

## ФОТОПРОВОДИМОСТЬ, ФОТОМАГНИТНЫЙ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТЫ

В ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕМ GaAs.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ

© И.А.Карпович, М.В.Степунова

Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия  
(Получена 3 июля 1995 г. Принята к печати 15 ноября 1995 г.)

Разработаны методики определения рекомбинационных параметров полуизолирующего GaAs на основе линейной теории фотопроводимости и фотомагнитного эффекта, а также подвижности основных фотоносителей — из магниторезистивного эффекта. Применимость линейной теории обеспечивается проведением фотоэлектрических измерений в малосигнальном режиме при достаточно интенсивной подсветке образца. Показана возможность значительного уменьшения рекомбинационной активности поверхности полуизолирующего GaAs методом гетероэпитаксиальной пассивации поверхности под слоем InGaP.

### Введение

Полуизолирующий (*s*) GaAs применяется в качестве активного материала и подложек при получении ряда электронных и фотоэлектронных приборов и схем [1], на работу которых оказывают влияние его рекомбинационные параметры. Определение этих параметров фотоэлектрическими методами, основанными на измерениях фотопроводимости (ФП) и фотомагнитного эффекта (ФМЭ) [2], представляет некоторые трудности из-за необходимости учета нелинейной рекомбинации неравновесных носителей в условиях высокого уровня фотоинжекции.

ФП и ФМЭ в *s*-GaAs:Сг исследовались в работах [3,4]. В [3] развита феноменологическая нелинейная теория этих явлений, учитывающая различие времен жизни электронов  $\tau_n$  и дырок  $\tau_p = \gamma\tau_n$  и их зависимость от уровня фотоинжекции  $\Delta n$  вида  $\tau_n \sim \Delta n^\delta$  ( $\gamma$  и  $\delta$  — некоторые константы), но не учитывающая поверхностную рекомбинацию. Разработанный в [4] численный метод определения рекомбинационных параметров из данных по ФП и ФМЭ основан на теории, содержащей двухуровневую модель рекомбинации по Шокли-Риду, и требует поэтому предварительного определения параметров двух типов ловушек (*HL-1* и *EL-2*), что затрудняет его применение.

Полученные в [3,4] рекомбинационные параметры  $s$ -GaAs: Ст сильно различаются: значения  $\tau_n$  — на 2, а  $\tau_p$  — на 4 порядка. Для параметра  $\gamma$  получены значения  $\sim 0.2$  [3] и  $\sim 10$  [4], для биполярной длины диффузии — около  $0.5$  [3] и  $(30-40)$  мкм [4].

В данной работе описана методика определения рекомбинационных параметров  $s$ -GaAs, основанная на обычной линейной теории ФП и ФМЭ [2]. Ее применимость обеспечивается измерением фотоэлектрических характеристик в малосигнальном режиме при постоянной подсветке образца. Исследованы влияние скорости поверхностной рекомбинации (СПР) на фотоэлектрические характеристики  $s$ -GaAs и возможность снижения СПР методом гетероэпитаксиальной пассивации поверхности под слоем InGaP, апробированным ранее на проводящем  $n$ -GaAs [5].

Вместо традиционной холловской методики определения подвижности основных носителей в работе применена более простая и удобная для  $s$ -GaAs методика измерения магниторезистивного эффекта. В связи с этим проведено ее обоснование для  $s$ -GaAs в условиях фотовозбуждения.

### Теория

При достаточно интенсивной постоянной подсветке образца белым светом и дополнительном модулированном монохроматическом освещении в любой точке образца реализуются условия линейной рекомбинации:  $\Delta n, \Delta p \ll n, p$ , где  $n$  и  $p$  — неравновесные концентрации электронов и дырок, созданные подсветкой. В приближении полубесконечного образца, т.е. при  $L, 1/\alpha \ll d$ , где  $L$  — длина биполярной диффузии носителей,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $d$  — толщина образца, ток короткого замыкания ФМЭ на единицу ширины образца  $I_{\text{РМЕ}}$  и приведенную к поверхностной фотопроводимость  $\Delta\sigma_{\text{РС}}$  можно записать в виде [2,6]

$$I_{\text{РМЕ}} = AB\alpha L^2(1 + \alpha L)^{-1} \left(1 + \frac{sL}{D}\right)^{-1}, \quad (1)$$

$$\Delta\sigma_{\text{РС}} = A\tau_{\text{РС}} \left(1 + \frac{sL}{D} \frac{1}{1 + \alpha L}\right) \left(1 + \frac{sL}{D}\right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $A = q\mu_n(1+b^{-1})\beta(1-R)J_0$ ,  $\mu_n$  — подвижность электронов,  $b = \mu_n/\mu_p$ ,  $\beta$  — квантовый выход,  $R$  — коэффициент отражения,  $J_0$  — интенсивность падающего монохроматического излучения,  $\tau_{\text{РС}}$  — время жизни, определяющее ФП,  $s$  — скорость поверхностной рекомбинации,  $D$  — коэффициент биполярной диффузии носителей.

При  $\tau_p = \gamma\tau_n$  и уровне подсветки  $p = \gamma n \gg p_0, n_0$ , где  $p_0, n_0$  — равновесные концентрации носителей,

$$D = \frac{n^{-1} + p^{-1}}{(nD_n)^{-1} + (pD_p)^{-1}} = \frac{\gamma + 1}{\gamma + b} D_n, \quad (3)$$

$$L = \sqrt{D\tau_{\text{РМЕ}}} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma + b} D_n\tau_n\right)^{1/2}. \quad (4)$$

$$\tau_{\text{PME}} = \frac{\tau_n n^{-1} + \tau_p p^{-1}}{n^{-1} + p^{-1}} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \tau_n, \quad (5)$$

$$\tau_{\text{PC}} = \frac{\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p}{\mu_n + \mu_p} = \frac{\gamma + b}{1 + b} \tau_n. \quad (6)$$

Исключая из (4) и (6)  $\tau_n$ , получаем уравнение для определения  $\gamma$

$$\gamma^2 + 2 \left[ b - (b + 1) \frac{D_n \tau_{\text{PC}}}{L^2} \right] \gamma + b^2 = 0. \quad (7)$$

Определение рекомбинационных параметров можно осуществить по следующей схеме. Из спектральной зависимости ФП (2), которая в области сильного поглощения ( $\alpha L \gg 1$ ) принимает вид

$$\Delta \sigma_{\text{PC}} = \Delta \sigma(0) \left( 1 + \frac{s}{D\alpha} \right). \quad (8)$$

где  $\Delta \sigma(0)$  — значение  $\Delta \sigma_{\text{PC}}$  при  $1/\alpha = 0$ , находим отношение  $s/D$ . Подставляя его в (1) и (2), из квадратного относительно  $L$  уравнения (1) определяем  $L$ , а затем из (2) —  $\tau_{\text{PC}}$ . Это позволяет из (7) найти  $\gamma$  и рассчитать величины  $\tau_n$ ,  $\tau_p$ ,  $D$  и  $s$ .

### Методика эксперимента

Исследовался *s*-GaAs марок АГЧП-4 (легированный  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  и индием), АГЧП-6 (нелегированный) и АГЧП-30 (изовалентно легированный In). Образцы готовились из пластин, вырезанных вдоль плоскости (100) и имевших толщину  $d \simeq 0.4$  мм. Для изменения СПР применялись три вида обработки поверхности: 1) химико-механическая полировка в суспензии абразивного порошка и травителя, 2) химическое травление поверхности после химико-механической полировки с удалением поверхностного слоя на глубину 2 мкм, 3) гетероэпитаксиальная пассивация травленной поверхности путем нанесения на нее методом МОС гидридной эпитаксии тонкого (20 нм) покровного слоя  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$  с  $x \simeq 0.5$  [5].

ФП и ФМЭ измерялись при модулированном ( $\sim 800$  Гц) монохроматическом освещении. В качестве источников света в монохроматоре и в оптической системе подсветки использовались лампы накаливания. Интенсивность падающего монохроматического излучения определялась с помощью калиброванного кремниевого фотодиода.

### Экспериментальные результаты и обсуждение

*Магниторезистивный эффект.* Темновая и фотопроводимость *s*-GaAs могут иметь смешанный характер [3,4]. Измерения магниторезистивного эффекта (МРЭ), как и измерения эффекта Холла, позволяют определить тип основных носителей и их подвижность.

При подсветке белым светом лампы накаливания около 90% изменения проводимости локализовано в приповерхностной области образца

Материал	Обработка поверхности	$L$ , мкм	$\tau_{rc}$ , $10^{-7}$ с	$\gamma$	$s$ , $10^4$ см/с
АГЧП-4	П	—	5.8	—	0.4
	Т	10	2.7	2.0	1.5
	ХМП	5.3	3.2	0.55	4.5
АГЧП-6	Т	5.4	0.4	3.0	2.8
	ХМП	3.0	0.5	2.4	7.6
АГЧП-30	Т	8.1	1.1	4.6	1.6
	ХМП	7.8	1.7	1.8	2.5

Примечание. П — пассивация, Т — травление, ХМП — химико-механическая полировка.

толщиной порядка  $L \ll d$ . Для осуществления короткого замыкания холловской эдс в этом проводящем канале при измерениях МРЭ отношение  $w/l$  ( $w$  — ширина образца,  $l$  — расстояние между электродами) делалось больше 5 и освещаемая плоскость образца располагалась перпендикулярно вектору магнитного поля  $\mathbf{B}$ . В этих условиях величина  $\eta_B = \Delta R_B/R$ , где  $\Delta R_B$  — изменение сопротивления образца  $R$  в магнитном поле, квадратично зависела от поля

$$\eta_B = c(\mu B)^2 \quad (9)$$

и достигала величины  $\eta_B = \simeq 0.4$  при  $B = 1.8$  Тл. В отсутствие эдс Холла константа  $c = \langle \tau^3 \rangle / \langle \tau \rangle^3$ , где  $\tau$  — время релаксации импульса, скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по энергии [7].

В экспериментах, проведенных на серии проводящих эпитаксиальных слоев  $n$ -GaAs с холловской подвижностью электронов  $\mu_{nH}$  в интервале  $(3000 - 6500)$  см<sup>2</sup>/В·с, было установлено, что в аналогичных условиях значения подвижности, рассчитанные из (9) при  $c = 1$ , практически совпадают с  $\mu_{nH}$  (отклонение меньше 10%). Это означает, что отношение  $\sqrt{c}/r$  ( $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$  — холловское отношение) близко к 1, что согласуется и с теоретическим значением этого отношения  $\sim 1.0$  и  $\sim 1.25$  для рассеяния на оптических фононах и ионах примеси соответственно [7] — основных механизмов рассеяния, определяющих подвижность электронов в GaAs в указанном диапазоне значений [1].

На образцах  $s$ -GaAs при подсветке были получены значения  $\mu = 2600$  (АГЧП-4), 3100 (АГЧП-30) и 3000 см<sup>2</sup>/В·с (АГЧП-6), которые близки к типичным значениям  $\mu_{nH}$  в  $s$ -GaAs (см., например, [8]). Эти данные указывают на преимущественно электронный тип ФП в исследованных материалах. Для большинства наших образцов, как видно из таблицы, параметр  $\gamma$  изменялся от 2 до 5, т.е. концентрация фотодырок была больше концентрации фотоэлектронов. Если пренебречь МРЭ на дырках, который в  $b^2 \simeq 400$  раз меньше, чем на электронах, то можно показать, что при учете дырочной компоненты фототока скорректиро-

ванная подвижность электронов, определяемая из МРЭ, составляет

$$\mu_n = \sqrt{\frac{b + \gamma}{b - \gamma \eta_B}} \mu \quad (10)$$

Поправка на  $\gamma$  не превышает 10%. Эти значения  $\mu_n$  использовались при расчетах рекомбинационных параметров. Для  $b$  принималось значение 20.

Заметим, что при измерениях ФМЭ использовались образцы с  $w/l \approx 0.5$  и освещенная плоскость располагалась параллельно В. Величина  $\eta_B$  в этом случае была менее 0.02.

*Фотопроводимость и фотомагнитный эффект.* Уровень подсветки удобно характеризовать значением фотопроводимости образца, которое  $\sim 5 \cdot 10^{-6}$  для АГЧП-4 и АГЧП-30 и  $\sim 3 \cdot 10^{-7}$  Ом<sup>-1</sup>/□ для менее фоточувствительного материала АГЧП-6. Максимальные значения  $\Delta\sigma_{PC}(h\nu)$  при наличии подсветки были примерно на 2 порядка меньше. Результаты, полученные на материалах разных марок, качественно не различались. Мы проиллюстрируем их данными для АГЧП-4, на котором проводились эксперименты по гетероэпитаксиальной пассивации поверхности. В таблице приведены сводные данные для всех материалов.

На рис. 1 показано влияние подсветки на спектры ФП и ФМЭ. На этом и других рисунках значения  $\Delta\sigma_{PC}$  и  $I_{PME}$  приведены к одинаковой интенсивности падающего на образец излучения. Характерный подъем на кривой 1 при  $h\nu > 1.6$  эВ и значительное, особенно в коротковолновой области, уменьшение  $\Delta\sigma_{PC}$  при подсветке непосредственно связаны с нелинейной рекомбинацией неравновесных носителей. Без подсветки параметр  $k$  в зависимости  $\Delta\sigma_{PC} \sim J_0^k$  меняется от 0.87 до 0.76 при изменении  $h\nu$  от 1.44 до 2 эВ. При подсветке  $k = 1$ , и спектр ФП принимает обычный при наличии поверхностной рекомбинации вид (кривая 2). Слабый спад  $\Delta\sigma_{PC}$  при  $h\nu > 1.5$  эВ на этой кривой описывается соотношением (8), что позволяет определить отношение  $s/D$  при разных обработках поверхности. При этом использовались значения  $\alpha(h\nu)$  из работы [9].

Фототок  $I_{PME}$  (рис. 1, кривые 3, 4) значительно слабее зависит от подсветки, чем  $\Delta\sigma_{PC}$ , что согласуется с более слабой нелинейностью зависимости  $I_{PME} \sim J_0^r$  ( $r = 0.96$  без подсветки).

На рис. 2 и 3 показано влияние состояния поверхности на спектры ФП и ФМЭ. Травление поверхности после химико-механической полировки в 2–3 раза увеличивает  $\Delta\sigma_{PC}$  в коротковолновой области и ток  $I_{PME}$ , но особенно сильно эффект снижения рекомбинационной активности поверхности проявляется на спектре ФП после гетероэпитаксиальной пассивации поверхности под слоем InGaP (кривая 1 на рис. 2). Коротковолновая фоточувствительность при этом увеличивается почти на порядок. Небольшое уменьшение фоточувствительности на кривой 1 при  $h\nu > 1.8$  эВ связано с поглощением излучения в поверхностном слое InGaP, ширина запрещенной зоны которого  $\sim 1.9$  эВ [5]. После стравливания этого слоя в подогретой соляной кислоте эффект пассивации полностью исчезает (кривая 4).

Неожиданным оказалось влияние гетероэпитаксиальной пассивации на ФМЭ (рис. 3): после пассивации поверхности ток  $I_{PME}$  умень-

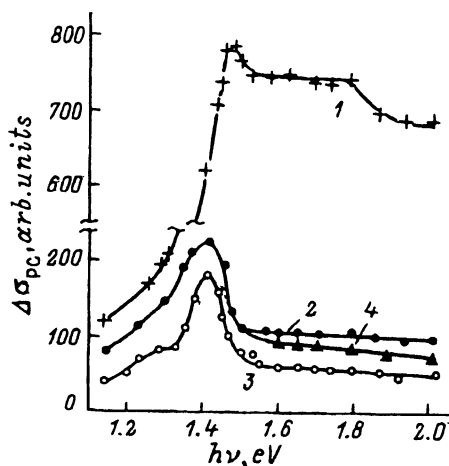
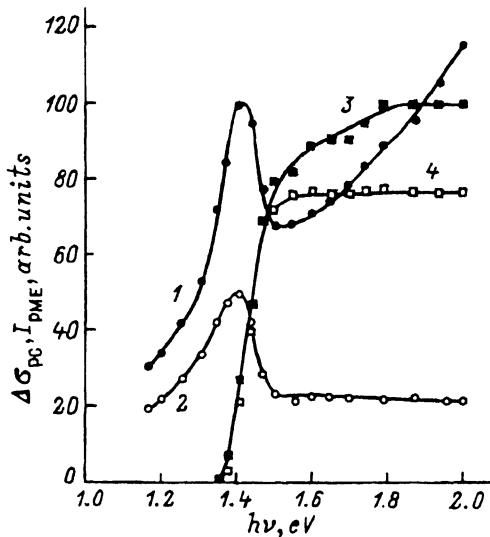


Рис. 1. Влияние подсветки на спектры фотопроводимости (1, 2) и фотомагнитного эффекта (3, 4). Спектры измерены: 1, 3 — без подсветки; 2, 4 — при подсветке.

Рис. 2. Влияние обработки поверхности на спектры фотопроводимости. Обработка: 1 — гетероэпитаксиальная пассивация, 2 — травление, 3 — химико-механическая полировка, 4 — удаление пассивирующего покрытия.

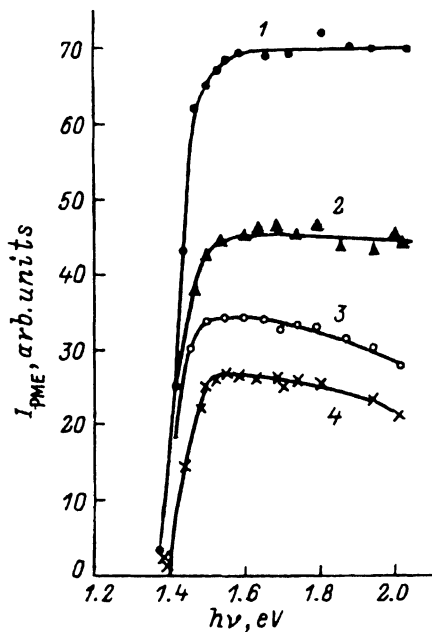


Рис. 3. Влияние обработки поверхности на спектры фотомагнитного эффекта. Обработка: 1 — травление, 2 — удаление пассивирующего покрытия, 3 — гетероэпитаксиальная пассивация, 4 — химико-механическая полировка.

шился примерно в 2 раза относительно тока для травленной поверхности (ср. кривые 1, 3). При удалении покровного слоя он увеличивается (кривая 2), что указывает на поверхностную природу эффекта. Поскольку данные по ФП определенно свидетельствуют о значительном уменьшении СПР при гетероэпитаксиальной пассивации, то уменьшение при этом  $I_{PME}$  можно объяснить, по-видимому, только появлением дрейфовой компоненты тока ФМЭ, направленной противоположно диффузионной компоненте, в результате образования изгиба зон соответствующего направления. При  $\gamma > 1$  для дрейфа электронно-дырочных пар к поверхности необходимо наличие изгиба зон вниз.

Заметим, что гетероэпитаксиальная пассивация проводящих эпитаксиальных слоев  $n$ -GaAs, наоборот, подавляет аномальную дрейфовую компоненту тока ФМЭ, обычно проявляющуюся на свободной поверхности, и ток ФМЭ при пассивации значительно возрастает [5].

Приведенные в таблице рекомбинационные параметры исследованных материалов рассчитаны по описанной выше схеме для  $h\nu = 1.44$  эВ ( $\alpha = 9 \cdot 10^3$  [9]). Для пассивированной поверхности параметры  $L$  и  $\gamma$  не определялись, так как теория не учитывает дрейфовую компоненту тока ФМЭ. Из таблицы видно, что, несмотря на разную технологию получения материалов, их рекомбинационные параметры не сильно различаются. Подтверждаются данные [4] о том, что в  $s$ -GaAs  $\tau_p > \tau_n$  ( $\gamma > 1$ ), однако из-за большого значения  $b \approx 20$  относительный вклад дырочной компоненты в ФП, равный  $\gamma/(\gamma + b)$ , для наших образцов не превышал 20%. Наши значения для  $\tau_n \approx \tau_{pC}$  близки к значениям, полученным в [4], значения  $\gamma$  и, соответственно,  $\tau_p$  примерно в 3-4 раза меньше, что вполне может быть связано с различиями в технологии получения материалов и обработки поверхности.

В работе [3], по-видимому, были определены эффективные значения  $\tau$  в слое толщиной  $\sim L$ . При этом, как следует из наших данных для  $s$ -GaAs:Cr (3 строка таблицы), можно было получить  $\tau \approx L/s \approx 10^{-8}$  с и  $\gamma < 1$ , приближающиеся к данным этой работы.

Как видно из таблицы, состояние поверхности влияет на значения объемных параметров  $L$ ,  $\tau_{pC}$  и  $\gamma$ . Это можно понять, если учесть, что эти параметры характеризуют приповерхностную область полупроводника толщиной  $\sim L$ , находящуюся в диффузионно-дрейфовом и рекомбинационном равновесии с поверхностью, причем приведенная к поверхностной концентрация неравновесных носителей в этой области  $\sigma_{pC}/q\mu_n \approx 10^{10}$  см<sup>-2</sup> на 2 порядка меньше плотности поверхностных состояний. Не удивительно поэтому, что изменения СПР или заряда поверхности при разных обработках могут существенно влиять на уровень фотоинъекции и баланс электронов и дырок в этой области.

#### Список литературы

- [1] *Полевые транзисторы на арсениде галлия*, под ред. Д.В. Ди-Лоренцо, Д.Д. Канделуола (М., Радио и связь, 1988).
- [2] Ю.И. Равич. *Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение* (М., Сов. радио, 1967).
- [3] S.S. Li, C.I. Huang. J. Appl. Phys., **43**, 1757 (1972).
- [4] M.J. Papastamatiou, G.V. Papaioannou. J. Appl. Phys., **68**, 1094 (1990).

- [5] И.А. Карлович, Б.И. Бедный, Н.В. Байдусь, Л.М. Батукова, Б.Н. Звонков, М.В. Степихова. ФТП, **27**, 1736 (1993).
- [6] В.К. Субашиев. ФТП, **6**, 1956 (1994).
- [7] П.С. Киреев. *Физика полупроводников* (М., Выш. шк., 1969).
- [8] L. Hrivnak, J. Vetko. Phys. St. Sol. (b), **112**, k143 (1982).
- [9] *Оптические свойства полупроводников*, под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира (М., Мир, 1970).

Редактор Т.А. Полянская

## **Photoconductivity, photomagnetolectric and magnetoresistive effects in semi-insulating GaAs. Determination of recombination parameters**

*I.A.Karpovich, M.V.Stepikhova*

N.I.Lobachevskii Nezhnii Novgorod State University, 603600 Nizhnii Novgorod, Russia

Techniques for determination of the recombination parameters of the semi-insulating GaAs based on the linear theory of photoconductivity and of photomagnetolectric effect and of the majority photocarriers mobility from magnetoresistive effect have been developed. Applicability of the linear theory is proved by carrying out the photoelectric measurements in the small signal mode against the background of rather intensive constant illumination of the sample. Possibility of considerable reduction of the recombination activity of a semi-insulating GaAs surface by the method of the heteroepitaxial passivation of the surface under InGaP layer has been shown.

---