

О ПРИРОДЕ УСИЛЕНИЯ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В КАЛИИ В НОРМАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н.А. Зимбовская, В.И. Окулов

Показано, что наблюдавшийся в работе ¹ пик циклотронного резонанса в калии в перпендикулярном к поверхности магнитном поле может быть обусловлен влиянием точек нулевой кривизны поверхности Ферми на циклотронной орбите эффективных электронов.

Полученные недавно экспериментальные данные ^{2,3} изменили сложившиеся в результате анализа осцилляций де Гааза – ван Альфена ⁴ представления о поверхности Ферми калия как о замкнутой почти сферической поверхности. В работе ² обнаружено наличие открытых орбит для нескольких направлений магнитного поля, а в ³ обсуждаются данные по фотоэмиссии, свидетельствующие о существовании в калии, как и в натрии, малых энергетических щелей. Согласно объяснению этих результатов ^{2,5,6}, в основном состоянии электронов проводимости калия имеются волны зарядовой плотности, что приводит к разрывам сферической поверхности Ферми на ряде плоскостей.

Обнаруженные искажения сферы Ферми должны сопровождаться существованием переходов от положительной к отрицательной кривизне, т.е. наличием точек или линий нулевой кривизны. Такие точки или линии приводят к характерным эффектам в дисперсии и поглощении коротковолнового звука ^{7,8}; они также влияют на частотную зависимость поверхностного импеданса и циклотронный резонанс в нормальном поле ⁹. Поэтому необходимо пересмотреть объяснение результатов эксперимента ¹, в котором в пластине калия наблюдался пик циклотронного резонанса в нормальном поле. Теория такого резонанса, основанная на

предположении о сферической форме поверхности Ферми ¹⁰, не объясняет ни сравнительно большую величину пика, ни его форму. Теперь можно предположить, что имеет место предсказываемое в ⁹ усиление резонанса из-за попадания на циклотронную орбиту эффективных электронов точек нулевой кривизны. В ¹¹ при объяснении усиления резонанса считается, что он происходит от отделенной разрывом малой части поверхности Ферми, имеющей форму прямого цилиндра. Однако предположение о существовании конечного строгого цилиндрического участка поверхности Ферми с той же циклотронной частотой, что и на сфере, не обосновано, и кроме того, резонанс в этой модели имеет место лишь при ориентации магнитного поля вдоль оси цилиндра, что затрудняет объяснение данных эксперимента, проводившегося на поликристаллическом образце. Больше оснований считать усиление резонанса следствием локального обращения в нуль кривизны на основной части поверхности Ферми. Из-за наличия целого ряда разрывов, точки нулевой кривизны достаточно широко распределены и попадают на циклотронную орбиту эффективных электронов в значительных интервалах изменения ориентаций поля. Тогда сильно увеличивается эффективная масса, отвечающая движению от границы, и, следовательно, время пребывания электронов в скин-слое, что и усиливает резонанс. При этом отклонения от сферической формы поверхности Ферми в целом являются малыми и не изменяют существенно циклотронную частоту. На основе таких представлений можно описать наблюдавшийся пик циклотронного резонанса.

При расчете проводимости σ для резонансной циркулярной поляризации переменного поля с частотой ω в условиях аномального скин-эффекта отклонения от сферичности поверхности Ферми являются существенными только для компоненты скорости электрона вдоль нормали к границе v_z . С учетом этого проводимость в нормальном поле может быть записана следующим образом (см. ⁹):

$$\sigma = \frac{ie^2}{8\pi^3 \hbar^3 q} \int d\psi \int dp_z \frac{m v_{\perp}^2(p_z)}{w - v_z(p_z, \psi)} \approx \frac{e^2}{4\pi \hbar^3 q} p_F^2 (1+s), \quad (1)$$

где m , $v_{\perp}(p_z)$ – циклотронная масса и поперечная компонента скорости на сферической поверхности Ферми; $w = (\omega - \Omega + i\nu)/q$; Ω – циклотронная частота, ν – частота столкновений, q – волновой вектор. Интегрирование в формуле (1) проводится по проекции импульса p_z и по углу $\psi = \Omega t$ (t – время движения по орбите), причем асимптотика интеграла вычисляется при $w \rightarrow 0$. Для сферической поверхности Ферми v_z не зависит от ψ , при этом $s = 0$. Величина s описывает вклад точки нулевой кривизны, если она отвечает эффективным электронам, для которых $v_z(p_z, \psi) = 0$. К одному из возможных типов таких точек относится минимум функции $v_z(p_z, \psi)$ при $p_z = p_{z0}$; $\psi = \psi_0$, в окрестности которого для малых $p_z - p_{z0}$, $\psi - \psi_0$ можно записать

$$v_z(p_z, \psi) = a(p_z - p_{z0})^2 + 2b(p_z - p_{z0})(\psi - \psi_0) + c(\psi - \psi_0)^2; a > 0; ac - b^2 > 0. \quad (2)$$

Соответствующая величина s равна

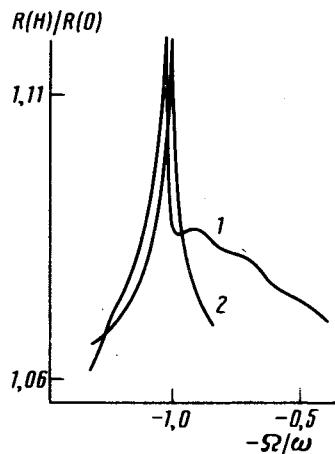
$$s = \eta(\pi - i \ln w_0/w), \quad (3)$$

где η и w_0 – параметры, характеризующие свойства поверхности Ферми в окрестности точки нулевой кривизны; в частности, η по порядку величины представляет собой относительную протяженность области, в которой имеет место зависимость (2). В силу малости искажений ферми-сферы $\eta \ll 1$, поэтому при вычислении поверхностного импеданса с помощью соотношений (1) – (3) можно разложить его по степеням η и исследуемая резонансная добавка оказывается малой в соответствии с результатами эксперимента ¹. Запишем результат расчета в линейном приближении по η измерявшегося в ¹ отношения вещественных частей им-

педанса в магнитном поле $R(H)$ и без поля $R(0)$:

$$\frac{R(H)}{R(0)} = 1 - \frac{\eta}{3} (\sqrt{3} \ln \sqrt{\Delta^2 + \gamma^2} + \operatorname{sign} \Delta \arctg \frac{\gamma}{\sqrt{\Delta^2 + \gamma^2}}), \quad (4)$$

где $\Delta = 1 - H/H_r$; H_r – резонансное значение напряженности поля, $\gamma = \nu / \omega \ll 1$. Формула (4) описывает положительный несимметричный резонансный пик с резким обрывом со стороны меньших полей и медленным убыванием при удалении от точки резонанса. Качественно именно такую форму имеет пик, наблюдавшийся в ¹. Особенno важно то, что высота пика, не объясняемая в модели сферической поверхности Ферми, может быть согласована с формулой (4) при соответствующей разумной величине η . Масштаб изменения и высота пика в области резонанса ($|\Delta| \lesssim 0,1$) близки к наблюдаемым при значениях η и γ порядка $10^{-1} - 10^{-2}$ (см. рисунок).



Кривая 1 – полученная в эксперименте ¹ зависимость относительной величины вещественной части импеданса от напряженности магнитного поля (отношения $\Omega/\omega = H/H_r$) в окрестности резонанса. Кривая 2 построена по формуле (4) при $\gamma^2 = 2 \cdot 10^{-4}$, $\eta = 0,03$. Не определяемое в эксперименте начало отсчета измеряемых значений $R(H)/R(0)$ выбрано в отличие от рисунка в ¹ так, чтобы у кривых 1 и 2 резонансные значения были одинаковыми. Циклотронная частота Ω определена по резонансу в поле, параллельном границе, и малое отличие положений пиков кривых 1 и 2 может быть связано с тем, что эффективные электроны в нормальном поле имеют немногого смещенную резонансную частоту

Резонанс может быть обусловлен также и проявлением точек нулевой кривизны других типов. Например, более узкий пик получается в случае, когда в равенстве (2) $ac - b^2 \rightarrow 0$. Моделируя в этом случае функцию $v_z(p_z, \psi)$ зависимостью $v_z(p_z, \psi) = a(p_z - p_{z0}(\psi))^2$ на конечном малом интервале изменения ψ получим, что $s = \eta \sqrt{w_0/w}$, а зависящий от Δ множитель в слагаемом, пропорциональном $(-\eta)$, в (4) имеет вид $\operatorname{Re} \{1/\sqrt{\Delta + i\gamma}\} + (2 + +\sqrt{3}) \operatorname{Im} \{1/\sqrt{\Delta + i\gamma}\}$.

Формула (4) получена без учета ферми-жидкостного взаимодействия и поверхностного рассеяния электронов. Эти факторы могут влиять на положение и интенсивность резонансного пика, так что при включении их в рассмотрение возможен его малый сдвиг и изменение формы. Однако при этом остается в силе основной результат, заключающийся в усилении циклотронного резонанса в нормальном поле из-за существования точек нулевой кривизны.

Литература

1. Baraff G.A., Grimes C.C., Platzman P.M. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 590.
2. Coulter P.G., Datars W.R. Can. J. Phys., 1985, 63, 159.
3. Jensen J., Plummer E.W. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1912.
4. Shoenberg D., Stiles P.J. Proc. Roy. Soc. A, 1964, 281, 62.
5. Overhauser A.W. Can. J. Phys., 1982, 60, 687.
6. Overhauser A.W. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1916.
7. Аванесян Г.Т., Каганов М.И., Лисовская Т.Ю. ЖЭТФ, 1978, 75, 1786.
8. Конторович В.М., Степанова Н.А. ЖЭТФ, 1979, 76, 642.
9. Зимбовская Н.А., Окулов В.И., Романов А.Ю., Силин В.П. ФММ, 1986, 62, 1095.
10. Кобелев А.В., Силин В.П. Труды ФИАН, 1985, 158, 125.
11. Lacueva G., Overhauser A.W. Phys. Rev. B, 1986, 33, 3765.