$

即 α 值由迁移率隙的宽度和费米能级的位置决定, 图 2 为 α 与 $(E_C - E_V)$ 的关系曲线, 图中取 $E_C - E_F = 0.65\text{eV}$, $T = 60^\circ\text{C}$.

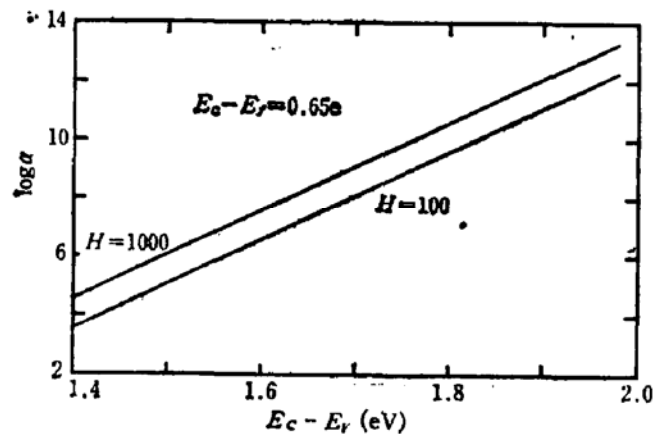


图 2 α 与 $E_C - E_V$ 关系曲线

另一方面, α 值与场效应电导之间存在一定的关系, 将 $\Delta G/G_0$ 对场电压 V_F 求极小值得到:

$$\alpha = \frac{1 - e^{-eV_{s0}/KT}}{e^{eV_{s0}/KT} - 1}. \quad (14)$$

式中 V_{s0} 为电导极小值时相应的表面势, 实际上, 在一般情况下 $|eV_{s0}/KT| \gg 1$, 上式可简化为:

$$\alpha = e^{-eV_{s0}/KT}. \quad (15)$$

因此,我们可以由实验的电导-场电压曲线极小值来确定 α 值。

三、计算结果及讨论

图3中曲线O是 Spear 等根据场效应测量结果归纳得出的^[4]。曲线A, B, C是 Goodman 等根据曲线O反算出场效应电导曲线后,再从不同的带隙宽度和 α 值出发用迭代法推算的^[2,3]。他们认为,这四条 $N(E)$ 曲线都能与同一条场效应电导曲线相吻合。我们将以图3中这四条不同的 $N(E)$ 曲线为基础,来考察不同隙态密度对场效应参量计算结果的影响。在计算过程中,我们先固定 α 值不变(以后再讨论 α 值的影响),并对曲线A, B, C, 和O取相同的带隙宽度 $E_C - E_V = 1.54\text{eV}$ 。其它参数仍采用 Spear 等的的数据,即 $d = 2.5\mu\text{m}$, $l = 1\mu\text{m}$, $E_C - E_F = 0.65\text{eV}$ 。

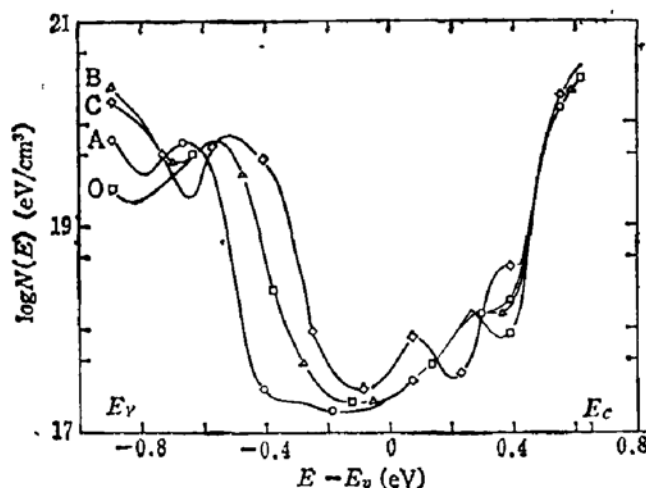


图3 隙态密度分布曲线

图4是 $\rho(V)$ 和 $\rho(x)$ 曲线。与图3比较可以看出:

1. $N(E)$ 经过与费米分布函数卷积后,曲线上的细致结构基本消失。
2. 总的来讲,不同隙态密度的 $\rho(V)$ 曲线之间仍有差别,在 $V < 0$ 区域更为明显,但隙态密度相近的曲线,如A, B, 发生了重合。从图4(b)中可看出,绝大部分空间电荷集

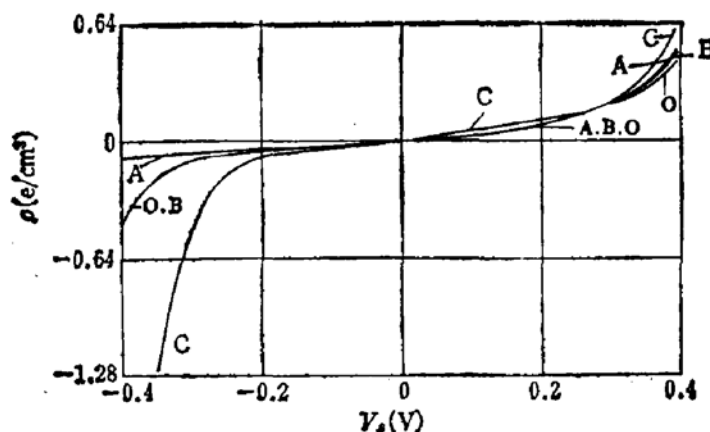


图4(a) 空间电荷密度随电势的变化

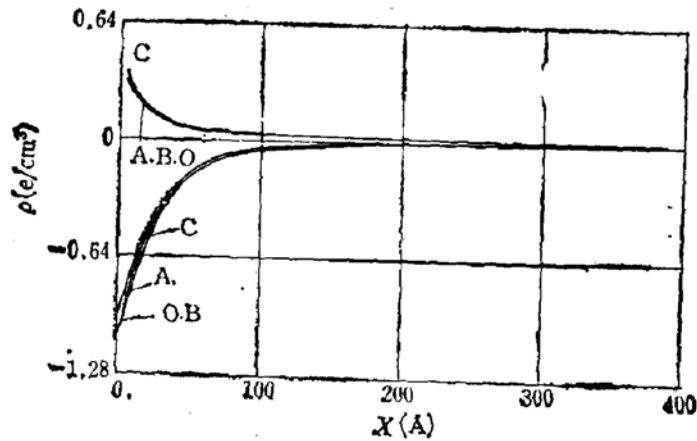
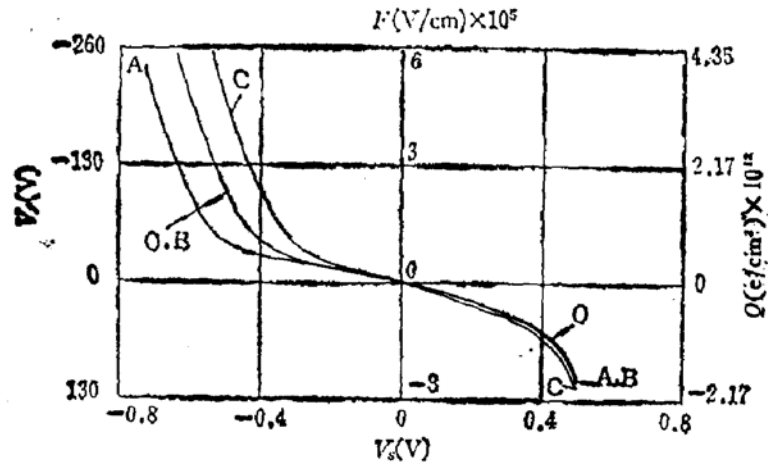


图 4(b) 空间电荷密度分布

图 5 电场函数 F 、空间电荷 Q 和场电压 V_F 与表面势 V_s 的关系曲线

聚在离表面 $100 \text{ \AA}$ 左右的薄层中。

图 5 为电场函数 $F(V_s)$ 曲线, 这同时也是总空间电荷 $Q(V_s)$ 和场电压 $V_F(V_s)$ 曲线, 因为它们是由 $F(V_s)$ 分别乘以 $\epsilon_s \epsilon_0$ 和 $-\frac{\epsilon_s}{d}$ 而得到的。可以看出, 经过再次积分

后, 除符号外仍保持了图 4(a) $\rho(V)$ 曲线的特点。图 6 为电势分布 $V(x)$ 曲线。可以看出, 无论电势的符号如何, $V(x)$ 都随离开表面的距离而迅速下降, 而且, 不同隙态密度的曲线之间, 仍具有可以分辨的差别, 但 $N(E)$ 曲线上峰值在此已看不出痕迹了。

现在我们讨论 α 对 $I-V_F$ 曲线的影响。设 $\alpha = 4.28 \times 10^5$, 由图 3 中四条 $N(E)$ 曲线算出的场效应电流 I 和场电压 V_F 曲线如图 7 所示(设 $I_0 = 2 \times 10^{-11} \text{ A}$, $V_{FB} = 0$), 可以看出, 它们之间的差别是很明显的。若 α 可以随意改变, 则不同 $I-V_F$ 曲线的差别可以

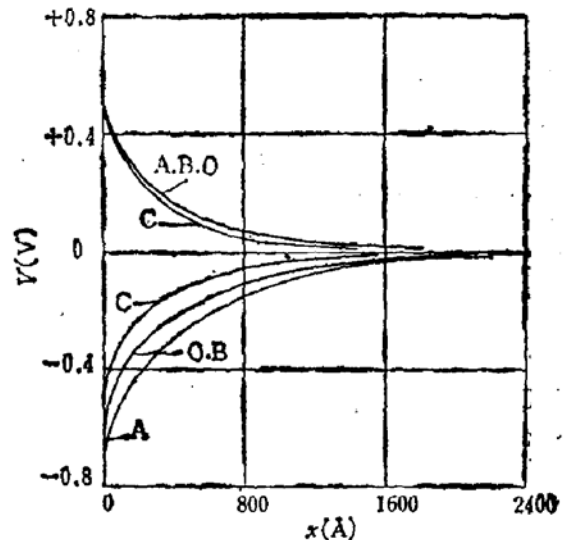
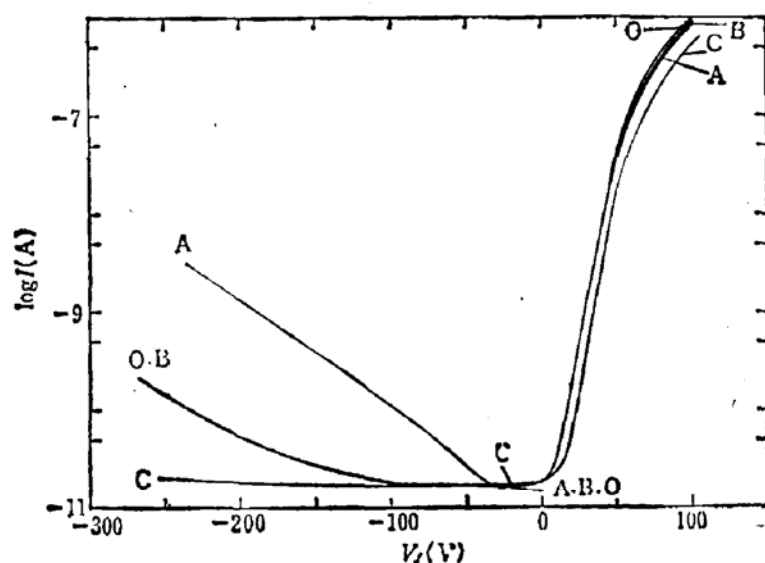


图 6 电势分布曲线



由不同隙态密度

图7 计算得到的 $I-V_F$ 曲线 ($\alpha = 428000$)

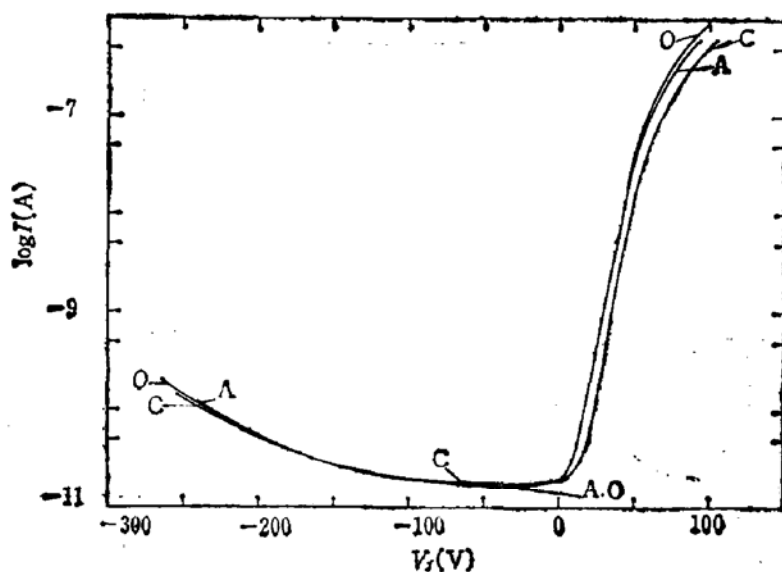


图8 调整 α 后计算得到的 $I-V_F$ 曲线

O: $\alpha = 4.28 \times 10^5$, A: $\alpha = 1.4 \times 10^7$, C: $\alpha = 1.4 \times 10^4$

通过调整 α 值来弥合,如图8所示。此时 α 值从 10^4 改变到 10^7 ,已远远超出了(13)式所允许的变化范围 ($4 \times 10^5 - 4 \times 10^6$ 之间),因而不合理的,问题还在于, α 值不仅受(13)式的限制,而且应满足(14)式,当实验的 $I-V_F$ 曲线确定后, α 值就由(14)式唯一地确定了,并不能任意改变,也就是说,我们不能靠任意改变 α 值来使不同的 $N(E)$ 曲线与同一条 $I-V_F$ 曲线拟合。事实上,对于一条实验的 $I-V_F$ 曲线,我们可以确定 α 值,从而唯一确定 $N(E)$ 曲线。

参 考 文 献

- [1] W. E. Spear, and P. G. Lecomber, *J. Non-Cryst. Solids*, **8-10**, 727 (1972).
- [2] N. B. Goodman and H. Fritzsche and H. Ozaki, *J. Non-Cryst. Solids*, **35-36**, 599 (1980).

- [3] N. B. Goodman and H. Fritzsche, *Phil. Mag.*, **B42**, 149 (1980).
[4] W. E. Spear and P. G. Lecomber, *Phil. Mag.*, **33**, 935 (1976).

Analysis of the Field Effect Measurement for the Gap State Density in a-Si Films

Lian Jianyu, Liao Xianbo, Zheng Bingru and Kong Guanglin
(*Institute of Semiconductors, Academia Sinica*)

Abstract

By introducing a "field function", a simplified version of the method of analysing the field effect measurement for the determination of the gap state density in a-Si films is presented. It is also shown that the ratio of the electron conductance to hole conductance with flat bands can be determined according to the minimum of conductance-voltage curves. Besides, the calculation of related parameters from four different gap state density curves adopted by N. Goodman *et al.* shows that the four different gap state density curves do not fit to the same field effect data, which means that we can determine the gap state density by correct analysis of the field effect results.