[6] Gabovich A. M., Il'chenko L. G., Pashitskii E. A., Romanov Yu. A. // Surf. Sci. 1980 V. 94. P. 179—203.
[7] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416

Институт химии поверхности
АН УССР
Киев

Получено 13.04.1989
Принято к печати 14.11.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

МАГНИТОФОНОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПРОВОДИМОСТИ С ЧАСТОТОЙ КОРОТКОВОЛНОВОГО АКУСТИЧЕСКОГО ФОНОНА ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

Блох М. Д.

Обычные магнитофононные осцилляции Гуревича—Фирсова [1] имеют частоту длинноволнового оптического фонона. Малый волновой вектор фонона обусловлен законом сохранения импульса вдоль магнитного поля, обеспечивающим резонансный переход электрона между основаниями подзон Ландау. Однако вблизи границы полупроводника — около поверхности, в области гетероперехода, в пленке — трансляционная симметрия отсутствует и не навязывает сохранения поперечного к границе импульса в акте электрон-фононного взаимодействия. Поэтому в нормальном к поверхности раздела квантующем магнитном поле резонансный переход электрона возможен и с участием (испусканием или поглощением) коротковолнового акустического фонона — коротковолновый магнитофононный резонанс (КВМФР). Характерная частота такого резонанса соответствует частоте акустического фонона в особой точке фононного спектра.

Вычислим резонансный вклад в проводимость невырожденных электронов вдоль поверхности раздела в поперечном к ней магнитном поле $\mathbf{H}=(0, 0, H)$. Чтобы учесть границу, матричный элемент электрон-фононного взаимодействия будем вычислять с волновыми функциями, z-я часть которых имеет вид $\sin(k_z z+\varphi)$. Здесь фаза φ, вообще говоря, зависит от импульса электрона k_z вдоль магнитного поля. При малых k_z, актуальных в КВМФР, будем считать что φ принимает некоторое конечное значение φ_0, определяемое моделью потенциала границы. С учетом того, что для проекций импульсов резонансных фононов q_z и электронов в начальном k_z и конечном k'_z состояниях имеет место неравенство $q_z \gg k_z, k'_z$, получим для осциллирующей части двумерной проводимости вдоль границы

$$\sigma=\frac{8\sin^2\varphi_0 e^2m^2nl^4}{\sqrt{\pi}\,\hbar^2(2mT)^{3/2}}\sum_{\substack{n,\,n'\\(n>n')}}\exp\left[-\frac{(n-n')\,\hbar\omega_c}{T}\right]\int d^3q\,\frac{V\,|c_{\mathbf{q}}|^2}{(2\pi)^3}(n_{\mathbf{q}}+1)\times$$

$$\times I_{nn'}(u)\left(\frac{q_y}{q_z}\right)^2\exp\left(-\frac{\hbar\Delta^{\mathbf{q}}_{nn'}}{2T}\right)K_0\left(\frac{\hbar\,|\Delta^{\mathbf{q}}_{nn'}|}{2T}\right),$$

где n — концентрация электронов, l — магнитная длина, $n_{\mathbf{q}}$ — числа заполнения фононов, V — объем системы, ω_c — циклотронная частота, $c_{\mathbf{q}}$ — фурье-образ потенциала электрон-фононного взаимодействия, $I_{nn'}(u)=e^{-u}u^{n-n'}\left[L^{n-n'}_{n'}(u)\right]^2$, $u=\frac{1}{2}(q_\perp l)^2$, $\mathbf{q}_\perp=(q_x, q_y)$, L^M_N — нормированный полином Лагерра, $K_0(x)$ — функция Макдональда, $\Delta^{\mathbf{q}}_{nn'}=\omega_{\mathbf{q}}-(n-n')\,\omega_c$, $\omega_{\mathbf{q}}$ — частота акустического фонона вблизи особой точки спектра.

Выражение (1) позволяет оценить величину проводимости в условиях КВМФР по сравнению с аналогичной величиной при длинноволновом МФР. Для этого надо знать вид $c_{\mathbf{q}}$ при больших q, который можно найти, используя метод псевдопотенциала. В этом методе c_q выражается через псевдопотенциал отдельного иона, выбирая который в простой локальной форме Хейне—Абаренкова [2], получим

$$|c_{\mathbf{q}}|^2 = \frac{(2\pi)^3}{V} \frac{\hbar e^4}{\pi\rho} \frac{\left[\sum_s Z_s \Omega_s^{-1} F_s(q) \cos(\mathbf{q}, \mathbf{e}_{\mathbf{q}}^s)\right]^2}{\omega_{\mathbf{q}} q^2}, \tag{2}$$

где ρ — плотность кристалла, Z_s — заряд s-го иона элементарной ячейки, Ω — объем на один ион, $\mathbf{e}_{\mathbf{q}}^s$ — вектор поляризации, $F_s(q) = [\varepsilon(q) qR_s]^{-1} \times \sin qR_s$, $\varepsilon(q)$ — диэлектрическая проницаемость, R_s — подгоночный параметр модели псевдопотенциала, табулированный в [2]. При актуальных в КВМФР величинах $q \simeq \pi/a$ (a — постоянная решетки) из [2] имеем, например, для GaAs $\varepsilon(q) \simeq 1$, $qR_s \leqslant 0.7$, поэтому для упрощения положим $F_s(q) = 1$. Сравнивая (2) с $|c_{\mathbf{q}}|^2$ для длинноволновых оптических фононов [1] с $q \sim l^{-1}$, находим, что во всяком случае для основных полупроводников $A^{III}B^{V}$ они одного порядка при $H \simeq 10^4 \div 10^5$ Э.

Определенная малость проводимости при КВМФР может быть связана с тем, что в знаменателе подынтегрального выражения (1) содержится большой множитель q_z^2, происходящий от того, что поверхность не слишком хорошо рассеивает большой фононный импульс. Однако указанная малость может компенсироваться большим фазовым объемом фононов, участвующих в резонансе. Такая ситуация реализуется в соединениях $A^{III}B^{V}$, у которых для нижней TA-ветви на большой части зоны Бриллюэна можно считать $\omega(\mathbf{q}) \simeq \omega_0$ [3], причем ω_0 слабо зависит от кристаллографического направления. Магнитофононные осцилляции проводимости с такой частотой ω_0 должны иметь наибольшую амплитуду. Сравним величины эффектов КВМФР и МФР для таких бездисперсных фононов. Для этого оценим отношение двумерной проводимости (1), пересчитанной на трехмерную (т. е. деленную на размер образца d поперек границы), к соответствующему выражению из работы [1]. В результате получим $\sigma_{КВМФР}/\sigma_{МФР} \sim l/d$, что фактически означает отношение числа электронов, чувствующих несохранение импульса в КВМФР, к полному числу электронов в объеме. Полученная оценка дает максимальную величину эффекта, так как для фононов с дисперсией вблизи особых точек спектра результат уменьшается [4]. Таким образом, рассматриваемый резонанс наиболее заметен в тонких слоях. Так, для КВМФР с участием фононов нижней ветви в кристаллах $A^{III}B^{V}$ при $H \simeq 10^4$ Э, $d \simeq 0.1$ мкм отношение $\sigma_{КВМФР}/\sigma_{МФР} \simeq 0.25$. При еще меньшей толщине отношение эффектов, по-видимому, может стать порядка 1, но тогда следует учесть размерное квантование и требуется иное рассмотрение.

Особо выделим анизотропию КВМФР: в резонансе участвуют только те фононы, волновые векторы которых соответствуют особым точкам, расположенным вдоль направления магнитного поля. Действительно, так как $q \sim a^{-1}$, а $q_\perp \sim l^{-1}$, то $q_z \gg q_\perp$.

В заключение выпишем зависимость поверхностной проводимости от магнитного поля и температуры вблизи M-го резонанса, при котором $\hbar|\Delta_M| \ll T$, $\Delta_M = \omega_0 - M\omega_c$,

$$\sigma_M \propto (M+1)(TH)^{-3/2} e^{-\frac{\hbar\omega_0}{T}} \ln \frac{4T}{\hbar|\Delta_M|}. \tag{3}$$

Автор благодарен М. В. Энтину за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] Гуревич В. Л., Фирсов Ю. А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. В. 1. С. 199—213.
[2] Хейне В., Коэн М. Л., Уэйр В. Теория псевдопотенциала. М., 1973. 557 с.
[3] Mitra S. S., Massa N. E. // Handbook on Semiconductors. V. 1. / Ed. by T. S. Moss. Amsterdam, 1982. 81 p.
[4] Блох М. Д., Лешко О. М., Шерегий Е. М. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 4. С. 215—217.

Получено 12.06.1989
Принято к печати 14.11.1989