

АНИЗОТРОПИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ МОНОСЕЛЕНИДА ИНДИЯ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

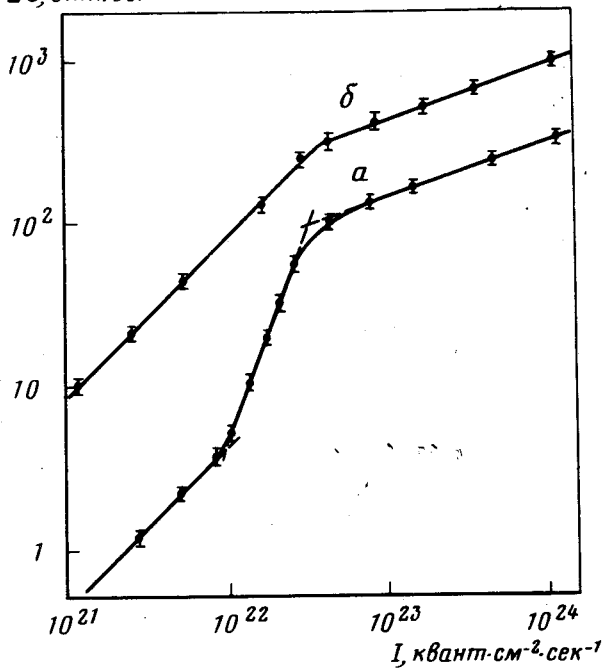
*Г.Б.Абдуллаев, В.И.Тагиров, А.Г.Кязым-заде,
М.М.Наназов, А.О.Гулиев, В.М.Салманов*

Исследована анизотропия фотопроводимости моноселенида индия при высоких уровнях оптического возбуждения и предложен метод определения высоты энергетического барьера в направлении, параллельном оптической оси c .

Благодаря специфической слоистой структуре полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^{VI}$ обладают сильной анизотропией подвижности, обусловленной наличием энергетического барьера в направлении, перпендикулярном слоям (ось c). Указанное свойство кристалла обычно исследуется с помощью электрических измерений. Этот метод часто является непригодным из-за высокоомности рассматриваемых соединений и не позволяет выяснить природу барьеров.

Однако эти затруднения могут быть устранены использованием высокого уровня оптического возбуждения, когда становится возможным управлять высотой барьера за счет светового легирования вплоть до вырождения полупроводников, чему и посвящается данная работа. При этом был использован рубиновый лазер, работающий в режиме модуляции добротности ($\hbar\omega = 1,79$ эВ, $\tau_{им} = 5 \cdot 10^{-8}$ сек, $I_{max} = 10^{26}$ кВ·см $^{-2}$ сек $^{-1}$), энергия кванта которого значительно превосходит ширину запрещенной зоны исследуемых кристаллов n -InSe ($E_g \approx 1,28$ эВ) с концентрацией носителей тока 10^{14} см $^{-3}$ при 300 К. Результаты холловских измерений показали, что как при слабом, так и при сильном освещении в фотопроводимости доминируют электроны.

$\Delta\sigma$, отн. ед.



Зависимость фотопроводимости $\Delta\sigma$ от интенсивности света рубинового лазера при 300 К: а - $\epsilon \parallel c$, б - $\epsilon \perp c$

Люкс-амперная характеристика (ЛАХ) фотопроводимости при температуре 300 К приведена на рисунке. Кривые а и б соответствуют случаю, когда приложенное электрическое поле ϵ направлено параллельно и перпендикулярно оси с.

Исследование кинетики фотопроводимости показало, что в обоих случаях при значении интенсивности света I , большего чем $\sim 5 \cdot 10^{22}$ кв.ант.см⁻².сек⁻¹ за время импульса света устанавливается стационарная концентрация неравновесных носителей (т.е. $t_{\text{им}} > \tau$, где τ - время жизни), и наблюдается зависимость $\Delta\sigma \sim I^{1/3}$. Поскольку поверхностная рекомбинация в соединениях ничтожна [1], то эта зависимость позволяет предполагать, что главную роль при рекомбинации играет оже-рекомбинация зона-зона [2].

При $I \lesssim 5 \cdot 10^{22}$ кв.ант.см⁻².сек⁻¹ за время импульса света не устанавливается стационарная концентрация (т.е. $t_{\text{им}} < \tau$) и ЛАХ существенно зависит от направления приложенного поля. Когда $\epsilon \perp c$ (кривая б) наблюдается зависимость $\Delta\sigma \sim I$, а при $\epsilon \parallel c$ (кривая а) такая линейная зависимость имеет место только до $I_1 \approx 10^{22}$ кв.ант.см⁻².сек⁻¹. В диапазоне интенсивностей $I_1 \lesssim I \lesssim I_2$ ($I_2 \approx 3,5 \cdot 10^{22}$ кв.ант.см⁻².сек⁻¹) наблюдается более сильная зависимость, а именно $\Delta\sigma \sim I^{2,5}$. Так как в этой области механизм рекомбинации существенно не влияет на величину фотопроводимости, то наблюдаемая особенность ЛАХ может быть объяснена влиянием энергетического барьера на подвижность неравновесных носителей. Действительно, при наличии барьера фототок определяется теми носителями, которые активируются на высоту равновесного барьера ΔE_0 . С увеличением уровня возбуждения концентрация неравновесных носителей Δn растет и при достижении некоторой концен-

трации Δn , о определяемой условием $\Delta n \approx N_c$ (N_c — эффективная плотность состояний) начинается вырождение полупроводника за счет светового легирования. С дальнейшим ростом уровня возбуждения происходит сдвиг внутри зон квазиуровня Ферми, который в свою очередь, уменьшает энергию активации носителей тока ΔE . При этом фотопроводимость может быть описана как

$$\Delta \sigma(I) = e \mu_0 \Delta n(I) e^{-\frac{\Delta E(I)}{kT}} = e \mu_0 \Delta n(I) e^{-\frac{\Delta E_0 - \xi_n(I)}{kT}}, \quad (1)$$

где μ_0 — подвижность при отсутствии барьера, ξ_n — квазиуровень Ферми, отсчитываемый от дна зоны проводимости.

Расчеты показывают, что в указанной области ЛАХ хорошо описывается формулой (1). Поскольку протяженность этой области, согласно (1) определяется условием $0 \lesssim \xi_n \lesssim \Delta E_0$, то ЛАХ фотопроводимости позволяет определить равновесную высоту барьера ΔE_0 по формуле

$$\Delta E_0 = kT \ln \left[\frac{\Delta \sigma_2}{\Delta \sigma_1} \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^a \right], \quad (2)$$

где $\Delta \sigma_1$ и $\Delta \sigma_2$ — значения фотопроводимости, соответственно при интенсивностях I_1 и I_2 , а a — показатель зависимости $\Delta n \sim I^a$, который в случае $t_{\text{им}} < \tau$ равен единице. Оценки показали, что $\Delta E_0 \approx 50$ мэВ. Поскольку эти барьеры не снимаются экранированием неравновесных носителей вплоть до вырождения ($\Delta n \sim 10^{18}$ см⁻³), можно предполагать, что они не связаны с неоднородным распределением примесей или же дефектов. В частности, как показано в [3], они могут быть вызваны вследствие неупорядоченной упаковки, имеющей место в слоистых материалах.

В заключение отметим, что исследования фотопроводимости при высоких уровнях возбуждения могут быть применены для выявления анизотропии других подобных материалов.

Азербайджанский университет
им. С.М.Кирова

Поступила в редакцию
29 мая 1980 г.

Литература

- [1] Д.Б.Ананьина, В.Л.Бакуменко, Л.Н.Курбатов, В.Ф.Чишко. ФТП, 10, 2373, 1976.
[2] Л.М.Блинов, Е.А.Боброва, В.С.Вавилов, Г.Н.Галкин. ФТТ, 9, 3211, 1967.
[3] K.Maschke, Ph.Schmid. Phys. Rev., B12, 4312, 1975.