

Кинетика амбиполярных токов диффузии и дрейфа неравновесных носителей в полупроводниках

© А.А. Абдуллаев[¶], А.Р. Алиев, И.К. Камилов

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 19 декабря 2002 г. Принята к печати 10 января 2003 г.)

Предложен принципиально новый способ определения дрейфовой подвижности полупроводников, основанный на измерении времени достижения максимального (пикового) значения диффузионно-дрейфового тока неравновесных носителей, возбуждаемых короткими импульсами света из области сильного поглощения через один из контактов. При условии превышения дрейфового потока над диффузионным, как показал вычислительный эксперимент, подвижность μ вычисляется по формуле $\mu = d^2(2Ut_{\max})^{-1}$, где d — расстояние между контактами, U — приложенное напряжение, t_{\max} — время достижения пикового значения фототока. Условие выполняется при напряжениях выше значений, соответствующих наибольшей скорости спада зависимости $t_{\max}(U)$.

Для исследования кинетики токов амбиполярной диффузии и дрейфа неравновесных носителей в полупроводниках в данной работе была выбрана конфигурация освещения образца через один из омических контактов короткими импульсами из области сильного поглощения. На рис. 1, *a* показана ячейка для такого облучения образца. Образец 1, на который нанесен омический контакт 2, припаян к сапфировой пластинке 3 с нанесенным слоем индия 4. Пластинка 3 прикреплена к хладопроводу 5 оптического криостата. Прижим обеспечивался диафрагмой 6 через кварцевое стекло 7. Тончайшая медная сетка 8, покрытая индием с обеих сторон, зажималась между образцом и кварцевым стеклом. Эта сетка выполняла роль прозрачного контакта. Возбуждение производилось излучением лазера ЛГИ-21 (длина волны $\lambda = 0.337$ мкм) с длительностью импульсов 10^{-8} с. Подробная схема регистрации импульсов фототока в этой конфигурации и при этих режимах освещения приведена в [1]. Техника стробоскопического интегрирования позволяла записывать форму импульсов.

На рис. 1, *b* показано, как изменяется со временем величина фототока Δi в нелегированном p - CdCr_2Se_4 при комнатной температуре (300 К) после воздействия импульсом ЛГИ-21. Фототок проходит через максимум и продолжает оставаться ненулевым вплоть до сотен мкс, тогда как процесс возбуждения длится в тысячу раз меньше время.

Процесс диффузии и дрейфа возбужденного на освещаемой поверхности образца пакета неравновесных носителей Δn (в данном случае неосновных носителей — электронов) описывается уравнением непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \mu E_x \frac{\partial n}{\partial x} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = G - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (1)$$

где n — полная концентрация, μ — подвижность, D — коэффициент диффузии, G — скорость генерации, τ — время жизни носителей, E_x — компонента электрического поля вдоль оси x , перпендикулярной

поверхности. Закон распределения неравновесных носителей по координате x и времени t после прекращения возбуждения, т. е. при $G = 0$, как решение уравнения (1) приведен в [2] и имеет вид

$$\Delta n(x, t) = \frac{\Delta n_0 \exp(-t/\tau)}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp\left[-\frac{(x - \mu E_x t)^2}{4Dt}\right], \quad (2)$$

где Δn_0 — приходящаяся на единицу площади поперечного сечения образца начальная концентрация неравновесных носителей к моменту прекращения генерации, т. е. при $t = 0$ и $x = 0$.

Ток, проходящий по образцу, определяется в данном случае выражением

$$i(t) = US \left\{ \int_0^d \frac{dx}{e\mu n(x, t)} \right\}^{-1},$$

где d — расстояние между контактами, U — приложенное к образцу напряжение по оси x , S — площадь по-

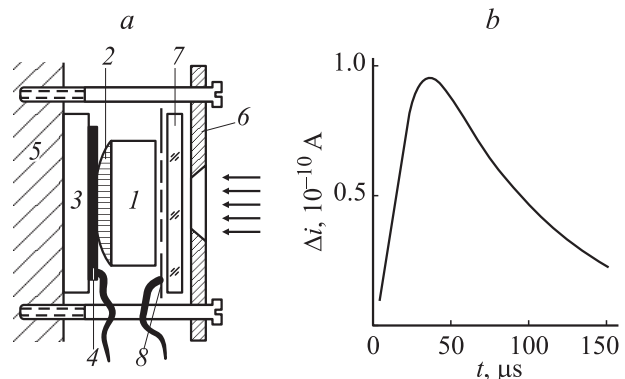


Рис. 1. *a* — измерительная ячейка: 1 — образец, 2 — омический контакт, 3 — сапфировая пластинка, 4 — слой индия, 5 — хладопровод оптического криостата, 6 — диафрагма, 7 — кварцевое стекло, 8 — медная сетка. *b* — импульс фототока в CdCr_2Se_4 , соответствующий импульсу лазера ЛГИ-21 длительностью 10 нс, при 300 К.

[¶] E-mail: analit@dinet.ru

перечного сечения. В условиях, имеющих место в эксперименте, $\Delta n(x, t) \gg n_0(x, t)$, можно записать выражение для фототока

$$\Delta i(t) = US \left\{ \int_0^d \frac{dx}{e\mu\Delta n(x, t)} \right\}^{-1}. \quad (3)$$

После подстановки (2) и (3) и введения обозначений

$$X = \frac{x}{\mu|E_x|\tau}, \quad T = \frac{t}{\tau}, \quad L = \frac{d}{\mu|E_x|\tau}, \quad B = \frac{\mu^2 E_x^2 \tau^2}{4D\tau} = \left(\frac{l_E}{2l_D} \right)^2, \quad (4)$$

где $l_E = \mu|E_x|\tau$ и $l_D = D\tau$ — длины дрейфа и диффузии соответственно, в подынтегральном выражении получим только безразмерные величины:

$$\Delta i(t) = \Delta i_0 \times \left\{ \int_0^L \sqrt{T} \exp T \exp \left[\frac{B[X - (E_x/|E_x|)T]^2}{T} \right] dX \right\}^{-1}, \quad \Delta i_0 = \frac{e d S \Delta n_0}{2\tau \sqrt{\pi D \tau}}.$$

Поскольку время достижения пикового значения фототока в импульсе определяется интегралом, будем искать зависимость относительного фототока $\Delta i/\Delta i_0$ от безразмерного времени T :

$$I(T) \equiv \frac{\Delta i(t)}{\Delta i_0} = \left\{ \sqrt{T} \exp T \int_0^L \exp \left[\frac{B[X - (E_x/|E_x|)T]^2}{T} \right] dX \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Интеграл в выражении (5) не решается аналитически, и производная от него содержит тот же интеграл. Поэтому при различных дискретных значениях L и B форму кривой $I(T)$ мы находим при помощи компьютерных вычислений.

Как видно из (4), L характеризует дрейфовую длину, а B — соотношение дрейфовой и диффузионной длин. Подбором параметра B можно задавать степень преобладания диффузии над дрейфом и наоборот.

На рис. 2 приведено несколько кривых $I(T)$, рассчитанных по формуле (5) при различных значениях L и B . Амплитуды максимумов этих кривых отличаются друг от друга на много порядков. Поэтому для представления результатов расчетов на одном рисунке значения $I(T)$ предварительно умножались на нормировочный множитель k . По форме кривые $I(T)$ схожи с кривой, полученной экспериментально (рис. 1, b). Наносекундный импульс возбуждения можно считать сливающимся с осью ординат вследствие пренебрежительно малой его

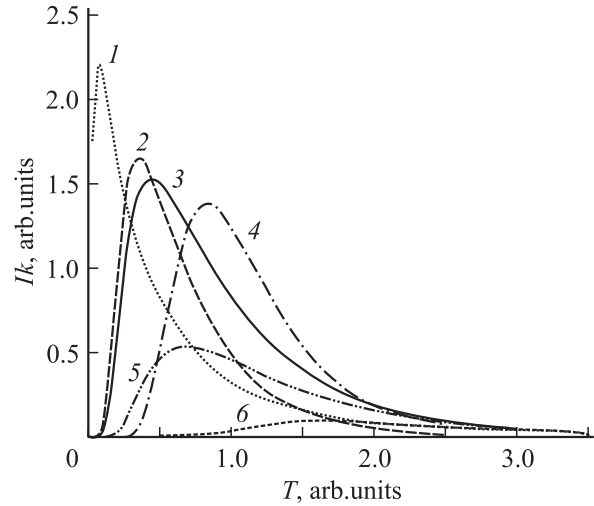


Рис. 2. Зависимости относительного фототока I от безразмерного времени T при различных значениях величин L и B и соответственно различных соотношениях l_E и l_D : 1 — $L = 1$ ($l_E = d$), $B = 1/9$ ($l_E = 2l_D/3$), $k = 1$; 2 — $L = 1$ ($l_E = d$), $B = 1$ ($l_E = 2l_D$), $k = 2$; 3 — $L = 2$ ($l_E = d/2$), $B = 1/4$ ($l_E = l_D$), $k = 5$; 4 — $L = 2$ ($l_E = d/2$), $B = 1$ ($l_E = 2l_D$), $k = 10$; 5 — $L = 10$ ($l_E = d/10$), $B = 1/64$ ($l_E = l_D/4$), $k = 20$; 6 — $L = 10$ ($l_E = d/10$), $B = 1/16$ ($l_E = l_D/2$), $k = 20$.

длительности. Рост тока отвечает проникновению из-за диффузии и дрейфа в соответствии с (2) неравновесных носителей в глубь образца и „послойному“ уменьшению со временем его сопротивления, а спад — уменьшению концентрации вследствие рекомбинации. Из рис. 2 видно, что, чем больше величины l_D и l_E (при меньших

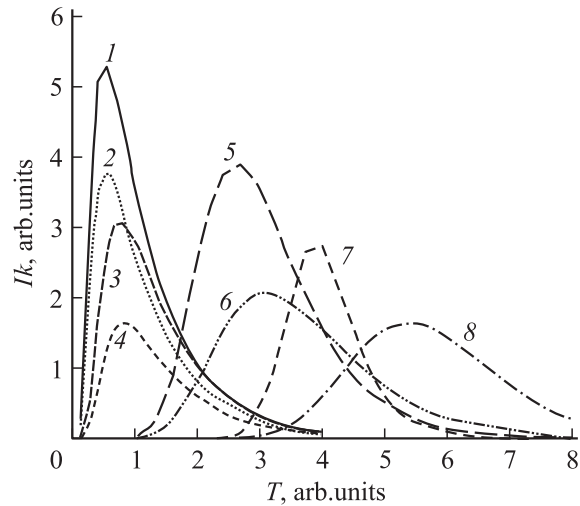


Рис. 3. Зависимости относительного фототока I от безразмерного времени T для $L = 8$ ($l_E = d/8$) при прямом (1, 3, 5, 7) и обратном (2, 4, 6, 8) направлениях напряженности E электрического поля и различных значениях B : 1, 2 — $B = 1/64$ ($l_E = l_D/4$), $k = 1$; 3, 4 — $B = 1/36$ ($l_E = l_D/3$), $k = 1$; 5 — $B = 1/4$ ($l_E = l_D$), $k = 5$; 6 — $B = 1/4$ ($l_E = l_D$), $k = 10^4$; 7 — $B = 1$ ($l_E = 2l_D$), $k = 200$; 8 — $B = 1$ ($l_E = 2l_D$), $k = 5 \cdot 10^{14}$.

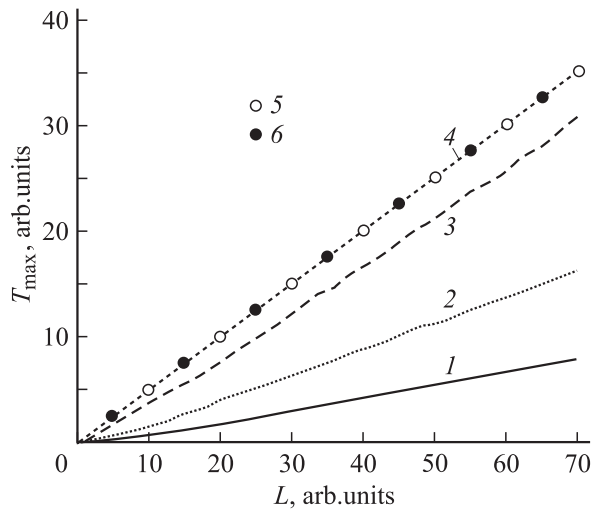


Рис. 4. Зависимость безразмерного времени достижения пикового значения фототока T_{\max} от величины L при различных значениях B : 1 — $B = 1/64$ ($l_E = l_D/4$); 2 — $B = 1/16$ ($l_E = l_D/2$); 3 — $B = 1/4$ ($l_E = l_D$); 4 — $B = 1$ ($l_E = 2l_D$); 5 — $B = 4$ ($l_E = 4l_D$); 6 — $B = 9$ ($l_E = 6l_D$).

значениях L и B), тем меньше времена T_{\max} достижения пикового значения фототока. При этом им соответствует большая величина пикового значения фототока.

Заслуживает внимания зависимость времени T_{\max} и полуширины кривой $I(T)$ от полярности приложенного поля $E \equiv E_x$ (рис. 3). Изменение полярности выражается в замене знака „-“ на знак „+“ в квадратных скобках (5). Из пар кривых 1, 2 и 3, 4 видно, что, пока диффузия преобладает над дрейфом ($l_E < l_D$), время достижения максимума не зависит от полярности приложенного поля. При этом пиковое значение фототока падает с ростом B . Для $l_E = l_D$ (кривые 5, 6) при изменении полярности E выявляется незначительное смещение времени максимума и резкое увеличение полуширины. Для $l_E = l_D$ (кривые 7, 8) с изменением знака E резко расходятся времена достижения максимумов и полуширины кривых $I(T)$.

Для детального исследования зависимости времени достижения пикового значения фототока T_{\max} от соотношения L и B были вычислены зависимости $T_{\max}(L)$ при различных значениях B (рис. 4) и $T_{\max}(B)$ при различных L (рис. 5). Кривые $T_{\max}(L)$ при $l_E < l_D$ близки к линейным и тангенс угла наклона растет с увеличением B . При $l_E \geq 2l_D$ (т.е. при $B \geq 1$) все зависимости $T_{\max}(L)$ ложатся на одну прямую с тангенсом угла наклона $1/2$. Таким образом, в условиях подавления диффузионных потоков дрейфовыми появляется возможность однозначно связать T_{\max} и L ($T_{\max} = L/2$) и, согласно (4), определить подвижность носителей как

$$\mu = \frac{d^2}{2Ut_{\max}}, \quad (6)$$

где t_{\max} — реальное время достижения пикового значения фототока. Здесь отметим, что значения U и t_{\max} должны соответствовать условию $l_E \geq 2l_D$.

Зависимости $T_{\max}(B)$ при различных значениях L (рис. 5) представляют собой кривые с насыщением. При $B > 1$ T_{\max} не зависит от B , а стационарные значения его также равны половине L для соответствующей кривой.

Чтобы по формуле (6) вычислить подвижность носителей в реальном эксперименте, необходимо установить критерий $l_E \geq 2l_D$. С этой целью, поскольку L и B можно изменять изменением величины E , была вычислена зависимость $T_{\max}(E)$ при близких к реальным значениях d , μ и τ , при этом допускалась правдоподобность в данном случае использования соотношения Эйнштейна

$$D = \mu k_B \cdot \Theta / e,$$

где Θ — температура, k_B — постоянная Больцмана, e — элементарный заряд. Принимая $L = a/E$, где $a = d/\mu\tau$ и $B = bE^2$, $b = \mu^2\tau/4D = e\mu\tau/4k\Theta$, для $\mu = 1 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\tau = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$, $\Theta = 400 \text{ К}$ и $d = 0.1 \text{ см}$ получим $a = 2 \cdot 10^3$, $b = 3.62 \cdot 10^{-4}$. Заметим, что условию $B \geq 1$ соответствует напряженность поля $E \geq 50 \text{ В/см}$: $B = bE^2 \approx 1$.

Для этих значений a и b были созданы массивы $B(E)$ и $L(E)$ и с привлечением формулы (5) вычислена зависимость $T_{\max}(E)$ (рис. 6, кривая 1). Как видим, условию $B = 1$ на рис. 6 соответствует участок с наибольшей скоростью спада $T_{\max}(E)$. Таким образом, для определения дрейфовой подвижности в полупроводнике достаточно записать зависимость $t_{\max}(U)$, взять пару значений t_{\max} и U из области с наибольшей скоростью спада этой зависимости и по формуле (6) вычислить искомую величину. Этим способом может быть вычислена подвижность в высокоомных образцах, магнитных материалах, а также в стеклообразных полупроводниках с прыжковой проводимостью, где холловские измерения встречают известные трудности.

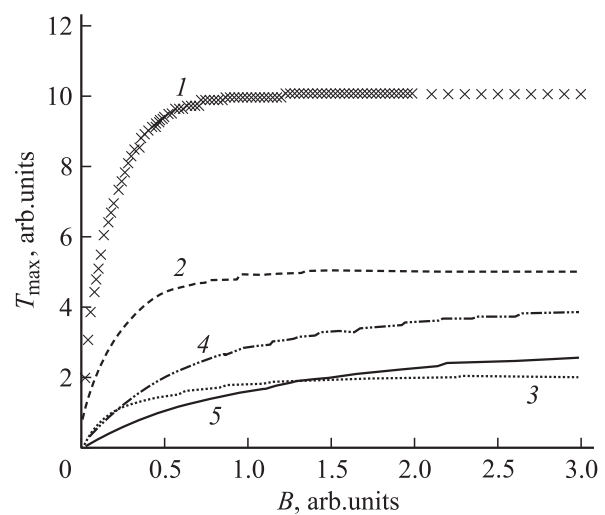


Рис. 5. Зависимость безразмерного времени T_{\max} достижения пикового значения фототока от величины B при различных значениях L : 1 — $L = 20$; 2 — $L = 10$; 3 — $L = 4$; 4 — $L = 1$ ($T_{\max} \times 8$); 5 — $L = 0.5$ ($T_{\max} \times 12$).

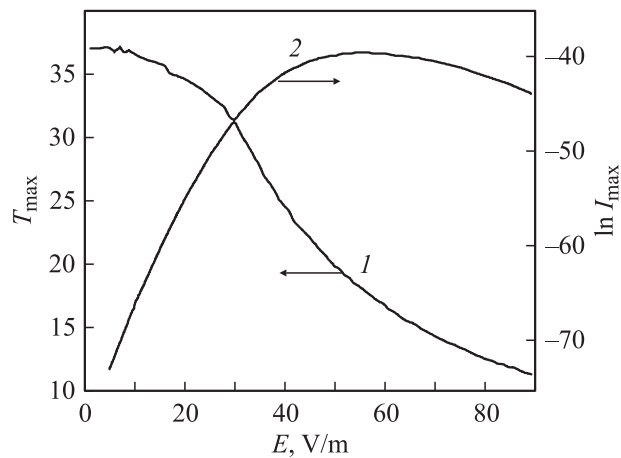


Рис. 6. Зависимости от напряжения электрического поля E безразмерного времени достижения пикового значения безразмерного фототока T_{\max} (1) и пикового значения тока I_{\max} (2).

На рис. 6 (кривая 2) показана зависимость пикового значения фототока от напряженности приложенного поля E . Выше $E = 50$ В/см, т.е. при $l_E \geq 2l_D$, обнаруживается участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, по-видимому, отвечающий переходу от амбиполярной диффузионной проводимости к дрейфовой проводимости, где подвижность определяется неосновными носителями, а знак их заряда при данной полярности внешнего поля приводит к уменьшению длины затягивания. Обнаруженный максимум на этой кривой при $l_E = l_D$ позволяет независимо определить время жизни носителей заряда.

Работа выполнена на оборудовании Аналитического центра коллективного пользования ДНЦ РАН и поддержана РФФИ, проект № 00-05-72031, и ФЦП „Интеграция“, проект № 4.15-Ч0009 (2002).

Список литературы

- [1] А.А. Абдуллаев, А.З. Гаджиев. ФТП, **25**, 30 (1991).
- [2] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977) с. 161.

Редактор Л.В. Шаронова

Kinetics of an ambipolar diffusion and drift of nonequilibrium carriers in semiconductors

A.A. Abdullaev, A.R. Aliev, I.K. Kamilov

Institute of Physics, Dagestan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia