О ФОТОТОКЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ БЕЗ ЦЕНТРА СИММЕТРИИ

П.М.Меднис

В настоящей заметке сообщается, что, в отличие от обычной фотопроводимости, в полупроводниках без центра симметрии фототок возникает и в отсутствии постоянного поля. Действительно, в кристаллах без центра симметрии возможна связь между током и электромагнитным полем, квадратичная по полю, описывающаяся тензором кросспроводимости $\sigma_{\mu\alpha\beta}(\omega_1, \omega_2)$. Тогда фототок определяется тензором [1]

$$\sigma_{\mu\alpha\beta}(\omega, -\omega) = \frac{e}{2\hbar} \sum_{n\mathrm{k}} f_n(\mathrm{k}) \nabla_{\mathrm{k}}^{\mu} \chi_{\beta\alpha}^{n\mathrm{k}}(\omega). \qquad (1)$$

Здесь μ, α, β – проекции на оси x, y, z, e и $\hbar$ – заряд электрона и постоянная Планка, $f_n(\mathrm{k})$ – функция Ферми, нормированная на полное число электронов, n и $\hbar k$ – номер зоны и квазиимпульс, $\chi_{\beta\alpha}^{n\mathrm{k}}(\omega)$ – линейная восприимчивость блоховского электрона в состоянии $|n\mathrm{k}\rangle = u_{n\mathrm{k}} \exp(i\mathrm{k}r)$ с энергией $\epsilon_n(\mathrm{k})$, ω – частота.

Механизм нелинейности, приводящий к указанному тензору – комбинированное движение электрона: внутризонно-межзонное движение [1]. Как следует из четности $f_n(\mathbf{k})$ при $\mathbf{k} \to -\mathbf{k}$, тензор (1) равен нулю при $\alpha = \beta$ независимо от типа симметрии кристалла.

Далее рассмотрим частный случай волны, распространяющейся вдоль оси z, причем $E_x = E_0 \cos \omega t$, $E_y = E_0 \cos(\omega t + \phi)$, где E_0 – амплитуда поля, ϕ – сдвиг фаз. Для определенности предположим, что имеется полупроводник с одной частично заполненной зоной проводимости(c-зона) и с остальными полностью заполненными валентными зонами (v-зоны). Тогда вклад валентных зон аддитивен и мы ограничимся учетом максимального вклада, полагая $\omega \sim \omega_g$ и $\omega \ll \omega_g'$, где ω_g и ω_g' соответственно энергетические щели между c-зоной и учитываемой и между c-зоной и отброшенными валентными зонами. Заменяя суммирование по k интегрированием с функцией распределения для сильно вырожденного полупроводника, получим для плотности фототока.

$$j_\mu = \frac{ie^3 n_0 \sin\phi\, E_0^2}{4\hbar^2}\left(\frac{\partial M_{xy}}{\partial k_\mu}\right)\left[\frac{\omega_g - \omega + \Delta(k_F)}{(\omega_g - \omega + \Delta(k_F))^2 + \gamma^2} - \frac{\omega_g + \omega + \Delta(k_F)}{(\omega_g + \omega + \Delta(k_F))^2 + \gamma^2}\right], \quad (2)$$

где n_0 – концентрация электронов, γ – феноменологически введенная константа затухания k_F – квазиимпульс, отвечающий границе заполнения зоны, а производная от величины

$$M_{xy}(\mathbf{k}) = \Omega^x_{cv}(\mathbf{k})\,\Omega^y_{vc}(\mathbf{k}) - \Omega^y_{cv}(\mathbf{k})\,\Omega^x_{vc}(\mathbf{k})$$

берется при $\mathbf{k} = 0$, $\Delta(k_F) = (\hbar/2m^*_{cv})\, k_F^2$. Из (2) видно, что j_μ пропорционально $\sin\phi$, т.е. фототок сильно зависит от относительного сдвига фаз между компонентами электрического поля. При $\omega \ll \omega_g$, $j_\mu \to 0$. С ростом ω, j_μ возрастает, а при $\omega \gg \omega_g$ убывает как $1/\omega$. Максимальное значение j_μ определяется также и величиной $\Delta(k_F)$, связанной с конечной шириной заполненного участка c-зоны. Указанные особенности явления позволят обнаружить его экспериментально. Численную оценку проведем, взяв параметры GaAs, для которого $\omega_g = 2{,}1\cdot 10^{15}$ *рад·сек*$^{-1}$ ($\hbar\omega_g = 1{,}37$ *эв*), $n_0 = 5\cdot 10^{17}$ *см*$^{-3}$. При частоте $\omega = 1{,}8\cdot 10^{15}$ *рад·сек*$^{-1}$ ($\hbar\omega = 1{,}17$ *эв*, неодимовый лазер) сдвигом $\Delta(k_F)$ и уширением γ можно пренебречь даже при комнатной температуре и в результате имеем

$$j_z = 3\cdot 10^6 E_0^2 \; \text{s}^{-1/2}\; \text{см}^{1/2} \quad (3)$$

В (3), E_0 – размерная величина в системе СГСЭ. В практической системе единиц при $E_0 \sim 10^4$ *в/см* получим, что $j_z \sim 1$ *а/см*^{2}. Удобно ввести $E_z^{\text{эфф}} = j_z/\sigma_0$, где σ_0 – статическая проводимость. Тогда

---

* Матричные элементы $\Omega_{cv}(\mathbf{k})$ определены, например, в [1]. Рассматриваем кристаллы с $\Omega_{cc}(\mathbf{k}) = 0$.

для монокристалла с длиной ℓ вдоль оси z разность потенциалов на гранях $U = E_z^{эфф}\ell$. При $\ell = 0{,}1$ *см*, $\sigma_0 \sim 10^2 ом^{-1} \cdot см^{-1}$ получаем $U \sim 10^{-3}$ *в*, т.е. вполне наблюдаемую величину. Для полупроводников с узкой запрещенной зоной типа InSb подходящим источником может служить лазер на CO_2 ($\lambda = 10{,}6$ *мк*). К новым особенностям фототока приводит приложенное магнитное поле **H**. В частности, уже для кубических кристаллов становятся возможными и направления фототока с $\mu \neq z$. Здесь укажем, что z-ая компонента $j_z' = (j_z/n_0) Z(\zeta)$, где $\zeta = \epsilon_F/\hbar\omega_c$, $\omega_c = eH/mc$ – циклотронная частота, m – эффективная масса в зоне проводимости, а ϵ_F – уровень Ферми, отсчитанный от дна зоны. $Z(\zeta)$ есть число состояний в единице объема с энергией меньших ϵ_F, которое, как известно, осциллирует в зависимости от H^{-1}. Таким образом, в магнитном поле имеют место осцилляции фототока.

В заключение благодарю В.М.Файна и Э.И.Рашбу за обсуждение заметки, а также В.Н.Генкина и Э.Г.Ящина за ценные замечания.

Институт
физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
26 февраля 1968 г.

Литература

[1] В.Н.Генкин, П.М.Меднис. ФТТ, **10**, 3, 1968; ЖЭТФ, **54**, 1137, 1968.

ПУТЬ ПРЯМОГО НАБЛЮДЕНИЯ ГИГАНТСКИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ НА ЯДРАХ ДЫРКОЙ В K-ОБОЛОЧКЕ

В.И.Гольданский

Вероятность испускания ядром частицы или кванта в некотором направлении зависит, как известно, в общем случае от угла между этим направлением и спином ядра I (при $I \geqslant 1$). По этой причине при последовательном ядерном распаде $A^a \to B^b \to C$ спины I_B промежуточных ядер B распределены в пространстве не изотропно относительно выделенного направления регистрации частицы a. Анизотропия же ориентации спинов I_B приводит к тому, что вероятность W совпадения регистрации двумя счетчиками C_a и C_b вылета частиц – соответственно a и b – зависит от угла θ_{ab} между направлениями вылета:

$$W(\theta_{ab}) = \sum_{l=0}^{l_{max}} a_l \cos^{2l}\theta_{ab},$$

где l_{max} равняется удвоенному значению меньшей из трех величин – l_a, l_b (моменты, уносимые частицами a и b) и I_B.

Подобная корреляция между направлениями a и b нарушается (возмущение угловых корреляций) в том случае, когда за время жизни промежуточного ядра B (τ_B) успевает произойти заметная прецессия его