

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА В Вi

Г. И. Бабкин, В. Т. Долгополов, В. Я. Кравченко

В экспериментах по электромагнитному возбуждению звука в монокристаллах Вi, помещенных в постоянное магнитное поле $H_0 < 100$ э, обнаружена существенная температурная зависимость амплитуды звуковых резонансов в области гелиевых температур [1, 2]. Поскольку в обычных металлах в этих условиях возбуждение звука вообще не наблюдалось, то можно полагать, что эффект обусловлен спецификой электронного спектра висмута. Генерация звука может быть вызвана действием пондеромоторной силы $F_n = c^{-1} [j H_0]$. Однако особенности строения ферми-поверхности при этом не сказываются, ибо эффективность этого механизма при тонком по сравнению с длиной звуковой волны скин-слое зависит лишь от H_0 и полного скин-тока, т. е. от амплитуды $H(0)$ падающей на образец электромагнитной волны. Ниже анализируется другой механизм, чувствительный к электронному спектру системы.

Ферми-поверхность полуметаллов состоит из электронных и дырочных "долин", расстояния между которыми в p -пространстве значительно превышают их размеры. Электромагнитное поле нарушает равновесие в системе – как внутри каждой долины, так и между долинами. Последнее означает, что могут измениться концентрации электронов, принадлежащих отдельным долинам (при сохранении электронейтральности всей системы). Эта специфическая для полуметаллов неравновесность, связанная с возникновением градиентов концентраций носителей, обуславливает ряд существенных особенностей в электропроводности и скин-эффекте [3, 4]. Вследствие термодинамической неравновесности системы должны возникнуть и пропорциональные градиентам концентраций объемные силы, деформирующие решетку. Фактически это хорошо из-

вестные деформационные силы $F_g = \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{V} \int d\tau_p \hat{\lambda}^\alpha f^\alpha (\hat{\lambda}^\alpha - \text{дефор-}$

мационный потенциал a -й долины, f^a — ее функция распределения, $dr_p = (2/h^3)d^3p$, полученные Конторовичем [5].

В обычных металлах с односвязной ферми-поверхностью ($N = 1$) F определяется лишь зависящей от p частью $\hat{\lambda} = \hat{\lambda}_1(p)$, ибо $\nabla \int dr_p f = \nabla n = \nabla n_1 = 0$ в силу электронейтральности ($n = n_0 + n_1$, где n_1 — отклонение концентрации электронов от равновесной n_0). Специфика полуметаллов выражается в том, что благодаря возникновению $\nabla n_1^a \neq 0$ основной вклад в F дают не зависящие от p части $\hat{\lambda}^a = \hat{\lambda}_0^a (F_g = \sum_a \hat{\lambda}_0^a \nabla n_1^a, \text{ при } \sum_a n_1^a = 0)^1$. Известно также, что $\hat{\lambda}^a$ порядка ширины перекрывающихся зон.

Для оценки величины деформационного возбуждения звука в полуметаллах необходимо найти значения ∇n_1^a . Последние зависят от анизотропии тензора проводимости a -й долины; вычисления n_1^a в разных случаях проделаны в [3, 4]. Здесь мы проведем приближенные оценки для случая, когда анизотропия проводимости в основном обусловлена наличием сильного магнитного поля, параллельного поверхности металла (для B_i поле $H_0 \sim 10 + 100 \text{ э}$ является сильным, ибо $\Omega \tau = \gamma^{-1} \gg 1$, Ω — циклотронная частота, τ — внутримолекулярное время релаксации). При этом принципиальная сторона дела может быть описана простейшей моделью: ферми-поверхность состоит из электронной и дырочной сфер, переходы между которыми происходят за большое рекомбинационное время $T \gg \tau$.

В скрещенных переменном электрическом E и магнитном H_0 полях изменение концентрации у границы создается дрейфовым потоком электронов и дырок, равным $n_0 c E / H_0$ (в случае $\gamma \ll 1$). Появлению градиентов концентрации препятствуют диффузионный поток $\hat{D} \nabla n_1$ ($\hat{D} \sim (1/3) \tau v_F^2 \gamma^2$ — коэффициент диффузии в направлении, перпендикулярном H_0) и прямые междолинные переходы. Уравнение непрерывности можно записать в виде:

$$\frac{d}{dz} \left(D \frac{dn_1}{dz} - \frac{n_0 c}{H_0} E \right) = \frac{n_1}{T} \quad \text{или} \quad \frac{d^2 n_1}{dz^2} - \frac{n_1}{L^2} = \frac{3 e n_0}{2 \epsilon_F \gamma} \frac{dE}{dz} \quad (1)$$

$L = \sqrt{DT} \sim (v_F / \Omega) \sqrt{T/\tau}$ — междолинная диффузионная длина. Перераспределение концентраций, вообще говоря, изменяет величину поверхностного импеданса [4], т. е. эффективную глубину проникновения поля E . Но здесь мы ограничимся случаем, когда поле E в основном затухает на глубине δ , что осуществляется при $\delta \gg L$. Тогда в (1) можно опустить $d^2 n_1 / dz^2$, что дает для n_1 оценку, не зависящую от граничных условий:

$$n_1 \sim L^2 \frac{e n_0}{\delta \epsilon_F \gamma} E. \quad (2)$$

¹⁾ Анализ показывает, что часть F_g , обусловленная $\hat{\lambda}_1^a(p)$, дает гораздо меньший вклад в возбуждение звука — практически такой же, как и при $N = 1$.

Далее используем деформационную силу и (2) в уравнении движения упругой среды. Граничным условием для незакрепленной поверхности

является [5] $\rho s^2 \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=0} = \Lambda n_1(0)$ (ρ – плотность, s – скорость

звука, Λ – сумма деформационных потенциалов электронов и дырок). Опустив простые промежуточные выкладки, приведем результат для амплитуды звуковой волны в глубине кристалла:

$$u_g \sim \frac{\Lambda}{\epsilon_F} \frac{T}{\tau} \ell^2 \frac{\omega}{s} \frac{H_0 H(0)}{4\pi\rho s^2}, \quad \ell = v_F \tau. \quad (3)$$

Для сравнения заметим, что $\frac{u_g}{u_n} \sim \frac{\Lambda}{\epsilon_F} \left(\frac{\omega L}{s \gamma} \right)^2$ (u_n – амплитуда волны,

возникшей под действием пондеромоторной силы). В Bi $\Lambda/\epsilon_F \sim 100$ [6], а при гелиевых температурах и $\omega \sim 10^7$ μ , $H_0 \sim 100$ э величина $\omega L/s \gamma \sim 1$. Следовательно, в этих условиях (соответствующих условиям опыта в [1, 2]) основным механизмом возбуждения звука является деформационный. Амплитуда звукового резонанса, пропорциональная u_g^2 , должна изменяться $\sim H_0^2$, а ее температурная зависимость определяется изменением с температурой величины $\tau^2 T^2$. Так как нарушение равновесного распределения электронов между долинами возможно лишь при условии $T \gg \tau$, то рассмотренный механизм может проявиться только в той области температур, где импульс теплового фонона гораздо меньше расстояния между долинами в p -пространстве. Для Bi это температуры $\ll 30^\circ\text{K}$.

Как отмечалось выше, перераспределение носителей может происходить и в отсутствие постоянного магнитного поля, если имеется анизотропия проводимости электронов отдельных долин. Однако, в этом случае амплитуда возбуждаемого звука существенно зависит от анизотропии электронного спектра и имеет значительно меньшую величину. Детальный расчет и анализ экспериментальных данных будут опубликованы отдельно.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и Э.И.Рашба за плодотворные обсуждения.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 апреля 1971 г.

Литература

- [1] В.Ф.Гантмахер, В.Т.Долгополов. Письма в ЖЭТФ, 5, 17, 1967.
- [2] В.Ф.Гантмахер, В.Т.Долгополов. ЖЭТФ, 57, 132, 1969.
- [3] В.Я.Кравченко, Э.И.Рашба. ЖЭТФ, 56, 1713, 1969.
- [4] В.Я.Кравченко, Г.И.Бабкин. ЖЭТФ, 57, 1392, 1969; 60, 695, 1971.
- [5] В.М.Конторович. ЖЭТФ, 45, 1638, 1963.
- [6] K.Walther. Phys. Rev., 174, 782, 1968.