

НОВЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС
В НАКЛОННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.П.Королик, Л.Я.Мацаков

В работах [1,2] сообщалось о наблюдении резонансных осцилляций коэффициента поглощения звука в олове, связанных с дрейфом электронов вдоль волнового вектора \vec{k} . Эксперименты были прове-

дены при ортогональных $\vec{k} \vec{H}$ ($\vec{H}(0,0,H_z)$ – вектор магнитного поля), причем дрейф носителей вдоль \vec{k} обеспечивался открытостью поверхности Ферми. Повднее [3,4] аналогичный резонанс был исследован в кадмии и цинке, где также имеются открытые направления поверхности Ферми.

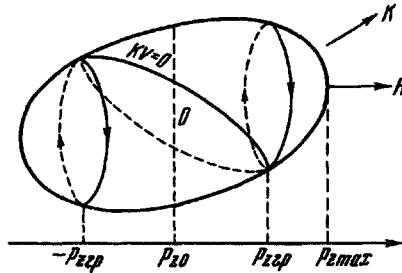


Рис. 1. Схематический вид граничных траекторий и линий $\vec{k} \vec{v} = 0$ на замкнутой выпуклой поверхности $\epsilon(p) = \epsilon_f$

В случае замкнутых поверхностей резонанс, связанный с дрейфом носителей, может быть получен на неэкстремальных орбитах электронов в наклонном по отношению к \vec{k} магнитном поле. Теоретически подобный эффект рассмотрен в работах [5,6]. Условие резонанса заключается в том, что при $\ell \gg \lambda$ за время одного оборота в магнитном поле электрон сместится на расстояние

$$s = n\lambda, \quad (I)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, λ – длина волны звука, ℓ – длина свободного пробега электронов.

Осцилляции возникают на граничных траекториях (рис.1). Вклад в поглощение звука дадут электроны, для которых $\vec{k} \vec{v} = 0$ (\vec{v} – вектор скорости электрона), поэтому принять участие в резонансе могут только те орбиты, которые имеют общие точки с линией $\vec{k} \vec{v} = 0$ на поверхности Ферми. Плотность состояний носителей с данным смещением вдоль \vec{k} имеет экстремум вблизи соприкосновения линий $\vec{k} \vec{v} = 0$ и $P_x = P_{x,pp}$, следовательно, именно эти орбиты и определяют резонансную частоту.

Для наблюдения эффекта были поставлены эксперименты по измерению коэффициента поглощения звука в монокристаллах сурьмы. Образцы для измерений выращивались из металла марки В-000 и имели форму дисков толщиной $\alpha \approx 1$ мм с нормалью вдоль бинарной оси. При температуре жидкого гелия отношение l/λ , оцененное по числу осцилляций геометрического резонанса [7], достигало 150

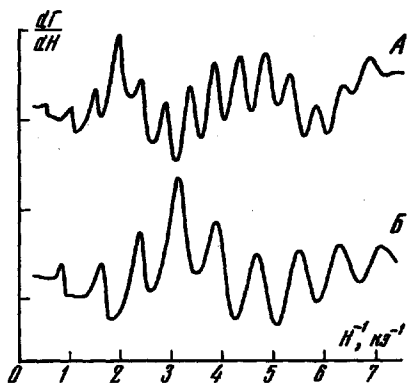


Рис. 2. Запись производной коэффициента поглощения продольного звука $d\Gamma/dH$ как функции обратного магнитного поля. Угол между \vec{k} и \vec{H} составляет 25° , \vec{k} - вдоль бинарной оси, \vec{H} - в плоскости бинарной и тригональной осей.

А - $\omega/2\pi = 5 \cdot 10^8$ гц;
 Б - $\omega/2\pi = 3 \cdot 10^8$ гц

(при $\omega/2\pi = 5 \cdot 10^8$ гц). Бинарная ось кристалла совпадала с направлением волнового вектора \vec{k} . Эксперимент ставился таким образом, что вектор магнитного поля можно было вращать в плоскости бинарной и тригональной осей.

На рис. 2 показаны записи производной коэффициента поглощения $d\Gamma/dH$ для одной из ориентаций \vec{H} в функции обратного магнитного поля. Кривые А и Б записаны при частотах звука $5 \cdot 10^8$ гц и $3 \cdot 10^8$ гц соответственно. В слабых полях линии имеют синусоидальную форму. С ростом напряженности поля они сужаются, приближаясь по форме к несколько асимметричной лоренцевской. Осцилляции имеют одинаковый период в обратном магнитном поле. Изменение частоты звука приводит к смещению соответствующих резонансных линий пропорционально частоте. Амплитуда осцилляций в слабых полях увеличивается с ростом напряженности магнитного поля, затем начинает падать. При изменении ориентации \vec{H} наблюдается хорошо выраженная анизотропия периода, причем для некоторых направлений поля появляются новые осциллирующие компоненты - возникает характерная картина биений.

Форма и амплитуда производной $d\Gamma/dH$ вблизи резонанса согласно [5] описывается формулой

$$\frac{d\Gamma}{dH} \sim \frac{\Gamma_0 (kR)^{4/3}}{\gamma^2 H} \cdot \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \Delta^2}, \quad (2)$$

где $\gamma = 1/\Omega\tau$, Ω - циклотронная частота, $\tau = 1/\nu$ - время релаксации, $\Delta = \delta H/H$ - относительная расстройка, $k = |k|$, R - циклотронный радиус, Γ_0 - поглощение в отсутствие магнит-

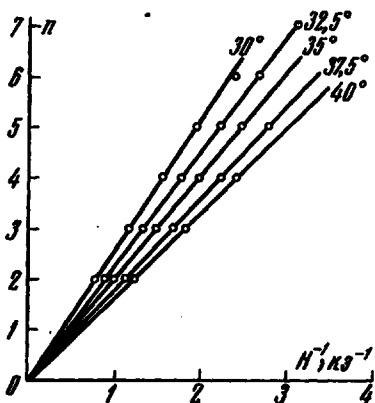


Рис. 3. Зависимость номеров осцилляций n как функции обратного магнитного поля для нескольких различных направлений вектора \vec{H} в плоскости бинарной и тригональной осей кристалла. k параллельно бинарной оси. Цифры у прямых указывают угол между k и H .

ного поля. При резонансе для $\gamma < 1$ амплитуда производной с ростом поля уменьшается как $H^{-4/3}$, что качественно согласуется с результатами наших измерений.

Период осцилляций определяет произведение средней скорости электрона \bar{v} вдоль направления поля \vec{H} на циклотронную массу m_c :

$$m_c \bar{v} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \mathcal{E}(R_k)}{\partial R_{kr}} = \frac{e}{c k_z \Delta H^{-2}}. \quad (3)$$

Начальная фаза осцилляций, согласно условию (1), должна равняться нулю. На рис.3 приведены зависимости номеров осцилляций как функции обратного магнитного поля для нескольких различных направлений вектора \vec{H} . Из рисунка видно, что начальная фаза всех серий осцилляций действительно равна нулю.

В заключение искренне благодарим Э.А. Канера за полезные дискуссии, а также Н.Д.Белюсова за помощь при измерениях.

Институт радиофизики
и электроники
Академии наук УССР

Поступило в редакцию
27 апреля 1965 г.

Литература

- [1] А.А.Галкин, Э.А.Канер, А.П.Королюк. ДАН СССР, 134, 74, 1960.
- [2] А.А.Галкин, Э.А.Канер, А.П.Королюк. ЖЭТФ, 39, 1517, 1960.
- [3] J.D. Gavenda, B.C. Deaton. Phys.Rev. Lett., 8, 208, 1962.
- [4] B.C. Deaton. Phys.Rev., 16, A1096, 1964.
- [5] Э.А.Канер, В.Г.Песчанский, И.А.Привороцкий. ЖЭТФ, 40, 214, 1961.
- [6] Э.А.Канер. ЖЭТФ, 43, 216, 1962.
- [7] А.А.Галкин, А.П.Королюк. ЖЭТФ, 38, 1688, 1960.