НЕОМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ВЧ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Гальперин Ю. М., Приев Э. Я.

Рассмотрены неомические эффекты в ВЧ прыжковой проводимости $\sigma(\omega)$ в полупроводниках в случае, когда доминирует релаксационный механизм поглощения. Проанализированы зависимости неомического вклада в $\mathrm{Re}\,\sigma(\omega)$ от частоты ω, температуры T и амплитуды $\mathscr{E}_0$ переменного электрического поля. Показано, что в случае достаточно низких частот указанный неомический вклад пропорционален $|\mathscr{E}_0|$. Причина такой неаналитической зависимости состоит в том, что основную роль в этой ситуации играют пары доноров с расстоянием между уровнями, гораздо меньшим T, для которых отклик на поле существенно нелинеен. Рассмотрена зависимость неомической части $\mathrm{Re}\,\sigma(\omega)$ от магнитного поля.

При низких температурах ВЧ прыжковая проводимость $\sigma(\omega)$ слабо легированных и некристаллических полупроводников обусловлена прыжками электронов между примесными центрами, расстояние между которыми меньше среднего [1]. Основной вклад в $\mathrm{Re}\,\sigma(\omega)$ дают два механизма: резонансный (бесфононный) и релаксационный [1, 2]. В случае достаточно низких частот ω и не слишком низких температур T главную роль играет второй механизм, обусловленный модуляцией расстояния E между уровнями энергии электрона, локализованного на паре центров, переменным электрическим полем $\mathscr{E}$; $E=(\Delta^2+\Delta_0^2)^{1/2}$, Δ — разность одноузельных энергий, Δ_0 — туннельное расщепление уровней.

Теория неомических эффектов ВЧ прыжковой проводимости при релаксационном механизме была построена в работе [3]. Важную роль при создании этой теории сыграли работы Шкловского и Эфроса [2, 4]. В этих работах показано, что для правильного подсчета числа пар, дающих вклад в поглощение, необходимо учитывать кулоновскую корреляцию чисел их заполнения.

Главный вклад в омическую ВЧ проводимость дают пары, у которых $E \sim T$. Неомические эффекты определяются отношением амплитуды модуляции расстояния между уровнями $d=e(\mathscr{E}_0\cdot\mathbf{r})$ к характерному значению $E \sim T$ (здесь $\mathscr{E}_0$ — амплитуда поля, $\mathbf{r}$ — «плечо» пары). Таким образом, параметром нелинейности является отношение $u=e\mathscr{E}_0 r_c/T$, где r_c — характерное значение плеча пары.[1]

В работе [3] был рассмотрен режим сильной нелинейности, когда $u \gg 1$. Однако в полупроводниках с мелкими примесными уровнями (типа n-InSb) такой режим трудно достижим экспериментально, поскольку при этом появляется возможность активации носителей в зону (примесный пробой) [5]. Поэтому для таких материалов основной интерес представляет режим слабой нелинейности, т. е. ситуация, когда $d \ll T$ (или $u \ll 1$).

Цель работы — рассмотреть неомические эффекты ВЧ прыжковой проводимости в режиме слабой нелинейности и проанализировать влияние магнитного поля H.

Наиболее интересным здесь является то, что неомическая поправка к $\sigma(\omega)$ далеко не всегда пропорциональна u^2, как это могло бы показаться на первый

[1] Конкретное значение r_c будет приведено далее (табл. 1). Условием применимости двухузельной модели, которой мы пользуемся, является $a \ll r_c \ll N^{-1/3}$, где a — радиус локализации электронного состояния, а N — концентрация примесных центров.

взгляд. В частности, как мы увидим, неомический вклад в $\sigma(\omega)$ может оказаться пропорциональным $|u|$. Физической причиной такой неаналитической зависимости является то, что омическая и неомическая части $\sigma(\omega)$ определяются различными группами пар: первая — парами с $E \lesssim T$, а вторая — парами с малыми значениями $E \lesssim E^* \ll T$. Для последних нелинейность проявляется сильно, и их вклад в неомическую часть проводимости оказывается определяющим, несмотря на относительно малое число таких пар. Таким образом, исследование неомических эффектов дает возможность изучать парную функцию распределения примесных центров в области малых расстояний между уровнями.

Таблица 1

Значение P^{nl}/P_0 в различных предельных случаях

Область параметров	P^{nl}/P_0	r_c/a
$\omega\tau_0 \gg 1$	$-0.17\,\dfrac{d_0^2}{T^2}$	$\ln\dfrac{2I_0}{T}$
$1 \gg \omega\tau_0 \gg (d/T)^2$	$0.03\,\dfrac{d_0^2}{T^2\sqrt{\omega\tau_0}}$	$\ln\dfrac{2I_0}{E_1}$
$\omega\tau_0 \ll (d/T)^2$	$-0.15\,\dfrac{d_0}{T}$	$\ln\dfrac{2I_0}{d_0}$

Примечание. $d_0 = e\mathcal{E}r_c$.

Таблица 2

Отношение $P(H)/P_0$ в сильном магнитном поле

Ориентация	$P(H)/P_0$, $k=4$	$P(H)/P_0$, $k=3$
$\mathcal{E} \parallel \mathbf{H}$	$\dfrac{5\lambda^2 a_\text{п}^4}{2S_1a^6} \sim H^{-1/3}$	$\dfrac{8\lambda^2 a_\text{п}^3}{3S_1a^5} \sim H^{-1/2}$
$\mathcal{E} \perp \mathbf{H}$	$\dfrac{6}{S_1^3}\left(\dfrac{\lambda}{a}\right)^6 \sim H^{-3}$	$\dfrac{64\sqrt{2}}{\pi S_1^{5/2}}\left(\dfrac{\lambda}{a}\right)^5 \sim H^{-5/2}$

Примечание. $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$, $a_H = \hbar/\sqrt{2mE_H}$. E_H — энергия связи донора в магнитном поле.

Мы будем вычислять мощность P, поглощаемую в единице объема, а величину $\operatorname{Re}\sigma(\omega)$ определять из соотношения

$$\operatorname{Re}\sigma(\omega) = 2P/\mathcal{E}_0^2. \tag{1}$$

Для анализа качественной картины рассмотрим вклад пары с $E \ll T$ в линейное поглощение. Этот вклад определяется формулой Мандельштама—Леонтовича

$$p_0 \simeq \frac{\omega^2\tau}{1+(\omega\tau)^2}, \tag{2}$$

где τ — время релаксации заселенностей пар. Явный вид τ определяется механизмом взаимодействия пар с тепловыми фононами. Мы рассмотрим наиболее простой случай, когда его можно представить в виде [3]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0}\left(\frac{\Delta_0}{T}\right)^2, \tag{3}$$

где $\Delta_0 = 2I(\mathbf{r})$, $I(\mathbf{r})$ — энергетический интеграл перекрытия волновых функций компонент пары [в отсутствие магнитного поля $I(r) = I_0\exp(-r/a)$]. Такое выражение соответствует, например, случаю деформационного взаимодействия при $E < 2\hbar s/a$, s — скорость звука. Будем считать, что корреляция в расположении примесей отсутствует. Тогда с точностью до несущественных сейчас логарифмических множителей функция распределения параметра Δ_0 есть Δ_0^{-1} (т. е. имеется экспоненциально широкий набор времен релаксации). С учетом этого вклад в поглощаемую мощность пар с $E \lesssim E^* \ll T$ пропорционален

$$P_0 \propto \frac{1}{T}\int_0^{E^*} dE \operatorname{arc\,tg}\frac{E^2}{\omega\tau_0 T^2}. \tag{4}$$

Используем это выражение для качественных оценок. Поскольку нас интересует слабая нелинейность, будем считать, что $(p-p_0)/p_0 \simeq (d/E)^2$. Тогда получаем

$$P^{nl} = P - P_0 \propto \frac{1}{T}\int_0^{E^*} \operatorname{arc\,tg}\frac{E^2}{\omega\tau_0 T^2}\left(\frac{d}{E}\right)^2 dE. \tag{5}$$

Анализ (5) позволяет сделать вывод, что при $\omega\tau_0 \gg 1$ интеграл в (5) определяется верхним пределом, который в этом случае должен быть порядка T. Следовательно,

$$P^{nl}/P_0 \simeq (d/T)^2 \backsim \mathcal{E}_0^2. \tag{6}$$

При $\omega\tau_0 \ll 1$, как видно из (5), возникает новое характерное значение энергии $E_1 \simeq T\sqrt{\omega\tau_0} \ll T$. Соответственно оценка для P^{nl} в этом случае имеет вид

$$\frac{P^{nl}}{P_0} \simeq \frac{d^2}{TE_1} \simeq \frac{d^2}{T^2\sqrt{\omega\tau_0}} \backsim \mathcal{E}_0^2. \tag{7}$$

Отсюда видно, что, поскольку $\omega\tau_0$ стоит в знаменателе, в этом случае нелинейность поглощения наступает гораздо раньше, чем при $\omega\tau_0 \gg 1$. Выражения (6) и (7) справедливы лишь при $E_1 \gg d$, или

$$\omega\tau_0 \gg (d/T)^2. \tag{8}$$

Именно в этих случаях нелинейные добавки представляют собой члены разложения в ряд по параметру d/E. Если же $E_1 \ll d$, или

$$\omega\tau_0 \ll (d/T)^2, \tag{9}$$

то ситуация становится аналогичной той, которая имеет место при $d \gg T$ (сильная нелинейность) [3]. Поэтому P^{nl}/P_0 определяется отношением чисел пар с $E \lesssim d$ и $E \lesssim T$

$$\frac{P^{nl}}{P_0} \simeq \frac{|d|}{T} \backsim |\mathcal{E}_0|. \tag{10}$$

Отсюда видно, что при $\omega\tau_0 \ll 1$ (что соответствует типичной экспериментальной ситуации) за нелинейное поглощение ответственны пары с малыми E.

Для нахождения численных коэффициентов для оценок (6), (7) и (10) необходимо рассматривать точное выражение для поглощения, определяемого одной парой, полученное в [3]. При этом в случае $\omega\tau_0 \ll 1$ можно сделать ряд упрощений в этом выражении, обусловленных тем, что главную роль здесь играют пары с малыми E. Для этого случая имеем

$$p = \frac{\omega}{8\pi T}\int_0^{2\pi} dt \int_0^{2\pi} dt' \dot{E}(t)\,\dot{E}(t-t')\,\frac{\exp(-\rho\gamma t')}{1-\exp(-2\pi\rho\gamma)}, \tag{11}$$

где $\gamma = \frac{1}{\omega\tau_0}(E/T)^2$, $E(t) = \sqrt{\left(E\sqrt{1-\rho}+d\cos t\right)^2 + \rho E^2}$ — расстояние между уровнями под действием возмущения со стороны внешнего поля $\mathcal{E}$, $\rho = (\Delta_0/E)^2$. Если здесь ввести фурье-компоненты функций $E(t)$, E_n и учесть, что при $E \ll T$ линейный вклад

$$p_0 = \pi d^2(1-\rho)\frac{\omega\gamma\rho}{1+(\rho\gamma)^2}, \tag{12}$$

то нелинейная часть поглощения равна

$$p^{nl} = p - p_0 = \frac{\rho\omega\gamma}{8T}\left\{\sum_{n=1}^{\infty}\frac{n^2E_n^2}{n^2+\rho^2\gamma^2} - \frac{d^2(1-\rho)}{1+(\rho\gamma)^2}\right\}. \tag{13}$$

В случае $\omega\tau_0 \gg 1$ нелинейное поглощение для одной пары вычисляется так же, как и при $\omega\tau_0 \ll 1$, только вид фурье-коэффициентов будет более сложным, поскольку здесь уже не удается осуществить упрощения в формуле для p за счет области малых энергий.

При определении полного поглощения P необходимо помимо усреднения по E и ρ выполнить усреднение по направлениям $\mathbf{n}$, где $\mathbf{n} = (\mathbf{r}/r)$ — направление дипольного момента пары,

$$P = 2\pi a^2\int_0^{\infty} dE\int_0^1 d\rho\,\frac{F(E\sqrt{1-\rho},\ a)}{\rho\sqrt{1-\rho}}\,S_k(E\sqrt{\rho},\ \mathbf{n})\,p(E,\ \rho,\ \mathbf{n}), \tag{14}$$

где парная функция распределения $F(E\sqrt{1-\rho}, a)$, а выражение для S_k определяется, как в [6]. Результаты усреднения для нелинейной части поглощения, отнесенной к линейной в различных предельных случаях, представлены в табл. 1.

Внешнее магнитное поле деформирует волновую функцию примесного электрона, причем различным образом в зависимости от угла между плечом пары и **H**. Это приводит к тому, что интеграл перекрытия $I(\mathbf{r})$ начинает зависеть от поля H. При этом в зависимости от соотношения между магнитной длиной $\lambda=(c\hbar/eH)^{1/2}$ и радиусом локализации электрона существуют две области с различной зависимостью $P(H)$: сильные и слабые поля. Наиболее существенным для эксперимента является случай сильного поля, т. е. $\lambda/a \ll 1$ (в противоположном предельном случае возникают лишь малые поправки к поглощению, пропорциональные H^2). Учет влияния магнитного поля на поглощение производится при усреднении нелинейной части поглощения P^{nl} по всем направлениям n, так же как это делалось в [6]. Результаты зависимостей $P^{nl}(H)$ для различных ориентаций магнитного поля в разных предельных случаях приведены в табл. 2 (k — показатель степени $P^{nl} \sim d^k$).

Мы благодарны Б. И. Шкловскому за чтение рукописи и полезные замечания.

Литература

[1] Pollak M., Geballe T. H. — Phys. Rev., 1961, v. 122, N 6, p. 1742—1752.
[2] Efros A. L., Shklovskii B. I. — In: Electron-electron interactions in disordered systems, v. 10 / Ed. by A. L. Efros, M. Pollak. Amsterdam, 1985, p. 409—482.
[3] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Паршин Д. А. Высокочастотная прыжковая проводимость полупроводников. Теория нелинейных и квантовых явлений. — ЖЭТФ, 1983, т. 85, в. 11, с. 1757—1770.
[4] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Бесфононная прыжковая проводимость неупорядоченных систем на переменном токе. — ЖЭТФ, 1981, т. 81, в. 1, с. 406—415.
[5] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. Влияние примесного пробоя на поглощение ультразвука в компенсированном n-InSb. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 11, с. 3374—3379.
[6] Гальперин Ю. М., Приев Э. Я. Акустические свойства полупроводников в режиме прыжковой проводимости. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 3, с. 692—700.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 18.06.1987
Принята к печати 22.09.1987