

ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС НА ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЕ В ВИСМУТЕ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

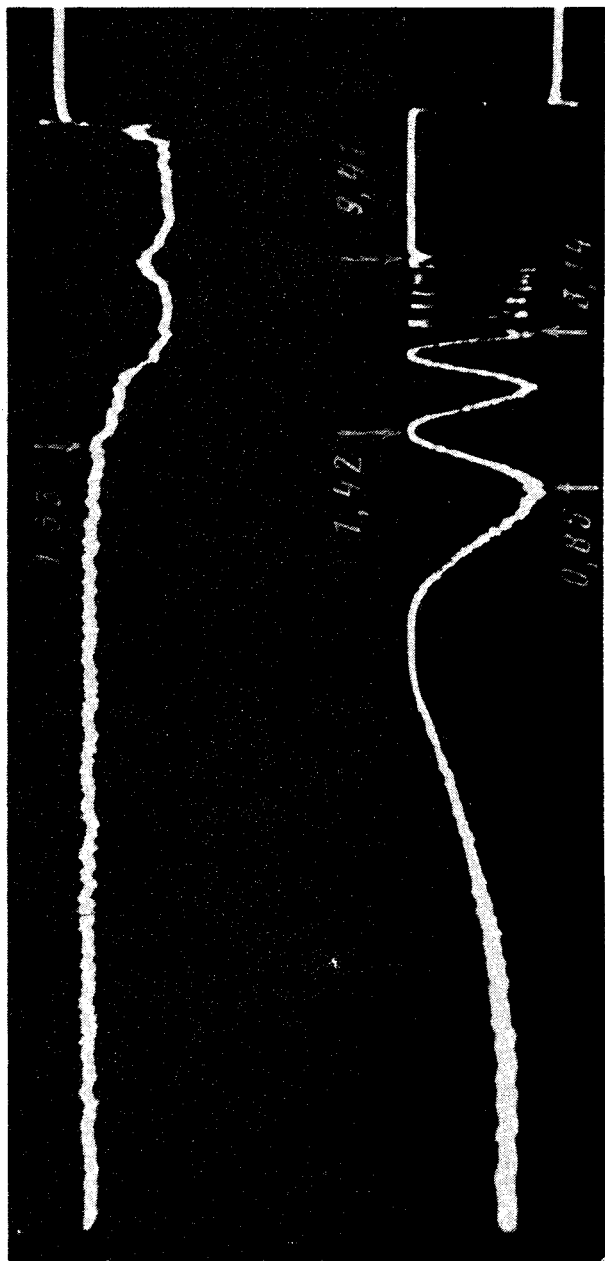
*В.В. Дружинин, А.И. Павловский, О.М. Таценко,
М.И. Доложенко, А.И. Быков, Н.П. Колокольчиков*

На поликристаллической пленке висмута исследован коэффициент поглощения в полях до 10 МГс на длине волны 0,633 мкм. Особенность поглощения в полях больших 1,5 Мгс интерпретируется как циклотронный резонанс на оптической частоте.

Циклотронный резонанс на частотах $\omega_c = eB\hbar/m^*c$, где m^* — циклотронная масса, обычно наблюдается в полупроводниках, полуметаллах и металлах при низких температурах. При этом используются поля до 100 кГс, а частоты достигают $\approx 10^{11}$ Гц. Наличие сверхсильных полей $\approx 10^7$ Гс [1] позволяет увеличить ω_c при $m^* \approx m_e$ до величин $1,6 \cdot 10^{14}$ рад/сек, что лежит в ближней инфракрасной области, наблюдать циклотронный резонанс при комнатных температурах и в образцах с малым временем релаксации. При этом возникает вопрос о применимости метода эффективной массы, который в двухзонном приближении требует выполнения неравенства $a/L \ll 1$, где a — постоянная решетки, а $L \approx (\hbar e/cB)^{1/2}$ — магнитная длина [2]. В поле 10^7 Гс $L \approx 9\text{А}$, что сопоставимо с a . Перейти в оптическую область спектра с одновременным использованием метода эффективных масс, можно выбрав материал с малыми циклотронными массами. Этому требованию удовлетворяет висмут, у которого масса легких электронов $m^* \approx 10^{-2} m_e$, т.е. оптический резонанс между ближайшими уровнями Ландау реализуется при $B \approx 10^6$ Гс. При этом $L \approx 20\text{А}$ и $a = 4,7\text{А}$, т.е., по-видимому, приближение эффективной массы еще справедливо. Отметим, что условие $\omega_c \tau \gg 1$ необходимое для наблюдения циклотронного резонанса выполняется с большим запасом, так же как и условие $kT \ll \omega_c \hbar$ при $T = 300\text{К}$, $\omega_c = 3 \cdot 10^{15}$ рад/сек, $\tau \approx 10^{-9} - 10^{-12}$ сек.

Чтобы проверить эти рассуждения был поставлен опыт, в котором измерялась величина поглощения в поликристаллической пленке висмута на стеклянной подложке на частоте гелий-неонового лазера $3 \cdot 10^{15}$ рад/сек. При этом поле было ориентировано перпендикулярно поверхности образца и достигало в импульсе 10 МГс. Опыт повторялся два раза. Осциллограмма зависимости интенсивности прошедшего излучения I от поля приведена на рисунке. В нулевом поле проходит 75% падающего света. Из рисунка видно, что коэффициент поглощения не зависит от поля до величин $B = 1,5$ МГс, после чего начинает расти. В поле ≈ 7 МГс рост прекращается и в интервале $7 \div 10$ МГс происходит медленное уменьшение коэффициента поглощения. Эту особенность мы связываем с циклотронным резонансом на оптической частоте.

Поверхность Ферми висмута состоит из трех сильно вытянутых электронных эллипсоидов и дырочного эллипсоида вращения. При ориентации поля вдоль большой оси электронного эллипсоида сечение минимально $S_1 = 1,3 \cdot 10^{-42} \text{г}^2 \cdot \text{см}^2/\text{сек}^2$, что дает циклотронную массу $m^* = (0,82 - 0,9) \cdot 10^{-2} m_e$ [3]. При этом в полях $B > 126$ кГс реализуется



Зависимость интенсивности излучения, проходящего через висмут, от поля (вверху) и фарадеевская осциллограмма ($l = 0,207$ мм, ТФ-5, $V = 0,0457$ мин/см · Гс) (внизу). Числа указывают поле, в МГс

ультраквантовый предел [3]. Частота перехода между основным и первым уровнем Ландау $\omega_c = eB/m_1^*c$ при $m_1^* = (0,82 - 0,9) \cdot 10^{-2} m_e$ составляет в поле $1,53 \div 1,7$ МГц $3 \cdot 10^{15}$ сек $^{-1}$, т.е. совпадает с зондирующей частотой. Поэтому начало сильного поглощения в поле 1,5 МГц мы связываем с резонансом. Отсутствие других резонансов в более слабых полях с периодом $\Delta B^{-1} = 0,65$ МГц $^{-1}$ (в частности в поле 0,75 МГц) может быть объяснено тем, что по мере роста квантового числа n амплитуда резонансных пиков уменьшается. Наличие постоянного поглощения (т.е. отсутствие характерных резонансных всплесков) в поле $B > 1,53$ МГц связано с поликристалличностью образца. Известно, что при произвольной ориентации поля циклотронная частота описывается равенством

$$\omega_c = \frac{eB}{c} \left(\frac{a_1^2}{m_1^{*2}} + \frac{a_2^2}{m_2^{*2}} + \frac{a_3^2}{m_3^{*2}} \right)^{1/2},$$

где a — направляющие косинусы, а m_i^* — циклотронные массы, равные 0,82 — 0,9; 11,9; 8,8 в единицах $10^{-2} m_e$. Таким образом, в полях больших 1,5 МГц происходит непрерывный резонанс на всевозможных сечениях поверхности Ферми как электронов, так и дырок. Ширина этой полосы в зависимости от B простирается до 24 МГц, т.е. поглощение существует вплоть до полей 10 МГц, достигнутых в эксперименте. Немонотонная зависимость коэффициента поглощения может быть связана с особенностями плотности циклотронных резонансов, с наличием других переходов.

В одном из опытов также измерялся эффект Фарадея, который дал нелинейную зависимость угла поворота плоскости поляризации θ от B в полях до 1,7 МГц. При этом знак θ и характер нелинейности соответствовали зависимости $\theta \sim \omega_c / (\omega^2 - \omega_c^2)$, определяющей эффект Фарадея в области циклотронного резонанса.

В монографии [4] указывалось, что для существенного изменения дисперсии, т.е. эффективных масс электронов в металлах, нужны поля $\approx 10^8 - 10^9$ Гс. Таким образом, исследование поглощения света в вихре в сверхсильном магнитном поле подтверждает это положение.

Авторы благодарят Н.Е.Алексеевского за ряд замечаний по проведению и интерпретации эксперимента и С.М.Чудинова за обсуждение результатов.

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
3 сентября 1980 г.

Литература

- [1] А.И.Павловский, Н.П.Колокольчиков, А.И.Быков, М.Ш.Долотенко. ПТЭ, №5, 195, 1979.
- [2] И.М.Цидильковский. Электроны и дырки в полупроводниках. М., изд. Наука, 1972.
- [3] В.С.Эдельман. УФН, 123; 257, 1977.
- [4] И.М.Лифшиц, М.Я.Азбель, М.И.Каганов. Электронная теория металлов. М., изд. Наука, 1971.