

**АНИЗОТРОПИЯ НЕЧЕТНОГО ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ КУБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ**

Д.Каган, В.Собакин

До недавнего времени экспериментально исследовалась в основном анизотропия четных фотомагнитных эффектов в кристаллах Ge [1-3]. Однако в сильных магнитных полях имеется возможность получить

данные о поведении чисто анизотропных нечетных фотоманнитных эффектов в зависимости от величины и ориентации магнитного поля. Эти эффекты, как и чисто анизотропные четные, будут определяться истинным спектром носителей и их временами релаксации.

Из общих соображений можно показать, что выражение для ад. нечетных фотоманнитных эффектов (E_-) в полупроводнике кубической симметрии в достаточно слабом магнитном поле начинается с члена $\sim H^3$, а при очень больших напряженностях магнитного поля падает до нуля $\sim 1/H$. Таким образом очевидно, что в промежуточных полях E_- должна проходить через максимум (или минимум - это всякий раз будет определяться взаимной ориентацией магнитного поля и осей кристалла). Более подробный анализ требует привлечения данных о структуре энергетического спектра носителей в полупроводнике. В работе [4] построена теория фотоманнитных эффектов для полупроводника кубической симметрии с двукратно вырожденной валентной зоной (изотропные эффективные массы m_v и m_c и времена релаксации $\langle \tau_v \rangle, \langle \tau_c \rangle$) и с несколькими эквивалентными минимумами в зоне проводимости (изоэнергетические поверхности - эллипсоиды вращения с эффективными массами m_l и m_t по главным осям, время релаксации - $\langle \tau_n \rangle$) для произвольной ориентации вектора магнитного поля \vec{H} и направления диффузии фоторожденных носителей (единичный вектор \vec{q}). Выбранная модель близка к истинной картине, которая имеет место в таких полупроводниках, как Ge и Si, хотя при этом не учитывается реальная анизотропия валентных зон. Такая модель должна быть вполне пригодной для описания фотоманнитного эффекта, если принять во внимание, что при любом типе равновесной проводимости этот эффект обусловлен диффузией носителей обоих типов. Действительно, поскольку имеется сильная анизотропия общей изоэнергетической поверхности для электронной зоны ($m_l \gg m_t$) и фактически слабая анизотропия валентных зон, связанная с гофрировкой сферических изоэнергетических поверхностей, то влияние анизотропии закона дисперсии электронов на фотоманнитный эффект будет определяющим.

Для подробного анализа приведем здесь частные результаты,

относящиеся к Ge. При этом будем считать, что вектор \vec{q} совпадает с осью [111]. Тогда в линейном по плотности фоторожденных носителей приближении ($\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$) имеем следующее выражение для адс. нечетного фотомагнитного эффекта в Ge n - типа ($n_0 \gg p_0$):

$$E_- = \frac{kT}{\ell d} \frac{\Delta p_2(0) - \Delta p_2(d)}{n_0} \frac{m_t}{m_{p_2}} \frac{\langle \tau_{p_2} \rangle}{\langle \tau_n \rangle} \frac{x^3 \sin^2 \theta \cdot \sin 3\varphi}{54\sqrt{2}} \times$$

$$\frac{[\lambda_0^p + x^2 \cos^2 \theta (\lambda_1^p + \lambda_2^p)] [3\phi_2 + \cos \theta (2\phi_0 - \phi_1)] - \frac{(1+x^2)}{2\gamma} (\phi_0 + \psi_1) + \frac{2}{3} (\phi_0 \psi_1 + \psi_2)}{-\lambda_1^p [(3\phi_2 - \cos \theta \cdot \phi_1)(4\phi_0 - 1) - \frac{2}{3} \cos \theta \cdot \phi_0 (2x^2 - 1)] + \gamma \{ \phi_0 \psi_2 + [1 + \gamma(1+x^2)] \phi_1^2 + x^2 \phi_2^2 \}}, \quad (I)$$

$$\phi_0 = 1 + \gamma(1+x^2) + x^2 \cos^2 \theta, \quad \phi_1 = 1 + \gamma(1+x^2) + x^2 \frac{2-3\cos^2 \theta}{3},$$

$$\phi_2 = \cos \theta [1 + \gamma(1+x^2) + x^2 \frac{6-7\cos^2 \theta}{2\gamma}] - x^2 \frac{4\sqrt{2}}{2\gamma} \sin^3 \theta \cdot \cos 3\varphi,$$

$$\psi_1 = \phi_1 + 2[1 + \gamma(1+x^2) + \frac{x^2}{3}],$$

$$\psi_2 = \phi_1^2 + 2\phi_1 [1 + \gamma(1+x^2)] + 2x^2 \cos \theta \cdot \phi_2.$$

Здесь $\cos \theta = (\vec{H}, \vec{q})/H$, $\bar{x} = [\ell \langle \tau_n \rangle / cm_t] \vec{H}$, $\gamma = m_t / (m_p - m_t)$,

$$\lambda_j^p = \frac{(\Delta p_2)^j}{1+x^2(\Delta p_2)^2} + g_p \frac{(\Delta p_2)^j}{1+x^2(\Delta p_2)^2} \quad (j=0,1,2), \quad \Delta p_i = \frac{m_t}{m_{p_i}} \frac{\langle \tau_{p_i} \rangle}{\langle \tau_n \rangle} \quad (i=1,2),$$

$g_p = x[(m_{p_2}/m_{p_1})\langle \tau_{p_2} \rangle / \langle \tau_{p_1} \rangle]$, $x = p_0/p_n$ - концентрация легких дырок, равная для Ge $\sim 0,02$. φ - угол между \vec{E}_- (вектор $\vec{E}_- \perp \vec{q}$ и лежит в плоскости векторов \vec{H} и \vec{q}) и проекцией одной из осей кристалла на плоскость, перпендикулярную вектору \vec{q} .

Анализ формулы (I) показывает, что, наряду с уже отмеченными особенностями E_- как функции x , в зависимости от угла φ имеются члены $\sin 3\varphi$ и $\sin 6\varphi$. При этом, если положение нулей E_- как функции φ от температуры не зависит (они определяются функцией $\sin 3\varphi$ перед всем выражением), то максимумы и минимумы будут смещаться в силу существенной температурной зависимости величин $\langle \tau \rangle$. При заданных же x и φ E_- очень сложным образом зависит от угла направления магнитного поля θ . Причем в общем случае эта зависимость не имеет ничего общего с наблюдающейся при малых напря-

женностях магнитного поля. Все эти закономерности отчетливо просматриваются на кривых рис. 1а и 2а, рассчитанных по известным данным о величинах эффективных масс [5] и отношений изотропных времен релаксации при $T = 77^{\circ}\text{K}$ [6].

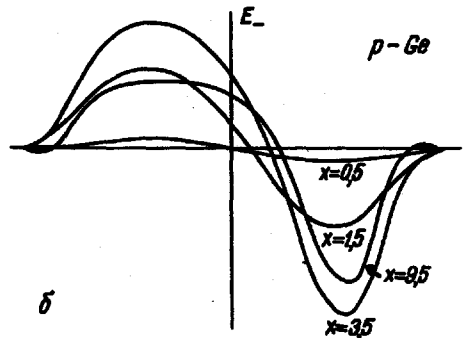
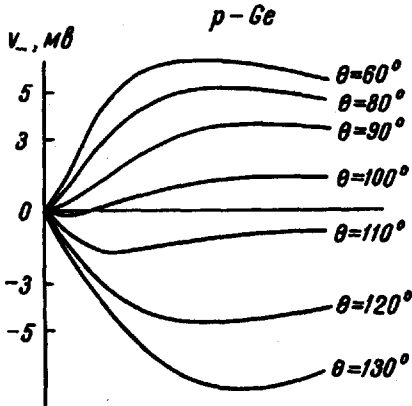
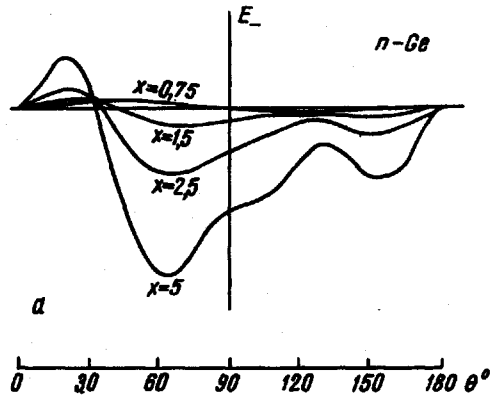
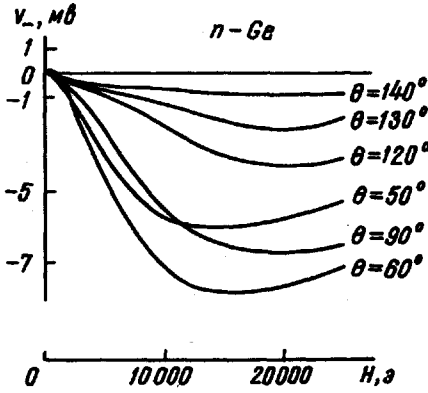


Рис. 1. Зависимость эдс. нечетного фотомагнитного эффекта для Ge (в произвольных единицах) от величины x при фиксированных направлениях магнитного поля (значение $\varphi = \pi/4$)

Рис. 2. Зависимость E_- для Ge от угла направления магнитного поля θ при фиксированных значениях x .

Значительно более просто выглядит зависимость E_- для случая Ge p - типа ($p_0 \gg n_0$):

$$E_- = \frac{kT}{ed} \frac{\Delta n(\omega) - \Delta n(\omega')}{P_{20}} \frac{\langle \tau_n \rangle}{\langle \tau_p \rangle} \frac{m_n}{m_t} \frac{x^3 \sin^2 \theta \sin 3\varphi}{(\lambda_0^p)^2 + x^2 (\lambda_1^p)^2} \times \frac{3\lambda_0^p \Phi_2 + \cos \theta \cdot \lambda_1^p \cdot \Phi_2}{[1 + \gamma(1 + x^2)] \Phi_2^2 + x^2 \Phi_2^2} \quad (2)$$

Результаты расчетов по формуле (2) приведены на рис. 1,б и 2,б.

Экспериментальная проверка этих результатов, предпринятая И.К.Кикоиным и С.Д.Лазаревым [7], дала хорошее согласие с теоретическими данными.

Авторы признательны академику И.К. Кикоину и С.Д.Лазареву за возможность ознакомиться с экспериментальными данными до их опубликования.

Поступило в редакцию

25 мая 1965 г.

Литература

- [1] И.К.Кикоин, С.Д.Лазарев. ЖЭФ, 39, 147, 1960.
- [2] И.К.Кикоин, С.Д.Лазарев, J. Phys. Chem. Solids, 26, 1965, (в печати).
- [3] И.К.Кикоин, С.Д.Лазарев. ФТТ, 7, № 8, 1965.
- [4] Ю.Каган, В.Собакин. J. Phys. Chem. Solids, 26, 1965, (в печати).
- [5] В.Лак. Revs. Mod. Phys., 30, 122, 1958.
- [6] D.Bagguley, R.Stradling, J.Whiting. Proc. Roy. Soc., A262, 340, 1961.
- [7] И.К.Кикоин, С.Д.Лазарев. См. настоящий номер журнала, стр. 75.