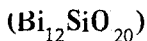


ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СИЛИКАТЕ ВИСМУТА



М.П.Петров, А.И.Гречев

Обнаружено явление возникновения стационарного тока в гиротропном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ при освещении поляризованным светом, как линейной, так и циркулярной поляризации.

Для фотогальванических эффектов (ФГЭ), величина и знак которых определяется поляризацией падающего света, связь тока с полем световой волны с произвольной поляризацией задается общим выражением [1,2]:

$$j_i^{\text{ФГ}} = I \{ a_{ijk} [(e_j e_k^* + e_j^* e_k) / 2] + \gamma_{il} [i (e \times e^*)_l] \}, \quad (1)$$

где I — интенсивность света, e_i — проекции вектора поляризации e , a_{ijk} — тензор третьего ранга, отличный от нуля в любом кристалле без центра инверсии, γ_{il} — тензор отличный от нуля только в гиротропных кристаллах, и аналогичный гирационному тензору g_{ik} , определяющему естественную оптическую активность.

ФГЭ, возникающие при освещении линейно поляризованным светом (первый член в (1)), наблюдались в ряде материалов (например, [3, 4]), ФГЭ, зависящий от знака циркулярной поляризации, был теоретически предсказан в [2], и экспериментально обнаружен только в Те [5]. В кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, относящемуся к кубической точечной группе 23, оба указанных выше тензора имеют компоненты отличные от нуля, что позволило авторам настоящей работы наблюдать оба эффекта (называемые в дальнейшем "линейным" и "циркулярным" ФГЭ).

Эксперименты проводились на образце нелегированного $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ изготовленного в виде пластинки, вырезанной перпендикулярно оси [100] (толщина пластинки $L = 0,08$ см). На полированные поверхности пластинки, методом ионно-плазменного распыления, были нанесены полупрозрачные платиновые электроды (площадь электродов ~ 1 см²). В качестве источника света использовался аргоновый лазер, из спектра генерации которого выделялась линия с $\lambda = 0,488$ мкм. В данной области спектра поглощение в нелегированном $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ связано с глубокими акцепторными уровнями ($N_A \sim 10^{19}$ см⁻³) [6, 7].

Для измерения ФГЭ была использована модуляционная методика, заключающаяся в изменении поляризации падающего света, во взаимно ортогональных направлениях при экспериментах с линейной поляри-

защией и изменении направления вращения для экспериментов с циркулярной поляризацией. Необходимость использования такой методики была обусловлена появлением относительно больших (~ 10 мВ) фотоэдс при стационарном освещении, связанных, по-видимому, с эффектом Дембера и фотовольтаическими эффектами на границе раздела металлический электрод — кристалл. Для модуляции поляризации использовался электрооптический модулятор МЛ-3, с удаленной поляризационной призмой на выходе. На модулятор подавалось управляющее напряжение с амплитудой равной полуволновому напряжению $U_{\lambda/2} = 450$ В. и частотой 40 Гц. Начальное состояние поляризации света на выходе модулятора задавалось выбором рабочей точки (величиной постоянного электрического смещения).

Измерялось падение напряжения на входном сопротивлении селективного усилителя, вызванное фотогальваническим током. Поскольку ток меняет знак при изменении поляризации на ортогональную при линейной и направления вращения для циркулярной поляризации электрический сигнал регистрируется на удвоенной частоте. Все измерения проводились при $T = 300$ К.

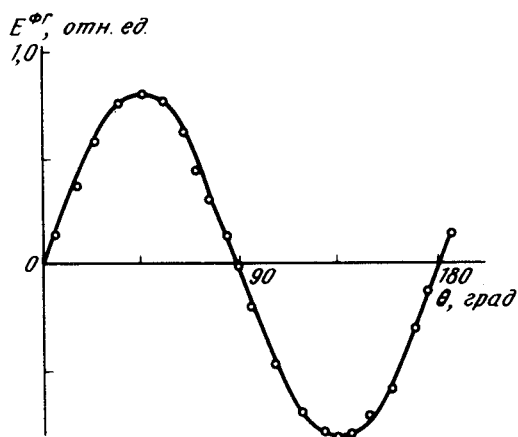


Рис. 1. Ориентационная зависимость "линейного" фотогальванического эффекта (фотоэдс) в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Как следует из вида тензора a_{ijk} для кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ($a_{ijk} \neq 0$ только для $i \neq j \neq k$) в использованной геометрии опыта (свет распространялся вдоль оси $[100]$) величина и знак "линейного" ФГЭ будут зависеть от ориентации плоскости поляризации света относительно осей кристалла $[010]$ и $[001]$:

$$j\Phi_{x\Gamma} = l a_{xyz} \sin 2\theta, \quad (2)$$

где θ — угол между плоскостью поляризации света и осью y (или z).

Указанная ориентационная зависимость действительно наблюдалась в эксперименте (рис. 1). В то же время "циркулярный" фотогальванический ток не изменялся при вращении образца вокруг оси x , в силу того, что тензор γ_{il} в кристаллах с кубической симметрией сводится к псевдоскаляру.

Зависимость "линейного" и "циркулярного" фотогальванического тока от интенсивности падающего излучения, измеренная в интервале $I \sim (10^{-2} + 1) \text{ Вт/см}^2$, линейна с коэффициентом пропорциональности $K_1 = j\Phi_{\Gamma} / KI$ (K – коэффициент поглощения, равный 13 см^{-1} при $\lambda = 0,488 \text{ мкм}$) равным $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см/Вт}$ и $(2,6 \pm 0,25) \times 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см/Вт}$, соответственно.

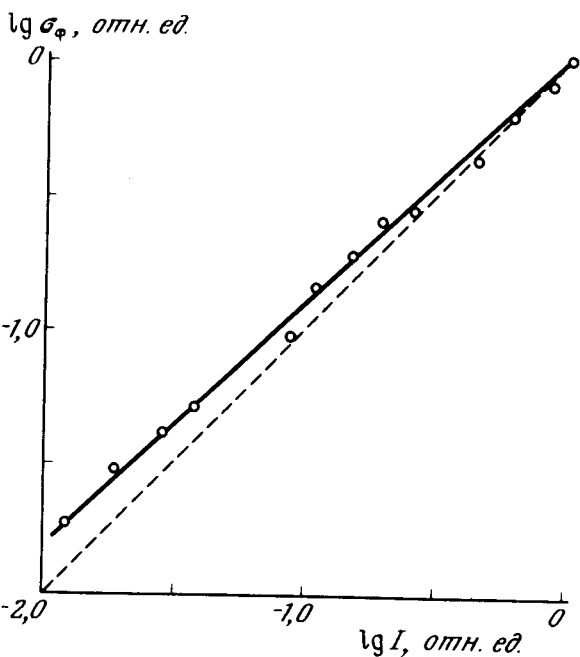


Рис. 2. Зависимость фотопроводимости образца от интенсивности света. Штриховой линией показана линейная зависимость $\sigma_{\phi}(I)$

Интересной особенностью ФГЭ в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, при указанных освещенностях, является практически постоянное значение наводимой фотоэдс $E^{\Phi_{\Gamma}}$. Это связано с близкой к линейной зависимостью фотопроводимости σ_{ϕ} образца от интенсивности падающего света (темновая проводимость в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ $\sigma_0 \ll \sigma_{\phi}$), поэтому $E^{\Phi_{\Gamma}} = (j\Phi_{\Gamma} / \sigma_{\phi}) \approx \text{const}(I)$. Экспериментально полученное значение $E^{\Phi_{\Gamma}}$ равняется $(1,4 \pm 0,2) \times 10^{-2} \text{ В/см}$ и $(1,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-2} \text{ В/см}$ (при $I \sim 1 \text{ Вт/см}^2$) в случае линейной и циркулярной поляризации, соответственно.

Для описания механизма "линейного" ФГЭ в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ может быть привлечена модель, предложенная в [8] для случая примесного поглощения в кристаллах без центра инверсии. Асимметрия в распределении электронов в этом случае создается за счет искажения волновой функции электрона в конечном состоянии полем примеси, связанным с ее октупольным моментом $\langle Q_{ijk} \rangle = ea^*{}^3$, где a^* – характерный размер плотности заряда вблизи примеси. Сравнение экспериментальных значений фотогальванического тока с оценкой, полученной с использованием формулы (10) в [8], показало, что хорошее согласие может быть достигнуто при $a^* \sim 10^{-8} \text{ см}$. Видно, что полученная оценка a^* является вполне реальной.

Выяснение возможного механизма "циркулярного" ФГЭ представляет более сложную задачу, поскольку в настоящее время отсутству-

ют точные данные о зонной структуре кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$. Однако некоторые теоретические оценки могут быть сделаны на основе модели "циркулярного" ФГЭ, предложенной в [2]. Поскольку, в отличие от [2], в нашем случае электроны возбуждаются с примесных уровней, при вычислении их средней скорости следует учитывать члены линейные по волновому вектору \mathbf{k} только в зоне проводимости. Тогда "циркулярный" фотогальванический ток определяется выражением

$$j_{\Phi\Gamma} = eKl\bar{v}^e\bar{\tau}_p^e, \quad (3)$$

где $\bar{v}^e = \beta_c / \hbar$ — средняя скорость возбуждаемых светом электронов, β_c — коэффициент при линейном по \mathbf{k} члене в зоне проводимости, $\bar{\tau}_p^e$ — время релаксации фотоэлектронов по импульсу. В выражении (3) учтен только электронный вклад, что объясняется электронным характером фотопроводимости в нелегированном $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [6, 7]. Оценим значения \bar{v}^e и β_c , используя (3) и экспериментально полученное значение $j_{\Phi\Gamma}$. При $K = 13 \text{ см}^{-1}$ и $\bar{\tau}_p^e \sim 10^{-13}$ сек, получаем $\bar{v}^e \sim 7 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$, $\beta_c \sim 4 \cdot 10^{-11} \text{ эВ} \cdot \text{см}$. Полученное, относительно невысокое, значение \bar{v}^e согласуется с малой подвижностью и большой эффективной массой электронов [6, 9] в $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Авторы выражают благодарность Г.Е.Пикусу и Е.Л.Ивченко за обсуждение вопросов, затронутых в работе.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 мая 1979 г.

Литература

- [1] В.И.Белиничер, В.К.Малиновский, Б.И.Стурман. ЖЭТФ, 73, 692, 1977.
- [2] Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус. Письма в ЖЭТФ, 27, 640, 1978.
- [3] С.Р. Hammond, J.R.Jenkins, С.Р.Stanley. Opto-electronics, 4, 189, 1972.
- [4] А.М. Glass, D. von der Linde, Т. J. Negran. Appl. Phys. Lett., 25, 233, 1974.
- [5] В.М.Аскин, А.А.Бакун, А.М.Данишевский, Е.Л.Ивченко, Г.Е.Пикус, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 28, 80, 1978.
- [6] S.L.Hou, R.V.Lauer, R.E. Aldrich. J. Appl. Phys., 44, 2652, 1973.
- [7] М.Peltier, F.Micheron. J.Appl. Phys., 48, 3683, 1977.
- [8] Э.М.Баскин, Л.И.Магарилл, М.В.Энтин. ФТТ, 20, 2432, 1978.
- [9] R.V. Lauer. J. Appl. Phys., 45, 1794, 1974.