

О ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Р. А. ГАСПАРЯН, В. С. САРДАРЯН

В работе [1] была рассмотрена задача об усилении звука в тонких полупроводниковых пленках в сильных электрических полях. В указанной работе подвижность носителей входила в коэффициент поглощения (усиления) звука как параметр, измеряемый на эксперименте. В общем случае в электрических полях, больших по сравнению с диффузными полями, подвижность носителей зависит от толщины пленки и степени разогрева электронного газа [2—4]. Настоящее сообщение посвящено теоретическому расчету подвижности электронов при условиях работы [1].

Рассмотрим тонкую полупроводниковую пленку n -типа в электрическом поле \vec{E} , параллельном плоскости пленки. По толщине пленка размерно-квантована. Предположим, что полупроводник слабо легирован и заполнена лишь первая пленочная подзона [5]. При этом, если рассматривать низкие температуры, когда уровень возбуждения фононов очень низкий, то можно предположить, что время релаксации электронов обусловлено рассеянием на нулевых колебаниях решетки. Примем также, что фононы в пленках не отличаются от фононов массивного образца. Это верно, если пленка напылена на диэлектрическую подложку с упругими константами, близкими к соответствующим константам пленки. В сильных электрических полях следовало бы ожидать изменения фононного распределения. Однако при низких температурах можно показать, что пренебрежение изменением фононного распределения в нулевом приближении оправдано.

Время релаксации электронов вычислим по формуле

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{q}} \left\{ \left| \left\langle \vec{k}, N_{\vec{q}} \left| H' \right| \vec{k} + \vec{q}, N_{\vec{q}} - 1 \right\rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{\vec{k} + \vec{q}} - \varepsilon_{\vec{k}} - \hbar\omega_{\vec{q}}) + \right. \\ \left. + \left| \left\langle \vec{k}, N_{\vec{q}} \left| H' \right| \vec{k} - \vec{q}, N_{\vec{q}} + 1 \right\rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_{\vec{k} - \vec{q}} - \varepsilon_{\vec{k}} + \hbar\omega_{\vec{q}}) \right\} (1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где $N_{\vec{q}}$ — число фононов с данным волновым числом \vec{q} , $\omega_{\vec{q}}$ — частота звука,

$\varepsilon_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ — энергия электрона с данным волновым вектором \vec{k} и эффективной массой m , H' — оператор возмущения.

При вычислении матричных элементов в (1) предполагается, что рассеяние электронов на акустических колебаниях решетки происходит через механизм деформационного потенциала. Если исходить из модели бесконечной потенциальной ямы для тонких пленок, то квадрат модуля матричного элемента будет

$$\left| \left\langle \vec{k}, N_{\vec{q}} \left| H' \left| \vec{k} \pm \vec{q}, N_{\vec{q}} \mp 1 \right. \right. \right\rangle \right|^2 = \frac{E_1^2 \hbar \omega_{\vec{q}}}{2 \rho V v_s^2} \left(N_{\vec{q}} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \chi(q_z),$$

где

$$\chi(q_z) = 4^3 \pi^4 \frac{\sin^2 q_z d/2}{q_z^2 d^2 (q_z^2 d^2 - 4 \pi^2)^2},$$

E_1 — константа электрон-фононного взаимодействия, v_s — скорость продольных волн звука, ρ — плотность полупроводника, V — ее объем.

Заменяя суммирование в (1) интегрированием по плоскости пленки, для времени релаксации электронов получим (сравни с [6])

$$\tau = \frac{V \sqrt{2} \pi d \rho v_s \hbar^3}{3 \cdot E_1^2 m^{3/2}} \epsilon_{\vec{k}}^{-1/2}, \quad (2)$$

где d — толщина пленки. Усредненную по энергиям подвижность носителей вычислим по формуле

$$\langle \mu \rangle = \frac{e}{m} \frac{\langle \epsilon \tau \rangle}{\langle \epsilon \rangle} = \frac{4 \sqrt{2} \pi d e \rho v_s \hbar^3}{3^2 m^{5/2} E_1^2} (k_0 T_e)^{-1/2}. \quad (3)$$

В (3) при усреднении воспользовались распределением электронов Максвелла-Больцмана с температурой электронов T_e .

Для нахождения зависимости температуры электронов (отличной от решеточной) от приложенного электрического поля \vec{E} исходим из баланса энергии

$$e \langle \mu \rangle E^2 = \left\langle \frac{d\epsilon}{dt} \right\rangle. \quad (4)$$

Правая часть в (4) представляет среднюю мощность потерь в пленке

$$\left\langle \frac{d\epsilon}{dt} \right\rangle = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{\vec{q}} \left[\left| \left\langle \vec{k}, N_{\vec{q}} \left| H' \left| \vec{k} + \vec{q}, N_{\vec{q}} - 1 \right. \right. \right\rangle \right|^2 \times \delta(\epsilon_{\vec{k} + \vec{q}} - \epsilon_{\vec{k}} - \hbar \omega_{\vec{q}}) - \left| \left\langle \vec{k}, N_{\vec{q}} \left| H' \left| \vec{k} - \vec{q}, N_{\vec{q}} + 1 \right. \right. \right\rangle \right|^2 \times \delta(\epsilon_{\vec{k} - \vec{q}} - \epsilon_{\vec{k}} + \hbar \omega_{\vec{q}}) \right]. \quad (5)$$

Если произвести вычисления в (5), а потом усреднить по энергиям, то для средней мощности потерь энергии найдем

$$\left\langle \frac{d\epsilon}{dt} \right\rangle = 3 \frac{m^3 E_1^2}{\pi \rho d \hbar^3} k_0 T_e. \quad (6)$$

С помощью (3), (4) и (6) для подвижности носителей можно получить

$$\langle \mu \rangle = \frac{4}{3} \left(\frac{e d \rho v_s^2 \hbar^3}{2 m^3 E_1^2} \right)^{1/3} E^{-2/3}. \quad (7)$$

Как видно из (7), подвижность зависит от приложенного поля. В отличие от массивного образца (см., напр., [4]) подвижность пропорциональна не $E^{-1/2}$, а $\mu \sim E^{-2/3}$. Фактически коэффициент поглощения (усиления) звука в [1] оказывается пропорциональным $E^{1/3}$, а не линейно зависит от E , как при малых электрических полях.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Р. А. Гаспарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 393 (1974).
2. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. УФН, 96, 61 (1968).
3. В. Б. Сандомирский. ЖЭТФ, 52, 158 (1967).
4. V. V. Raganjare. Proc. Phys. Soc., 80, 971 (1962).
5. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. ФТТ, 5, 644 (1963).
6. В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер. ФТТ, 6, 960 (1964).

ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ԳԱՇՏԵՐՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ
ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՇԱՐԺՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Հաշվված է էլեկտրոնների շարժունակությունն ուժեղ էլեկտրական դաշտերում գտնվող բազալ կիսահաղորդչային n-տիպի թաղանթներում շախտերի քվանտացման պայմաններում:

ON THE ELECTRON MOBILITY IN THIN SEMICONDUCTOR
FILMS IN STRONG ELECTRIC FIELDS

R. A. GASPARYAN, V. S. SARDARYAN

Electron mobility in strong electric fields in thin *n*-type semiconductor films under dimensional quantization was calculated.