О ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гальперин Ю. М., Пардаев А. П.

Рассмотрено поглощение ультразвука в слабо легированных компенсированных полупроводниках при низких температурах. Показано, что наряду с прыжковым поглощением заметный вклад могут давать электроны, локализованные в крупномасштабном потенциальном рельефе. Проанализированы зависимости указанного вклада от частоты и температуры в различных предельных случаях; показано, что они существенно отличаются от соответствующих зависимостей как для поглощения носителями на уровне протекания, так и для прыжкового поглощения.

При низких температурах поглощение звука в слабо легированных полупроводниках определяется конкуренцией двух механизмов: прыжкового ([1-4] и др.), обусловленного перескоками электронов между локализованными состояниями в примесной полосе, и поглощения носителями, активированными в зону проводимости. Специфика легированных полупроводников состоит в том, что в них вследствие хаотического расположения примесей положение дна зоны проводимости зависит от координат.

В компенсированных материалах можно выделить два характерных масштаба потенциального рельефа [5]. Один масштаб — мелкий — порядка расстояния между примесями

$$r_t = (3/4\pi N_t)^{1/3}, \quad N_t = N_D + N_A, \tag{1}$$

где N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов соответственно.

Характерная глубина потенциального рельефа с масштабом r_t порядка

$$\gamma_t = e^2/\varkappa r_t = e^2 (4\pi N_t/3)^{1/3} \varkappa^{-1}. \tag{2}$$

Здесь e — заряд электрона, а $\varkappa$ — диэлектрическая проницаемость.

Будем считать, что уровень легирования настолько мал, а температура настолько велика, что такой рельеф с вероятностью порядка единицы туннельно прозрачен для теплового электрона ($r_t\,[2m\,(\gamma_t - T)]^{1/2} \lesssim \hbar$). В этой ситуации мелкомасштабный рельеф фактически определяет длину свободного пробега электронов и может быть учтен введением соответствующего коэффициента диффузии.

Кроме мелкого, можно выделить и крупный масштаб с характерными размером

$$r_s = r_t (1 - K)^{-2/3} \tag{3}$$

и глубиной

$$\gamma_s = \gamma_t (1 - K)^{-1/3}. \tag{4}$$

Здесь $K = N_A/N_D$ (для определенности рассматриваем полупроводник n-типа).

Говорить о существенном различии масштабов r_s и r_t можно лишь при очень сильной компенсации $[(1-K)^{1/3} \ll 1]$. Мы тем не менее используем модель сильно компенсированного материала, имея в виду получение качественных закономерностей. Количественные оценки будем делать применительно к образцам n-InSb⟨Mn⟩, на которых недавно наблюдались оба вклада в поглощение звука [4]. В таком материале $N_t \simeq 2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, $K \simeq 0.85-0.9$, $\varkappa = 17$, соответственно $\gamma_t \simeq 8$ K, $r_t \simeq 10^{-5}$ см, $r_s \simeq 4r_t$, $\gamma_s \simeq (2-2.5)\gamma_t$.

Оценки показывают, что крупномасштабный потенциал является классическим, и вероятность туннелирования экспоненциально мала. Таким образом, активированные в зону проводимости электроны делятся на две группы. Электроны с энергиями, меньшими уровня протекания V_c, локализованы в замкнутых областях («озерах»); электроны с энергиями, бо́льшими V_c, могут двигаться по всему образцу. Именно эти электроны ответственны за статическую проводимость. Что же касается поглощения звука, то здесь заметный вклад могут давать и «озера», поскольку электронная концентрация на дне ям может существенно превосходить концентрацию носителей на уровне протекания.

Цель настоящей работы — выяснить роль локализованных в потенциальном рельефе носителей в поглощении звука.

Итак, будем рассматривать электронные капли в диэлектрической среде, форму которых для простоты считаем сферической. Применительно к сильно легированным полупроводникам такая модель была использована Гальперн и Эфросом [6] для анализа СВЧ проводимости и Гитисом, Гуляевым, Чайковским [7] для анализа поглощения звука. Наша ситуация существенно отличается от рассмотренной в этих работах. В сильно легированном материале концентрации электронов во всех «озерах» одинаковы и определяются лишь положением уровня Ферми μ_F. В слабо легированном материале концентрация экспоненциально зависит от положения дна ямы, что, как будет видно, существенно отразится на результате.

Рассмотрим окрестность минимума крупномасштабного потенциала

$$V(r) = V(1 + \alpha r^2/r_s^2), \tag{5}$$

где α — численный коэффициент порядка единицы. Распределение концентрации электронов в этой области имеет вид

$$n(r) = \tilde{n}_0 \exp\left[-\frac{V}{T} - \frac{\alpha\,|V|}{T}\frac{r^2}{r_s^2}\right]. \tag{6}$$

Здесь $\tilde{n}_0 = N_c \exp\left[-(E_0 - \mu_F)/T\right]$, N_c — плотность состояний на дне зоны проводимости в упорядоченном материале, E_0 — энергия ионизации примесного центра в таком материале, T — температура в энергетических единицах.

Для простоты расчетов пренебрегаем неоднородностью концентрации (что отразится лишь на численных коэффициентах): введем характерный радиус капли

$$R = r_s\,(2T/\alpha\,|V|)^{1/2} < r_s \tag{7}$$

(это значение дает главный вклад при вычислении полного числа электронов), тогда средняя концентрация электронов равна

$$n = n_0 \exp(-V/T), \quad n_0 \simeq 0.46\tilde{n}_0. \tag{8}$$

Указанные значения выбраны таким образом, что локальная концентрация мало отличается от средней.

Если в качестве характерного масштаба $|V|$ выбрать величину γ_s, то для R имеем

$$R \simeq R_0 \equiv \sqrt{\varkappa T/e^2 (N_D - N_A)}.$$

Характер взаимодействия капель со звуком существенно зависит от соотношения между величиной R и длиной волны звука $2\pi/q$. В типичном случае выполняется условие

$$qR \ll 1, \tag{9}$$

именно этот случай мы и будем рассматривать. Отметим, что при выполнении неравенства, противоположного (9), можно получить ответ с помощью усреднения выражения для коэффициента поглощения.

Восприимчивость полупроводникового шара зависит от соотношения между R и характерной длиной L_ω релаксации электрических возмущений

$$L_\omega = \left(r_D^{-2} - i\omega/D\right)^{-1/2}, \tag{10}$$

где ω — частота звука, $r_D=(\varkappa T/4\pi e^2 n)^{1/2}$ — дебаевский радиус экранирования, D — коэффициент диффузии электронов. Для отношения R_0/r_D имеем выражение

$$R_0/r_D \simeq [n/(N_D - N_A)]^{1/2}. \tag{11}$$

При низких температурах в интересующих нас слабо легированных материалах это отношение мало́. В то же время соотношение между R_0 и $L_D=\sqrt{D/\omega}$ может быть произвольным, причем часто выполняется условие

$$L_D \ll R_0. \tag{12}$$

Именно в этом случае может оказаться важным поглощение электронами, локализованными крупномасштабным потенциалом. Начнем рассмотрение именно с этого случая.

Условие $R \gg L_\omega$ позволяет воспользоваться выражением для восприимчивости металлического шара, а также известной формулой для диэлектрической проницаемости двухкомпонентной смеси [8].

В указанном приближении вклад капли, соответствующей минимуму с энергией V, пропорционален [1]

$$\Phi(V) = C(V)\frac{\omega\tau(V)}{1+[\omega\tau(V)]^2}, \tag{13}$$

где $C(V)$ — доля объема, занимаемого шариками вблизи минимумов с энергией V,

$$C(V) \simeq (R/r_s)^3 = (T/\alpha\,|V|)^{3/2} \ll 1, \tag{14}$$

$\tau(V)=3\tau_M$, $\tau_M=\varkappa/4\pi\sigma$ — максвелловское время релаксации электронного газа с проводимостью σ. Полный вклад в поглощение звука равен

$$\Gamma = \chi q \int_{-\infty}^{\infty} dV F(V)\,\Phi(V), \tag{15}$$

где $F(V)$ — функция распределения минимумов крупномасштабного потенциала, а χ — константа электромеханической связи.

Согласно (8), время τ экспоненциально зависит от V:

$$\tau = \tau_0 \exp(V/T), \quad \tau_0 = 3\varkappa/4\pi e n_0 \mu, \tag{16}$$

μ — подвижность электронов, поэтому процедура усреднения существенно сказывается на частотной зависимости поглощения.

Функция распределения крупномасштабного потенциала $F(V)$ в случае сильной компенсации рассмотрена, например, в книге Шкловского и Эфроса [5].

В области отрицательных значений V эта функция является плавной до энергии, близкой к уровню Ферми μ_F, после чего быстро спадает с ростом $|V-\mu_F|$:

$$F(V) \propto \exp\left[-\lambda\left(\frac{|V-\mu_F|}{\gamma_q}\right)^{4/4}\right], \tag{17}$$

где λ — число, метод определения которого дан в работе [9], а $\gamma_q = E_0\ (N_t a^3)^{4/9} \ll \gamma_s$.

В области положительных V она спадает гораздо медленнее: асимптотика имеет вид

$$F(V) \propto \exp\left[-\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}}\left(\frac{V}{\gamma_s}\right)^{3/2}\right]. \tag{18}$$

---

[1] Здесь мы предположили, что выполняется условие $\omega\tau_\varepsilon \ll 1$, где τ_ε — время энергетической релаксации. В противоположном предельном случае формулы являются более сложными, но серьезных качественных отличий не возникает.

Таким образом, $F(V)$ не мала в области (μ_F, γ_s), где ее характерная величина имеет порядок γ_s^{-1}.

Величина поглощения существенно зависит от параметра $\omega\tau_{min}$, где τ_{min} — минимальное время релаксации:

$$\tau_{min} = \tau_0 \exp(V_1/T), \tag{19}$$

значение V_1 мы определим далее. Если

$$\omega\tau_{min} \gg 1, \tag{20}$$

то

$$\Phi(V) = \frac{1}{\omega\tau_0}\left(\frac{T}{\alpha|V|}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{|V|}{T}\right). \tag{21}$$

При $(\gamma_q/T)^{9/4} \ll 1$ можно считать нижний предел интегрирования в (15) равным $\mu_F(V_1 = \mu_F)$. Учитывая, что $F(\mu_F) \simeq 1/\gamma_s \sim 1/\mu_F$, имеем

$$\Gamma \simeq \frac{\chi}{w\tau_0} \exp\left(-\frac{\mu_F}{T}\right), \quad \left(\frac{T}{\gamma_s}\right)^{5/2} \simeq \frac{\chi}{w\tau_{min}}\left(\frac{T}{\gamma_s}\right)^{5/2}, \tag{22}$$

где w — скорость звука.

Заметим, что, поскольку $\tau_0 \backsim \exp[(E_0 - \mu_F)/T]$, энергия активации поглощения в этом случае должна быть равна $E_0 = \varepsilon_1 - \varepsilon_3$, где ε_1 и ε_3 — энергии активации прыжковой проводимости (см. [5]). Если же выполняется условие $\gamma_q \gg T$, то интеграл (15) можно оценить по методу перевала. При этом в выражении (22) появляется дополнительный множитель

$$\frac{2.65}{\sqrt{\lambda}}\left(\frac{T}{\gamma_q}\right)^{10/9} \exp\left[\frac{0.3}{\lambda^{4/5}}\left(\frac{\gamma_q}{T}\right)^{9/5}\right], \tag{23}$$

а энергия активации приобретает температурно-зависимую добавку

$$\frac{0.3}{\lambda^5}\gamma_q^{9/5} T^{-4/5}, \tag{24}$$

малую по сравнению с μ_F.

Отметим, что в рассмотренном предельном случае коэффициент поглощения не зависит от частоты.

Более реалистичным является предельный случай, противоположный (20), т. е. когда выполняется условие

$$\omega\tau_{min} \ll 1. \tag{25}$$

В этой ситуации в системе есть капли с различными значениями $\omega\tau$, как меньшими, так и бо́льшими единицы.

При достаточно плавной функции $F(V)$ главный вклад в интеграл должны дать значения V_ω, определяемые условием $\omega\tau \ll 1$,

$$\frac{|V_\omega - V_1|}{T} = \ln\left(\frac{1}{\omega\tau_{min}}\right) > 1. \tag{26}$$

Поглощение существенно зависит от того, в какую область попадает V_ω. Наиболее просто ответ выглядит, если V_ω существенно ниже уровня протекания V_c [при $T \ln(1/\omega\tau_{min}) \ll \gamma_s$].

При вычислении интеграла (15) функцию $F(V)$ можно считать плавной, причем $F(V_\omega) \sim \gamma_s^{-1}$. Отсюда сразу вытекает следующий результат:

$$\Gamma = \frac{\chi\omega}{w}\left(\frac{T}{\gamma_s}\right)^{5/2}. \tag{27}$$

Линейная частотная зависимость характерна для систем с экспоненциально широким разбросом времен релаксации.

Температурная зависимость поглощения в этом случае не имеет экспоненциального характера.

Случай, когда выполняется условие

$$L_D \gg R_0, \tag{28}$$

особого интереса не представляет, поскольку в таком режиме вклад локализованных в поле крупномасштабного потенциала носителей мал. Действительно, в этом случае всегда выполняется условие $L_\omega \gg R_0$. Можно показать, что его выполнение приводит к возникновению в выражении для вклада одной капли в поглощение малого множителя $(R/L_\omega)^4$. В такой ситуации основной вклад дают большие кластеры с характерными размерами $L_q \geqslant \max(L_D, q^{-1})$. Характерный уровень V_q, определяющий кластеры таких размеров, дается выражением

$$V_q = V_c [1 - (r_s/L_q)^{1/\nu}], \tag{29}$$

где ν — индекс корреляционного радиуса.

Восприимчивость β системы таких кластеров при $|\beta| \ll 1$ может быть описана выражением

$$4\pi\beta = C_q \frac{\tau_M^{-1}}{-i\omega + Dq^2}, \tag{30}$$

где время τ_M содержит $n_0 \exp(-V_q/T)$, а C_q представляет собой долю объема, занятого электронами, на уровне V_q.

Таким образом, поглощение звука большими кластерами равно

$$\Gamma^{(l)} = \chi C_q \frac{1}{w\tau_M} \frac{\omega_D^2}{\omega^2 + \omega_D^2}, \tag{31}$$

где $\omega_D^2 = w^2/D$. (Это выражение справедливо при $\omega, Dq^2 \gg 1/\tau_M$, что при низких температурах обычно выполняется).

Оценки показывают, что при не слишком низких температурах вклад больших кластеров может конкурировать с вкладом состояний из области хвоста. Именно так обстоит дело в экспериментальной ситуации работы [4].

В случае, когда восприимчивость (30) оказывается величиной порядка единицы, вклады разных электронных состояний неаддитивны. Но в такой ситуации состояния из области хвоста не важны, и можно пользоваться формулой Уайта, имеющей в наших обозначениях вид

$$\Gamma = \chi q \frac{\omega\tau'_M}{[1 + (qr'_D)^2]^2 + (\omega\tau'_M)^2}, \tag{32}$$

причем τ'_M и τ'_D отличаются от соответствующих нештрихованных величин перенормировкой $n' = C_q n$.

Таким образом, при не слишком низких температурах частотная зависимость поглощения описывается таким же выражением, что и для упорядоченного полупроводника. В то же время при достаточно низких температурах поглощение определяется электронами, локализованными крупномасштабным потенциальным рельефом, и зависимости поглощения от частоты и температуры должны стать совершенно другими.

Литература

[1] Tokumoto H., Mansfield Rà. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22 (Suppl. 3), p. 196—198.
[2] Madore G., Cheeke I. D. N. — Sol. St. Commun., 1984, v. 19, N 4, p. 331—339.
[3] Marsalais R. M., Ducla-Soares E., Cheeke I. D. N. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1984, v. 17, N 18, p. 3173—3178.
[4] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 3, с. 701—707.
[5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
[6] Гальперин Ю. М., Эфрос А. Л. — ФТП, 1972, т. 6, в. 5, с. 1081—1089.
[7] Гитис М. Б., Гуляев Ю. В., Чайковский И. А. — Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, в. 8, с. 537—540.
[8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 67 с.
[9] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, в. 3, с. 1156—1165.

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

Получена 16.12.1987
Принята к печати 14.01.1988