

异质结瞬态电容现象的研究

杨 文 库

(长春光学精密机械学院电子工程系)

邓 文 荣

(中国科学院长春光学精密机械研究所)

摘要——对 CdS-CuInSe₂ 异质结电容现象的理论分析表明, 在断开正偏压脉冲 V_p 后, 直流反偏压 V_{dc} 使施主电离, 电离产生的电子先被陷阱俘获, 然后又通过隧道效应重新与电离了的施主复合, 这一复合过程和异质结区域中的电子漂移导致了瞬态电容现象。我们的理论结果与实验结果相当一致。

一、前 言

实验已证明: 在 CdS-CuInSe₂ 异质结光电池施加直流反偏压 V_{dc} , 同时再加一正偏压 V_p , 并使 $|V_p| = |V_{dc}|$, 在低温、室温及较高温度下都可出现瞬态电容现象, 我们认为这种瞬态电容现象是由于正偏压脉冲、俘获和载流子漂移三种扰动而引起的。我们研究了 78 K 和室温下的瞬态电容现象, 认为这种瞬态电容现象主要是由多数载流子的运动引起的。在低温下较之在室温下易发生瞬态电容现象是因为在低温时迁移率较大的缘故。1985 年曾报道过瞬态电容现象^[1]。

二、瞬态电容现象的理论分析

1. 瞬态电容与结区多数载流子密度的关系

在 78 K 温度下在异质结施加一直流反偏压 V_{dc} , 同时又施加一正偏压脉冲 V_p 时, V_p 扰动了 V_{dc} 下的异质结的平衡状态, 并导致非本征电导, 因此在异质结区域出现瞬态电容现象。我们知道, 半导体材料在低温时迁移率很大^[2], 这时电离杂质散射起主要作用, 这样就可以用简化的波尔兹曼方程在弛豫时间近似下研究异质结结区的电子运动。

让我们从施加正向偏压脉冲 V_p 这一时刻起开始分析瞬态电容现象。 V_p 形成的外加电场 E_c 而产生的电流为

$$J_n = ne\mu_n E_c \quad (1)$$

本文 1987 年 7 月 20 日收到。修改稿 1987 年 12 月 4 日收到。

式中 v_x 是载流子的漂移速度, n 是异质结区域中的载流子密度, e 是电子电荷。因为我们仅研究异质结电容, 所以可取一维坐标。如果忽略载流子的热运动^[3], 载流子的运动方程由下式给出:

$$\frac{d(mv_x)}{dt} + \frac{mv_x}{\tau_m} = eE_x, \quad (2)$$

式中 t 为时间, mv_x 为载流子的动量, m 是电子有效质量, τ_m 是平均动量弛豫时间, 弛豫是指返回到平衡状态的过程, τ_m 的大小取决于散射过程。式(2)中第二项描述了载流子在异质结区域的漂移过程, 由于 τ_m 依赖于温度, 因此该式第二项也与温度相关。

在 $t=0$ 的时刻, 断开 V_p , 这时式(2)的解为

$$mv_x = (mv_x)_{t=0} \exp(-t/\tau_m). \quad (3)$$

式(3)表明漂移动量在时间 τ_m 内成指数衰减。由方程(1)可知, $t \geq 0$ 时, 即断开 V_p 之后, 异质结区的电荷增量是

$$\Delta Q = \int_0^{\infty} J_x dt = \int_0^{\infty} n(0) e v_x dt,$$

代入式(3), 得到

$$\Delta Q = \int_0^{\infty} n(0) e \frac{(mv_x)_{t=0}}{m} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) dt = n(0) e \tau_m \frac{(mv_x)_{t=0}}{m}, \quad (4)$$

式中 $n(0)$ 是 $t=0$ 时刻的异质结区的载流子密度。由方程(4)可算出 $t \geq 0$ 时, 由于载流子漂移引起的异质结区内的载流子密度的增量为

$$\Delta n' = \Delta Q / e = n(0) \tau_m (mv_x)_{t=0} / m. \quad (5)$$

我们进一步假定, 断开 V_p 后 V_{ac} (本实验采用 $-2V$) 可使异质结区内的部分施主电离 (如果愿意考虑界面态的话, 可以计入界面态的电离), 只要加到结区上的 $V_{ac} (-2V)$ 产生的电场强度 E_x' 大约为 $10^4 V/cm$, 该假定就是合理的。CuInSe₂ 中的施主 N_d 电离而产生的一些电子 $\Delta n'$ 将被异质结区的陷阱俘获, 因补偿作用 ($N_a - N_d^+$) 导致了结区载流子密度降低, 所以载流子密度可表达为

$$\left. \begin{aligned} n(0) &= N_a - N_d^+(0), \quad (t=0) \\ n(t) &= N_a - N_d^+(t), \quad (t>0) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

我们注意到施主能级与陷阱能级大致相等, 所以在 $t \geq 0$ 时部分由施主电离产生的电子将直接与电离了的施主再复合, 这部分电子对 $n(0)$ 没有贡献。总之, 由施主电离产生的电子有两种可能: 即与电离施主直接再复合或者被陷阱俘获。而被俘获的电子随即由于隧道效应也将与电离了的施主再复合, 这导致在 $t \geq 0$ 时结区载流子密度增大 $\Delta n(t)$ 。如果 t 足够大, $\Delta n(t)$ 将有极大值 $\Delta N_d^+(0)$ 。下面深入讨论 $\Delta n(t)$ 的变化。

综上所述, $t \geq 0$ 时, 在弛豫时间近似下的载流子漂移和被俘获的电子的隧道效应一起导致了结区载流子密度的增加为 $\Delta n' + \Delta n(t)$, 也就是在 $t \geq 0$ 时, $n(t) = n(0) + \Delta n' + \Delta n(t)$ 。在 $t \geq 0$ 时, 异质结的电容是^[4]

$$C(t) = \left\{ \frac{\epsilon \epsilon_s}{2(V_{bi} + V_{ac})} [n(0) + \Delta n' + \Delta n(t)] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

式中 V_{bi} 是异质结的内建电压, ϵ_s 是介电常数。如果将式(7)的右边展开为台劳级数, 并忽略 $(\Delta n' + \Delta n)$ 的高次项, 就会得到

$$C(t) = C(0) + \frac{1}{2} C(0) \left[\frac{\Delta n' + \Delta n(t)}{n(0)} \right], \quad (8)$$

式(8)中

$$C(0) = \left[\frac{e \varepsilon_s n(0)}{2(V_{bi} + V_{dc})} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

由式(8)得到

$$\frac{C(t) - C(0)}{C(0)} = \frac{\Delta n(t)}{2n(0)} + \frac{\Delta n'}{2n(0)}. \quad (10)$$

将式(5)代入式(10),得

$$\frac{C(t) - C(0)}{C(0)} = \frac{\Delta n(t)}{2n(0)} + \frac{\tau_m (mv_e)_{t=0}}{2m}, \quad (11)$$

通过方程(2)可计算 $(mv_e)_{t=0}$ 。因为我们在 $-t_h \leq t \leq 0$ (t_h 是正向偏压脉冲宽度)时间区间内施加的 V_p 是常数,因此在这一时间内 E_e 也是常数。解方程(2),得

$$(mv_e)_{t=0} = e E_e \tau_m \exp(-t_h/\tau_m) [1 - \exp(-t_h/\tau_m)]. \quad (12)$$

将式(12)右边的指数函数展开成台劳级数,并忽略 t_h 的高次项,得到

$$(mv_e)_{t=0} \approx e E_e t_h. \quad (13)$$

如果认为 V_p 只加在异质结区域上,就可以得到

$$E_e = V_p / W_{dp}, \quad (14)$$

式中 W_{dp} 是偏压为 $(V_{bi} + V_{dc} - V_p)$ 及 $-t_h \leq t \leq 0$ 时的异质结宽度。在 $-t_h \leq t \leq 0$ 期间,若 $V_p = 2V$ 、 $V_{dc} = -2V$,则结偏压为零,由此可以得到^[4]

$$W_{dp} = [2\varepsilon_s V_{bi} / en(0)]^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

这样,由式(11)、(13)、(14)和(15)得到

$$\begin{aligned} \Delta C &= C(t) - C(0) \\ &= \frac{1}{2} \Delta n(t) \frac{C(0)}{n(0)} + \left[\frac{n(0) e^2 \tau_m}{4m(1 + V_{dc}/V_{bi})^{\frac{1}{2}}} \right] t_h \frac{V_p}{V_{bi}} \end{aligned} \quad (16)$$

及

$$\begin{aligned} \Delta \sigma &= \sigma(t) - \sigma(0) \\ &= \frac{1}{2} \Delta \sigma(t) \frac{\sigma(0)}{\sigma(0)} + \left[\frac{\sigma(0)}{4(1 + V_{dc}/V_{bi})^{\frac{1}{2}}} \right] t_h \frac{V_p}{V_{bi}}. \end{aligned} \quad (17)$$

由方程(16)和(17)可知,当断开 V_p 之后,发生了瞬态电容现象。它依赖于以下诸因素:电导率的变化,即结区载流子密度的变化; $t=0$ 时刻的电导率,即 $t=0$ 时刻的载流子密度 $n(0)$;正向偏压脉冲和内建电压振幅的比;偏压与内建电压的比及 V_p 的宽度 t_h 的大小;最后还依赖于温度,因为 τ_m 和 $\Delta n(t)$ 与温度相关。

2. CdS-CuInSe₂ 异质结结区的瞬态电导

由前面的讨论知道,施主电离产生的 $\Delta n(t)$ 依赖于CdS-CuInSe₂异质结结区的施主密度 N_d ^[5]。众所周知,在P-CuInSe₂多晶薄膜中存在着很多结构缺陷和杂质(参见参考文献[5~8]),例如,存在着很多浅施主能级和深施主能级,其中有35~40 meV的铜空位施主 I_{Cu} 、70 meV的硒空位 V_{Se} 施主等等,这当然与工艺过程有关。我们假定某些缺陷作为陷阱,其深度约为100 meV、俘获截面约为 10^{-26} cm^2 ^[6]。这意味着陷阱很容易俘获载流子,因为陷阱能级与78 K时的 KT 相比相当深^[9]。

现在计算断开 V_0 后, 在 P-CuInSe₂ 中出现的瞬时电导, 即 $t \geq 0$ 时的载流子密度的增量 $\Delta n(t)$ 。

(1) 被俘获的电子在陷阱外的波函数

由于偏压加在一维方向上, 特别是反偏压增强了内建电压所建立的结区电场强度, 并导致载流子在一维方向上运动, 因此我们在一维情况下计算俘获电子的波函数。如果陷阱的密度 N_t 不大, 我们可以忽略陷阱之间的相互作用, 假定陷阱是中心对称的, 并把坐标原点设在陷阱的中心。陷阱的形式如下:

$$U(x) = \begin{cases} V(x), & (-a \leq x \leq a, a > 0) \\ E_c, & (x > a, x < -a) \\ E_c - V(x) > 0. \end{cases} \quad (18)$$

式(18)中 $V(x)$ 是阱的深度, 它取决于温度, 但我们并不知道它的准确形式; E_c 是导带能级; a 是常数, $2a$ 是陷阱的最大范围。其薛定格方程可写为

$$\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(x) + [E - U(x)] \psi(x) = 0, \quad (19)$$

式中 m 是阱中电子的有效质量, \hbar 是除以 2π 的普朗克常数。在方程(19)中我们已经认为轨道量子数 $L=0$ ^[10], 也就是仅考虑了对应 ns 态的能级, 这是合理的。如果 $L > 0$, 该稳态将是 $(2L+1)$ 度简并, 这是因为磁量子数 m' 将有 $(2L+1)$ 个值的缘故。对我们讨论的问题来说, 只讨论非简并态已经足够了。因为 P-CuInSe₂ 的费密能级与导带和满带边的距离远大于 $4KT$, 而这类半导体都属于非简并的^[11, 12]。

在 $x > |a|$ 区域, 可以用 WKB 近似方法^[14~16] 来计算阱中电子的波函数^[12, 13] 及阱中电子能级。在 $x > |a|$ 区域阱中电子的波函数是

$$\psi(x) = \psi_0 \exp[-f(x)], \quad (20)$$

式中 ψ_0 是 $x = |a|$ 处的 $\psi(x)$ 的振幅, 又是一个可以通过边界条件确定的常数, 而 $f(x)$ 可由

$$f(x) = \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^x [U(x) - E]^{\frac{1}{2}} dx \quad (21)$$

求出。已知 $U(x) = E_c (x > |a|)$, 若取主量子数 $n=0, 1, 2, \dots$ 时, E 具有不同的值 E_n 。由方程(21)可以计算出

$$f(x) = \left[\left(\frac{2m}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} (E_c - E_n)^{\frac{1}{2}} \right] x = \frac{x}{x_0}, \quad (22)$$

式中

$$x_0 = \left[\frac{\hbar^2}{2m(E_c - E_n)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (23)$$

由方程(23)可知 x_0 取决于 E_n , 即温度和被俘获的电子从 V_0 得到的动能。从方程(20)和(22)得到

$$\psi(x) = \psi_0 \exp\left(\frac{-x}{x_0}\right). \quad (24)$$

在 $x = x_0$ 处, 有 $\psi(x) = \psi_0 \exp(-1)$, 这意味着在 $x = x_0$ 处阱外的波函数减小到 ψ_0 的 $\exp(-1)$ 。所以 x_0 表明了阱中电子由于隧道效应存在于阱外的范围, 如果取

$$E_c - E_n = 78 \text{ meV}^{[15~17]},$$

我们就可以算出 x_0 大约为 2.1 nm 。如果准确知道 $V(x)$ 的函数形式, 利用如下方程可以算出 E_n :

$$\int_{-x_t}^{x_t} dx \{2m[E_n - V(x)]\}^{\frac{1}{2}} \doteq \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi\hbar, \quad (25)$$

式中 x_t 和 $-x_t$ 为转变点。

(2) 与隧道效应相关的电子同均匀分布的电离施主的复合几率

与 $\psi(x)$ 相比, 均匀分布的电离了的施主的波函数可以被认为是高度集中于局部, 因此通常用 δ 函数近似表示^[13]。这样就可以用两个波函数的褶积分来计算由于隧道效应而存在于阱外的电子与电离了的施主的复合几率 $C_n(x)$, 有

$$C_n(x) = C_0 \left[\int_{-\infty}^{\infty} \psi(x') \delta(x-x') dx' \right]^2, \quad (26)$$

式中 C_0 是归一化的复合几率。利用方程(24)解方程(26), 得

$$C_n(x) = C_0 \psi_a^2 \exp\left(\frac{-2x}{x_0}\right). \quad (27)$$

电离施主的寿命随着阱中电子与其距离的增加而增加, 并有

$$\tau(x) = \frac{1}{C_n(x)} = \frac{1}{C_0 \psi_a^2 \exp(-2x/x_0)} = \tau_0 \exp\left(\frac{x}{x_0'}\right), \quad (28)$$

式中 $x_0' = \frac{x_0}{2}$, $\tau_0 = \frac{1}{C_0 \psi_a^2}$ 。由方程(23)可知

$$x_0' = \left[\frac{\hbar^2}{8m(E_c - E_n)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (29)$$

并且 τ_0 是位于 $x=a$ 处的电离了的施主的平均寿命, 它取决于位阱的函数形式 $V(x)$ 和温度以及被俘获电子具有的动能。 x_0' ($\sim 1.0 \text{ nm}$) 的尺度使得由隧道效应而在阱外存在的电子按统计平均大部分将分布在 x_0' 附近, x_0' 也依赖于位阱的函数形式 $V(x)$ 和温度以及被俘获电子所具有的动能。

由于陷阱密度远小于掺杂密度, 因此可以进一步假定每个位阱是孤立的, 若掺杂密度为 $10^{16}/\text{cm}^3$ 且均匀分布, 我们就可以估算出每个掺杂占据 10^3 nm^3 的空间, 而两个掺杂之间距离约为 10 nm 。若假定陷阱密度约 $10^{12}/\text{cm}^3$, 可以估算出两个陷阱间距约为 10^3 nm , 相比之下 x_0' ($\sim 1.0 \text{ nm}$) 是相当小的。这意味着电子在阱外位于同一个地方的几率可以被忽略, 而且阱中的电子由于隧道效应仅与最近的电离施主复合, 因此可以忽略对应不同陷阱的 $C_n(x)$ 的叠加。所以电离施主密度 $\Delta N_d^+(x, t)$ 可由下式求出:

$$\frac{d\Delta N_d^+(x, t)}{dt} = -C_n(x) \Delta N_d^+(x, t). \quad (30)$$

我们认为 $t=0$ 时刻施主分布是均匀的, 所以

$$\Delta N_d^+(x, t) = \Delta N_d^+(0) \exp[-C_n(x)t]. \quad (31)$$

由方程(27)得

$$\Delta N_d^+(x, t) = \Delta N_d^+(0) \exp[-t'' \exp(-x'')], \quad (32)$$

式中 $x'' = x/x_0'$ 是归一化距离, $t'' = t/\tau_0$ 是归一化时间。在归一化的空间坐标系中我们得到

$$\Delta N_d^+(t) = \left[\frac{\Delta N_d^+(0)}{x_2'' - x_1''} \right] \int_{x_1''}^{x_2''} \exp[-t'' \exp(-x'')] dx''. \quad (33)$$

(3) 隧道效应引起的异质结区载流子密度增加

由方程(6)和(33)可得

$$\Delta n(t) = \Delta n_{\max} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{x_2'' - x_1''} \right) \int_{x_1''}^{x_2''} \exp[-t'' \exp(-x'')] dx'' \right\} \quad (34)$$

式中 $\Delta n_{\max} = \Delta N_d^+(0)$ 意味着当时间足够长时 $\Delta n(t)$ 取极大值 $\Delta N_d^+(0)$ (参看前节)。由于方程(34)中的积分很难用解析法求解, 我们用数值法并利用 Simpson 法则, 当断开 V_f 之后 ($t \geq 0$), OdS-Cu In Se_2 异质结区域中的载流子密度的相对增加 $\Delta n(t)/\Delta n_{\max}$ 的典型理论值如图 1 所示。

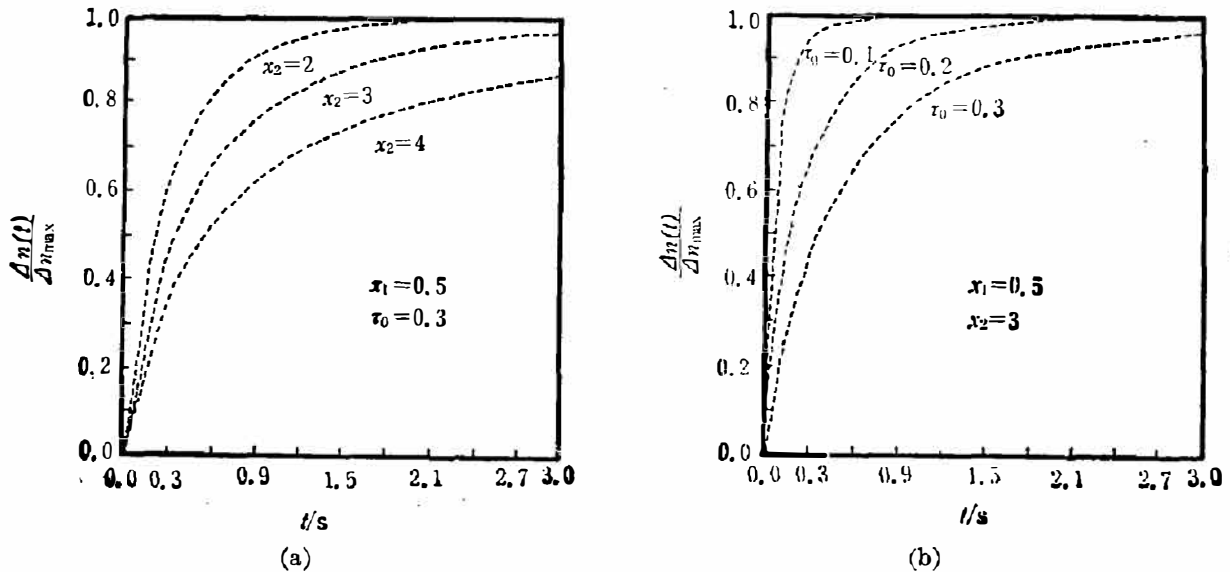


图 1 断开正向偏压脉冲之后异质结载流子密度相对增加 $\Delta n(t)/\Delta n_{\max}$ 的典型理论计算结果

(a) 不同 x_2 的情况; (b) 不同 τ_0 的情况

Fig. 1 Some typical theoretical results of relative increase in the carrier density $\Delta n(t)/\Delta n_{\max}$ after the forward-biased pulse is switched off.

(a) For different x_2 ; (b) For different τ_0

三、结果与讨论

在方程(34)中令 $u = \exp(-x'')$, 当 $(x_2'' - x_1'')$ 足够大时, 得

$$\frac{\Delta n(t)}{\Delta n_{\max}} \doteq \left(\frac{-1}{x_2'' - x_1''} \right) \int_1^0 [1 - \exp(-t'' u)] \frac{1}{u} du \quad (35)$$

如果将方程(35)对 t'' 微分, 由于 τ_0 值小于或等于 $1\text{s}^{[2]}$, 所以 t'' 远大于 1, 这样可得到

$$\frac{d\Delta n(t)}{\Delta n_{\max}} \doteq \left(\frac{-1}{x_2'' - x_1''} \right) \int_1^0 \exp(-t'' u) du \doteq \left(\frac{1}{x_2'' - x_1''} \right) \frac{1}{t''},$$

所以有

$$\frac{\Delta n(t)}{\Delta n_{\max}} \doteq \frac{1}{x_2'' - x_1''} (\ln t'' + O), \quad (36)$$

式中 O 为积分常数。由方程(11)和(13)可知, 当 t_h 很小时, 瞬态电容现象仅由瞬态电导决定, 也就是可以忽略方程(16)和(17)右边的第二项。按我们的实验结果, 这种情况通常发生

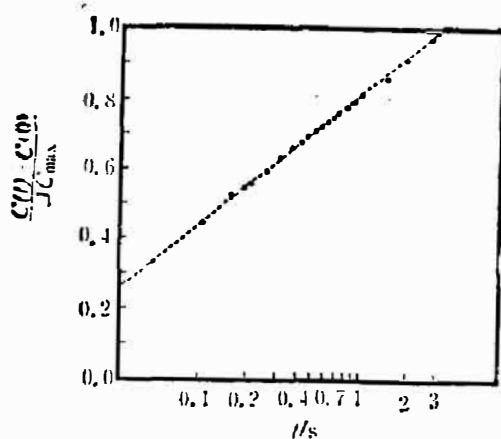


图2 以对数时间分度的瞬态电容归一化实验结果

($V_{ac} = -2V, V_p = |2V|, t_h = 1s, T = 78K$)

Fig. 2 Normalized experimental results of the transient capacitance on a logarithmic time scale.

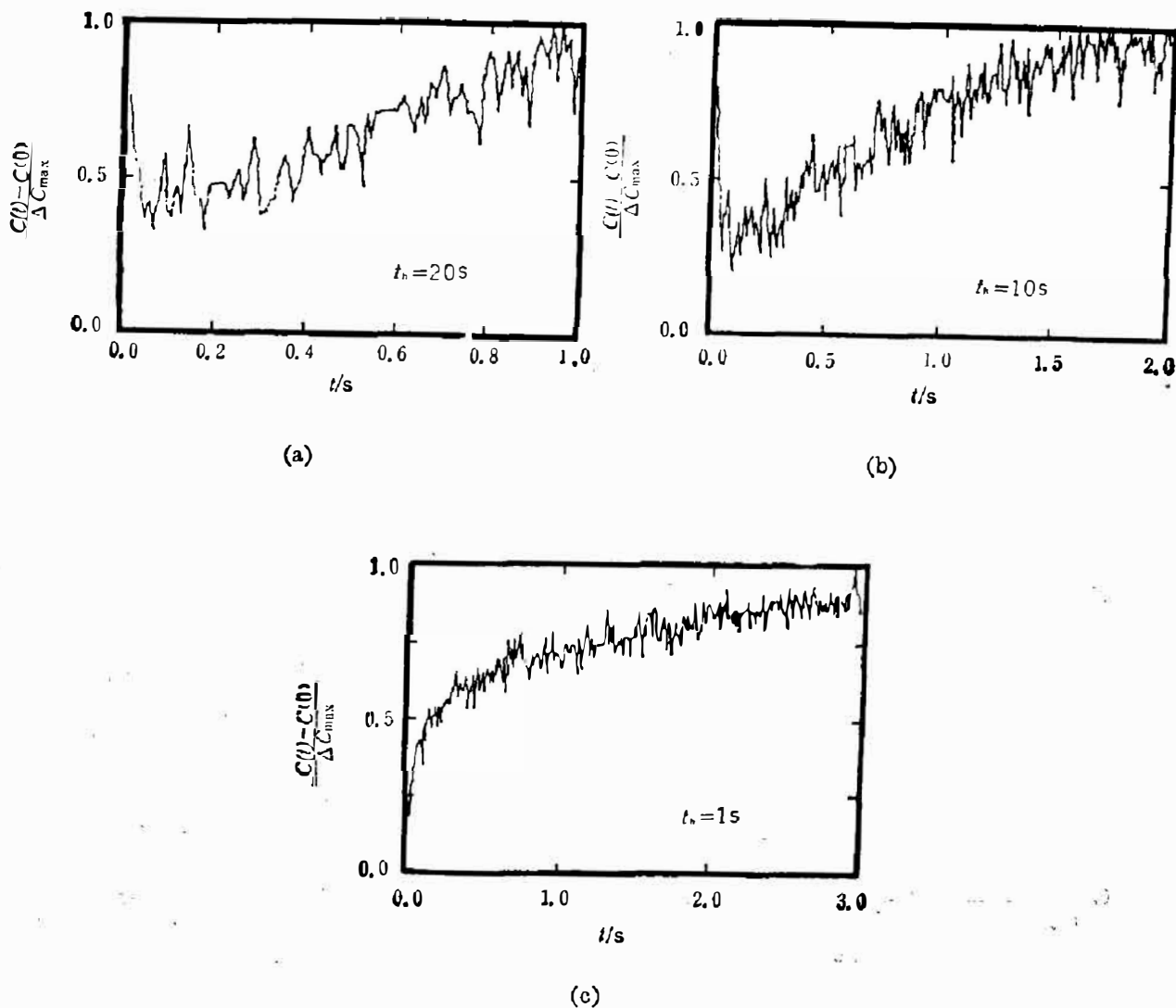


图3 t_h 对瞬态电容现象的影响

Fig. 3 Effect of t_h on the transient capacitance.

在 $t_h \leq 1s$ 的情况下, 因此从方程(36)可知, 瞬态电容现象有近似时间对数依赖关系, 如图 2 所示。

当 $t_h > 1s$ 时, 在断开 V_p 之后, 瞬态电容现象由瞬态电导和载流子漂移两个因素决定, t_h 愈大, 载流子漂移对瞬态电容现象的影响也愈大。由方程(5)可知

$$\Delta n' = n(0) \left[\frac{(mv_x)_{t=0}}{m} \right] \tau_m, \quad (37)$$

在断开 V_p 后的开始阶段, 漂移决定了瞬态电容现象, 由式(10)和(13)得到

$$\Delta C \propto \Delta n' = n(0) e E_x t_h \tau_m / m_0. \quad (38)$$

这表明初期阶段瞬态电容有初始值, 正如图 3 所示。

将理论计算结果与实验结果作比较, 如图 4 所示, 两者符合得很好。

从我们的理论分析可知, 温度并不是决定性的因素, 所以可在室温下或高于室温下发生瞬态电容现象, 如图 5 所示。

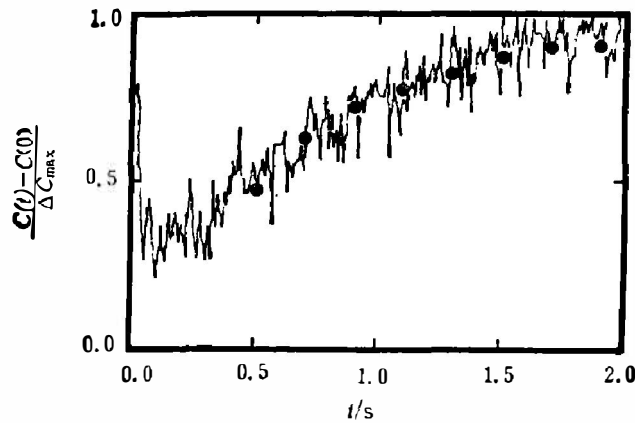


图 4 理论计算结果(•)与实验结果的比较

($t_h = 10s, V_{dc} = -2V, V_p = 2V, T = 78K$)

Fig. 4 Comparison between the theoretical calculation (•) and experiment results.

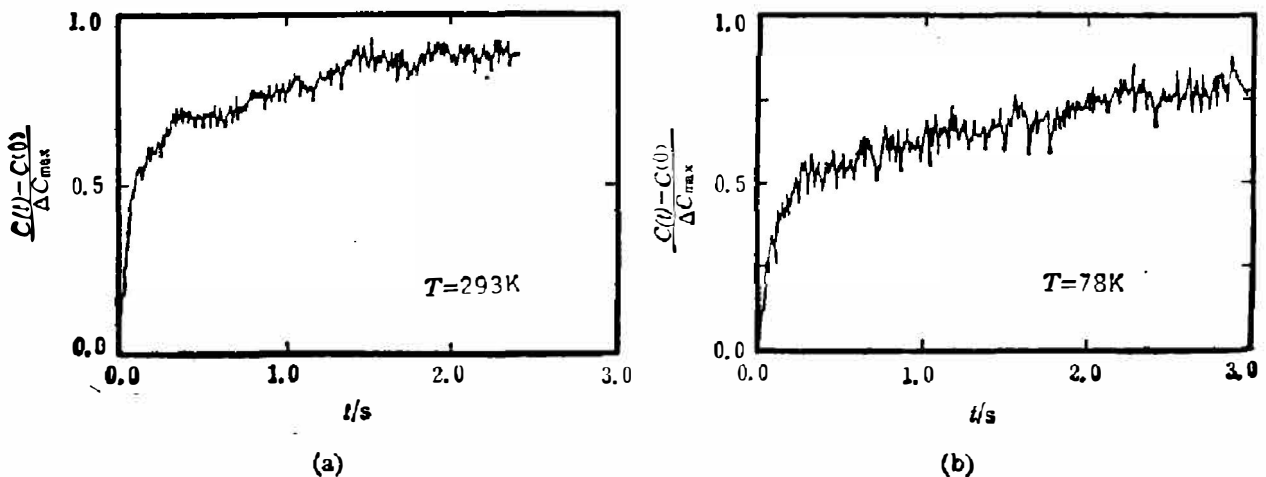


图 5 瞬态电容现象

Fig.5 Transient capacitance phenomenon.

四、结 论

关于瞬态电容现象的理论分析和实验结果表明, -2 V 的直流偏压 V_{dc} 可导致结区的施主电离, 它与正偏压脉冲 V_p 引起的载流子漂移共同引起了结区的瞬态电容现象。瞬态电容现象依赖于 V_{dc} 、 V_p 和结区的施主密度, 也依赖于陷阱的函数形式 $U(x)$ 、温度和电子从外电场 (V_{dc} 和 V_p) 获得的动能。

致谢——感谢西德斯图加特大学物理电子学所 R. Schäffler 先生为我们提供的他的部分实验结果。

参 考 文 献

- [1] Ahrenkiel R. K., *Solar Cells*, **16**(1986), 549~565.
- [2] Schubert E. F. et al., *Physical Review*, **B31**(1985), 12: 7937~7946.
- [3] Seeger K., *Semiconductor Physics, An Introduction*, third Ed., 1985, P. 46~47.
- [4] Sze S. M., *Physics of Semiconductor Devices*, 1969, P. 90.
- [5] Hollinsworth R. E. and Sitis J. R., *Solar Cells*, **16**(1986), 457~477.
- [6] Abou-Elfetouh F. et al., *Proc. 17th Photovoltaics' Specialists Conf.*, Orlando, FL, 1984, IEEE, New York, 1984, P. 1410~1411.
- [7] Abou-Elfetouh F. et al., *Proc. 6th Int. Conf. on Multinary Compounds*, Venezuela, August 1984, in *Progr. Cryst. Growth Charact.*, **10**(1985), 365.
- [8] Datta T. et al., *I. Appl. Phys.*, **59**(5)(1986), 1548.
- [9] Theodorou D. E. and Queisser H. J., *Appl. Phys.*, **23**(1980), 121.
- [10] Davydov A. S., *Quantum Mechanics*, 2nd Ed., 1965, P. 141.
- [11] Seeger, K., *Semiconductor Physics, An Introduction*, Third Ed., 1985, P. 36.
- [12] Chandra Goradia and Manju Ghalla-Goradia, *Solar Cells*, **16**(1986), 611~630.
- [13] Schubert Erdman F. and Ploog Klaus, *Phys. Rev.*, **B29**(1984), 8: 4562~4569.
- [14] Bailey V. A., *Phys. Rev.*, **96**(1954), 865.
- [15] Kramers H. A., *Zeitschrift für Physik*, **39**(1926), 828.
- [16] Wichmann Eyvind H., *Quantum Physics*, **4**(1971), 326~329.
- [17] Sproull R. L. and Phillips W. A., *Modern Physics*, Third Ed., 1980, P. 141~252.
- [18] Queisser H. J. and Theodorou D. E., *Physical Review*, **B33** (1986), 6:4027~4033.

STUDY ON THE TRANSIENT CAPACITANCE IN HETEROJUNCTION

YANG WENKU

(Changchun College of Optics and Fine Mechanics)

DENG WENRONG

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The authors' theoretical analysis for the phenomenon of transient capacitance in heterojunction CdS/CuInSe₂ reveals that donors are ionized by adding a reverse D. C. bias V_{dc} after a forward-biased electrical pulse V_p is switched off, and then some of the electrons produced by ionization are captured by traps and recombined with the ionized donors again via tunneling. This recombination process and the electron drifting in heterojunction region lead to the transient capacitance phenomenon. The theoretical results are in good agreement with the experimental ones.