ДИФФУЗИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Ф.Елесин, Ю.А.Быковский

1. Обычно принято считать, что фотоэлектроны с энергией, превосходящей энергию оптического фонона $\hbar\omega_0$, вносят пренебрежимый вклад в фототок, поскольку времена релаксации импульса и энергии τ_{op} на оптических фононах чрезвычайно малы.

Ниже будет показано, что в сильных магнитных полях ($\Omega\tau_{op} \gg 1$, Ω – ларморовская частота) такие высокоэнергетические фотоэлектроны могут играть доминирующую роль в диффузионном токе, что, в свою очередь, приводит к спектральным особенностям фототока и, в частности, к перемене знака фотоэлектромагнитного эффекта (ФЭМ) Кикоина – Носкова.

2. Рассмотрим полупроводник при низких температурах ($kT \ll \hbar\omega_0$). Пусть под действием монохроматического источника рождаются фотоэлектроны с энергией $\hbar\omega$, взаимодействующие с оптическими фононами* и рекомбинирующие со временем τ_e. Поскольку мы интересуемся фотоэлектронами с большими энергиями $\omega \gg \omega_0 > \Omega$, то даже в квантующем магнитном поле ($\Omega \gg kT$) применимо квазиклассическое кинетическое уравнение (большие квантовые числа). Для простоты предположим, что частота фононов и матричный элемент электронфононного взаимодействия не зависят от квазиимпульса, а для электронов справедлив квадратичный закон дисперсии. В этом приближении задача рассматривалась в [1], где была найдена функция распределения фотоэлектронов по энергии $f_0(\epsilon)$. Подставив $f_0(\epsilon)$ из формулы (4) в выражение для коэффициента поперечной диффузии ($H /\!/ Z$) (см. [2]), получим при условии $\tau_{op}\Omega \gg 1$, $\tau_{op} \ll \tau_e$.

$$D_{xx}(\omega) = [2(n-1)(\omega - \frac{n-2}{2}\omega_0)]/3m\Omega^2\tau_e ,$$

$$n = \text{целое}\,\{\omega/\omega_0 + 1\}$$

или при больших частотах, $\omega \gg \omega_0$

$$D_{xx}(\omega) \approx \frac{\omega}{3m\Omega^2\tau_e}\,\frac{\omega}{\omega_0}. \qquad (1)$$

3. Выражение (1) можно получить из следующих соображений. В сильном магнитном поле коэффициент диффузии с энергией ω равен $2\omega/3m\Omega^2\tau_{op}$. Умножая его на долю таких электронов $\omega\tau_{op}/2\omega_0\tau_e$, получим (4). Сравним $D_{xx}(\omega)$ с коэффициентом диффузии термализованных фотоэлектронов:

$$\frac{D_{xx}(\omega)}{D_{xx}(T)} = \frac{\omega}{kT}\,\frac{\omega}{2\omega_0}\,\frac{\tau_{im}}{\tau_e}.$$

Например, для InAs при температуре $T = 4°K$ это отношение становится порядка единицы при $\omega \simeq 0{,}3$ *эв*, если принять $\tau_e \simeq 10^{-8}$ *сек*, а время релаксации импульса $\tau_{im} \approx 10^{-12}$ *сек* [3].

Заметим, что при немонохроматическом свете, $D_{xx}(\omega)$ следует усреднить по спектру источника $F(\omega)$ следующим образом:

$$\bar{D}_{xx}(\omega) = (\Delta\omega)^{-1}\int_0^{\Delta\omega} F(\omega)D_{xx}(\omega)\,d\omega , \qquad (2)$$

поскольку использованная $f_0(\epsilon)$ есть функция Грина, в частности:

$$F(\omega) = \begin{cases} 1, & 0 < \omega < \Delta\omega \\ 0, & \omega > \Delta\omega , \end{cases} \qquad \bar{D}_{xx}(\omega) = \frac{1}{3}D_{xx}(\Delta\omega) .$$

4. Проанализируем зависимость ФЭМ от частоты. Пусть в направлении оси x падает сильно поглощающийся свет, рождающий неравновесные электроны и дырки, диффундируюшие вглубь образца. Тогда в направлении оси у ($H /\!/ Z$) возникает поле ФЭМ [4] (см. [5])

$$E_y = -\left\{ e\int_0^d \frac{dn}{dx}\left[D^n_{yx} + D^p_{yx} - (\sigma^n_{yx}+\sigma^p_{yx})(D^n_{xx} - D^p_{xx})(\sigma^n_{xx}+\sigma^p_{xx})^{-1}\right]dx\right\}\cdot$$

$$\left\{\int_0^d \left[(\sigma^n_{yy}+\sigma^p_{yy}) + (\sigma^n_{yx}+\sigma^p_{yx})^2(\sigma^n_{xx}+\sigma^p_{xx})^{-1}\right]dx\right\}^{-1} \qquad (3)$$

здесь $D^{n,p}_{ik}$, $\sigma^{n,p}_{ik}$ – коэффициенты диффузии и проводимости электронов и дырок, соответственно.

Рассмотрим полупроводник n-типа, в котором $n_0 \gg \Delta n, \Delta p, p_0$, $m_n \gg m_p$, так что $\sigma^n_{ik} \simeq e n_0 \mu^n_{ik} \gg \sigma^p_{ik}$. Диффузия обусловлена термализованными и высокоэнергетическими фотоэлектронами

$$D^n_{ik} = D^n_{ik}(T) + D^n_{ik}(\omega) \qquad (4)$$

и термализованными невырожденными фотодырками, причем для термализованных носителей справедливо соотношение Эйнштейна. Расчет показывает, что коэффициентом $D^n_{xy}(\omega)$ можно пренебречь при условии $\tau_{op} \ll \tau_{im}$.

Собирая результаты и учитывая, что в сильном магнитном поле $\sigma^n_{xx} \ll \sigma^n_{xy} = e n_0 c/H$, вместо (6) получим:

$$E_y \approx \frac{kT}{e}\,\frac{H}{cd}\,\frac{\Delta n(o) - \Delta n(d)}{n_0}\left[\mu^n_{xx} + \mu^p_{xx} - \frac{e}{kT}D^n_{xx}(\omega)\right]. \qquad (5)$$

Отсюда видно, что поле E_y при определенной частоте меняет знак и становится отрицательным. Физическая интерпретация состоит в следующем.

Равновесные электроны отклоняются в направлении оси y под действием магнитного поля и электрического поля Дембера E_x, возникающего из-за разных коэффициентов диффузии дырок и электронов [6]. Это отклонение противоположно отклонению фотоэлектронов под действием магнитного поля и градиента и дает отрицательный вклад в ФЭМ, который описывается вторым слагаемым в числителе (6) или членом $D^n_{xx}(\omega)$ в (8). С увеличением ω, $D^n_{xx}(\omega)$ и, следовательно, E_x растет ($\sigma_{xx} = \mathrm{const}$), что и приводит к перемене знака ФЭМ. Оценки, аналогичные приведенным выше, показывают, что такой эффект может наблюдаться в InAs, InSb при $\omega \approx 0{,}3 \div 0{,}5$ *эв*, $T \approx 4$°K.

5. Рассмотрим теперь ситуацию, когда равновесные электроны вырождены. В этом случае μ^n_{xx} испытывает осцилляции Шубникова-де Гааза [7] (см. [5,8]). Если теперь eD^n_{xx}/kT становится порядка μ^n_{xx}, то э.д.с. ФЭМ начинает испытывать знакопеременные осцилляции с ростом магнитного поля.

3–1577

Мы полагаем, что обнаруженное Кикоиным, Лазаревым [9] явление периодической перемены знака напряжения ФЭМ в InAs *n*-типа с изменением магнитного поля, связано с описанным выше механизмом.

Отметим, что анализ конкретных случаев нуждается в учете ряда факторов и требует особого рассмотрения.

Авторы выражают глубокую благодарность И.К.Кикоину за обсуждение работы и ценные замечания.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в редакцию
20 апреля 1967 г.

Литература

[1] В.Ф.Елесин, Э.А.Маныкин. ФТТ, **8**, 2945, 1966.
[2] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Ф.М., 1962.
[3] I.R.Dixon. Phys. Rev., **107**, 374, 1957.
[4] W.Roosbroeck. Bull. Amer. Phys. Soc., **30**, 10, 1955.
[5] В.Н.Собакин. ДАН СССР, **167**, 318, 1966.
[6] С.М.Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Ф.М., 1963, стр.367.
[7] E.Adams, T.Holstein. J.Phys. Chem. Solids, **10**, **4**, 254, 1958.
[8] И.К.Кикоин, С.Д.Лазарев. Письма ЖЭТФ, 3, 434, 1966.
[9] И.К.Кикоин, С.Д.Лазарев. Письма ЖЭТФ, 5, 393, 1967.

---

* Всюду ниже $\hbar = 1$, под фононами следует понимать оптические фононы.