

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕМУ GaAs

Карпович И. А., Планкина С. М.

Описан простой высокочувствительный фотоэлектрический метод определения коэффициента примесного оптического поглощения в полуизоляторах, основанный на измерении нормированной спектральной зависимости поперечной фотопроводимости образца при дополнительной подсветке. Показана возможность определения этим методом не только фотоактивной, но также и нефотоактивной части коэффициента поглощения. Метод апробирован на полуизолирующем GaAs.

Обычный оптический метод определения коэффициента поглощения, основанный на измерении пропускания образца, имеет невысокую чувствительность, для повышения которой при определении малых коэффициентов примесного поглощения увеличивают толщину образца, что при исследовании полупроводников возможно лишь в ограниченных пределах. Более высокой чувствительностью могут обладать методы, использующие явления, возникающие в поглощающей среде под действием поглощенного излучения. К таким явлениям в полупроводниках относятся фотоэлектрические явления, в частности фотопроводимость (ФП). Однако, хотя спектральная зависимость ФП часто используется для качественного анализа спектра поглощения, количественное определение коэффициента поглощения из ФП с достаточной точностью представляет некоторые трудности, связанные главным образом с тем, что ФП зависит также от ряда других величин: подвижности и времени жизни носителей заряда, скорости поверхностной рекомбинации, квантового выхода. В полуизоляторах ситуация осложняется зависимостью некоторых из этих величин от уровня фотовозбуждения, что приводит к характерной для них нелинейной зависимости ФП от интенсивности освещения.

Фотоэлектрические методы определения коэффициента поглощения описаны в [1,2]. Метод [1] основан на измерении в режиме продольной ФП (рис. 1, а) спектральной зависимости относительной фоточувствительности в примесной области. Как следует из теории [1], эта зависимость имеет максимум на некоторой длине волны λ_0 при значении коэффициента поглощения α (λ_0), которое определяется только расстояниями от освещаемой поверхности до измерительных электродов и используется в качестве опорного при определении α на других длинах волн. В методе [2] непосредственно определяется величина ослабления интенсивности света в образце, обусловленная поглощением, по отношению значений поперечной ФП, измеряемой между полосками электродов вблизи торцов образца (рис. 1, б).

Отметим некоторые недостатки этих методов.

1. В связи с тем, что в обоих методах ФП измеряется не во всем объеме образца, а локально, в них трудно учесть многократное отражение слабо поглощаемого излучения в образце.¹

¹ В [1] оно устранялось нанесением на обратную сторону образца поглощающего покрытия, которое должно иметь такой же, как у исследуемого материала, показатель преломления, в [2] — по-видимому, не учитывалось.

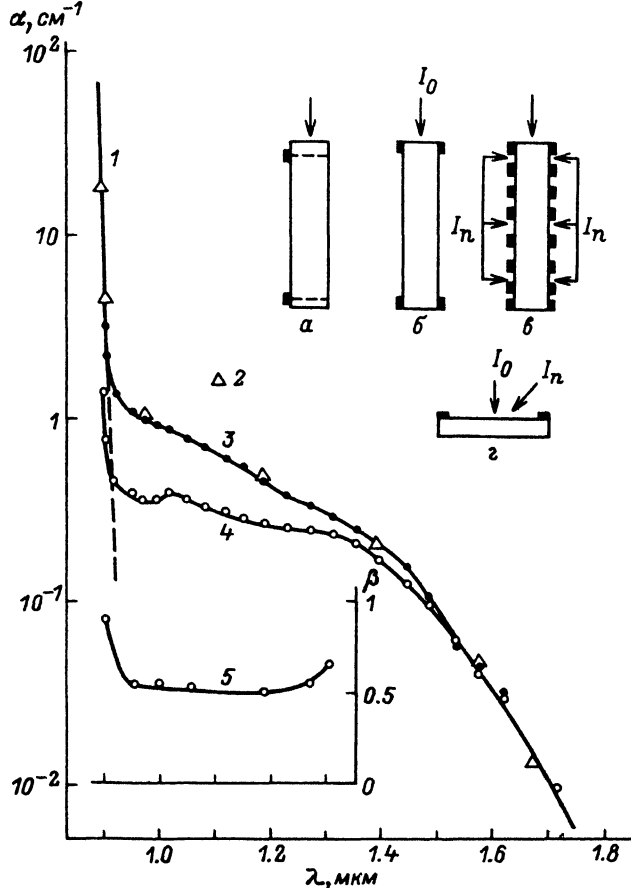


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения в полупроводящем GaAs (АГЧП-6). 1 — край собственного поглощения в GaAs [4]; 2 — образец типа Г ($l=0.03$ см); 3, 4 — образец типа В, ($l=0.16$ и 1.5 см соответственно); 5 — квантовый вывод. а—г — различные схемы нанесения электродов на образец для измерения ФП при определении коэффициента поглощения.

2. Методы непосредственно не применимы к материалам, в которых ФП нелинейно зависит от интенсивности освещения. Такая ситуация часто реализуется в полупроводниках.

3. Даже при теоретически достаточной чувствительности методы технически трудно применить к тонким в направлении падения света образцам из-за необходимости обеспечения некоторых геометрических соотношений, связанных с расположением измерительных электродов.

4. Метод [2], близкий по идее к оптическому методу, сохраняет и его основной недостаток — невысокую чувствительность.

В данной работе описывается другой вариант фотоэлектрического метода, позволяющий устранить отмеченные недостатки. Метод разрабатывался применительно к полупроводящим материалам и апробировался на полупроводящем GaAs.

Метод

Предлагаемый метод, как и [1], основан на измерении спектральной зависимости относительной фоточувствительности, но в отличие от [1] последняя

измеряется в режиме поперечной ФП и во всем объеме образца. Нормировка фоточувствительности, позволяющая при определенных условиях исключить ее зависимость от ряда электрофизических параметров материала, производится по максимуму собственной фоточувствительности. Для обеспечения постоянства времени жизни и подвижности фотонесителей заряда при изменении длины волны λ и интенсивности $I_0(\lambda)$ возбуждающего света применяется дополнительное освещение (подсветка) образца проникающим излучением с интенсивностью $I_n \gg I_0(\lambda)$.

На рис. 1 показаны два возможных способа реализации метода: при измерениях на толстом образце, когда требуется высокая чувствительность, электроды наносятся на всю поверхность боковых граней образца, и подсветка производится через полупрозрачные боковые электроды (образец типа В на рис. 1, в); и при измерениях на тонком образце, когда позволяет чувствительность, наносятся планарные электроды, и подсветка производится с той же стороны, с которой образец освещается монохроматическим излучением (образец типа Г на рис. 1, г). Образцы типа Г, обычно применяемые при исследовании поперечной ФП, благодаря простоте изготовления особенно удобны для экспресс-контроля коэффициента поглощения.

Рассмотрим условия применимости метода.

Предполагается, что ФП монополярна, имеет объемный характер, и выполняются условия

$$l_i, l_a \gg L_D, \quad (1)$$

где l_i ($i = 1, 2, 3$) — линейные размеры образца, $l_a = \alpha^{-1}$ — эффективная глубина проникновения излучения в образец, L_D — длина амбиполярной диффузии неравновесных носителей. В GaAs $L_D \sim 1$ мкм, и реализация (1) не представляет затруднений. При выполнении (1) можно не учитывать влияния поверхностной рекомбинации на величину измеряемой ФП в спектральной области определения α и записать относительную фоточувствительность $S_\Phi = \Delta V_\Phi(\lambda) / I_0(\lambda)$, где $\Delta V_\Phi(\lambda)$ — фотоответ образца, пропорциональный его фотопроводимости и выраженный в произвольных единицах, $I_0(\lambda)$ — интенсивность (в квантах) падающего на поверхность образца излучения в относительных единицах в виде

$$S_\Phi = A q \mu \tau \beta K,$$

где A — постоянная, определяемая его геометрическими размерами, q — заряд электрона, μ и τ — подвижность и время жизни основных фотонесителей, β — квантовый выход, K — оптическое поглощение образца толщиной l по ходу луча. Для плоскопараллельного образца с учетом многократного отражения

$$K = \frac{(1 - R)(1 - e^{-al})}{1 - R e^{-al}},$$

где R — коэффициент однократного отражения.

В области собственного поглощения, когда $al \gg 1$, $K = 1 - R$ и S_Φ достигают максимального значения:

$$S_{\Phi 0} = A q \mu \tau \beta (1 - R). \quad (2)$$

Обычно при достаточно большой скорости поверхностной рекомбинации (СПР) в области сильного поглощения на зависимости $S_\Phi(\lambda)$ вместо плато наблюдается максимум фоточувствительности на некоторой длине волны λ_0 на краю собственного поглощения [3]. Важно, однако, что в достаточно толстом образце на длине волны λ_0 выполняется условие (1), и величина $S_{\Phi 0}(\lambda)$ должна определяться (2), т. е. теоретически не должна зависеть от СПР даже при бесконечной СПР.

Практически, однако, из-за того что λ_0 находится на участке очень сильной зависимости $\alpha(\lambda)$, при обычной дисперсии монохроматора исключить полностью зависимость $S_{\Phi_0}(\lambda_0)$ от СПР не всегда удается. Поэтому для повышения точности определения α желательно обеспечивать минимальную СПР на освещаемой поверхности.

Если в спектральной области определения $\alpha(\lambda \geq \lambda_0)$ величины μ , τ и β не зависят от длины волны и интенсивности освещения $I_0(\lambda)$, то нормированная относительная фоточувствительность

$$S_{\Phi}^* = \frac{S_{\Phi}}{S_{\Phi_0}} = \frac{1 - e^{-a l}}{1 - R e^{-a l}} \quad (3)$$

не зависит от этих величин и может быть использована для определения α . При $\alpha l \ll 1$ (3) принимает особенно простой вид

$$S_{\Phi}^* = \frac{\alpha l}{1 - R}. \quad (4)$$

Для определения α из (3), (4) необходимо знать коэффициент отражения R . В области слабого поглощения R обычно почти не зависит от длины волны и для хорошо изученных полупроводников известен. При необходимости он может быть определен экспериментально с использованием аппаратуры для измерения ФП по пропусканию T достаточно тонкой пластины из исследуемого материала в области $\alpha l \ll 1$, где $T = (1 - R)/(1 + R)$, причем в качестве фотодетектора излучения можно использовать образец, на котором определяется α .

Известно, что в полупроводниках время жизни носителей может зависеть от длины волны возбуждающего света, например при переходе от собственного фотовозбуждения к примесному, вследствие изменения механизмов генерации-рекомбинации в разных спектральных областях, от интенсивности освещения при нелинейных механизмах рекомбинации [5]. Подвижность фотоносителей может также изменяться с изменением длины волны и интенсивности освещения в результате перезарядки центров рассеяния при смещении квазиуровней Ферми. Эти эффекты особенно характерны для полуизоляторов, в которых нормальным является режим сильного фотовозбуждения ($\Delta n \gg n_0$) [6].

Постоянство значений τ и μ при изменении $I_0(\lambda)$ может быть обеспечено применением достаточно интенсивной подсветки с длиной волны $\lambda \geq \lambda_0$ и интенсивностью $I_{\pi} \gg I_0(\lambda)$, при которой в любой точке образца $\Delta n_{\pi} \gg \Delta n_0$, где Δn_{π} и Δn_0 — концентрации фотоносителей, созданных подсветкой и монохроматическим излучением. Такая подсветка независима от величины $I_0(\lambda)$ создает единый доминирующий механизм рекомбинации с некоторым эффективным временем жизни и квазистационарное заполнение центров захвата и рассеяния.

При этом, конечно, необходимо учитывать, что подсветка, как и само зондирующее излучение в отсутствие подсветки, может изменять коэффициент примесного поглощения

$$\alpha = \sum_i N_i [\sigma_{ni} f_i + \sigma_{pi} (1 - f_i)],$$

где σ_{ni} , σ_{pi} — сечения захвата фотона заполненным и пустым примесными центрами, N_i — концентрация центров i -типа в результате изменения фактора заполнения f_i при смещении квазиуровней Ферми.

В области примесного поглощения возможно изменение квантового выхода β , связанное с наличием нефотоактивного поглощения. Представим полный коэффициент поглощения в виде $\alpha = \alpha_0 + \alpha_{\Phi}$, где α_0 и α_{Φ} соответственно фотоэлектрически неактивная и активная части α . Обозначим также через α_3 экс-

периментально определяемый по формуле (3), т. е. в предположении постоянства β , коэффициент поглощения. Очевидно, можно записать

$$S_{\Phi}^* = \frac{1 - e^{-\alpha_3 l}}{1 - Re^{-\alpha_3 l}} = \beta \frac{1 - e^{-\alpha l}}{1 - Re^{-\alpha l}}, \quad (5)$$

где $\beta = \alpha_{\Phi} / \alpha$. В области достаточно слабого поглощения ($\alpha_3 l, \alpha l \ll 1$), разлагая экспоненты в ряд, получаем $\alpha_3 = \beta \alpha = \alpha_{\Phi}$, т. е. коэффициент α_3 не зависит от l и равен фотоэлектрически активной части α . В области длин волн и толщин, где $\alpha l \geq 1$, как видно из (5), α_3 будет зависеть от l , если $\beta \neq 1$. Эту зависимость можно использовать для определения наряду с α_{Φ} также α_0 (или β). Для этого нужно измерить S_{Φ}^* при двух толщинах образца, из которых по крайней мере одна удовлетворяет условию $\alpha l \geq 1$, и из двух уравнений вида (5) определить α и β .

Методика эксперимента

Коэффициент поглощения определялся на стандартных плоскопараллельных пластинах промышленного полуизолирующего GaAs, вырезанных по плоскости (100) и имевших толщину ≈ 0.03 см. Одна сторона пластин была механически, другая — химико-механически полированы.

При изготовлении образцов типа В обе стороны пластины покрывались полупрозрачным проводящим слоем CdO и затем по плоскости спайности (110) из них выкалывался прямоугольный образец размером $\approx 0.5 \times 1.5$ см. Монохроматическое модулированное излучение калиброванной в относительных единицах интенсивности $I_0(\lambda)$ вводилось в образец через плоскость скола. Подсветка осуществлялась через полупрозрачные электроды от двух ламп накаливания мощностью 2 Вт, расположенных на расстоянии 2 см. Заметим, что применение подсветки, в спектре которой имеется и сильно поглощаемое излучение ($\lambda < \lambda_0$), позволяет одновременно решить и непростую для полуизоляторов задачу создания полупрозрачных омических контактов, так как в этом случае можно использовать практически любые прозрачные контакты, снижая их контактное сопротивление до приемлемой величины достаточно интенсивной коротковолновой подсветкой. Без подсветки вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов типа В были несимметричны и сильно нелинейны, люкс-амперная характеристика (ЛАХ) была также нелинейна ($i_{\Phi} \sim I_0^{0.8-0.9}$). Во всех случаях с помощью боковой подсветки эти зависимости удавалось линеаризовать. Коэффициент поглощения определялся при уровне объемного фотовозбуждения $\Delta n_p \approx 1 \cdot 10^9$ см $^{-3}$. Фотоответ измерялся с помощью селективного усилителя У2-8 при напряжении на образце до 5 В.

На образцах типа Г при расстоянии между планарными контактами 0.5 см ВАХ обычно были линейными, и подсветка использовалась для линеаризации ЛАХ.

Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 (кривые 3, 4) приведены рассчитанные по формуле (3) спектры поглощения двух образцов типа В толщиной 1.5 и 0.16 см. Кривая 3, полученная при $\alpha l \ll 1$, характеризует α_{Φ} . Отклонение от нее кривой 4 в коротковолновой области, исчезающее при уменьшении α , свидетельствует о наличии нефотоактивного поглощения. Такое поглощение в GaAs в области $\approx 0.95-1.2$ мкм известно [7] и связывается с внутрицентровым с участием фононов решеткой поглощением антиструктурных дефектов As_{Ga} , входящих в состав комплекса EL2 — основного глубокого донора в GaAs естественного происхождения.

Рассчитанный из кривых 3, 4 по формуле (5) квантовый выход оказывается в области, где имеет место нефотоактивное поглощение, около 0.5 (рис. 1, кривая 5). Такое значение β , по-видимому, не является случайным. Его можно объяснить тем, что и фотоактивное, и нефотоактивное поглощение связаны с одним и тем же центром EL2 и характеризуются в этой области близкими оптическими сечениями захвата.

Представляет интерес влияние поверхностной рекомбинации на результаты определения α . Для выяснения этого вопроса производилось искусственное увеличение СПР на освещаемой поверхности образца толщиной 0.3 см путем механической шлифовки поверхности скола алмазной пастой. После шлифовки фоточувствительность в области сильного поглощения, как и следовало ожидать, уменьшилась (примерно в 7 раз), но в максимуме при $\lambda_0 \approx 0.89$ мкм и при $\lambda > \lambda_0$ она увеличилась примерно на 30%, при этом величина α в пределах ошибки определения не изменилась. Увеличение фоточувствительности в области слабого поглощения, вероятно, связано с диффузным рассеянием света на шлифованной поверхности, приводящим к увеличению эффективного пути слабо поглощаемого излучения в образце.

Чувствительность метода по α определяется обнаружительной способностью образца как фотодетектора. В полуизолирующем GaAs по отношению к центрам EL2 она примерно на 2 порядка выше, чем у оптического метода, и даже без применения специальных приемов ее повышения, например синхронного детектирования, легко достигается чувствительность $\approx 10^{-3} t^{-1}$. Точность определения α в диапазоне $10^{-1} - 1$ см $^{-1}$ около 20%.

Спектры поглощения образцов типа Г толщиной 0.03 см практически совпадали со спектрами поглощения тонких ($l \leq 0.16$ см) образцов типа В (рис. 1, кривые 2, 3), если подсветка осуществлялась через фильтр из GaAs. Это соответствует условиям подсветки образцов типа В, где роль фильтра выполняли приэлектродные области кристалла толщиной ~ 1 мкм. Наличие в подсветке сильно поглощаемого излучения уменьшало $S_{\text{ф}}(\lambda_0)$ в результате роста СПР на освещаемой поверхности, что привело к увеличению погрешности определения α , которая могла достигать 100%.

Максимальное значение α , определяемое фотоэлектрическим методом, составляет $\approx t^{-1}$. Для наиболее тонких образцов в коротковолновой области значения α удовлетворительно ложатся на кривую 1 края собственного поглощения GaAs, построенную по данным [4].

Спектры поглощения нескольких марок полуизолирующего GaAs приведены на рис. 2. Известно [8], что основной вклад в поглощение GaAs в области 1—1.7 мкм обычно вносят центры EL2. Концентрация этих центров в исследованных образцах, рассчитанная для оптического сечения захвата на длине волны 1.1 мкм, $\sigma = 6.7 \cdot 10^{-17}$ см 2 [8] приведена в таблице. Обработка кривых на рис. 2 на основе формулы Луковского [9] для оптического сечения захвата примесных центров путем построения зависимости $\alpha^{2/3} (hw)^2 = f(hw)$ дала для всех марок порог фотоионизации центров 0.75 ± 0.01 эВ. Исключение составил материал АГЧПМ, для которого получено значение 0.8 эВ.

В материалах АГЧПМ и АГЧПХ, сильно легированных хромом, концентрация N_c (см. таблицу) аномально велика для центров EL2 и, вероятно, характеризует концентрацию хрома, создающего в GaAs акцепторный уровень HL1 с близкой к уровню EL2 глубиной.

Расположенные вблизи середины запрещенной зоны глубокие уровни EL2 и HL1 играют двойную роль в примесной фоточувствительности: как центры рекомбинации, учитываемые в двухуровневой модели рекомбинации [10], и как центры примесной генерации. В таблице сопоставлены данные о примесном поглощении этих центров с данными о фоточувствительности в собственной и примесной областях. Значения фоточувствительности в таблице указаны в

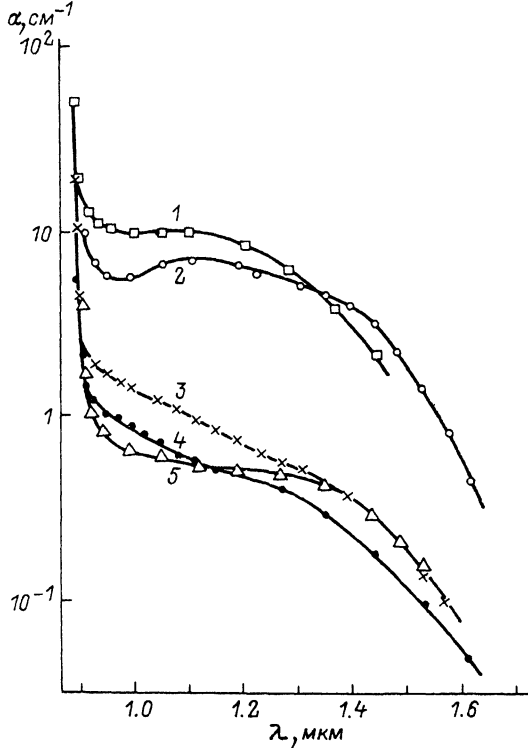


Рис. 2. Спектры примесного поглощения некоторых марок полупрозрачного GaAs.
 1 – АГЧПМ, 2 – АГЧПХ, 3 – АГЧП-6, 4 – АГЧП-3, 5 – АГЧПК-4.

Примесное поглощение и фоточувствительность полупрозрачного GaAs

Материал	$\alpha, \text{см}^{-1}$	$N_t \cdot 10^{-16}, \text{см}^{-3}$	$S_{\text{ф}}, \text{произв. ед.}$	$S_{\text{ф}}, \text{произв. ед.}$
АГЧП-3	0.6	0.9	620	22
АГЧПК-4	0.6	0.9	300	10
АГЧП-6	1	1.5	300	15
АГЧПХ	7	10	120	56
АГЧПМ	10	16	180	93

произвольных единицах, но приведены к одинаковой интенсивности падающего излучения и одинаковой толщине поглощающего слоя (0.03 см). Как видно из таблицы, при увеличении α и, следовательно, N_t более чем на порядок, фоточувствительность в собственной области $S_{\text{ф0}}$ уменьшается в 2—2.5 раза, что естественно связать с соответствующим уменьшением времени жизни электронов τ , а фоточувствительность в примесной области, пропорциональная произведению τN_t , возрастает в 5—6 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Moss T. S., Howkins T. D. // Phys. Rev. Lett. 1958 V. 1. N 4. P. 129—131.
- [2] Pastžňak J., Karel F., Petříček O. // Semicond. Sci. a. Techn 1990. V 5. N 8. P. 867—872.
- [3] Мосc Т. Оптические свойства полупроводников. М., 1961. 304 с.
- [4] Оптические свойства полупроводников (Полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$) / Под ред. Р. Уиллардсона, А Бира, М., 1970. С. 488.
- [5] Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., 1961 348 с.
- [6] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М., 1962. 558 с
- [7] Skowronski M., Lagowski J., Gatos H. C. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 7. P. 2451—2456.
- [8] Martin G. M. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 11. P. 747—750.
- [9] Lucovsky G. // Sol. St. Commun. 1965. V. 5. N 3. P. 299—305.
- [10] Papastamatiou M. J., Papaianou G. J. // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. N 3. P. 1094—1098.

Нижегородский государственный университет
им. Н. И. Лобачевского

Получена 28.11.1991
Принята к печати 13.03.1992
