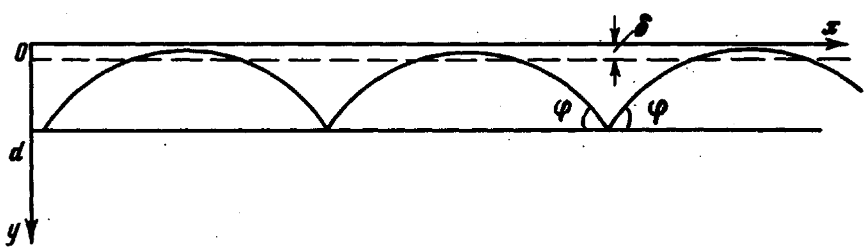
ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

В.Г.Песчанский

Ни и Прейндж показали [1], что при исследовании высокочастотных свойств проводников в слабом магнитном поле (ларморовский радиус r больше длины свободного пробега электрона l) может быть обнаружен квантовый резонанс. Этот резонанс обязан электронам, которые благодаря зеркальным столкновениям с поверхностью образца практически не покидают узкий скин-слой толщиной δ. Расстояние между квантованными уровнями энергии таких электронов оказывается достаточно большим, чтобы разрешить резонансные пики импеданса даже в слабом магнитном поле. Таким образом Ни и Прейндж объясняют осцилляции импеданса, которые в 1960 году наблюдал Хайкин на массивных образцах висмута и олова [2].



В слабом магнитном поле, параллельном поверхности тонкой пластины (толщиной $d \ll l$), возможен также классический резонансный эффект, связанный с тем, что электрон, зеркально отражаясь от противоположной поверхности пластины, может часто попадать в скин-слой. Такой электрон движется по открытой периодической орбите и резонансным образом взаимодействует с электромагнитной волной, если застает ее в скин-слое в одной и той же фазе, т.е. период движения электрона T_λ удовлетворяет условию:

$$\omega T_\lambda(p_z) = 2\pi n. \qquad (1)$$

Здесь ω – частота электромагнитного поля, n – целое число, p_z – проекция импульса электрона на направление постоянного магнитного поля, выбор остальных осей координат ясен из рисунка.

Для наблюдения резонанса необходимо, чтобы электрон с экстремальным по p_z периодом движения T_λ за время свободного пробега t_0 много раз побывал в скин-слое, т.е.

$$T_\lambda(p_z^0) << t_0; \qquad \frac{\partial T_\lambda}{\partial p_z}\Big|_{p_z = p_z^0} = 0. \tag{2}$$

Период движения электрона T_λ, равный разности корней λ уравнения

$$p_x(p_z, \lambda) - p_x^{min}(p_z) = \frac{eHd}{c},$$

в слабом магнитном поле определяется в основном характеристиками электрона в точке стационарной фазы (в точке на орбите, где $v_y = 0$), т.е.

$$T_\lambda(p_z^0) = \frac{\sqrt{8r_0 d}}{v_{0x}}, \tag{3}$$

где r_0 – радиус кривизны траектории, $p_z = p_z^0$ в точке стационарной фазы, а v_0 – скорость электрона в этой же точке, e – заряд электрона, c – скорость света, λ – время движения электрона в магнитном поле.

Воспользовавшись соотношением (3), получим следующее выражение для частот, при которых происходит резонанс:

$$\omega = \pi n \left(\frac{eH}{cd}\right)^{1/2} \left(\frac{v_{0x}}{\sqrt{2p_0}}\right)_{extr}; \quad p_0 \equiv \frac{eHr_0}{c}. \tag{4}$$

Этот резонансный эффект напоминает циклотронный резонанс Азбеля и Канера [3] и отличается от него лишь механизмом возврата электронов в скин-слой. В массивном образце циклотронный резонанс возможен лишь в сильных магнитных полях $r << l$, а в тонкой пластине частому возвращению электронов в скин-слой способствует зеркальное отражение их от поверхности $y = d$. Поэтому изменяется критерий "сильного" магнитного поля. С учетом соотношения (3) в тонкой пластине условие (2) примет вид:

$$r << l^2/d, \tag{5}$$

т.е. ограничение на величину магнитного поля оказывается менее жестким, чем в массивных образцах, и циклотронный резонанс возможен также в области слабых магнитных полей $r > l$.

Точный расчет приводит к тем же результатам. Полная система уравнений задачи состоит из уравнений Максвелла и кинетического уравнения Больцмана. Вместо граничного условия на поверхности $y = d$ – условия зеркального отражения электронов – можно ввести в рассмотрение фиктивную поверхность Ферми, сечения которой плоскостью $p_z = \mathrm{const}$ являются открытыми периодическими траекториями. Поскольку в резонансе существенен учет лишь электронов, не сталкивающихся с поверхностью $y = 0$, то возможно четное продолжение для электрического поля и тока на область $y < 0$, после чего задача легко решается методом Фурье. Приведем окончательное выражение для резонансной части импеданса:

$$Z_{\alpha\beta}^{\text{рез}} = Z_{\alpha\beta}^{0} A_{\alpha\beta}\{1 - \exp[-(i\omega + \frac{1}{t_0})T_{\lambda}^{extr}]\}^{1/6}; \ \alpha, \beta = (x, z), \quad (6)$$

где $Z_{\alpha\beta}^{0}$ – импеданс в отсутствие магнитного поля, $A_{\alpha\beta} \sim v_{0\alpha} v_{0\beta}/v_0^2$ – постоянный множитель, q – параметр зеркальности рассеяния электронов поверхностью образца. Импеданс минимален при $H = H_{\text{рез}}$, где

$$H_{\text{рез}} = \frac{2p_0}{v_{0x}^2} \frac{c\,\omega^2 d}{\pi^2 e n^2}, \quad (7)$$

а форма резонансной кривой определяется не только длиной свободного пробега электрона, но и толщиной образца и параметром зеркальности рассеяния электрона:

$$Z_{\alpha\beta}^{\text{рез}} \simeq Z_{\alpha\beta}^{0} A_{\alpha\beta}(q_1 + \sqrt{r_0 d/l} + i\Delta)^{1/6};$$

$$q_1 = 1 - q; \quad \Delta = \frac{H - H_{\text{рез}}}{H_{\text{рез}}}, \quad (8)$$

Резонансные пики периодичны по переменной $H^{-1/2}$ и наиболее интенсивны, когда высокочастотное электрическое поле поляризовано вдоль оси x. Зная $H_{\text{рез}}$, можно определить экстремальное значение величины $v_{0x}/\sqrt{p_0}$, а по размытию резонансной кривой оценить параметр зеркальности рассеяния электронов поверхностью образца. Если разрешимы несколько резонансных пиков, то можно определить параметр q, когда функцию угла рассеяния электрона $2\phi \propto (d/r_0)^{1/2}$.

Для наблюдения циклотронного резонанса в тонкой пластине, как и в массивном образце, необходимы высокие частоты электромагнитного поля $\omega t_0 >> 1$ и строгая параллельность магнитного поля поверхности пластины (угол наклона поля не должен превышать величину δ / l). Толщина пластины должна колебаться в пределах этой же величины δ / l, а нижняя поверхность пластины $y = d$ должна быть достаточно гладкой, чтобы обеспечить зеркальность рассеяния электронов.

Если длина свободного пробега электронов $l \simeq 0{,}1 \div 1$ *см*, то например, в пластине висмута толщиной $d \sim 10^{-3}$ *см* в диапазоне СВЧ следует ожидать циклотронный резонанс в магнитных полях $H \simeq 0{,}01 \div 1$ *э*. В этой же области магнитных полей наблюдаются и осцилляции Хайкина, если электроны зеркально рассеиваются поверхностью $y = 0$. В тонкой пластине лишь с одной поверхностью, зеркально рассеивающей электроны, можно наблюдать каждый из этих эффектов в отдельности, поменяв роли поверхностей пластины.

Нет никаких сомнений в том, что электроны в полуметаллах практически зеркально рассеиваются поверхностью образца [4].

В металлах почти зеркально рассеиваются границей образца, по крайней мере, "резонансные" электроны, поскольку угол рассеяния их мал, но этого достаточно для наблюдения циклотронного резонанса в слабом магнитном поле.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
23 апреля 1968 г.
После переработки
12 мая 1968 г.

Литература

[1] T.W.Nee, R.E. Prange. Phys. Lett., 25A, 582, 1967.

[2] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 212, 1960.

[3] М.Я.Азбель, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 32, 896, 1957.

[4] М.С.Хайкин, В.С.Эдельман. ЖЭТФ, 47, 878, 1964.