

**О ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В МЕТАЛЛЕ
ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕМ
ПОПЕРЕЧНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН**

М. Леонтович, В. Хаит

Ниже кратко описывается идея эксперимента, в котором можно получить величины, характеризующие изменение энергии Ферми от сдвигов в решетке.

Если в твердом теле имеются неоднородные упругие деформации, возникшие под действием внешних сил или звуковой волны, то это ведет к возникновению в нем сторонних электродвижущих сил аналогично тому как их вызывает и градиент температуры. При этом наличие градиента плотности приводит к возникновению потенциальных сторонних ЭДС и в статическом состоянии. При отсутствии равновесия, например, при распространении поперечной звуковой волны, могут возникнуть и непотенциальные ЭДС, приводящие к появлению тока.

Микроскопически теория этих явлений содержится в ряде работ [1]. Из них можно извлечь более определенные выражения для этих ЭДС.

При наличии поперечных звуковых колебаний (смещение по оси z , волновой вектор по оси x , частота ω), которые могут быть как бегущей, так и стоячей волной, ЭДС K_z входящая в закон Ома $j_z = \sigma(E_z + K_z)$ оказывается равной

$$K_z = - \frac{m\omega^2 u_z}{e} \left[1 - i\omega\tau \left(\frac{v_F}{s_t} \right)^2 \alpha \right],$$

где m , e – масса и заряд электрона, τ – время столкновений, v_F – скорость Ферми, s_t – скорость поперечного звука. В этой формуле предположено отсутствие временной и пространственной дисперсии, т. е. $\omega\tau(v_F/s_t)^2 \ll 1$. Безразмерный коэффициент α – порядка величины λ/ϵ_F , где ϵ_F – энергия Ферми, λ – порядка "деформационного потенциала" λ_{ij} , определяющего зависимость энергии электронов в металле от его деформации

$$\epsilon(p) = \epsilon_0(p) + \lambda_{ij}(p) u_{ij}.$$

Если пренебречь анизотропией, то коэффициент α имеет значение

$$\alpha = \frac{1}{\epsilon_F v_F^2} \overline{v_x v_z \lambda_{xz}}.$$

Черта сверху означает здесь усреднение по поверхности Ферми. Отметим, что фермиевская скорость v_F введена в формулы для удобства и фактически не входит в выражение для K_z .

Первый член в выражении K_z очевидно толмен-стюартовская ЭДС; интересен второй член, появляющийся при достаточно больших ω .

Из уравнений Максвелла получаем значение электрического и магнитного поля, возбуждаемого поперечными колебаниями. Для бегущей волны

$$E_z = \frac{m\omega^2 u_z}{e} \frac{1 - i\omega\tau(v_F/s_T)^2 a}{1 + ik^2\delta^2}, \quad B_y = -\frac{c}{s_T} E_z,$$

где $k = \frac{\omega}{s_T}$, $\delta^2 = \frac{c^2}{4\pi\sigma\omega}$, δ — толщина скин-слоя для частоты ω .

Для стоячей волны выражение для амплитуды электрического поля остается неизменным, но фаза магнитного поля сдвинута во времени на $\pi/2$ и на четверть волны в пространстве.

Поскольку $(v_F/s_T)^2 \sim m_i/m$ (где m_i — масса иона решетки), то второй член в скобках $a\omega\tau(m_i/m)$ в выражении для электрического поля (и соответственно для магнитного поля) в достижимых условиях ($\omega \sim 10^6$ сек⁻¹, и $u_z \sim 10^{-5}$ см) для металла с хорошей проводимостью при низких температурах ($\sigma \sim 10^{21}$ сек⁻¹, $\tau \sim 10^{-10}$ сек) будет порядка единицы. При этом получаем $E \sim 10^{-7}$ в/см, $B \sim 10^{-5}$ гс, т. е. величины вполне доступные измерению.

Опыт может быть осуществлен как с колеблющейся пластинкой, так и с крутильными колебаниями стержня, измеряться поля могут у поверхности образца. Разумеется измерения должны производиться с выключенным генератором, на "послезвучании". Необходимо одновременно производить измерение смещения u_z . В частности для этого можно использовать то обстоятельство, что уже небольшое внешнее магнитное поле B^0 , параллельное направлению распространения волны, (нашей оси x) будет благодаря индукции давать магнитное поле B_z , направленное по оси z (параллельно смещению u_z), синфазное со скоростью \dot{u}_z (при $k\delta \ll 1$) и по величине равное $(\Omega_e/\omega)B_y^{ST}$, где $B_y^{ST} = (m\omega^2 u_z/e)(c/s_T)$ — поле Толмена — Стюарта, а $\Omega_e = eB^0/mc$ — электронная циклотронная частота внешнего поля. Легко убедиться, что y и z компоненты внешнего поля не вызовут тока и его магнитного поля. Это индукционное поле B_z можно было бы измерять (при параллелепипедальном колеблющемся образце со сторонами по осям xuz) в середине грани его, параллельной плоскости xz . Если измерять разность фаз между этим полем и полем B_y , то можно сразу получить интересующую нас величину $\omega\tau(v_F/s_T)^2 a$.

Физический факультет
Московского

государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
12 апреля 1971 г.

Литература

- [1] В.М.Конторович. ЖЭТФ, 45, 1638, 1963; ЖЭТФ, 59, 2116, 1970;
В.Л.Гуревич. ЖЭТФ, 37, 71, 1680, 1959.