иметь для электрического поля:

$$E_y = \pm i\,|\cos\theta|\,E_x, \qquad (88,10)$$

где верхний знак относится к случаю $N_e > N_h$, а нижний — к случаю $N_e < N_h$.

§ 89. Магнитоплазменные волны в металле

Рассмотрим теперь волны в компенсированном ($N_e = N_h$) металле с замкнутой ферми-поверхностью. Помимо обязательных условий (88,1—2) будем предполагать также выполненными неравенства

$$\omega \gg v_F/l, \quad \omega \gg kv_F. \qquad (89,1)$$

В силу первого из них, интеграл столкновений $I(\mathbf{g})$ в кинетическом уравнении (88,6) мал по сравнению с членом $i\omega\hat{L}^{-1}\mathbf{g}$, а в силу второго условия мал также и член $i(\mathbf{kv})\mathbf{g}$. Пренебрегая этими членами, получим уравнение

$$\frac{\partial \mathbf{g}}{\partial \tau} - i\omega\hat{L}^{-1}\mathbf{g} = \mathbf{v}, \qquad (89,2)$$

отличающееся от уравнения (84,10) заменой члена $I(\mathbf{g})$ на $i\omega\hat{L}^{-1}\mathbf{g}$.

Поэтому результаты, полученные в § 85 для тензора сопротивления в стационарном случае, останутся справедливыми с той лишь разницей, что малым параметром разложения по степеням $1/B$ будет теперь не r_B/l, а $-i\omega/\omega_B$. Пространственная дисперсия проводимости отсутствует, но имеется дисперсия по частотам.

Согласно (85,7), в стационарном случае главные члены разложения компонент тензора удельного сопротивления для компенсированного металла таковы:

$$\rho_{zz} = \text{const}; \quad \rho_{xx},\ \rho_{yy},\ \rho_{xy} \propto B^2; \quad \rho_{xz},\ \rho_{yz} \propto B. \qquad (89,3)$$

Для выделения параметра r_B/l в этом тензоре надо, однако, выяснить, как входят в его компоненты не только B, но и l. Для этого пишем, например, оценку

$$\rho_{xx} \sim \rho_0 \left(\frac{l}{r_B}\right)^2 \sim \frac{B}{ecN}\frac{l}{r_B},$$

где $\rho_0 \sim p_F/Ne^2 l$. Аналогичным образом,

$$\rho_{yz} \sim \rho_0 \frac{l}{r_B} \sim \frac{B}{ecN}, \quad \rho_{zz} \sim \rho_0 \sim \frac{B}{ecN}\frac{r_B}{l}.$$

Произведя теперь указанную выше замену параметра разложения, найдем тензор $\rho_{\alpha\beta}(\omega)$ в виде

$$\rho_{\alpha\beta}=\frac{B}{ecN}\begin{pmatrix} \frac{\omega_B}{-i\omega}a_{xx} & \frac{\omega_B}{-i\omega}a_{xy} & a_{xz} \\ \frac{\omega_B}{-i\omega}a_{xy} & \frac{\omega_B}{-i\omega}a_{yy} & a_{yz} \\ -a_{xz} & -a_{yz} & \frac{-i\omega}{\omega_B}a_{zz} \end{pmatrix}, \tag{89,4}$$

где все $a_{\alpha\beta}\sim 1$ — безразмерные вещественные коэффициенты; величины N и m^* (в $\omega_B=eB/m^*c$) надо рассматривать здесь как некоторым образом выбранные параметры должного порядка величины. Все члены в (89,4) относятся к антиэрмитовой, т. е. к бездиссипативной, части тензора. Поэтому заранее ясно, что учет одних только этих членов приведет к незатухающим волнам.

В общем случае произвольных направлений **B** и **k** закон дисперсии волн выражается довольно громоздкими формулами. Ограничимся частным случаем, выявляющим основные свойства этих волн.

Будем считать, что кристаллическая решетка металла обладает осью симметрии более высокого, чем второй, порядка, и пусть поле **B** (ось z) направлено вдоль этой оси. Величины a_{xx}, a_{yy}, $a_{xy}=a_{yx}$ составляют двумерный симметричный тензор в плоскости xy, сводящийся при данной симметрии к скаляру: $a_{xx}=a_{yy}\equiv a_1$, $a_{xy}=0$. Величины a_{xz}, a_{yz} составляют двумерный вектор в той же плоскости и при данной симметрии обращаются в нуль. Таким образом, остаются лишь компоненты

$$\rho_{xx}=\rho_{yy}=\frac{B}{ecN}\frac{\omega_B}{-i\omega}a_1,\quad \rho_{zz}=\frac{B}{ecN}\frac{-i\omega}{\omega_B}a_2. \tag{89,5}$$

Снова выберем плоскость xz проходящей через направления **k** и **B**. Если пренебречь малой (по сравнению с ρ_{xx}) величиной ρ_{zz}, дисперсионное уравнение распадается на два уравнения

$$\frac{4\pi i\omega}{c^2}-k^2\rho_{yy}=0,\quad \frac{4\pi i\omega}{c^2}-k_z^2\rho_{xx}=0;$$

при этом подразумевается, что угол θ между **k** и **B** не слишком близок к $\pi/2$, так что k_z^2 не слишком мало ($\cos\theta\gg\omega/\omega_B$). Отсюда находим законы дисперсии двух типов волн:

$$\begin{aligned} \omega^{(1)}&=ku_A\sqrt{a_1},\\ \omega^{(2)}&=ku_A|\cos\theta|\sqrt{a_1}, \end{aligned} \tag{89,6}$$

где[1])

$$u_A = \frac{B}{(4\pi N m^*)^{1/2}} \tag{89,7}$$

Эти электромагнитные волны в металле называют *магнитоплазменными*. Волны первого и второго типа аналогичны соответственно быстрой магнитозвуковой и альфвеновской волнам в плазме[2]). Колебания же, соответствующие медленной магнитозвуковой волне, заведомо не могут иметь скорость ω/k, удовлетворяющую второму условию (89,1), и потому не могут здесь появиться.

§ 90. Квантовые осцилляции проводимости металла в магнитном поле

Изложенная в §§ 84, 85 теория гальваномагнитных явлений имела квазиклассический характер в том смысле, что квантовость проявлялась только в виде функции распределения электронов, дискретность же уровней энергии в магнитном поле не учитывалась. Эта дискретность приводит, однако, к качественно новому явлению—осцилляциям проводимости как функции магнитного поля (так называемый *эффект Шубникова — де Гааза*). Этот эффект аналогичен осцилляциям магнитного момента (эффект де Гааза—ван Альфена), но его теория сложнее ввиду кинетического, а не термодинамического характера явления. Мы рассмотрим ее в рамках модели невзаимодействующих электронов, оставляя в стороне вопрос (по-видимому, еще не исследованный) о влиянии ферми-жидкостных эффектов.

Как и в § 84, магнитное поле будем считать сильным в смысле условия (84,1), которое запишем в виде

$$\omega_B \tau \gg 1, \tag{90,1}$$

где τ—время свободного пробега электронов, а

$$\omega_B = \frac{eB}{m^* c}. \tag{90,2}$$

---

[1]) При законах дисперсии (89,6—7) условие $kv_F \ll \omega$ означает, что должно быть $u_A \gg v_F$. В достижимых полях B это условие может фактически выполняться лишь в полуметаллах (висмут) с малой плотностью носителей тока.

[2]) Возможность существования этих волн была указана *Буксбаумом* и *Голтом* (*S. J. Buchsbaum, J. Golt*, 1961). Изложенная теория принадлежит *Э. А. Канеру* и *В. Г. Скобову* (1963).