

ПОВЕРХНОСТНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

*В.Л.Альперович, В.И.Белиничер, В.Н.Новиков,
А.С.Терехов*

В GaAs экспериментально обнаружен предсказанный ранее поляризационно зависимый фототок вдоль поверхности твердого тела. Развита теория эффекта, количественно описывающая экспериментальные данные.

Известны объемные фототоки, связанные с отсутствием у среды центра симметрии [1]. В работе [2] показано, что близкий по природе ток может возникать в образцах, толщина которых сравнима с длиной свободного пробега по импульсу фоторожденных электронов. Как показано в [3], фототок возникает и вблизи поверхности объемных твердых тел и не является специфичным для пленок. Поверхностный фототок (ПФТ) обусловлен анизотропией распределения по импульсам электронов, рождающихся в зоне проводимости при оптических переходах в твердых телах. Если учесть рассеяние электронов на поверхности, то потеря импульса анизотропно рожденных электронов происходит асимметрично, что и является причиной ПФТ.

ПФТ J квадратичен по полю световой волны \tilde{E} :

$$J_i = \theta_{ij} \gamma_{iklm} \tilde{E}_k \tilde{E}_l n_m; \quad \theta_{ij} = \delta_{ij} - n_i n_j. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{n} — вектор нормали к поверхности. В изотропных твердых телах ПФТ определяется одной константой $J = \gamma Y |\mathbf{E}|^2$, $Y = (\mathbf{e} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{e}))(\mathbf{n}\mathbf{e})$, где \mathbf{e} — вектор поляризации света.

Для вычисления ПФТ можно воспользоваться кинетической теорией. Тогда неизотропная поправка к функции распределения электронов удовлетворяющая обычно кинетическому уравнению и граничным условиям на поверхности, имеет вид

$$f(z, \mathbf{k}) = \frac{W_{\mathbf{k}}}{\Gamma} [T_- e^{-\kappa z} - \theta(k_z) (T_- + \delta T_+) e^{-z/\Lambda_z}] \quad (2)$$

$$T_{\pm} = (1 \pm \kappa \Lambda_z)^{-1}.$$

Здесь \mathbf{k} — импульс электронов, z — координата в направлении, нормальном к поверхности, Γ — частота столкновений, $W_{\mathbf{k}}$ — плотность фоторожденных электронов, κ — коэффициент поглощения света, Λ_z — длина свободного пробега в направлении \mathbf{n} , $\theta(k_z)$ — ступенчатая функция, δ — коэффициент зеркальности поверхности ($\delta = 1$ для зеркальной поверхности, $\delta = 0$ для поверхности, диффузно рассеивающей электроны). Первый член в (2) обусловлен процессом диффузии, а второй рассеянием на поверхности. Функция распределения дырок имеет аналогичный вид. Вблизи края поглощения GaAs $W_{\mathbf{k}}^{\nu}$ имеет следующий вид [4]¹⁾:

$$W_{\mathbf{k}}^{\nu} = \frac{\kappa_{\nu} I}{8\pi \hbar \omega} \frac{1}{k^3 \mu_{\nu}} [(2 - \nu)k^2 + 3\nu |\mathbf{k}\mathbf{e}|^2] \delta(\epsilon_{\mathbf{k}}^{\nu} + E_g - \hbar\omega). \quad (3)$$

Здесь $\nu = \pm 1$ для легких и тяжелых дырок соответственно, $\epsilon_{\mathbf{k}}^{\nu} = k^2/2\mu_{\nu}$, μ_{ν} — приведенная масса электрона и дырки, κ_{ν} — частичный коэффициент поглощения света $\kappa = \kappa_+ + \kappa_-$. Если энергия электрона (дырки) E превосходит энергию оптического фотона $\hbar\Omega_{LO}$, то при испускании фотона происходит частичная изотропизация электронов (дырок) по импульсам. Изотропизация заканчивается в пассивной зоне ($E < \hbar\Omega_{LO}$) при рассеянии на заряженных примесях. С учетом этого, подставляя (2), (3) в выражения для тока, имеем:

$$J = Y \frac{eI}{\hbar\omega} \sum_{\nu, \nu' = \pm 1} \nu \frac{\kappa_{\nu}}{\kappa} [(1 - \delta_e) \delta_{\nu\nu'} \Lambda_e^{\nu} f(\kappa \Lambda_e^{\nu}) U_e(\nu, \omega, m) - (1 - \delta_h^{\nu'}) \Lambda_h^{\nu'} f(\kappa \Lambda_h^{\nu'}) U_h(\nu', \nu, \omega, m)], \quad (4)$$

$$f(x) = [12x^2(1-x^2) \ln\left(\frac{1+x}{x}\right) + 3 - 8x - 6x^2 + 12x^3]/16;$$

$$x = (\kappa \Lambda)^{-1}.$$

¹⁾ Экспериментально анизотропия распределения фотоэлектронов в твердых телах (оптическое выстраивание) впервые наблюдалась в [6] при исследовании поляризации горячей люминесценции в GaAs

Здесь Λ_e^ν , Λ_h^ν — длины свободного пробега электронов и дырок из канала ν ; δ_e^ν , δ_h^ν — зеркальности поверхности для электронов и дырок; $U_e(\nu, \omega, m)$, $U_h(\nu, \nu, \omega, m)$ — функции, учитывающие релаксацию анизотропной части $W_k^\nu(3)$ при испускании m оптических фононов, а также конверсию легких и тяжелых дырок. Мы не приводим явный вид U из-за их сложности.

Измерения проводились при температурах 1,6 и 4,2 К на эпитаксиальных слоях n -GaAs (с подвижностью $\mu \sim 10^5$ см²/В·сек, и концентрацией $n \sim 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ при $T = 77$ К), выращенных на полуизолирующих подложках. На поверхность образца вжиганием индия наносилось два контакта (как при измерении фотопроводимости). Источником света служил монохроматор ДФС-24. При наклонном падении света (плоскость падения перпендикулярна контактам) на контактах возникала ЭДС, измерявшаяся усилителем с синхронным детектором. Часть этой ЭДС $V_{\text{пфт}}$ обусловлена ПФТ, а часть V_0 — возможной неоднородностью легирования и т.п. $V_{\text{пфт}}$ выделялась по поляризационной зависимости [2, 3]. При этом учитывались поляризационные изменения интенсивности поглощенного образца света с помощью нормировки ЭДС на величину фотопроводимости. Отношение $V_{\text{пфт}} / V_0$ при $\hbar\omega = 1,55$ эВ менялось от образца к образцу в диапазоне от 0,15 до 5.

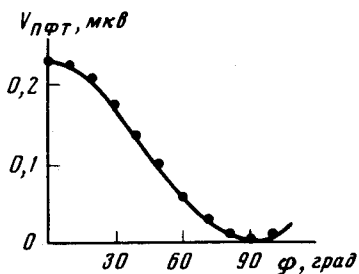


Рис. 1

На рис.1 показана зависимость $V_{\text{пфт}}$ от угла ϕ между плоскостью падения и вектором поляризации при $\hbar\omega = 1,55$ эВ. Видно, что эксперимент (точки) хорошо описывается зависимостью $V_{\text{пфт}} = v(\omega) \cos^2 \phi$ (сплошная линия), вытекающей из (1). Во всех образцах знак эффекта при $\hbar\omega = 1,55$ эВ соответствует теории (4) и изменяется на противоположный при изменении знака угла падения.

На рис.2 точками показан спектр ПФТ $V_{\text{пфт}}(\omega, \phi = 0) \equiv v(\omega)$ измеренный при $T = 4,2$ К на эпитаксиальной пленке толщиной 80 мкм, ориентацией (111), концентрацией заряженных примесей $N_i \approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Сплошной линией показан теоретический спектр ПФТ, рассчитанный на ЭВМ по формуле (4). Параметры зеркальности δ определялись из условия наилучшего соответствия теории и эксперимента. Рассеяние на поверхности оказалось почти зеркальным: для электронов $(1 - \delta_e) \approx 5 \cdot 10^{-2}$, для дырок $(1 - \delta_h^\nu) \lesssim 2 \cdot 10^{-3}$. Видно, что теория описывает смену знака эффекта на порогах испускания оптических фононов, а также соотношение амплитуд осцилляций. Аналогичные спектры ПФТ были получены на всех исследованных образцах. Наиболее существенное отличие

спектров разных образцов состояло в изменении величины и знака ПФТ при больших ($\hbar\omega \gg 1,65$ эВ) энергиях фотонов, где величина эффекта определяется, как следует из теории, вкладом тяжелых дырок. Эти изменения, а также отличие формы осцилляций от теоретической, обусловлены, по нашему мнению, существенным влиянием на ПФТ поверхностного электрического поля [3]. Отметим, что при низких температурах в GaAs возможно частичное или полное спрямление зон [5], степень которого зависит от свойств поверхностных состояний и от интенсивности и длительности освещения. Для выяснения роли поверхностного поля в ПФТ требуются дополнительные исследования.

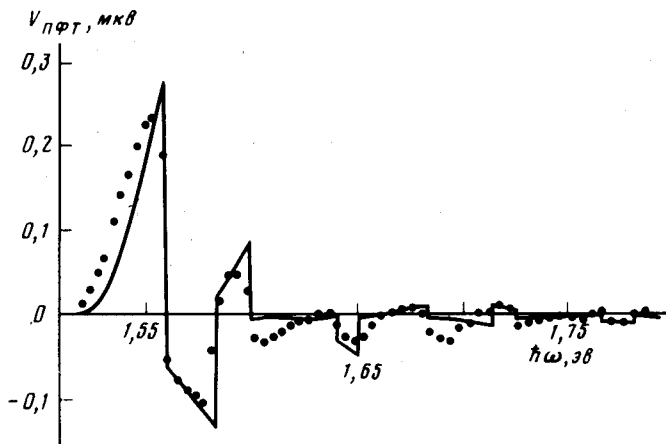


Рис. 2

Авторы выражают благодарность А.Ф.Кравченко и В.К.Малиновскому за полезные обсуждения и поддержку работы, а также группе сотрудников ИАиЭ СО АН, работающих с ЭВМ "Норд", за консультации при проведении численных расчетов.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
29 марта 1980 г.

Литература

- [1] В.И.Белиничер, Б.И.Струман. УФН, **130**, 415, 1980.
- [2] Л.И.Магарилл, М.В.Энтин. ФТТ, **21**, 1280, 1979.
- [3] В.И.Белиничер, В.Н.Новиков. Препринт №127, ИАиЭ СО АН СССР, 1980.
- [4] В.Д.Дымников, М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, **71**, 2373, 1976.
- [5] Н.Л.Дмитрук, В.И.Ляшенко, А.К.Терещенко. УФЖ, **17**, 1349, 1972.
- [6] Б.П.Захарченя, В.И.Земский, Д.Н.Мирлин. Письма в ЖЭТФ, **24**, 96, 1976.