

调制掺杂非晶半导体超晶格中的瞬变 电流(II)——瞬态光电导

熊诗杰

(南京大学物理系, 固体物理研究所)

1986年7月7日收到

本文以层状的 CTRW 模型为基础, 对非晶半导体超晶格中的瞬态光电导作了理论计算。在计算过程中一方面考虑到周期性内电场对载流子与其复合中心的空间分离作用, 另一方面也考虑到载流子本身对这个内电场的多体屏蔽效应, 以及载流子的不同复合机制和非晶态物质所固有的长时尾行为对瞬态光电导的影响。计算结果显示这些物理因素对瞬变电流的不同影响。通过对结果的分析我们讨论了这种材料中持续光电导(PPC)效应的可能机制。

一、引言

近年来, 对调制掺杂的非晶态半导体超晶格的光电导性质的研究已引起了广泛的兴趣。已有若干实验室报道了在这种材料中观察到了持续光电导(PPC)效应^[1,2], 这种持续光电流可以在黑暗的条件下维持很长的时间(几个小时甚至几天)。这说明在某些非晶态半导体超晶格中, 光激发载流子具有较长的寿命, 如在 Kakalios 和 Fritzsche 的实验中, 所观察到的载流子存活寿命超过 10^3 秒^[2]。

实际上, 非晶态半导体超晶格中载流子的产生、迁移和复合过程受到多种物理因素的制约。根据 Mott 的理论^[3], 随着无序度的增加, 半导体的输运过程应从带型机制向跳跃型机制过渡。对于多数非晶半导体, 载流子的有效自由程很短, 因此跳跃型输运机制占主导地位。由于在时间上的统计关联, 这种载流子的跳跃过程有时表现出非 Markov 行为^[4]。在非晶态半导体超晶格中, 载流子的跳跃过程要受到内部的周期性电场的影响。它使载流子的空间几率分布受到周期性的调制, 使载流子与其复合中心分离开来^[5]。在载流子密度较大时, 载流子之间的互作用往往不能忽略, 这种互作用的突出表现就是对上述的周期性电场的库仑屏蔽作用。另一方面, 载流子的复合机制也可能极其复杂^[6,7], 因此载流子与复合中心碰撞时被复合的几率在不同的样品中可以有极不相同的数值。在整个光电流的变化过程中, 以上这些因素往往互相制约, 此消彼长的。在文献[8], [9]中, 作者曾用层状的 CTRW 模型, 得到在非晶态半导体超晶格中载流子运动过程的定量描述。本文试图以此为基础, 综合考虑以下因素: (1) 周期性电场对于载流子及其复合中心的空间分离作用; (2) 载流子的空间分布对内电场的多体屏蔽效应; (3) 不同的复合机制造成的不同复合几率; (4) 载流子运动的非 Markov 行为造成的长时尾效应。这样, 我们就

可以得到对非晶半导体超晶格中的瞬变光电流进行定量计算的切实可行的方案，根据所得到的结果，我们将对这种材料中所观察到的 PPC 效应作进一步的物理上的讨论。

在第二节目中，我们将根据 [9] 中的公式推导出在横向偏置电场下横向瞬变电流的表达式。在第三节目中，讨论载流子对内部周期性电场的屏蔽作用。在第四节目中，考虑不同的复合机制所产生的影响。最后，第五节给出综合考虑上述因素后对瞬态光电导问题的整个计算方案及一些具有代表性的计算结果。根据这些结果进一步讨论了 PPC 效应。应该说，层状 CTRW 模型是一个灵活性很强的模型，它可以同时包容若干复杂的物理因素加以综合考虑，从而有可能定量地估计各个物理因素在整个过程中的作用。

二、横向偏置电场和横向的瞬变电流

文献 [9] 已推导出对层状的 CTRW 模型加上纵向电场（沿着超晶格的调制方向，记作 x 方向）后无规行走的载流子的空间分布几率的表达式。如果电场是横向的，即沿着超晶格中的界面方向，正如在多数测量瞬变光电流的实验中所做的那样，那末，载流子的空间跳跃几率将变成

$$p'(i, j) = \begin{cases} p(i, j) + \eta(E), & j - i \text{ 沿着电场力的方向, 记作 } x \text{ 轴的正向;} \\ p(i, j) - \eta(E), & j - i \text{ 沿着 } x \text{ 轴的负向;} \\ p(i, j), & j - i \text{ 与 } x \text{ 轴垂直.} \end{cases} \quad (1)$$

这里 $p(i, j)$ 指的是在没有电压偏置情况下载流子的空间跳跃几率，由 [9] 中的 (1) 式给出，而 $\eta(E)$ 则是反映横向电场对载流子运动影响的参数。周期性内电场的影响则由 [9] 中之 (1) 式的参数 η_a 与 η_b 来体现。

完全与 [9] 类似，我们也可以定义量 $\hat{\phi}$, β , \hat{P} , \hat{R} , $\hat{R}^{(L)}$ 等，并作同样的时间 Laplace 变换和空间 Fourier 变换（见 [9] 中的第三节），那末可以得到如下的矩阵代数方程

$$\hat{R}(k, u) = (\hat{I} - \hat{H})^{-1} \quad (2)$$

只不过现在 \hat{H} 的矩阵元改变如下：

对于 $l_a - 1 \geq m \geq 2$, 即 $m \in A$ 且不邻近界面, 有

$$H_{mm} = \phi_a(u)(\cos k_1 d + i\eta(E) \sin k_1 d + \cos k_2 d)/3 = W_a; \quad (3)$$

对于 $l_a + l_b - 1 \geq m \geq l_a + 2$, 即 $m \in B$ 且不邻近界面, 有

$$H_{mm} = \phi_b(u)(\cos k_1 d + i\eta(E) \sin k_1 d + \cos k_2 d)/3 = W_b; \quad (4)$$

对于 $l_a - 1 \geq m \geq 1$, 有

$$\begin{aligned} H_{m, m+1} &= \phi_a(u)e^{ik_1 d}/6, \\ H_{m+1, m} &= \phi_a(u)e^{-ik_1 d}/6; \end{aligned} \quad (5)$$

对于 $l_a + l_b - 1 \geq m \geq l_a + 1$, 有

$$\begin{aligned} H_{m, m+1} &= \phi_b(u)e^{ik_1 d}/6, \\ H_{m+1, m} &= \phi_b(u)e^{-ik_1 d}/6. \end{aligned} \quad (6)$$

其它不为零的矩阵元是

$$\begin{aligned} H_{l_a, l_a+1} &= \phi_a(u)(1 - \eta_a)e^{ik_1 d}/6, \\ H_{l_a+1, l_a} &= \phi_a(u)(1 - \eta_b)e^{-ik_1 d}/6, \end{aligned}$$

$$H_{l_a+l_b+1} = \phi_b(u)(1 - \eta_b)e^{ik_3d}/6,$$

$$H_{l_a+l_b} = \phi_a(u)(1 - \eta_a)e^{-ik_3d}/6, \quad (7)$$

$$H_{l_a+1} = H_{l_a+l_a} = W_a + U_a, \quad (8)$$

$$H_{l_a+1, l_a+1} = H_{l_a+l_b, l_a+l_b} = W_b + U_b,$$

其中

$$U_{a(b)} = \eta_{a(b)}\phi_{a(b)}(u)(\cos k_1 d + i\eta(E) \sin k_1 d + \cos k_3 d)/12. \quad (9)$$

这里的 k_1, k_2, k_3 亦是波矢 \mathbf{k} 在 x, y, z 方向上的分量。

与 [9] 一样, 我们也可以得到 $\hat{R}(\mathbf{k}, u)$ 的矩阵元的类似的解析表达式

$$[\hat{R}(\mathbf{k}, u)]_{mn} = e^{ik_3d(m-m)}[q_{1mn} + q_{2mn}e^{isign(m-n)k_3d}]/[f - g \cos(k_3\lambda + \gamma)], \quad (10)$$

(10) 式中出现的量由 [9] 中的 (28)–(37) 式给出, 只不过在这些表达式中的 $\eta(E) = 0$, 对应于纵向电场为零的情况; 而 W_a, W_b, U_a, U_b 则由本节之 (3), (4), (9) 式给出, 对应于存在横向电场的情况。

载流子的空间分布几率 \hat{P} (其定义见 [9] 之第三节) 的 Laplace 变换式可写成

$$\hat{P}(s, u) = \hat{R}(s, u)[f - \hat{\phi}(u)]/u. \quad (11)$$

如果在 $t = 0$ 时有一个电荷为 e 的载流子从某一超原胞的第 m 个格点出发作无规行走, 那末它在横向电场下产生的瞬变电流应是

$$I(m; t) = ei^{-1}\mathcal{L}^{-1} \sum_s \left\{ \frac{\partial [\hat{R}(\mathbf{k}, u)]_{ms}}{\partial k_1} \Big|_{k=0} \times [f - \hat{\phi}(u)]_{ss} \right\}. \quad (12)$$

设载流子是由光激发而产生, 如果光照均匀, 则不同超原胞内载流子的浓度分布应是一样的, 但同一超原胞的不同格点上载流子的分布可以不同。令 $\rho(m)$ 为某一超原胞的第 m 个格点在 $t = 0$ 时出现一个载流子的几率, 那末, 在横向偏置下产生的总的瞬变电流密度为

$$J(t) = ei^{-1}(l_a + l_b)^{-1}\mathcal{L}^{-1} \sum_m \left\{ \frac{\partial [\hat{R}(\mathbf{k}, u)]_{mm}}{\partial k_1} \Big|_{k=0} \times [f - \hat{\phi}(u)]_{mm} \cdot \rho(m) \right\}. \quad (13)$$

这里为简单计我们只考虑一种载流子的情况, 对有两种载流子的情况亦很容易推广。据 (10) 式, (13) 式中的偏微商可表达如下

$$\begin{aligned} \frac{\partial [\hat{R}(\mathbf{k}, u)]_{mm}}{\partial k_1} \Big|_{k=0} &= \left\{ \left(\frac{\partial q_{1mn}}{\partial k_1} + \frac{\partial q_{2mn}}{\partial k_1} \right) D \right. \\ &\quad \left. - (q_{1mn} + q_{2mn}) \frac{\partial D}{\partial k_1} \right\} / D^2 \Big|_{k=0} \end{aligned} \quad (14)$$

式中

$$\begin{aligned} D \Big|_{k=0} &= (f - g) \Big|_{k=0}; \\ \frac{\partial D}{\partial k_1} \Big|_{k=0} &= \left\{ \Delta_{Fa} \frac{\partial \Delta_{Fb}}{\partial k_1} + \Delta_{Fb} \frac{\partial \Delta_{Fa}}{\partial k_1} - 2t_a t_b \left[T_a \frac{\partial B_a(l_a)}{\partial k_1} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{\partial U_a}{\partial k_1} B_a(l_a - 1) - U_a \frac{\partial B_a(l_a - 1)}{\partial k_1} \right] \cdot [T_b B_b(l_b) \right. \\ &\quad \left. - U_b B_b(l_b - 1)] - 2t_a t_b [T_a B_a(l_a) - U_a B_a(l_a - 1)] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \left[T_b \frac{\partial B_b(l_b)}{\partial k_1} - \frac{\partial U_b}{\partial k_1} B_b(l_b - 1) - U_b \frac{\partial B_b(l_b - 1)}{\partial k_1} \right] \\ & + t_a^2 t_b^2 [B_a(l_a - 1) \frac{\partial B_b(l_b - 1)}{\partial k_1} \\ & + B_b(l_b - 1) \frac{\partial B_a(l_a - 1)}{\partial k_1}] \Big\} \Big|_{k=0} \end{aligned} \quad (15)$$

对于 $l_a \geq m \geq 1$, $l_a \geq n \geq 1$, 有

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_{1mn}}{\partial k_1} = & T_a^{-1} \left\{ t_a t_b \left[\left(T_a \frac{\partial C_1}{\partial k_1} - 2 \frac{\partial U_a}{\partial k_1} C_2 - 2 \frac{\partial C_2}{\partial k_1} U_a \right) \right. \right. \\ & \times (T_b B_b(l_b) - U_b B_b(l_b - 1)) + (T_a C_1 - 2 U_a C_2) \\ & \times \left(T_b \frac{\partial B_b(l_b)}{\partial k_1} - \frac{\partial U_b}{\partial k_1} B_b(l_b - 1) - U_b \frac{\partial B_b(l_b - 1)}{\partial k_1} \right) \\ & - t_a^2 t_b^2 \left[\frac{\partial C_2}{\partial k_1} B_b(l_b - 1) + C_2 \frac{\partial B_b(l_b - 1)}{\partial k_1} \right] \\ & - \frac{\partial \Delta_{FB}}{\partial k_1} (T_a^2 C_3 - T_a U_a C_1 + U_a^2 C_2) - \Delta_{FB} \left(T_a^2 \frac{\partial C_3}{\partial k_1} \right. \\ & \left. \left. - T_a \frac{\partial U_a}{\partial k_1} C_1 - T_a U_a \frac{\partial C_1}{\partial k_1} + 2 U_a \frac{\partial U_a}{\partial k_1} C_2 + U_a^2 \frac{\partial C_2}{\partial k_1} \right) \right\}, \\ \frac{\partial q_{2mn}}{\partial k_1} = & t_a t_b T_b \frac{\partial B_a(|m-n|)}{\partial k_1}, \end{aligned} \quad (16)$$

对于 $l_a + l_b \geq m \geq l_a + 1$, $l_a + l_b \geq n \geq l_a + 1$, 只要将上面两式中的下标 a 与 b 互换即可。

对于 $l_a \geq m \geq 1$ 及 $l_a + l_b \geq n \geq l_a + 1$, 有

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_{1mn}}{\partial k_1} = & t_a \left\{ \left[T_a \frac{\partial B_a(m)}{\partial k_1} - \frac{\partial U_a}{\partial k_1} B_a(m - 1) - U_a \frac{\partial B_a(m - 1)}{\partial k_1} \right] \right. \\ & \times [T_b B_b(l_b - n + l_a + 1) - U_b B_b(l_a + l_b - n)] \\ & + [T_a B_a(m) - U_a B_a(m - 1)] \\ & \times \left[T_b \frac{\partial B_b(l_b - n + l_a + 1)}{\partial k_1} - \frac{\partial U_b}{\partial k_1} B_b(l_a + l_b - n) \right. \\ & \left. - U_b \frac{\partial B_b(l_a + l_b - n)}{\partial k_1} \right] - t_a t_b B_a(m - 1) \frac{\partial B_b(l_a + l_b - n)}{\partial k_1} \\ & - t_a t_b \frac{\partial B_a(m - 1)}{\partial k_1} B_b(l_a + l_b - n) \Big\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_{2mn}}{\partial k_1} = & t_a \left\{ \left[T_a \frac{\partial B_a(l_a - m + 1)}{\partial k_1} - \frac{\partial U_a}{\partial k_1} B_a(l_a - m) \right. \right. \\ & \left. - U_a \frac{\partial B_a(l_a - m)}{\partial k_1} \right] \cdot [T_b B_b(n - l_a) - U_b B_b(n - l_a - 1)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + [T_a B_a(l_a - m + 1) - U_a B_a(l_a - m)] \cdot \left[T_b \frac{\partial B_b(n - l_b)}{\partial k_1} \right. \\
 & \quad \left. - \frac{\partial U_b}{\partial k_1} B_b(n - l_b - 1) - U_b \frac{\partial B_b(n - l_b - 1)}{\partial k_1} \right] \\
 & \quad - t_a t_b \frac{\partial B_a(l_a - m)}{\partial k_1} B_b(n - l_b - 1) \\
 & \quad - t_a t_b B_a(l_a - m) \cdot \left. \frac{\partial B_b(n - l_b - 1)}{\partial k_1} \right]. \tag{17}
 \end{aligned}$$

对于 $l_a + l_b \geq m \geq l_a + 1$ 及 $l_a \geq n \geq 1$, 只要将以上两式中的 m 与 n 互换, 并将 t_a 与 t_b 互换即可。

在 (14)–(17) 诸式中出现的量 $B_{a(b)}(I)$, $T_{a(b)}$, $t_{a(b)}$ 及 C_1 , C_2 , C_3 等, 由 [9] 中的 (28)–(37) 各式令 $\eta(E) = 0$ 给出, 而 $W_{a(b)}$, $U_{a(b)}$ 则由本节的 (3), (4), (9) 式给出。

这里所得到的瞬变电流密度是在不考虑载流子的屏蔽效应及载流子的复合过程得到的, 下面我们将分别对这两种因素进行分析。

三、载流子对周期性内电场的屏蔽作用

前面我们已经考虑到周期性内电场对载流子运动的影响, 如果载流子数量较多, 那么反过来也会对这个周期性内电场产生屏蔽作用。如果以 $\rho(z)$ 表示由于载流子运动产生的空间电荷分布, 那末由此产生的势 $U(z)$ 可由下面的泊松方程求得

$$\frac{d^2 U(z)}{dz^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \rho(z) \tag{18}$$

这里 $\epsilon_0 \epsilon_r$ 是介质的介电常数。作为初步的估计, 我们假设 n 区和 p 区内空间电荷均匀分布, 且 $\rho_n = -\rho_p$, 容易算得由此产生的势为

$$\Delta U = -\frac{\rho_n \lambda^2}{16 \epsilon_0 \epsilon_r}. \tag{19}$$

这样, 周期势的高度就要由原来的 U_0 降低为 $U_0 + \Delta U$, 同样, $\eta_{a(b)}$ 也要变成 $\eta_{a(b)} + \Delta \eta_{a(b)}$, $\Delta \eta_{a(b)}$ 应近似地与 $\rho_n \lambda^2$ 成正比

$$\Delta \eta_{a(b)} = -c_{a(b)} \rho_n \lambda^2. \tag{20}$$

这里 $c_{a(b)}$ 是比例系数。如果空间电荷密度的数值达到

$$\rho_{n0} = \frac{16 \epsilon_0 \epsilon_r U_0}{\lambda^2},$$

则周期势完全被屏蔽, 即 $U_0 + \Delta U = 0$, 这时 $\Delta \eta_{a(b)}$ 应满足关系

$$\Delta \eta_{a(b)} = -\eta_{a(b)},$$

由此可定出比例系数 $c_{a(b)}$ 为

$$c_{a(b)} = \eta_{a(b)} / (16 \epsilon_0 \epsilon_r U_0). \tag{21}$$

这样, 如果我们用 $\Delta \eta_{a(b)}$ 对 $\eta_{a(b)}$ 的值进行修正, 就能在计算过程中近似地把载流子之间的库仑互作用所引起的屏蔽效应考虑进去。由于在计算瞬变电流时 ρ_n 及 $\Delta \eta_{a(b)}$ 都与

时间有关，因此整个计算必须在差分格式下进行，这在第五节中将有详细叙述。

四、载流子的复合过程

参与输运的光激发载流子的寿命取决于它的复合过程。一种载流子的被复合可以看作是它与复合中心作用的结果，如果输运过程主要由一种载流子参与（p型或n型掺杂），那么复合中心往往主要是产生这种载流子的受主或施主杂质离子。对半导体超晶格进行调制掺杂的目的就是为了使载流子与这些杂质离子分离开来，以形成高的迁移率。这种分离过程要通过超晶格的周期性内电场来实现。另一方面，在非晶半导体超晶格中，载流子的复合机制也可能极其复杂^[6,7]，因此载流子与复合中心碰撞时被复合的几率在不同的样品中可以有极不相同的数值。综合考虑以上两个因素，我们令 $\rho_c(m)$ 为某个超原胞的第 m 个格点上复合中心的分布几率（这里我们设定调制掺杂的周期与超晶格的周期是一致的），令 $\chi(m)$ 为载流子与复合中心在超原胞的第 m 个格点上相碰一次时被复合的平均几率，对不同的复合机制， $\chi(m)$ 的数值可以相差很大。这样，每一个落到格点 m 上的载流子的存活几率是 $[1 - \rho_c(m)\chi(m)]$ 。这样第二节中所引入的载流子空间跳跃几率应变为

$$p''(i, j) = (1 - \rho_c(i)\chi(i))p'(i, j), \quad (22)$$

这里 $p'(i, j)$ 是在不考虑复合时的空间跳跃几率，由(1)式给出。载流子与复合中心结合后，复合中心就失去了复合作用，这样， $\rho_c(m)$ 应与时间有关，因此 $p''(i, j)$ 也应与时间有关，这就大大增加了计算的复杂性，我们将在下一节用差分格式的方法解决这一问题。在每个小的时间差分中， $p''(i, j)$ 可看作常数，第二节中有关 \hat{R} 的公式都可以用，只要把 p' 换成 p'' 即可。对于计算载流子空间分布几率 \hat{P} 的公式(11)，在考虑复合过程后，由于每次落于格点 m 的载流子不被消灭的几率只是 $1 - \rho_c(m)\chi(m)$ ，因此要改写成

$$\hat{P}(s, u) = \hat{R}(s, u)[\hat{I} - \hat{\phi}_c - \hat{\phi}(u)]/u, \quad (23)$$

这里 $\hat{\phi}_c$ 的矩阵元是

$$[\hat{\phi}_c]_{mn} = \delta_{mn}\rho_c(m)\chi(m). \quad (24)$$

这样，如果 $t = 0$ 时载流子的密度分布是 $\rho(m)$ ，则在 s 时刻的密度分布 $\rho(m, s)$ 应是

$$\begin{aligned} \rho(m, s) &= \mathcal{L}^{-1} \left\{ \sum_{n,m} [\hat{P}(s, u)]_{nm} \rho(n) \right\} \\ &= \mathcal{L}^{-1} \left\{ \sum_n [\hat{R}(k, u)]_{nm}|_{k=0} \cdot \rho(n)[\hat{I} - \hat{\phi}_c - \hat{\phi}(u)]_{mm}/u \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

在差分格式下， s 应是小量。对于瞬变电流的计算，在时间差分很小时仍可沿用(13)式的形式，只是这时的密度分布 $\rho(m)$ 应取时间差分内的数值。

五、计算步骤和结果分析

如前所述，计算瞬变电流的公式中的参量都与时间有关，因此必须采用时间差分格式，才能实现具体的计算。其作法是：

1. 据 $t = 0$ 时载流子的浓度分布 $\rho(m)$ 和复合中心的浓度 $\rho_c(m)$ ，按(20)式确定

$\eta_{a(b)} + \Delta\eta_{a(b)}$, 按(22)式确定 P'' , 进而确定(2)式中有关的 H 的各矩阵元。

2. 按(10)式计算出 $R(k, u)$ 的各个矩阵元。

3. 对很短的时间 t , 按(13)式计算出瞬变电流密度 $J(t)$, 按(25)式计算出载流子的密度分布 $\rho(m, t)$ 。

4. 由于被复合的载流子数目应与被复合的复合中心数目相等, 因此可由 $\rho(m, t)$ 确定 t 时刻的复合中心浓度 $\rho_c(m, t)$ 。

5. 将时刻 t 作为新的时间起点, 并以 $\rho(m, t)$ 和 $\rho_c(m, t)$ 作为新的载流子和复合中心浓度, 重复以上步骤。

这样, 我们就可以按照时间差分格式依次求出 $t, 2t, 3t, \dots$ 时刻的瞬变电流密度。只要将时间差分 t 取得足够小, 以保证在每个时间差分内各量不会发生很大的变化, 就可以保证足够的计算精度。

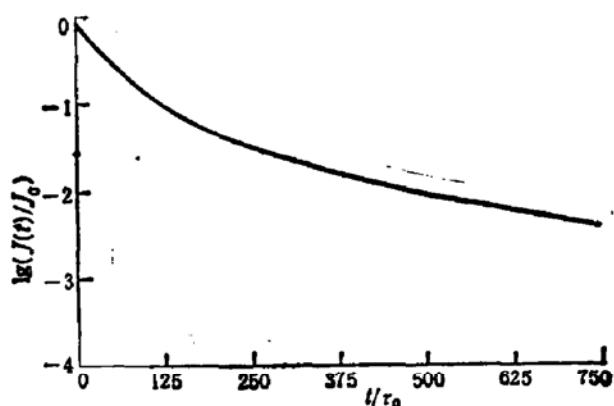


图 1 瞬变光电流曲线

$I_a = I_b = 5$, $\eta_a = -0.8$, $\eta_b = 0.8$, $\eta(E) = 0.1$,
 $c_a = c_b = 0.02$, 初始载流子浓度 $\rho(m \in A) = 0.6$,
 $\rho(m \in B) = 0$, $z = 0.1$. 时间分布函数为高斯型:

$$\phi_a(t) = \phi_b(t) = \tau_0^{-1} e^{-\frac{t}{\tau_0}}.$$

在图 1—图 4 中给出了对不同情况所得到的光瞬变电流的计算结果。我们假设在初始时刻由于光照在 A 区内产生均匀分布的载流子和复合中心, 然后光照停止, 载流子在周期性内电场和外加的偏置电场的作用下作无规运动, 而复合中心静止不动。图中的曲线反映出在不同的物理因素作用下瞬变光电流的变化趋势。

在图 1 给出了高斯型时间分布函数下的瞬变光电流的变化, 其余三个图都是对具有长时尾的非高斯型分布函数进

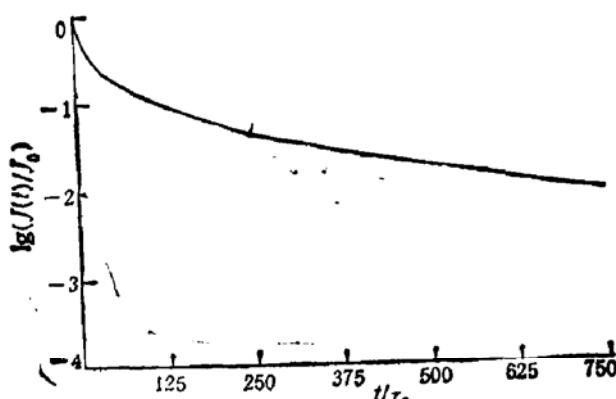


图 2 瞬变光电流曲线

时间分布函数具有长时尾: $\phi_a(t) = \phi_b(t) = c_0 \tau_0^{-1} [\exp(-t/\tau_0)] t^{\alpha} \operatorname{erfc}(\sqrt{t}/\tau_0)$, 其余参数同图 1.

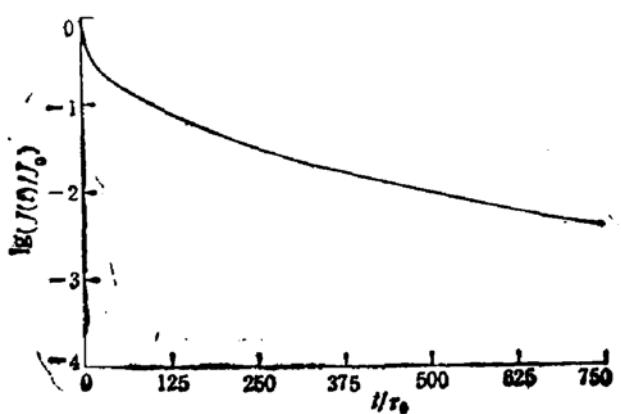


图 3 瞬变光电流曲线
 $\alpha = 1$, 其余参数同图 2.

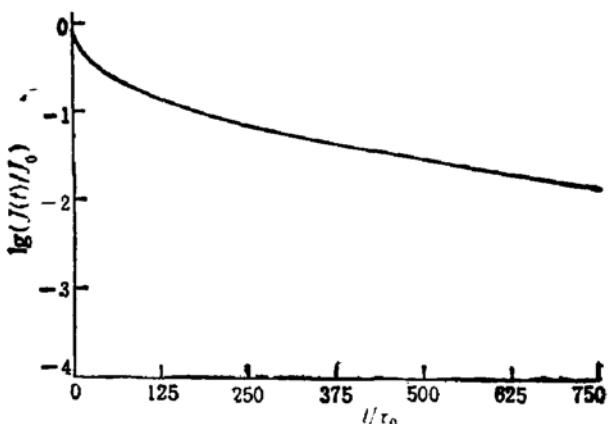


图4 瞬变光电流曲线
 $\eta_a = -\eta_b = -0.05$, $x = 0.01$, 其余参数同图2.

行计算的。从各个图的比较可看出,尽管长时尾行为、周期性内电场的增加都可能减缓瞬变电流的衰减,但影响最大的仍然是复合几率 χ ,从图4可看出,在复合几率比较小的情况下,尽管周期势很小,仍可表现出相当明显的PPC效应。这与Lang及Hundhausen等人^[6,7]的定性讨论是一致的,也与实验事实定性地一致。

参 考 文 献

- [1] M. Hundhausen, L. Ley and R. Carius, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1598 (1984).
- [2] J. Kakalios and H. Fritzsche, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1602 (1984).
- [3] N. F. Mott, *Adv. Phys.*, **16**, 49 (1967); N. F. Mott, M. Pepper, S. Pollitt, R. H. Wallis and C. J. Adkins, *Proc. Roy. Soc.*, **A345**, 169 (1975); N. F. Mott, *Phil. Mag.*, **B44**, 265 (1981).
- [4] H. Scher and E. W. Montroll, *Phys. Rev. B*, **12**, 2455 (1975).
- [5] G. H. Dohler, in *Advances in Solid State Physics: Festkörperprobleme*, ed. by P. Grosse, Vieweg, Braunschweig, (1983), Vol. 23, p 207.
- [6] D. V. Lang and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 635 (1977).
- [7] M. Hundhausen and L. Ley, *Phys. Rev. B*, **32**, 6655 (1985).
- [8] 熊诗杰, 物理学报, **35**, 1010 (1986).
- [9] 熊诗杰, 半导体学报, **8**, 225 (1987).

Transient Current in Doping-Modulated Amorphous Semiconductor Superlattices (II) —— Transient Photoconductivity

Xiong Shijie

(Department of Physics, Institute of Solid State Physics, Nanjing University)

Abstract

On basis of a layered CTRW model the transient photoconductivity in amorphous semiconductor superlattices is calculated. On the one hand, the separation of carriers and their combination centers by the inner periodic field is taken into account in the calculation, on the other hand, the many-body screening effect of carriers on this field and the influence of the different combination mechanisms and of the long-time-tail behavior, characteristic of amorphous materials, on the photoconductivity are also considered. The results show the different effect of these factors on the transient photoconductivity. By analysis of the results, the possible mechanism of the persistent photoconductivity in these materials is discussed.