Письма в ЖЭТФ, том 16, вып.2, стр. 109 – 111. *20 июля 1972 г.*

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В.Л.Бонч-Бруевич, В.К.Чапек [1)]

Как уже отмечалось Р.Кейпером и одним из нас, прыжковая проводимость σ может обуславливаться обменом энергией между носителями заряда и любыми другими элементарными возбуждениями – не только фононами. В частности естественно исследовать перескоки, стимулированные фотонами. Малость константы связи (в этом случае σ пропорциональна квадрату постоянной тонкой структуры), казалось бы, делает этот процесс невыгодным. Однако, здесь имеются и два преимущества по сравнению с перескоками, стимулированными фононами. Во-первых, энергия фотона не ограничена дебаевской температурой. Следовательно, не возникает энергетических ограничений, накладываемых на однофононные процессы, и становятся не обязательными прыжки на большие расстояния. Во-вторых, при наличии соответствующей подсветки число фотонов должной частоты оказывается не зависящим от температуры. Соответственно исчезает (больцмановский или моттовский) экспоненциальный фактор в σ. Мы приходим к специфическому типу фотопроводимости, при котором энергия излучения расходуется на стимуляцию перескоков[2)]. Очевидно, это явление может наб-

---

[1)] Прикомандирован к МГУ из Карлова Университета, Прага, ЧССР.

[2)] Интересен был бы и аналогичный процесс "звукопроводимости"– прыжковой электропроводности, стимулированной не тепловыми, а введенными извне звуковыми волнами.

людаться, если спектральный состав подсветки исключает возможности фотопроводимости обычного типа. При низких температурах последнее означает, что частота света ω должна удовлетворять условиям $\hbar\omega < E_c - F$, $\hbar\omega < F - E_v$, где E_c и E_v – границы запрещенной зоны, понимаемой как щель для подвижности, F – уровень Ферми (лежащий по предположению достаточно глубоко в запрещенной зоне).

Детальный расчет прыжковой проводимости, стимулированной фотонами, $\sigma_{фот}$ так же труден, как и в случае фононных процессов ($\sigma_{фон}$), и результат зависит как от решения задачи о протекании, так и от статистики случайных дискретных уровней. Можно, однако, оценить нижнюю границу отношения $\sigma_{фот}/\sigma_{фон} = \eta$, предполагая, что указанные факторы примерно одинаково влияют как на $\sigma_{фон}$, так и на $\sigma_{фот}$ (фактически перколяционные соображения могут только повысить роль $\sigma_{фот}$).

Очевидно, достаточно рассмотреть случай монохроматической подсветки. При этом надо различать два случая:

$$\text{а) } \big|\,|F| - \hbar\omega\,\big| \sim |F| \quad (\omega \equiv \bar{\omega}), \qquad \text{б) } \big|\,|F| - \hbar\omega\,\big| << |F| \quad (\omega \equiv \underline{\omega}).$$

В первом случае электроны возбуждаются на уровни сравнительно близкие к F (как и при взаимодействии с фононами), во втором – на более высокие уровни, близкие к E_c; при этом $\sigma_{фот}$ отличается от соответствующего значения в случае а) множителем

$$\xi \approx 10^3\left(\frac{F}{\hbar\underline{\omega}}\right)^2 \frac{\rho(F+\hbar\underline{\omega})}{\rho(F)} \left|\frac{F+n\underline{\omega}}{F}\right|^{3/2} \frac{n^3(\underline{\omega})}{n^3(\bar{\omega})}\,\frac{\underline{\omega}}{\bar{\omega}}\,. \tag{1}$$

Множитель 10^3 здесь происходит от интегралов по координатам, содержащих степени расстояния между центрами R, и множители перекрытия $\exp\{-(\gamma_1+\gamma_2)R\}$, где γ_1 и γ_2 – обратные радиусы локализации электронов в состояниях, между которыми происходит перескок. В случае а) $\gamma_1 \approx \gamma_2 \approx \gamma(F)$, в случае б) $\gamma_2 R \lesssim 1$. С учетом множителя R^{10}, возникающего в соответствующем матричном элементе, вычисленном с асимптотическими волновыми функциями дискретного спектра, это дает в ξ множитель $2^{11} \approx 10^3$. Заметим, что при $\gamma R \lesssim 1$ использование асимптотики, строго говоря, уже не оправдано; легко видеть, однако, что учет дополнительной степенной зависимости волновой функции от координат только завысит значение ξ. Далее, ρ – плотность состояний; знак модуля поставлен потому, что мы выбираем E_c за нуль энергии; $n(\omega)$ – показатель преломления на частоте ω. Правая часть (1) имеет максимум при $\hbar\omega \approx |F| - W_1$, где характерная энергия W_1 ($W_1 < |F|$) есть решение уравнения $d\ln\rho/dW = 3W/2$.

Желая получить нижнюю границу для η, будем сравнивать $\sigma_{фот}$ (в случае а)) с прыжковой проводимостью, стимулированной однофононными переходами; при этом для определенности будем иметь в виду акустические фононы и простейший вариант метода потенциала деформации. Ограничимся при этом областью не слишком высоких температур, когда [1 - 3] $\sigma_{фон} \sim \exp\{-(T_0/T)^{1/4}\}$, где T – абсолютная температура, T_0 – постоянная.

Введем следующие обозначения: E_1 – потенциал деформации, $\omega_m = T_m/\hbar$ – дебаевская частота, s – скорость звука, d – плотность вещества, I – поток энергии в световой волне, m_0 – масса свободного электрона. Введем также характерные значения энергии W_2, "эффективной массы" электрона m "атомной массы" M, и потока энергии I_0, полагая:

$$\int_{E_v}^{F} \rho(W)\,dW = \rho(F)W_2\,, \qquad \frac{\hbar^2\gamma^2(F)}{2m} = |F|\,, \tag{2}$$

$$M = \frac{ds^3}{\omega_m^3}\,, \qquad I_0 = \frac{T_m^4}{2\pi^2\hbar^3 s^2} \tag{3}$$

Тогда для величины η мы получаем, в случае а)

$$\eta = \frac{e^2 n^3(\bar\omega)}{hc}\,\frac{IW_2\,|F|^3\,\bar\omega\, mMs^2}{I_0 k^2 T T_0 E_1^2\,\omega_m m_0^2 c^2}\exp\left\{\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right\}\,. \tag{4}$$

Возрастание η с частотой света связано с тем, что при вычислении $\sigma_{\text{фот}}$ было использовано дипольное приближение (видимо, это оправдано), а характерная частота фононов была принята равной ω_m (это занижает η). Значение η в случае б) получается из (4) умножением на ξ.

Очевидно,рассматриваемый тип фотопроводимости может быть экспериментально интересным при $I > I_k$, где критическое значение, I_k, определяется из условия $\eta = 1$. Полагая для оценки $n(\omega) = 7$, $m = m_0$, $|F| = 0{,}3$ *эв*, $E_1 = 5$ *эв*, $kT_m = 10^{-2}$ *эв*, $T = 81$°K, $M = 3{,}10^5 m_0$, $s = 5\cdot 10^5$ *см/сек*, $T_0 = 10^8$ °K, $W_2 = 0{,}1$ *эв*, видим, что $I_0 = 0{,}8\cdot 10^5$ *вт/см*^{2}. Тогда, согласно (4), $I_k = 0{,}45\,\omega_m/\bar\omega$ *вт/см*^{2}.

В случае б) это значение уменьшается в ξ раз. Выбирая частоту оптимальным образом и полагая для оценки $\rho(-W_1)/\rho(F) = 5$, получим в случае б) $I_k \approx 5\cdot 10^5$ *вт/см*^{2} $(\omega_m/\underline{\omega}) \approx 2{,}5\cdot 10^{-6}$ *вт/см*^{2}.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
6 июня 1972 г.

Литература

[1] N.F.Mott. Phil. Mog., 19, 8351, 1969.

[2] V.Ambegaokar, B.I.Halperin, I.S.Langer. Phys. Rev., B4, 2612, 1971[1].

[3] W.Brennig, P.Wolfle, G.Döhler. Phys. Lett., 35A, 77, 1971.

---

[1] Один из нас (В.Л.Бонч-Бруевич) признателен проф. Амбегаокару за присылку препринта.