

кроме того, зависит от длины пробега подводного возмущения. Максимум энергии смещается в сторону малых скоростей при уменьшении величины пробега L , одновременно уменьшаясь по абсолютной величине. Этот эффект наблюдается и в случае горизонтального дна.

Исследование зависимостей параметров волны от углов наклона γ при сохранении постоянства глубины очага H_0 показало, что с увеличением угла возрастает абсолютная величина максимума $W(V)$ общей энергии волн, а его положение в рассматриваемых пределах $\gamma=0-0,06$ рад не меняется.

На рис. 4 представлены профили генерируемых волн при $\gamma=0$ и $0,05$ для скорости подвижки $V=0,7$ и величины пробега $L=D$. Видно, что по направлению подвижки распространяются две выпуклости, разделенные впадиной, а в обратную сторону — две впадины, разделенные выпуклостью. С увеличением угла амплитуды волн, текущих по направлению подвижки, увеличиваются, а в обратную сторону — уменьшаются.

Интересно сделать некоторые оценки, касающиеся реальных цунами и очагов их возникновения. Предположим, оползень происходит в прибрежной зоне в результате землетрясения и занимает часть очага землетрясения. Перейдя обратно к размерным величинам и принимая в прибрежной зоне $H_0 \approx 50$ м, получим, что при характерном размере оползня $D \approx 400$ м, высоте $B_0 \approx 35$ см, скорости его движения $V \approx 15$ м/с и пробеге $L \approx 400$ м высота волны составит $\eta \approx 0,25$ м.

Для крупных оползней, возникающих в результате сильных землетрясений, может быть сделана следующая оценка. Глубина воды в прибрежной зоне ~ 250 м. Тогда при длине оползня 6 км, высоте 6 м, скорости $\sim 30-40$ м/с и длине пробега $3-6$ км амплитуда волны, идущей к берегу, в резонансном случае составит $2-3$ м.

Таким образом, в работе показано, что параметры волны, возникающей в результате подводного оползня, сильно зависят как от характеристик самого оползня (его размеров, скорости и дальности распространения), так и от свойств очага (глубины воды, угла наклона дна). Зависимость энергии и амплитуд волн от скорости подвижки имеет резонансный характер. Область резонанса зависит от дальности распространения оползня и смещается в сторону малых скоростей при уменьшении длины пробега L .

ЛИТЕРАТУРА

[1] Марчук А. Г., Чубаров Л. Б., Шокин Ю. И. Численное моделирование волн цунами. Новосибирск, 1983.

Поступила в редакцию
02.12.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

К ТЕОРИИ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОВОДИМОСТИ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

И. П. Звягин, В. П. Петрова

(кафедра физики полупроводников)

Рассчитан бесфононный вклад в проводимость на переменном токе для модели с диагональным беспорядком при низких температурах с учетом квантовой корреляции уровней. Показано, что в органических полупроводниках в ИК-области может возникать полоса поглощения, связанная с резонансными переходами между соседними локализованными состояниями.

Как известно, одним из основных методов получения информации о механизмах электронных процессов в органических полупроводниках служат исследования процессов релаксации [1—3]. Наряду с этим определенную информацию об этих механизмах можно получить из измерений частотной зависимости проводимости или фотопроводимости [4]. Для многих органических полупроводников (например, из ряда антрацена) результаты указанных выше измерений можно описать в предположении о прыжковом механизме переноса. Теория прыжкового переноса в этих материалах развивалась как аналитическими [5, 6], так и численными методами. В работе [6] в рамках этой модели был найден релаксационный (фононный) вклад в проводимость

на переменном токе и было показано, что основной вклад, обусловленный трехузельными кластерами, приводит к степенной частотной зависимости проводимости. В настоящей работе обсуждается вклад резонансных переходов (без участия фононов), который в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в ряде случаев оказывается существенным [7].

В рассматриваемой нами модели с диагональным беспорядком (модель Андерсона) пространственное расположение локальных центров упорядочено, а энергии локализованных состояний случайны. В условиях, когда расстояния между центрами превышают радиус локализации, можно ограничиться электронными переходами между ближайшими соседями [2]. В этих условиях существенную роль могут играть эффекты квантовой корреляции уровней, приводящие к тому, что энергетическое расстояние между уровнями соседних центров не может быть меньше $2I$, где I — интеграл перекрытия, который в модели с простой решеткой один и тот же для всех пар соседних узлов. Квантовая корреляция уровней мало сказывается на фоновом вкладе, поскольку характерные изменения энергии электрона при прыжках $\Delta E_h \gg I$. Действительно, для трехузельных кластеров время релаксации $\tau_3 \approx W_0^{-1} \exp\{-\Delta E_h/kT\} \approx \approx \omega$, $\Delta E_h \approx kT \ln(W_0/\omega)$, где эффективный предэкспоненциальный множитель $W_0 \approx \approx W_{00} \exp(-2\gamma a)$, W_{00} — предэкспоненциальный множитель в темпе переходов, а a — расстояние между соседними центрами. Величина W_0 для рассматриваемых материалов порядка 10^6 – 10^8 с $^{-1}$, так что в низкочастотной области при $\omega \lesssim 10^6$ с $^{-1}$ величина $\Delta E_h \approx kT \ln(W_0/\omega)$ значительно превосходит I .

С другой стороны, вследствие квантовой корреляции уровней возникает очевидное ограничение на частоту бесфононных переходов, $\hbar\omega \gg 2I$. Поскольку характерное значение параметра I , определяющего ширину зоны, в органических кристаллах порядка 10^{-2} эВ [2], это ограничение существенно: резонансные переходы между соседними центрами становятся возможными лишь при $\omega \gg \omega_{cr}$, где $\omega_{cr} \approx 10^{13}$ с $^{-1}$. Таким образом, в низкочастотной области вклад резонансных переходов в проводимость отсутствует. При $\omega \gg \omega_{cr}$ для этого вклада имеем (ср. с [7])

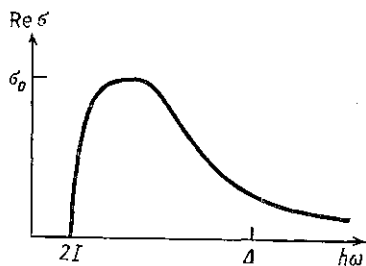
$$\operatorname{Re} \sigma(\omega) = \frac{e^2 I^2}{3\gamma^5 \hbar^2 \omega} \left[1 - \exp\left\{-\frac{\hbar\omega}{kT}\right\} \right] \int d\varepsilon \rho(\varepsilon) \rho(\varepsilon + \hbar\omega) \times \\ \times \Psi(\varepsilon, \varepsilon + \hbar\omega) n_F(\varepsilon) [1 - n_F(\varepsilon + \hbar\omega)],$$

где $\rho(\varepsilon)$ — плотность локализованных состояний, n_F — функция Ферми, а $\Psi(\varepsilon, \varepsilon') = [1 - (2I/(\varepsilon - \varepsilon'))^2]^{1/2} \theta((\varepsilon - \varepsilon') - 2I)$ — функция корреляции уровней. В области низких температур (при $kT \ll \hbar\omega$) это выражение имеет вид

$$\operatorname{Re} \sigma(\omega) = \frac{e^2 I^2}{3\gamma^5 \hbar^2 \omega} \left[1 - \left(\frac{2I}{\hbar\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \int_{F-\hbar\omega}^F d\varepsilon \rho(\varepsilon) \rho(\varepsilon + \hbar\omega) \theta(\hbar\omega - 2I).$$

В случае, когда уровень Ферми расположен в окрестности уровня проводимости, для медленно меняющейся плотности состояний в области частот $\omega_{cr} < \omega < < (\hbar d \ln \rho(F)/dF)^{-1}$ величина $\operatorname{Re} \sigma(\omega)$ практически не зависит от частоты. Когда $\rho(\varepsilon)$ имеет форму размытого пика шириной порядка Δ , величина $\operatorname{Re} \sigma(\omega)$ убывает при $\hbar\omega > \Delta$. Частотная зависимость резонансного вклада в $\operatorname{Re} \sigma(\omega)$, определяющая соответствующую зависимость коэффициента поглощения электромагнитных волн $\alpha(\omega) = (4\pi/c) \operatorname{Re} \sigma(\omega)$ (n — показатель преломления, c — скорость света), схематически показана на рисунке.

В области $\omega \gg \omega_{cr}$ вклад резонансных переходов в $\sigma(\omega)$ оказывается большим по сравнению с релаксационным $\sigma^{(2)}(\omega)$ в широкой области температур. Действительно, в рассматриваемой области частот парный вклад превышает вклад трехузельных кластеров в проводимость. Используя выражение для $\operatorname{Re} \sigma^{(2)}(\omega)$, полученное в работе [6], находим, что отноше-



Частотная зависимость резонансного вклада в проводимость; $\sigma_0 = (e^2 I^2 / 3\gamma^5 \hbar) \rho^2(F)$

ние бесфононного вклада в проводимость к фоновому в области $\omega \gg \omega_{cr}$ порядка

$$\frac{\operatorname{Re} \sigma}{\operatorname{Re} \sigma^{(2)}} = \frac{I^2}{6W_0 kT} \exp\left\{ \frac{E_0 - F}{kT} \right\}.$$

Полагая здесь для оценки $W_0=10^8$ с⁻¹, $I=0,01$ эВ, $T=300$ К при $F=F_0$, находим, что это отношение порядка 10^4 .

Таким образом, в ИК-области поглощение электромагнитных волн в органических полупроводниках в условиях, когда уровень Ферми расположен в окрестности классически уширенного уровня проводимости, может определяться резонансными переходами между соседними локализованными состояниями. При этом в спектре поглощения в ИК-области возникает полоса, ширина которой определяется шириной уровня проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Поуп М., Свенберг Ч. Электронные процессы в органических кристаллах. Т. 1, 2. М., 1985. [2] Bassler H.//Phys. Stat. Solidi (b). 1981. 107. P. 9. [3] Тютнев А. П., Ванников А. В., Мингаев Г. С. Радиационная электрофизика органических диэлектриков. М., 1989. [4] Abkowitz M., Lakatos A., Scher H.//Phys. Rev. 1974. B9. P. 1813. [5] Звягин И. П., Плюхин А. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 3. С. 84. [6] Zvyagin I. P.//Phil. Mag. 1992. B65. P. 745. [7] Звягин И. П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М., 1984.

Поступила в редакцию
10.03.93