Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 9, стр. 507 – 509 *5 ноября 1976 г.*

О ВОЗМОЖНОМ НОВОМ ТИПЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СЛУЧАЙНЫМ ПОЛЕМ

В.Л.Бонч-Бруевич

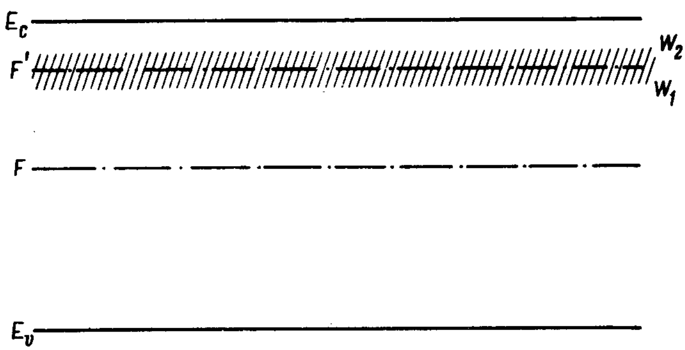
Указан новый тип фотопроводимости, которая может наблюдаться в неупорядоченных полупроводниках при низких температурах. Эффект связан с конечным (не зависящим от температуры, T, при $T \to 0$) значением ширины флуктуационных уровней, расположенных выше уровня Ферми.

Как известно, в случайных полях довольно общего типа спектр дискретных (флуктуационных) уровней оказывается всюду плотным. Это обстоятельство приводит, в частности, к тому, что даже при температуре $T = 0$ все дискретные уровни, расположенные выше уровня Ферми, F (см. рисунок; для определенности мы имеем в виду электроны), оказываются нестационарными. Действительно, за счет спонтанного испускания фононов и/или фотонов и т. д. (в магнитных материалах – и магнонов) возможны переходы с этих уровней на вакантные ниже лежащие состояния. При этом плотность состояний $\rho(E)$, при энергиях $E > F$ (еще не усредненная по случайному полю) дается уже не суммой δ-функций, отвечающих строго дискретным уровням, а "размазывается". Так, при слабом взаимодействии носителей заряда с фононами и т. д. мы имеем (в первом неисчезающем приближении):

$$\rho(E) = \frac{2}{\Omega}\sum_{\lambda} \frac{|\,\mathrm{Im}\, M_r(\lambda, E)\,|}{[E - W_\lambda - \mathrm{Re} M_r(\lambda, E)]^2 + [\mathrm{Im} M_r(\lambda, E)]^2} \qquad (1)$$

$$(\hbar = 1)$$

Здесь Ω – объем системы, λ – совокупность квантовых чисел, описывающих невозмущенные состояния электронов (с волновыми функциями ψ_λ), W_λ – соответствующие энергии, $M_r(\lambda, E)$ – диагональные элементы массового оператора, сопоставленные однофермионной запаздывающей функции Грина. Формально функция M_r легко вычисляется стандартными методами. Результат, однако, зависит как от вида функций ψ_λ, от типа фононов и т. д., так и от статистических характеристик рассматриваемой системы уровней. Для наших целей достаточно заметить, что при $E > F$ величина $|\mathrm{Im} M_r(\lambda, E)| \equiv \gamma(\lambda, E) \neq 0$ даже при $T = 0$ (при учете непрерывного спектра фононов), т. е. плотность состояний в этой области отлична от нуля и непрерывна. Согласно общей теореме о корреляции между плотностью состояний и статической электропроводностью [1] это означает, что электроны, попавшие в указанную область энергий, дают конечный вклад в статическую электропроводность при $T = 0$. В данном случае это обусловлено двумя механизмами: во-первых, "размазка" уровней делает не обязательными классические прыжки между центрами локализации; во-вторых, в результате возмущения в волновой функции электрона появляется примесь



состояний с индексами λ, отвечающими непрерывному спектру[1]. Разумеется, в условиях равновесия при $T = 0$ электронов в рассматриваемой области энергий не будет вообще. Они, однако, появятся там при освещении образца светом с частотой $\omega < (E_c - F)/h$. Для ориентировочной оценки подвижности этих электронов сделаем два предположения: 1) пусть при освещении электроны попадают, в основном, в слой, заштрихованный на рисунке (верхняя граница этого слоя, W_2, может и совпадать с E_c, нижняя W_1, может быть размыта); 2) пусть переходы между состояниями слоя происходят гораздо чаще нежели уход их оттуда на гораздо более глубокие уровни[2]. При этом электроны в слое можно рассматривать как самостоятельную систему, приписывая им свой уровень Ферми F', расположенный (при $T = 0$) так, как показано, на рисунке.

---

[1] Роль нестационарности и связанной с ней частичной делокализации в электропроводности одномерных неупорядоченных систем исследовалась в работе [2], в результате продумывания которой появилась настоящая статья. Идея о роли нулевых колебаний в электропроводности полупроводника при $T = 0$ высказывалась уже давно [3]. Однако, соответствующий расчет, выполненный в [3], кажется мне теперь неубительным.

[2] Первое предположение фактически несущественно, коль скоро выполняется второе: в этих условиях подвижность не должна зависеть от способа освещения. Второе предположение, видимо, выполняется, если $W_2 - W_1 \ll W_2 - F$; при этом точный смысл знака "$\ll$" зависит от статистических свойств системы уровней.

Искомая подвижность есть: $\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3$, где μ_1 и μ_2 описывают, соответственно, вклады от первого и второго механизмов, а μ_3 – от интерференции их.

Обозначим через $\mu_h \sim \zeta(T)$ обычную прыжковую подвижность, которой обладали бы электроны в данном слое при температуре T; $\zeta(T)$ есть обычный множитель, равный, например, $\exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ в случае закона Мотта. Тогда в пренебрежении статистической корреляцией между уровнями

$$\mu_1 \sim \mu_h \zeta^{-1}.$$

Вклады μ_3 и μ_2 пропорциональны, соответственно, $\hbar\gamma/(E_c - F')$ и $(\hbar\gamma/(E_c - F'))^2$, где $\gamma = \gamma(W, F')$, а W – характерная энергия в непрерывном спектре. По порядку величины γ близко к обратному времени рекомбинационного перехода из зоны проводимости на уровень F'. При не слишком малых разностях $E_c - F'$ эти величины малы.

Фотонный вклад в ширину линии может сравняться с фононным при достаточно большой силе света. Пусть, для простоты, спектральная плотность (нетеплового) излучения, падающего на образец, равномерно распределена в интервале $W_2 - F \geqslant \hbar\omega \geqslant W_1 - F$.

Тогда фотонный вклад сравнивается с фононным при

$$\frac{I\pi^2 c^2}{\omega^3(W_2 - W_1)} \sim \frac{g^2\hbar c}{c^2}.$$

Здесь I – сила света, g – безразмерная константа связи электронов с фононами, c – скорость света в среде. При $g = 1$, $W_2 - W_1 = 10^{-2}$ *эв*, $W_1 - F = 10^{-1}$ *эв* и показателе преломления среды, равном четырем, это дает $I = 3 \cdot 10^2$ *вт/см*^{2}. В этих условиях должна, очевидно, наблюдаться суперлинейная фотопроводимость: свет не только переводит электроны на соответствующие уровни, но и обусловливает ширину последних в результате вынужденного излучения.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
30 сентября 1976 г.

Литература

[1] В.Л.Бонч-Бруевич. Сб. "Проблема многих тел и физика плазмы". Новости симпозиума по задаче многих тел, стр. 32, М., изд. Наука 1967; V.L.Bonch-Bruevich, A.G.Mironov, I.P.Zviagin. La Rivista del Nuovo Cim., 3, 321, 1973.

[2] А.А.Гоголин, В.И.Мельников. Э.И.Рашба. ЖЭТФ, 72, вып. 2, 1977.

[3] В.Л.Бонч-Бруевич. ЖЭТФ, 31, 254, 1956.