

ЭФФЕКТИВНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СО ЗВУКОМ НА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ И ПЛОСКИХ УЧАСТКАХ ФЕРМИ-ПОВЕРХНОСТИ

В. М. Конторович, Н. А. Сапогова

Показано, что поглощение и дисперсия скорости звука имеют резкий максимум при отклонении волнового вектора звука от оси цилиндра или от плоскости на угол $\sim s/v$. Это явление аналогично *tilt*-эффекту.

В силу большой разницы в скоростях $s \ll v$ активно взаимодействуют со звуком движущиеся в фазе с волной электроны узкого пояса на поверхности Ферми, для которых $kv = \omega$ (или при $\omega \ll v kv \approx 0$). Доля этих электронов мала, поэтому относительное поглощение при $k \perp N \gg 1$ достигает лишь значений $\sim s/v$, а дисперсия скорости звука $\sim (s/v)^2$ [1].

Однако на цилиндрических и плоских участках ферми-поверхности, если волновой вектор звука k направлен вдоль оси цилиндра или в плоскости, все электроны этих участков эффективно взаимодействуют со звуком, двигаясь в плоскости звукового фронта ($kv = 0$). В реальных металлах нередко встречаются уплощенные участки, а также близкие к цилиндрическим: гофрированные цилиндры, вытянутые эллипсоиды. Например, в металлах и сплавах типа вольфрама есть октаэдры с плоскими гранями, перпендикулярными осям третьего порядка (возникновение октаэдров можно понять в модели сильной связи) [2]. Близкую к цилиндрической имеет в своем составе ферми-поверхность графита. В условиях эффективного взаимодействия поглощение $\gamma/\omega \sim C[\omega v/(\omega^2 + v^2)]$ при $\omega = v$ имеет максимум порядка постоянной электрон-фононной связи C , а дисперсия $\Delta s/s \sim C[\omega^2/(\omega^2 + v^2)]$ при $\omega \gg v$ насыщается на уровне C [3] (рис. 1, а, рис. 2, а). Аналогичная перенормировка скорости звука имеет место в сильном магнитном поле при $k \perp N$ [4].

На высоких частотах $\omega \gg v$ поглощение падает, так как $kv = 0$ более не является условием резонанса. Однако можно удовлетворить условию $kv = \omega$, отклонив k от оси цилиндра (от плоскости) на угол $\psi_{\max} \sim \pm s/v$. Как поглощение¹⁾, так и дисперсия имеют острый максимум при $\psi = \psi_{\max}$ в угловой зависимости, симметричный относительно малого значения при $\psi = 0$. Это явление аналогично *tilt*-эффекту в магнитном поле [6].

¹⁾ В работе [5] авторы указывали на наличие максимума поглощения при отклонении k от оси цилиндрической поверхности.

Ограничимся чисто деформационным взаимодействием. Тогда, вводя время релаксации ν и опуская несущественные для нас индексы у деформационного потенциала $\Lambda_{ik}(p)$, в первом приближении получим:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{i\omega_0}{\rho s^2} \int \frac{ds}{v} \frac{\Lambda^2}{i(kv_{\kappa} \sin \psi - \omega_0) + \nu} \quad (1)$$

Для плоскости $v = \text{const}$, так что из (1) сразу следует:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{C_{\text{пл}}}{i(kv_{\kappa} \sin \psi - \omega_0) + \nu} \quad (2)$$

где $C_{\text{пл}} = \int \Lambda^2 \frac{ds}{v} / \rho s^2$. Поглощение $\gamma/\omega \sim -\text{Im}(\Delta\omega/\omega_0)$ и дисперсия скорости $\Delta s/s \sim \text{Re}(\Delta\omega/\omega_0)$ при $\sin \psi_{\text{max}} = \pm s/v$ имеют максимум (рис. 1, а, рис. 2, в).

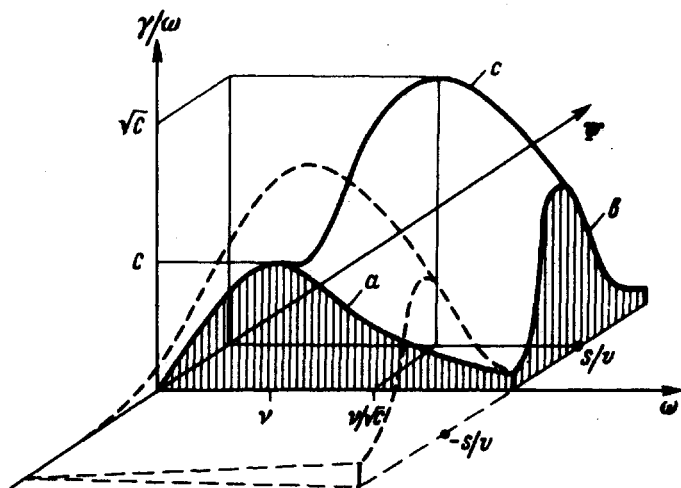


Рис. 1. Зависимость поглощения звука от угла отклонения и частоты для цилиндрической поверхности Ферми

В результате интегрирования по цилиндрической поверхности имеем

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{C_{\text{ц}}}{\sqrt{(\nu - i\omega_0)^2 + k^2 v_{\kappa}^2 \sin^2 \psi}} \quad (3)$$

где $C_{\text{ц}} = \frac{1}{\rho s^2} \int_{-p_0}^{p_0} m^* \Lambda^2(p) dp_z$. В области низких частот $\omega \ll \nu$ как γ/ω , так и $\Delta s/s \sim (\omega/\nu) [1/\sqrt{1 + (kv_{\kappa} \psi/\nu)^2}]$, максимальны при $\psi = 0$, на высоких частотах при $\sin \psi_{\text{max}} \geq s/v_{\text{min}}$. Как видно из (3)

эффект носит пороговый характер, чем отличается от аналогичного эффекта на плоских участках, при достижении ψ_{max} резонируют все электроны плоскости.

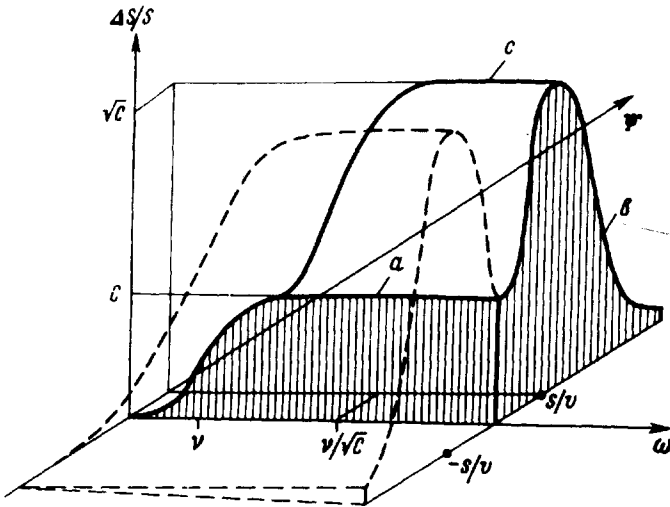


Рис. 2. Зависимость дисперсии скорости звука от угла отклонения и частоты для цилиндрической поверхности Ферми

Максимум γ/ω и $\Delta s/s$ наблюдается также при отклонение k от оси эллипсоида с полуосями $\sqrt{2m\epsilon}$ и $\sqrt{2M\epsilon}$ ($M \gg m$) на угол

$$\psi_{max} \approx \begin{cases} \sqrt{m/M}, & v_{min}/s \gg 1 \\ s/v_{min}, & v_{min}/s \ll 1 \end{cases}$$

Максимальное значение поглощения и дисперсии, как следует из (1), растет с частотой: для плоскости как ω_0/v , для цилиндра как $\sqrt{\omega_0}/v$. Чтобы выяснить до каких значений продолжается рост, рассмотрим более подробно дисперсионное уравнение. Остановимся на невырожденном случае – продольном звуке.

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \equiv x^2 = \eta - \frac{ix}{\rho s^2} \int \frac{ds}{v} \frac{\Lambda^2}{i\left(\frac{v}{s} \sin \psi - x\right) + \frac{v}{\omega_0}}, \quad (4)$$

где $\eta = \lambda_{KKKK} / \rho s^2$; $\omega_0 = ks$.

В случае плоскости (4) приводится к виду

$$x^2 - \eta = \frac{C_{пл}}{\left(x - \frac{v}{s} \sin \psi\right) + i \frac{v}{\omega_0}}. \quad (5)$$

Вблизи резонанса $\frac{\nu_k}{s} \sin \psi = \eta$ и решение (5) имеет вид

$$x_{1,2} = \eta + \frac{\nu_k}{s} \sin \psi - i \frac{\nu}{\omega_0} \pm \sqrt{\left(\eta - \frac{\nu_k}{s} \sin \psi + i \frac{\nu}{\omega_0}\right)^2 + 2C_{\text{пл}}} \quad (6)$$

Из (6) видно, что рост в максимуме продолжается до частот $\omega_0 \sim \nu/C_{\text{пл}}$, а затем сменяется насыщением у дисперсии и спадом у поглощения. Наибольшее значение в максимуме $\sim \sqrt{C_{\text{пл}}}$ (рис. 1, с, рис. 2, с).

Для цилиндра из (4) следует:

$$x^2 - \eta = - \frac{C_{\text{ц}} x}{\sqrt{\left(x - i \frac{\nu}{\omega_0}\right)^2 - \frac{\nu_k^2}{s^2} \sin^2 \psi}} \quad (7)$$

В резонансном приближении (7) сводится к кубическому уравнению, из решения которого находим, что наибольшее значение $\sim C_{\text{ц}}^{2/3}$ достигается при $\omega \sim \nu/C_{\text{ц}}$, после чего дисперсия насыщается, а поглощение убывает. Заметим, что $C < 1$. (При $C \sim 1$ максимумы в угловой и частотной зависимостях будут приблизительно одинаковы).

Институт радиофизики
и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
2 августа 1973 г.

Литература

- [1] А.И.Ахиезер, М.И.Каганов, Г.Я.Любарский. ЖЭТФ, 32, 837, 1957; А.В. Pippard. Phil. Mag., 46, 1104, 1955.
- [2] L. F. Mattheiss. Phys. Rev., 139, A 1893, 1965.
- [3] В.М.Конторович, Н.А.Сапогова. ФТТ, 15, 689, 1973.
- [4] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 47, 107, 1964; П.А.Безуглый, Н.Г.Бурма. Письма в ЖЭТФ, 10, 523, 1973.
- [5] М.И.Каганов, А.Н.Семененко. ФТТ, 9, 1129, 1967.
- [6] D. H. Reneker. Phys. Rev., 115, 303, 1959; H. N. Spector. Phys. Rev., 120, 1261, 1961; А.П.Королюк М.П.Оболенский, В.Л.Фалько. ЖЭТФ, 60, 269, 1971; 59, 377, 1970.