

ПЛАЗМЕННОЕ ЭХО В ВИСМУТЕ

Г.И.Левиев, С.Ю.Потапенко,

Описан эксперимент по наблюдению плазменного эха в висмуте и проведено обсуждение.

В работе [1] было указано, что в металле со сферической ферми-поверхностью можно наблюдать поперечное плазменное эхо третьего порядка, если имеется группа электронов, зеркально отражающихся от поверхности металла. В работе [2] рассматривалась произвольная ферми-поверхность и был сделан вывод, что при анизотропном спектре поперечное эхо возможно и во втором порядке по полю волны. Продольное эхо второго порядка рассматривалось в работе [3].

Для экспериментального обнаружения эха необходимо вывести всплеск поля на поверхность металла, что приводит к условию на частоты $\omega = 2\omega'$, где ω и ω' — частоты исходных волн. Сигнал эха получается на разностной частоте, совпадающей с одной из исходных, и это приводит к дополнительным экспериментальным трудностям. При включении магнитного поля координата поля определяется, как частотами падающих волн, так и величиной магнитного поля и это значительно упрощает постановку эксперимента. В магнитоактивной плазме эхо может возникать как на суммарной, так и на разностной частоте в зависимости от поляризации волн. Теория эха в магнитоактивном плазменном слое построена в работе [4].

В настоящей работе мы получим выражение для координаты эха в случае эллипсоидальной ферми-поверхности в присутствии магнитного поля и опишем эксперимент в котором наблюдалось плазменное эхо в висмуте.

Пусть в неограниченном металле имеются две параллельные плоскости, отстоящие друг от друга на расстояние L . Электромагнитные

поля с частотами ω и ω' будем считать локализованными вблизи этих плоскостей и однородными в плоскостях. Внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскостям. Для определения координаты эха, необходимо решить кинетическое уравнение с точностью до членов, квадратичных по полям. Чтобы свести задачу о частицах с эллиптической ферми-поверхностью к задаче о частицах с изотропной массой сделаем преобразования

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= m_c \hat{\mu}^{-1} \mathbf{E}^* ; & \mathbf{H} &= \frac{1}{m_c} \hat{\mu} \mathbf{H}^* ; & \mathbf{r} &= \frac{1}{m_c} \hat{\mu} \mathbf{r}^* \\ \mathbf{V} &= \frac{1}{m_c} \hat{\mu} \mathbf{V}^* ; & v_F^* &= v \text{ опорной точки} \end{aligned} \quad (1)$$

m_c — циклотронная масса вдоль магнитного поля. В системе главных осей эллипсоида матрица $\hat{\mu}$ имеет вид:

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \sqrt{m_2 m_3} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{m_1 m_3} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{m_1 m_2} \end{pmatrix} .$$

Решая кинетическое уравнение вдали от скин-слоя в системе координат $z \parallel H^*$, $x \perp N^*$, получим поправку второго порядка к функции распределения:

$$\begin{aligned} f^{(2)} &= \sum_{p, p' = -\infty}^{p, p' = \infty} C_{pp'}(v, v_z) \exp\{(i/v_z)(\omega_p \pm \omega_{p'}) (z - ay - z_{pp'}^e)\} \times \\ &\times \exp\{(i/v_z)(\omega_p \pm \omega_{p'}) a \cos \phi(v/\Omega) + i(p - p') \phi - i\omega_e t\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где

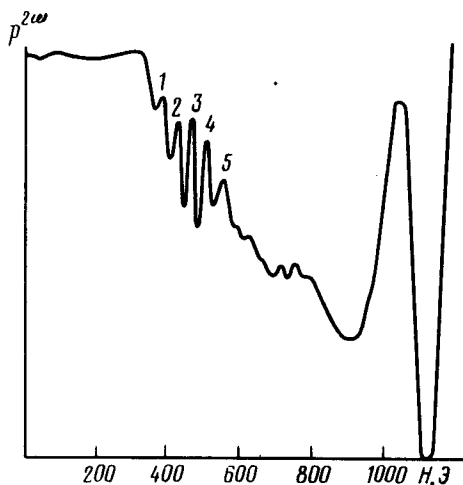
$$\begin{aligned} \omega_p &= \omega + p\Omega, & \omega_{p'} &= \omega' + p'\Omega, & a &= \text{tg}(\widehat{N^*} z) \\ z_{pp'}^e &= \{\omega_{p'} / (\omega_p \pm \omega_{p'})\} |L^*|, & L^* &\parallel H \end{aligned}$$

ω_e — частота эха, Ω — циклотронная частота, v, v_z, ϕ — цилиндрические координаты в пространстве скоростей. Эхо возникает на плоскости $z = ay + z_{pp'}^e$, причем p и p' — любые целые числа. Совершив преобразование, обратное (1), найдем координату эха. Так как r и H преобразуются по одинаковому закону и $L^* \parallel H^*$, то $|L^*| = |L|$. Следовательно, формула для координаты эха остается такой же как в плазме [4], но p и p' любые целые числа.

В реальном металле роль плоскостей, около которых локализованы электромагнитные поля, играют поверхности пластины. Мы рассмотрим случай, когда оба поля локализованы на одной поверхности, и тог-

да для электронов зеркально отражающихся от границ металла, можно считать, что ситуация аналогична безграничному металлу, в котором расстояние между источниками полей $L = 2d$ (d — толщина образца). Сигнал эха принимается на необлучаемой стороне, т. е. координата эха $z_e = 3d$. Если $\omega = \omega'$; $p = -p' = 1$, а эхо наблюдается на суммарной частоте, что можно видеть, что всплеск появляется на поверхности при

$$\Omega = 2\omega. \quad (3)$$



Зависимость мощности принимаемого сигнала от магнитного поля

Эксперимент проводился следующим образом. Пластина висмута толщиной 0,2 мм с осью $C_3 \parallel N$ помещалась между двумя резонаторами, настроенными на частоты 9200 и 18400 МГц. Температура образца была 4,2К. На частоте 9200 МГц резонатор возбуждался от магнетрона, работающего в импульсном режиме. Со стороны высокочастотного резонатора принимался сигнал на частоте 18400 МГц и после пикового вольтметра подавался на y -координату двухкоординатного самописца. На другую координату самописца подавался сигнал, пропорциональный магнитному полю. Мощность принимаемого сигнала была пропорциональна квадрату мощности падающей волны. Полученный график представлен на рисунке. Сигнал в малых полях появляется из-за генерации гармоники на облучаемой стороне образца. Рост сигнала в поле 1,1 кЭ объясняется выключением затухания Ландау. Объяснить осцилляции $\Omega \sim 2\omega$ возбуждением волн, существующих в ограниченной области полей [6, 7], нельзя, так как поперечные волны, рассмотренные в [6], привели бы к периоду гораздо меньшему, чем наблюдается в эксперименте, а продольные существуют в полях, где $1 < \Omega / 2\omega < 1,5$ и дают расстояния между пиками, сильно изменяющиеся с номером пика. Кроме того, если "просвечивать" образец волной частоты 18400 МГц малой амплитуды, то в интересующей нас области полей осцилляций отсутствуют.

Наблюдаемая картина может быть объяснена явлением плазменного эха. Эховый ток на поверхности пластины имеет вид

$$j^e = \int_1^{\infty} \psi(x) \exp(i\lambda x) dx,$$

где $\psi(x)$ — неосциллирующая функция, а λ в нашем случае ($\omega_e = 2\omega$) равно:

$$\lambda = \frac{2\omega_e d}{v_F^*} \left[\left(1 - \frac{\Omega}{2\omega} \right) + \frac{2i}{\omega\tau} \right].$$

При $\Omega/2\omega = 1$ должен быть пик с наибольшей амплитудой (пик 3 на рисунке). При наличии сигнала, проходящего мимо образца, положение следующего пика определяется условием $\Delta\lambda \approx 2\lambda$, т. е.

$$\frac{\Delta\Omega}{2\omega} \approx \frac{\pi v_F^*}{\omega_e d}. \quad (4)$$

В эксперименте $\Delta\Omega/2\omega = 0,08$, а по оценке $\Delta\Omega/2\omega = 0,09$, что следует считать вполне удовлетворительным, учитывая приближенный характер соотношения (4).

Зависимость сигнала эха от магнитного поля весьма похожа на зависимость амплитуды эха в плазме от координаты зонда, наблюдавшуюся в работе [5]. Это вполне понятно, так как обе зависимости описываются одной и той же функцией.

Авторы весьма признательны В.Ф.Гантмахеру, В.Ф.Дряхлушину, А.П.Копасову, Ю.А.Романову, Э.Г.Яшину за обсуждение работы, а также Н.В.Яшниковой за изготовление тонких монокристаллов висмута.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 сентября 1979 г.

Литература

- [1] М.П.Кемоклидзе, Л.П.Питаевский. Письма в ЖЭТФ, 11, 508, 1970.
- [2] С.М.Дикман, Г.И.Левиев. ЖЭТФ, 67, 1843, 1974.
- [3] O.Shlidor, Amiran Ron. J. Low Temp. Phys., 2, 223, 1970.
- [4] В.Ф.Дряхлушин, Ю.А.Романов. Физика плазмы, 5, 19, 1979.
- [5] T.H.Malberg, C.B.Warton, R.W.Goult, T.M.O'Neil. Phys. Fluids, 11, 1147, 1968.
- [6] А.С.Гаревский, В.Я.Демиховский. ФММ, 37, 237, 1974.
- [7] В.С.Эдельман, А.С.Гаревский, В.Я.Демиховский. ФТТ, 16, 3799, 1974.