

©1995 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФУЗИОННО-РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДОМ

*А.В.Штурбин, В.А.Шалыгин, В.И.Стафеев**

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251, Санкт-Петербург, Россия

*Научно-производственное объединение «Орион»,
111123, Москва, Россия

(Получена 19 декабря 1994 г. Принята к печати 27 февраля 1995 г.)

Описан новый метод определения диффузионно-рекомбинационных параметров полупроводников, основанный на бесконтактной регистрации электрических токов, генерируемых в полупроводнике за счет фотомагнитного эффекта. Проведены экспериментальные исследования при температуре 77 К в магнитных полях до 0.2 Тл на объемных образцах (InSb , $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$) и на эпитаксиальных слоях ($\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$). В условиях поверхностного фотовозбуждения неравновесных носителей заряда максимальная интенсивность генерации электронно-дырочных пар составляла $10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Из анализа полевых и люкс-амперных характеристик фотомагнитного эффекта определены подвижность неосновных носителей заряда, скорость поверхностной рекомбинации, зависимость биполярной диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей от уровня возбуждения. Для InSb и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ определены константы оже-рекомбинации.

1. Введение

Конструирование и изготовление разнообразных инфракрасных фотодетекторов на основе полупроводниковых монокристаллов и эпитаксиальных структур требует знания таких характеристик, как объемные времена жизни неравновесных носителей заряда и их подвижности. В основе большинства известных методов определения этих параметров лежат контактные измерения фотопроводимости и фотомагнитного эффекта [1-3]. Известны также бесконтактные методики исследования фотопроводимости, в которых неравновесная проводимость регистрируется по прохождению через возбужденный образец инфракрасной или СВЧ электромагнитной волны [4,5]. Насколько нам известно, бесконтактные исследования фотомагнитного эффекта ранее не проводились, поэтому разработка методики подобных исследований представляется актуальной. Именно это и являлось основной целью

данной работы. При этом ставилась задача создать методику, пригодную для определения диффузионно-рекомбинационных параметров не только в объемных образцах, но также и в эпитаксиальных структурах. По отношению к последним бесконтактность диагностической процедуры особенно актуальна.

Разработанная методика основана на регистрации магнитного потока, обусловленного электрическими токами, возникающими в образце при фотомагнитном эффекте. Экспериментальная апробация методики проведена на узкозонных полупроводниках InSb и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.2$), которые давно привлекают пристальное внимание исследователей ввиду их перспективности для инфракрасной оптоэлектроники [6–10]. Предпринятые исследования люкс-амперных характеристик фотомагнитного эффекта в широком диапазоне интенсивностей возбуждения позволили проанализировать особенности рекомбинационных процессов в этих материалах.

Проведены также бесконтактные исследования фотомагнитного эффекта в эпитаксиальных пленках $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0.2$), о фотоэлектрических свойствах которых имеются немногочисленные, порой противоречивые публикации [11–13].

2. Методика исследований

На поверхности исследуемого образца с помощью модулированного светового пучка создается локальная область возбуждения неравновесных носителей заряда. Для упрощения анализа результатов целесообразно пятно засветки сделать прямоугольным (рис. 1). Неравновесные носители заряда, созданные светом, диффундируют из области возбуждения в остальные части образца. Если спектральный состав светового пучка таков, что он в основном поглощается вблизи освещенной поверхности («поверхностное возбуждение»), и размеры светового пятна заведомо больше диффузионной длины неравновесных носителей, то основной диффузионный поток направлен в глубь образца по нормали к поверхности.

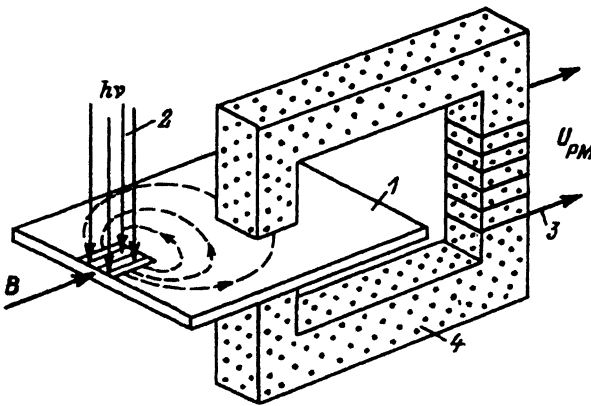


Рис. 1. Конфигурация опыта по бесконтактной регистрации тока, обусловленного фотомагнитным эффектом. 1 — исследуемый полупроводниковый образец, 2 — возбуждающий световой пучок, 3 — считывающая катушка, 4 — сердечник из альсифера или феррита.

Этот диффузионный поток взаимодействует с постоянным магнитным полем \mathbf{B} , ориентированным перпендикулярно направлению распространения света \mathbf{x} . В результате этого взаимодействия возникает магнитодиффузионный ток, перпендикулярный векторам \mathbf{B} и \mathbf{x} . Таким образом, область образца, расположенная под световым пятном, выступает в роли генератора тока. Размеры этой области примерно равны $a \times b \times l$, где $a \times b$ — размеры светового пятна, а l — наименьшая из двух величин d (толщина образца) или L (длина диффузии неравновесных носителей заряда). Весь остальной объем образца является для указанного генератора тока внешней нагрузкой. Токи, текущие в этой цепи, могут быть зарегистрированы бесконтактным способом через их магнитный поток. Для его улавливания устанавливается специальная считывающая магнитная головка на сердечнике с большой магнитной проницаемостью (рис. 1).

Возникает вопрос — как связана эдс в магнитной головке с диффузионно-рекомбинационными параметрами полупроводника? Если мысленно вырезать из пластины освещенную часть, на торцы вырезанного параллелепипеда нанести контакты (в направлении, перпендикулярном \mathbf{B}) и соединить их накоротко, то в этой воображаемой цепи потечет ток. Величина этого тока может быть рассчитана по известным формулам, описывающим фотомагнитный эффект в режиме короткого замыкания.

Для объемного образца, толщина которого значительно превышает диффузионную длину, этот ток J_{PM} в условиях поверхностного возбуждения описывается следующими выражениями [2]:

$$J_{PM} = \frac{eg_s L^* (\theta_n + \theta_p) a}{1 + S_1^*}, \quad (1)$$

$$L^* = \left[\tau \frac{kT}{e} \frac{n^{-1} + p^{-1}}{(n\mu_n^*)^{-1} + (p\mu_p^*)^{-1}} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\mu_{n,p}^* = \frac{\mu_{n,p}}{1 + \theta_{n,p}^2}, \quad \theta_{n,p} = \mu_{n,p} B, \quad (3)$$

$$S_1^* = s_1 \frac{L^*}{D^*}, \quad D^* = \frac{(L^*)^2}{\tau}, \quad (4)$$

где g_s — скорость поверхностной генерации электронно-дырочных пар, s_1 — скорость поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности, а S_1^* — соответствующая ей приведенная безразмерная величина, L^* и D^* — эффективная диффузионная длина¹ и коэффициент диффузии при данном магнитном поле B и уровне возбуждения g_s , θ_n и θ_p — холловские углы для электронов и дырок, μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок (в предельно слабом магнитном поле), τ — время жизни неравновесных носителей заряда,² n и p — неравновесные концентрации электронов и дырок, T — температура, a — ширина светового пятна вдоль магнитного поля, k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона.

¹ Для диффузионной длины наряду с L^* мы используем также следующие обозначения: $L = L^*|_{B=0}$ и $L_0 = L|_{g_s=0}$

² В общем случае, когда времена жизни электронов (τ_n) и дырок (τ_p) не совпадают, в (2) и (4) в качестве τ фигурирует постоянная времени τ_{PM} , определяемая далее соотношением (11).

Применительно к эпитаксиальным структурам может быть использована модель, рассмотренная в [13], согласно которой ток короткого замыкания фотомангнитного эффекта складывается из двух компонент: диффузионной (J_{dif}) и градиентной (J_{grad}). Первая обусловлена диффузией неравновесных носителей, неравномерно распределенных по толщине образца. Вторая обусловлена дрейфом неосновных носителей во внутреннем эффективном электрическом поле E^* , возникающем за счет градиента состава, и, следовательно, градиента ширины запрещенной зоны по толщине пленки твердого раствора. Согласно [13] для полупроводника p -типа проводимости при условии поверхностного возбуждения

$$J_{PM} = J_{\text{dif}} + J_{\text{grad}}, \quad (5)$$

$$J_{\text{dif}} = \frac{eg_s L^* (\theta_n + \theta_p) a}{z} \left\{ S_2^* - P_1 + (P_2 - S_2^*) \exp \left[(P_1 - P_2) \frac{d}{L^*} \right] + (P_1 - P_2) \exp \left(P_1 \frac{d}{L^*} \right) \right\}, \quad (6)$$

$$J_{\text{grad}} = -\frac{eg_s \mu_n^* E^* (\theta_n + \theta_p) a}{z} \left\{ (1 + P_2 S_2^*) - (1 + P_1 S_2^*) \exp \left[(P_1 - P_2) \frac{d}{L^*} \right] + S_2^* (P_1 - P_2) \exp \left(P_1 \frac{d}{L^*} \right) \right\}, \quad (7)$$

$$z = (S_1^* + P_2)(S_2^* - P_1) - (S_1^* + P_1)(S_2^* - P_2) \exp \left[(P_1 - P_2) \frac{d}{L^*} \right], \quad (8)$$

$$P_{1,2} = -L^* \frac{\zeta}{2} \pm \left[\left(L^* \frac{\zeta}{2} \right)^2 + 1 \right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$S_{1,2}^* = \frac{\tau s_{1,2}}{L^*}, \quad \zeta = \frac{eE^*}{kT}, \quad E^* = \frac{1}{e} \frac{dE_g}{dy}, \quad (10)$$

где d — толщина эпитаксиальной пленки, S_1^* и S_2^* — приведенные безразмерные скорости рекомбинации соответственно на освещенной и тыльной стороне пленки, dE_g/dy — скорость изменения ширины запрещенной зоны полупроводника в направлении внутренней нормали к освещенной поверхности.

Вернемся к рис. 1. В действительности ток J_{PM} , вырабатываемый в фотовозбужденной области, частично замыкается через ее внутреннее сопротивление R_i , а частично — через остальной объем образца, сопротивление которого обозначим R_e . Если возбуждение слабое и размеры области фотовозбуждения в несколько раз меньше размеров полупроводниковой пластины, то можно показать, что отношение R_e/R_i будет постоянным для всех полупроводников (при $L \ll a, b, d$). Постоянным будет и коэффициент взаимной индуктивности, определяющий

связь между образцом и считывающей магнитной головкой. Следовательно, в этом практически важном случае можно однократной калибровкой с помощью эталонного полупроводника (например, InSb) установить коэффициент пропорциональности $K = U_{PM}/J_{PM}$, где U_{PM} — эдс, наводимая в считывающей магнитной головке при возбуждении образца модулированным светом.

В случае сильного возбуждения (когда концентрации неравновесных носителей превышают концентрации равновесных) коэффициент K начинает зависеть от интенсивности света. Эта зависимость была рассчитана через вклад относительного изменения электропроводности фотовозбужденной области $\Delta\sigma/\sigma$ в R_i . Отметим, что при $\Delta\sigma/\sigma = 30$ коэффициент K уменьшается на 18%.

3. Экспериментальная аппаратура

С целью проведения экспериментальных исследований нами были изготовлены два варианта измерительной установки. Один был предназначен для исследования магнитолевых зависимостей фотомагнитного эффекта, а другой — для измерения его люкс-амперных характеристик. Опишем особенности этих установок.

Первая экспериментальная установка. Возбуждающее излучение создавалось светодиодной матрицей ($\lambda = 0.95$ мкм). Светодиоды питались синусоидальным напряжением, с частотой 18 кГц, что соответствовало собственному резонансу считывающей катушки магнитной головки. Эта частота достаточно низка, чтобы обеспечить квазистационарный режим измерений фотомагнитного эффекта ($\omega\tau \ll 1$), которому соответствует приведенные выше теоретические формулы. К образцу, помещенному в азотный криостат, излучение светодиодов подводилось с помощью волоконно-оптического кабеля. Максимальная плотность потока фотонов на поверхности образца составляла $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. С учетом квантового выхода и потерь на отражение это соответствовало скорости поверхностной генерации электронно-дырочных пар $g_s = 5.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для InSb и $7.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Регистрирующая магнитная головка имела сердечник из альсифера, концы регистрирующей катушки подключались к симметричному входу синхронного детектора. Сигнал с измерительного усилителя регистрировался цифровым вольтметром.

Магнитное поле в образце создавалось стержневым электромагнитом, меняя ток питания которого можно было варьировать B в интервале от 0 до 0.2 Тл.

Вторая экспериментальная установка. Другая установка была нацелена на исследование зависимости диффузионной длины (и времени жизни) от уровня возбуждения.

Источником света служила галогенная лампа. Световой пучок модулировался с частотой 5.5 кГц и фокусировался на образце. Интенсивность возбуждения регулировалась с помощью набора сменных диафрагм и нейтральных серых фильтров. Образец размещался в азотном криостате, непосредственно в жидком азоте. Там же помещался и магнит (SmCo_5), создающий в области зондирования постоянное магнитное поле $B = 0.18$ Тл. Размер области зондирования определялся маской с прямоугольным отверстием $1.5 \times 6 \text{ мм}^2$.

Считывающая магнитная головка имела массивный сердечник из феррита и двухсекционную катушку, включенную в контур, настраиваемый на частоту модуляции. Сигнал после усиления и синхронного детектирования регистрировался цифровым вольтметром.

Максимальный уровень возбуждения, т.е. скорость генерации электронно-дырочных пар на единицу площади области возбуждения, составлял $g_s = 6.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для InSb и $g_s = 8.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \simeq 0.2$). Эти цифры получены на основании измерения интегральной интенсивности света в плоскости образца (в максимуме 1.2 Вт/см^2), а также известных данных о спектрах излучательной способности вольфрама [14], коэффициента отражения света и квантового выхода для InSb [15,16] и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [17].

4. Исследования антимолибдита индия

Сначала для антимолибдита индия были проведены традиционные контактные измерения фотомагнитного эффекта и фотопроводимости, позволившие однозначно определить его диффузионно-рекомбинационные параметры. Затем на образце из этого же материала проводились бесконтактные измерения фотомагнитного эффекта, во-первых, с целью экспериментально убедиться, что наблюдаемые бесконтактным способом закономерности согласуются с данными контактных измерений, а во-вторых, чтобы установить количественную связь между фотомагнитным током в образце и эдс, наводимой в считывающей магнитной головке. После такой калибровки измерительной установки были проведены исследования фотомагнитного эффекта в антимолибдате индия в широком диапазоне интенсивностей фотовозбуждения, вплоть до $g_s \simeq 10^{19} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что на 2 порядка превышает предел фотовозбуждения по сравнению с аналогичными исследованиями [7]. В результате этих исследований удалось найти параметры центров захвата, ответственных за рекомбинацию по Шокли-Риду, а также определить константу оже-рекомбинации.

Образцы для контактных и бесконтактных измерений были изготовлены из одной и той же пластины p -InSb (концентрация дырок $p_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu_p = 8000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), их поверхности обрабатывались полирующим травителем.

Контактные измерения проведены при $T = 77 \text{ К}$ в условиях *слабого возбуждения*. По спаду фотопроводимости была измерена соответствующая ей постоянная времени $\tau_{PC} = 2.0 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, по отношению амплитуды фотомагнитной эдс и сигнала фотопроводимости с помощью известного соотношения [2] была получена постоянная времени фотомагнитного эффекта $\tau_{PM} = 5.9 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Как известно [2],

$$\tau_{PM} = \frac{\tau_n n^{-1} + \tau_p p^{-1}}{n^{-1} + p^{-1}}, \quad \tau_{PC} = \frac{\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p}{\mu_n + \mu_p}. \quad (11)$$

Отсюда можно отдельно найти τ_n и τ_p . В использованном материале $\mu_n \gg \mu_p$, кроме того, при слабом возбуждении $p \simeq p_0 \gg n \simeq n_0$, следовательно, $\tau_{PM} \simeq \tau_n$ и $\tau_{PC} \simeq \tau_n + \tau_p \mu_p / \mu_n$. Анализ экспериментальной

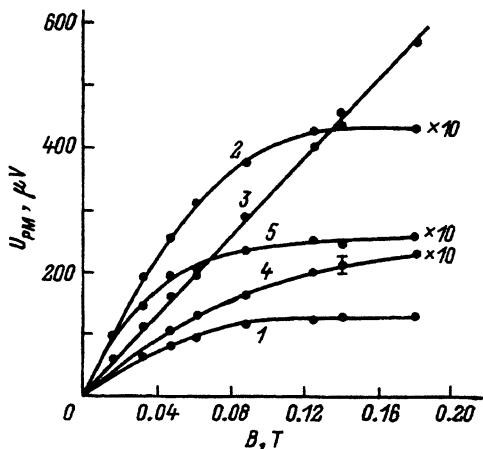


Рис. 2. Магнитополевые зависимости фотомангнитного эффекта в различных полупроводниках при слабом возбуждении. Объемные образцы: 1 — $p\text{-InSb}$, 2 — $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, 3 — $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. 4, 5 — эпитаксиальные пленки К4 и М31 соответственно. Сплошные линии — расчет при оптимальных значениях подгоночных параметров μ_n и S .

магнитополевой зависимости фотомангнитного эффекта (рис. 2) с помощью формулы (1) позволил определить μ_n и $S = S^*|_{B=0}$, после чего было рассчитано τ_p , которое оказалось на несколько порядков больше, чем τ_n .

Асимметрию времен жизни электронов и дырок в $p\text{-InSb}$, как известно [6-8], связывают с наличием центров захвата. Последние должны приводить также к возрастанию диффузионной длины с ростом уровня возбуждения.

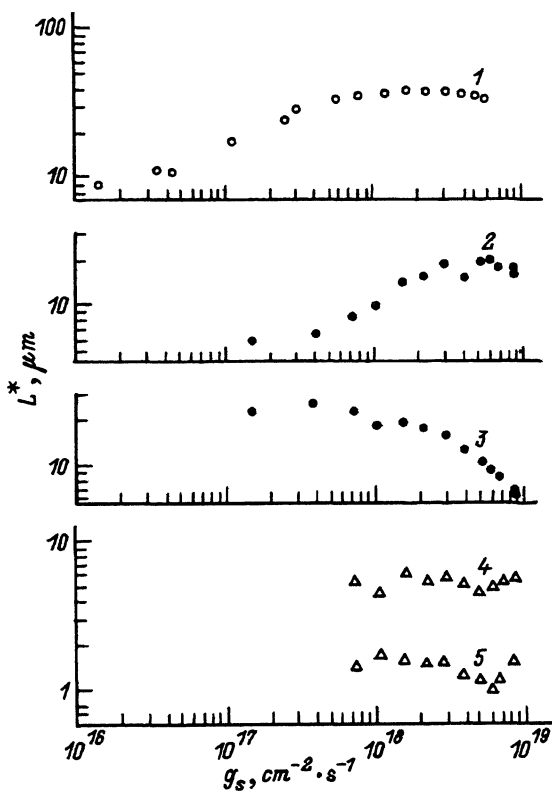


Рис. 3. Диффузионная длина неравновесных носителей в зависимости от уровня возбуждения. $B = 0.12$ Тл. Обозначения соответствуют рис. 2.

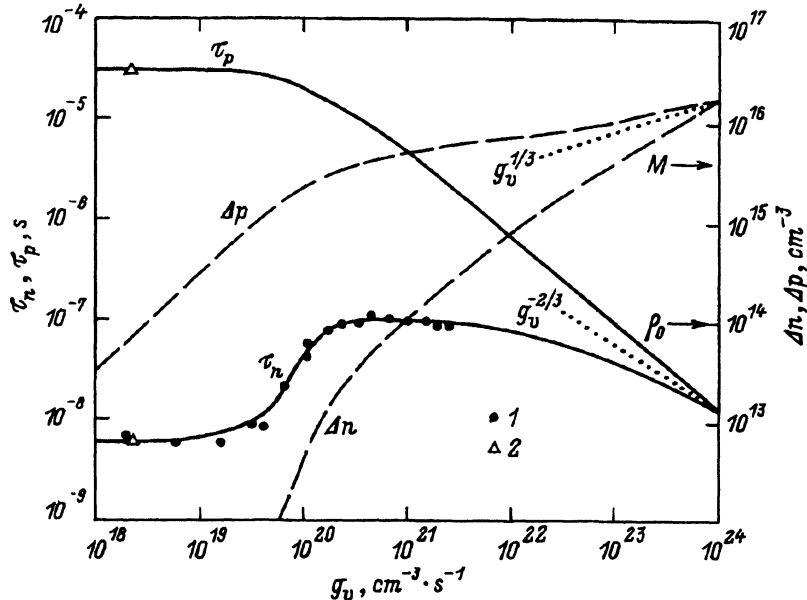


Рис. 4. К анализу механизмов рекомбинации в p -InSb. 1 — данные бесконтактных измерений, 2 — результаты контактных измерений, сплошные и штриховые линии — расчет.

На рис. 3 показана зависимость диффузионной длины L^* от скорости поверхностного возбуждения g_s , рассчитанная с помощью (1) по люкс-амперной характеристике фотомагнитного эффекта (измеренной бесконтактно). При переходе от низкого уровня возбуждения к высоким L^* возрастает в 4 раза.

Для детального обсуждения рекомбинационных процессов удобнее перейти к зависимости $\tau_n(g_v)$, где $g_v = g_s/L^*$ — средняя скорость генерации электронно-дырочных пар в единице объема для приповерхностного слоя толщиной L^* (в расчетах с помощью (4) можно положить $D^* = \text{const}(g_s)$, так как в магнитном поле $B = 0.18$ Тл даже при самом большом уровне возбуждения этот параметр уменьшается всего на 20%). Полученная таким образом экспериментальная зависимость времени жизни электронов от g_v приведена на рис. 4. Эту зависимость можно удовлетворительно объяснить сочетанием двух рекомбинационных механизмов: рекомбинации Шокли-Рида и оже-рекомбинации.

Первый механизм (рекомбинация через локальные центры в запрещенной зоне) преобладает при относительно невысоких интенсивностях возбуждения ($g_v < 10^{20}$ $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$). Рост времени жизни электронов в этой области обусловлен возрастающим заполнением локальных центров электронами по мере увеличения g_v . Аналогичная картина наблюдалась в p -InSb в работе [7].

В настоящей работе достигнуты значительно более высокие интенсивности фотовозбуждения ($g_v > 10^{21}$ $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), когда начинает доминировать другой механизм — межзонная ударная рекомбинация. Это позволило впервые применить фотомагнитный эффект для определения константы Оже.

При совместном действии двух указанных механизмов рекомбинации стационарные неравновесные добавки к концентрациям неравновесных электронов и дырок можно записать в виде

$$\Delta n = g_v \tau_n, \quad 1/\tau_n = 1/\tau_{n_{SR}} + 1/\tau_{n_A}, \quad (12)$$

$$\Delta p = g_v \tau_p, \quad 1/\tau_p = 1/\tau_{p_{SR}} + 1/\tau_{p_A}, \quad (13)$$

где индекс «SR» соответствует рекомбинации по Шокли-Риду, а индекс «A» — оже-рекомбинации.

Скорости оже-рекомбинации определяются константой B_A и концентрациями носителей в зонах [3],

$$\Delta n/\tau_{n_A} = \Delta p/\tau_{p_A} = B_A(p_0 + \Delta p)(n_0 \Delta p + \Delta p \Delta n + p_0 \Delta n), \quad (14)$$

где n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок. Скорости рекомбинации через локальные центры зависят от концентрации центров M , их глубины залегания E_M , а также коэффициентов захвата на центры для электронов и дырок γ_n и γ_p [1],

$$\Delta n/\tau_{n_{SR}} = \gamma_n(n_0 + \Delta n)(M - m) - \gamma_n m N_{cM}, \quad (15)$$

$$\Delta p/\tau_{p_{SR}} = \gamma_p m(p_0 + \Delta p) - \gamma_p(M - m)P_{vM}, \quad (16)$$

$$N_{cM} = N_c \exp\left(\frac{-E_g + E_M}{kT}\right), \quad P_{vM} = P_v \exp\left(-\frac{E_M}{kT}\right), \quad (17)$$

$$m - m_0 = \Delta p - \Delta n, \quad \frac{m_0}{M - m_0} = \frac{n_0}{N_{cM}}, \quad (18)$$

где $N_c = 5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $P_v = 1.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ — плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне при $T = 77 \text{ К}$ [18]; m и m_0 — неравновесная и равновесная концентрации электронов на локальных центрах.

С помощью (12)–(18) можно рассчитать зависимость $\tau_n(g_v)$, сравнение последней с экспериментом позволяет определить параметры рекомбинационных процессов. Чтобы сократить число подгоночных параметров, выразим коэффициенты захвата γ_n и γ_p через времена жизни электронов и дырок при низком уровне возбуждения (τ_n^0 и τ_p^0), которые известны из эксперимента:

$$\gamma_n = \frac{1}{\tau_n^0(M - m_0) - \tau_p^0(n_0 + N_{cM})}, \quad \gamma_p = \frac{1}{\tau_p^0 m_0}. \quad (19)$$

В итоге остается три подгоночных параметра: M , E_M и B_A . Как показывает анализ, параметры локальных центров M и E_M контролируют местоположение и крутизну взлета кривой $\tau_n(g_v)$, а константа оже-рекомбинации B_A задает уровень, на котором ограничивается рост τ_n . Благодаря этому процедура подгонки (использовался метод симплекс-минимизации) приводит к однозначному результату. Для локальных центров получены глубина залегания $E_M = 58 \text{ мэВ}$ (выше потолка валентной зоны) и концентрация центров $M = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Найденная концентрация близка к ожидаемой концентрации заряженных примесей, оцененной по разнице между паспортным значением подвижности дырок в образце и предельной величиной этого параметра в чистом материале для $T = 77 \text{ К}$ [19]. Для константы оже-рекомбинации получено значение $B_A = 2.7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, что близко к данным [20,21] и почти на порядок превышает результат [22].

5. Исследования твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$

Исследованные пластины и эпитаксиальные пленки твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ имели травленную поверхность. Их паспортные данные, а также результаты анализа проведенных экспериментов по исследованию фотомагнитного эффекта сведены в таблицу.

Бесконтактные исследования магнитополевых зависимостей фотомагнитного эффекта в пластинах и эпитаксиальных пленках $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ (рис. 2) позволили уверенно определять подвижность неосновных носителей — электронов с помощью формул (1)–(4). Что касается приведенной скорости поверхностной рекомбинации S , то только в одной пластине она составляла большую величину ($S = 0.85$), в остальных была ниже порога чувствительности ($S < 0.1$). Магнитополевая зависимость фотомагнитного эффекта в пластине $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ для полей $B \leq 0.18$ Тл абсолютно линейна, что обусловлено низкой подвижностью неосновных носителей — дырок, приводящей к независимости эффективной диффузионной длины от магнитного поля: $L^* = \text{const}(B) = L(\mu_p^2 B^2 \ll 1)$. Поскольку подобные исследования не дают возможности определить величину μ_p , для этого образца их пришлось дополнить исследованиями температурной зависимости эффекта Холла и электропроводности.

Несмотря на малую подвижность дырок (и, соответственно, низкий коэффициент диффузии), в образце $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ наблюдаются тем не менее самые высокие значения фотомагнитной ЭДС. Следовательно, он характеризуется большой диффузионной длиной L , что связано с большим временем жизни неосновных носителей. На рис. 3 приведена зависимость $L^* = L$ от скорости поверхностной генерации электронно-дырочных пар g_s , а на рис. 5 — полученная в результате ее пересчета зависимость времени жизни дырок от объемной скорости генерации в слое фотовозбуждения. Видно, что при скорости фотовозбуждения $g_v > 1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ экспериментальные точки хорошо

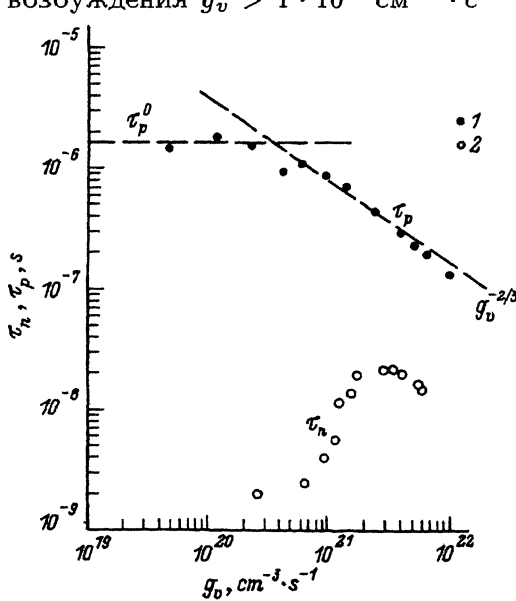


Рис. 5. Зависимость времени жизни неосновных носителей от уровня возбуждения для пластины $n-Cd_xHg_{1-x}Te$ (1) и $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ (2).

№ образца	Полупроводник	Вид материала	Толщина d , мкм	Концентрация основных носителей $p_0 n_0$, см ⁻³	Подвижности		S_1	L_{0i} , мкм	Времена жизни	
					μ_n , см ² /В·с	μ_p , см ² /В·с			τ_n^0 , с	τ_p^0 , с
1	p -InSb	О	1070	$1.0 \cdot 10^{14}$	123000	8000	0.12	22	$5.9 \cdot 10^{-9}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
38	p -Cd _x Hg _{1-x} Te $x \approx 0.20$	О	600	$4.1 \cdot 10^{15}$	83000	560	0.85	10	$1.8 \cdot 10^{-9}$	
34	n -Cd _x Hg _{1-x} Te $x = 0.188 \div 0.200$	О	850	$3.0 \cdot 10^{14}$	220000	500	—	24		$1.7 \cdot 10^{-6}$
К4	p -Cd _x Hg _{1-x} Te $x = 0.198 \div 0.213$	Э	23	$9.0 \cdot 10^{16}$	86000	230	< 0.1	9.2	$1 \cdot 10^{-9}$	
М31	p -Cd _x Hg _{1-x} Te $x = 0.216 \div 0.223$	Э	20	$2.0 \cdot 10^{16}$	210000	400	< 0.1	> 4.7	$> 1.6 \cdot 10^{-10}$	

Примечание. О — объемный материал, Э — эпитаксиальная пленка.

ложатся на зависимость $\tau_p \sim g_v^{-2/3}$. Такая зависимость соответствует механизму оже-рекомбинации, когда $\Delta p = \Delta n \gg n_0$. Это позволяет по измеренным значениям τ_p определить константу оже-рекомбинации (для eeh -процесса):

$$B_A = \frac{1}{\tau_p(\Delta p)^2} = \frac{1}{g_v^2 \tau_p^3} = 1.8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}. \quad (20)$$

Этот результат очень хорошо согласуется с данными исследований фотопроводимости в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при высоких уровнях возбуждения [3].

Наблюдаемые закономерности изменения эффективной диффузионной длины и времени жизни электронов в зависимости от уровня фотовозбуждения для пластины $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (рис. 3 и 5) качественно повторяют аналогичные зависимости для $p\text{-InSb}$. В диапазоне g_v от 10^{21} до $10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ τ_n возрастает примерно на порядок, что, по-видимому, связано с заполнением избыточными электронами локальных центров, обеспечивающих рекомбинацию по Шокли-Риду. При более высоких уровнях возбуждения рост времени жизни электронов ограничивается процессами оже-рекомбинации.

Перейдем теперь к результатам исследований эпитаксиальных пленок $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Исследовались пленки, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке из CdTe . Известно, что такие структуры характеризуются неоднородным распределением состава по толщине пленки, причем x монотонно растет по мере удаления от свободной поверхности пленки, достигая 1 на границе с подложкой. Поскольку в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с ростом x растет ширина запрещенной зоны (вблизи $x = 0.2$ $dE_g/dx = 1.64 \text{ эВ}$ при $T = 77 \text{ К}$ [17]), имеющая место варизонность порождает встроенное поле E^* (10), прижимающее неравновесные электроны к свободной поверхности пленки. Поэтому при возбуждении эпитаксиальной структуры со стороны пленки градиентная компонента фотоманнитного тока направлена навстречу диффузионной, что приводит к уменьшению результирующего фотоманнитного сигнала. Это иллюстрирует рис. 6, на котором приведены результаты расчета для типичных значений градиента состава в приповерхностном слое пленки.

Для образца К4 был проведен рентгеноспектральный микроанализ скола эпитаксиальной структуры. Было установлено, что часть пленки, примыкающая к ее свободной поверхности и составляющая $2/3$ ее толщины, характеризуется небольшим постоянным градиентом состава $dx/dy = 2 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$ (ему соответствует встроенное поле $E^* = 32 \text{ В/см}$). Далее, по мере приближения к подложке, градиент монотонно нарастает, увеличиваясь в десятки и сотни раз, и только в непосредственной близости к подложке он быстро сходит на нет.

Для области с постоянным градиентом состава можно использовать формулы (6)–(10), тогда из измерений фотоманнитного тока получается значение диффузионной длины $L^* = 5 \text{ мкм}$ (при $B = 0.18 \text{ Тл}$), не зависящее от уровня возбуждения (рис. 3). При этом время жизни неосновных носителей $\tau_n = 1 \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Заметим, что в этом образце градиентная компонента в значительной степени подавляет диффузионную: $J_{\text{grad}} = -0.86 J_{\text{dif}}$.

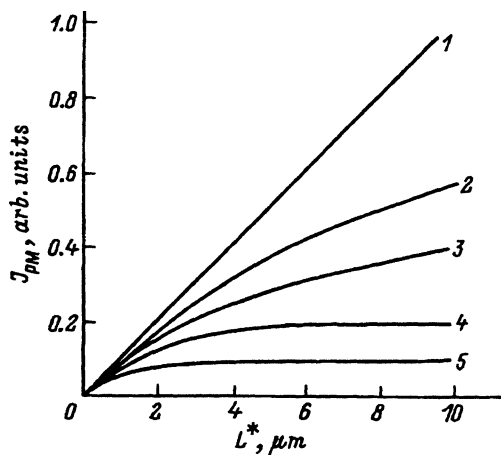


Рис. 6. Зависимость измеряемого фотоманнитного тока J_{PM} в эпитаксиальных пленках $Cd_xHg_{1-x}Te$ от диффузионной длины L^* при различных скоростях изменения состава (содержания Cd x) по толщине пленки y . dx/dy , $мкм^{-1}$ (E^* , В/см): 1 — 0 (0), 2 — 0.0005 (8), 3 — 0.001 (16), 4 — 0.002 (32), 5 — 0.004 (64). Расчет для случая поверхностного возбуждения. при $d/L^* \gg 1$ и $S_1^* = 0$.

Для образца М31 рентгеноспектральный микроанализ не проводился. Если для оценок предположить, что градиент состава в нем такой же, как в образце К4, то это приводит к значениям диффузионной длины $L^* = 1.2$ мкм и времени жизни электронов $\tau_n = 1.6 \cdot 10^{-10}$ с. Скорее всего, эти значения следует считать заниженными. Ведь образец М31 — более чистый, чем К4, и в нем естественно ожидать большего времени жизни. Тогда можно сделать вывод о том, что фотоманнитный эффект в нем относительно слабый из-за большего встроенного поля (по нашим оценкам $E^* \sim 60$ В/см).

6. Заключение

Описанная в данной работе методика исследований полупроводников органично дополняет комплекс бесконтактных методов, разработанных авторами ранее [23–25]. Показано, что получаемые бесконтактно магнитопольевые и люкс-амперные характеристики фотоманнитного эффекта могут успешно использоваться для анализа рекомбинационных процессов в полупроводниках как n - , так и p -типа проводимости. Данный метод перспективен для исследования неоднородностей фотоэлектрических параметров по площади пластины или эпитаксиальной пленки (имеется возможность уменьшить размеры области фотовозбуждения). Кроме того, применительно к пленкам бесконтактные исследования фотоманнитного эффекта открывают возможность сравнительно легко изучать свойства границы раздела пленка-подложка (путем фотовозбуждения через подложку).

Авторы глубоко признательны Л.Е. Воробьеву, Л.Д. Сагину и К.О. Болтарю за интерес к работе и полезные обсуждения, Д.В. Галченкову за предоставленные данные по рентгеноспектральному микроанализу одной из эпитаксиальных структур.

Работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

- [1] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., 1963).
- [2] Ю.И. Равич. *Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение* (М., 1967).
- [3] А.В. Любченко, Е.А. Сальков, Ф.Ф. Сизов. *Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники* (Киев, 1984).
- [4] М.С. Chen. *J. Appl. Phys.*, **64**, 945 (1988).
- [5] A.B. Fedortsov, D.G. Letenko, A.Y. Polyakov, V.I. Stafeev, L.E. Vorobyev. *Semicond. Sci. Technol.*, **9**, 69 (1994).
- [6] R.A. Laff, H.Y. Fan. *Phys. Rev.*, **121**, 53 (1961).
- [7] A.P. Beattie, R.W. Cunningham. *Phys. Rev.*, **125**, 533 (1962).
- [8] A.P. Beattie, R.W. Cunningham. *J. Appl. Phys.*, **35**, 353 (1964).
- [9] D.L. Polla, S.P. Tobin, M.V. Reine, A.K. Sood. *J. Appl. Phys.*, **52**, 5182 (1981).
- [10] С.Г. Гасан-Заде, Л.Ф. Прокопчук, Г.А. Шепельский. *ФТП*, **18**, 563 (1984).
- [11] А.М. Мухитдинов, В.И. Стафеев. *ФТП*, **26**, 1830 (1992).
- [12] А.В. Буянов, С.Г. Гасан-Заде, И.П. Жадько. *ФТП*, **26**, 629 (1992).
- [13] С.А. Студеникин, И.А. Панаев, В.Я. Костюченко, Х.-М.З. Торчинов. *ФТП*, **27**, 744 (1993).
- [14] *Таблицы физических величин*. Справочник, под ред. И.К. Кикоина (М., 1976).
- [15] *Оптические свойства полупроводников*, под ред. Р. Уиллардсона, А. Бира (М., 1970).
- [16] J. Tauc. *J. Phys. Chem. Sol.*, **8**, 219 (1958).
- [17] Л.А. Бовина, В.И. Стафеев. В кн.: *Физика соединений A^{II}B^{VI}* (М., 1986).
- [18] Л.П. Большаков, А. Наурызбаев, А.С. Филипченко. *ФТП*, **14**, 1712 (1980).
- [19] К. Хилсум, А. Роуз-Инс. *Полупроводники типа A^{III}B^V* (М., 1963).
- [20] А. Кроткус, А. Плитникас. *ФТП*, **13**, 1230 (1979).
- [21] М.У. Pines, О.М. Stafudd. *Infr. Phys.*, **20**, 73 (1980).
- [22] H. Bruhns, H. Kruse. *Phys. St. Sol. (b)*, **97**, 125 (1980).
- [23] Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин. А. с. № 1190241 (1985).
- [24] А.В. Штурбин, В.А. Шалыгин. Патент РФ № 2001466 (1993).
- [25] В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин, В.С. Антюшин. *Дефектоскопия*, **10**, 81 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

A contactless method of finding diffusion-recombination parameters of semiconductors

A. V. Shturbin, V. A. Shalygin, V. I. Stafeev*

State Technical University, 195251 St. Petersburg, Russia

*Orion State Research and Production Enterprise, 111123 Moscow

A new method of finding diffusion-recombination parameters of semiconductors has been developed. The method is based on contactless registration of electric current that is generated in semiconductors due to the photomagnetic effect. It was applied for studying InSb and Cd_xHg_{1-x}Te bulk samples as well as Cd_xHg_{1-x}Te epitaxial films. The study was carried out at 77 K in magnetic fields as high as 0.2 T. Illumination provided the photo-excitation power up to 10¹⁹ cm⁻²s⁻¹. The analysis of field and lux-ampere characteristics of the photomagnetic effect makes it possible to obtain the minority carrier mobility, the surface recombination rate, the dependence of a bipolar diffusional length and that of the minority carrier life time on the excitation power for samples examined. Auger recombination constants were measured for InSb and Cd_xHg_{1-x}Te.