

СПИРАЛЬНЫЕ ЦИКЛОТРОННЫЕ ВОЛНЫ В МЕТАЛЛАХ С ОТКРЫТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ФЕРМИ

П. А. Безуглый, Н. Г. Бурма, А. М. Гришин, А. Е. Кабанов

Теоретически и экспериментально в галлии исследованы электромагнитные возбуждения нового типа — спиральные циклотронные волны. Они распространяются вдоль направлений открытости и поляризованы также, как и геликоны в некомпенсированных металлах. Спиральные волны эффективно возбуждаются продольным ультразвуком.

1. В металлах с открытой поверхностью Ферми спектр электромагнитных возбуждений обладает рядом отличительных особенностей по сравнению с металлами, ферми-поверхности которых замкнуты [1]. Рассмотрим, например, модель металла с поверхностью Ферми в виде кругового цилиндра с осью по Ox ($\epsilon_p = -(p_y^2 + p_z^2) / 2m$). В магнитном поле \mathbf{H} для волны, распространяющейся вдоль "направления открытости" Ox , тензор высокочастотной проводимости $\hat{\sigma}$ в системе координат $\{xyz\}$, связанной с осями кристалла, имеет вид:

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} & -\frac{\gamma}{1+\gamma^2} \\ 0 & \frac{\gamma}{1+\gamma^2} & \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \end{pmatrix}, \quad \sigma_0 = \frac{ne^2}{|m|(\nu - i\omega)}, \quad (1)$$

$$\gamma = (\nu - i\omega) / \Omega.$$

Здесь e — заряд, m — эффективная масса, ν — скорость, ν — частота релаксации, n — концентрация электронов проводимости, ω — частота волны,

$$\Omega = \frac{eH}{mc} \sin \phi \quad (2)$$

— циклотронная частота, вектор \mathbf{H} лежит в плоскости xOz под углом ϕ к Oz .

Из уравнений Максвелла и формулы (1) следует, что в металле может распространяться циркулярно-поляризованная электромагнитная волна

$$E_{\pm}(x, t) = E_y \pm iE_z = E_{\pm}(0) e^{i(qx - \omega t)}, \quad (3)$$

для которой связь между волновым вектором q и ω определяется дисперсионным соотношением:

$$q^2 c^2 - 4\pi i \omega \sigma_{\pm} = 0, \quad \sigma_{\pm} \equiv \sigma_{yy} \pm i \sigma_{zy} = \sigma_0 \frac{\gamma}{\gamma \mp i}. \quad (4)$$

Оно показывает, что для электронной цилиндрической поверхности Ферми ($m > 0$) волна существует в поляризации "минус", дырочной — "плюс" и

$$\omega(q) = \frac{|\Omega| - i\nu}{1 + (\omega_p/qc)^2}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{|m|}. \quad (5)$$

При малых $q \ll \omega_p/c$ зависимость $\omega(q)$ квадратична. С ускорением длины волны спектр прижимается к циклотронной частоте (2). Относительное затухание волны невелико: $\text{Im}\omega/\omega = -\nu/|\Omega|$. Таким образом, спиральная циклотронная волна (СЦВ) при малых q представляет собой обычный геликон, который с увеличением q трансформируется в циклотронную моду.

2. СЦВ можно было бы назвать и волной вблизи диамагнитного резонанса. Действительно, при $q \parallel Ox$ для цилиндрической поверхности Ферми $qv \equiv 0$, поле волны для таких электронов является однородным и резонанс электронов с волной наступает лишь на фундаментальной частоте циклотронного резонанса (2). Однако, в общей геометрии (q под небольшим углом к Ox) появляется пространственная дисперсия и возникают резонансные особенности $\hat{\sigma}$ на частотах, кратных Ω . Эти резонансы обуславливают существование кратных СЦВ, свойства которых аналогичны рассмотренным выше.

Наличие в металле других групп носителей конечно изменяет спектр и затухание СЦВ. Тем не менее, из-за резонансного поведения проводимости $\hat{\sigma}$ из (1) при $\omega \approx |\Omega|$, в непосредственной окрестности циклотронной частоты спектр и поляризация возбуждения по-прежнему будут описываться соотношениями (5) и (3). Для получения зависимости $\omega(q)$ в области, где дисперсия СЦВ велика, необходимо учитывать вклад в $\hat{\sigma}$ других "нерезонансных" электронов.

3. Существование СЦВ должно проявляться, например, в ее резонансном взаимодействии с ультразвуком. При малых углах отклонения ϕ СЦВ эффективно возбуждается только продольными звуковыми колебаниями. Чтобы убедиться в этом достаточно рассмотреть выражение для индукционного поля

$$E' = - \frac{i\omega}{c} [uH],$$

"раскачивающего" электромагнитные волны в металле. Для поперечного звука (вектор смещений $u \perp Ox$) проекция E' на плоскость yOz , в которой поляризована СЦВ, пропорциональна $\sin \phi$, а для продольного ($u \parallel Ox$) — $\cos \phi$. Поэтому при $\phi \ll 1$ связывание СЦВ возможно лишь с продольными колебаниями решетки.

Взаимодействие СЦВ со звуком достигает максимума при таких значениях внешних параметров, когда длина СЦВ $2\pi/q$ сравнивается с длиной волны звука $2\pi s/\omega$ (s — скорость продольных звуковых колебаний).

С помощью формулы (5) получаем условие резонансного возбуждения СЦВ:

$$\sin \phi = \frac{\omega}{H} \frac{|m|c}{e} \left[1 + \left(\frac{\omega_p}{\omega} \frac{s}{c} \right)^2 \right] \quad (6)$$

и ширину резонансной линии:

$$\delta(H \sin \phi) \sim \nu \frac{|m|c}{e} \quad (7)$$

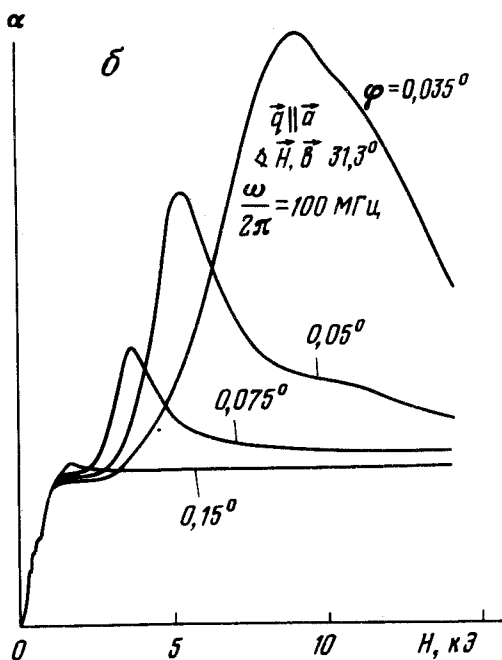
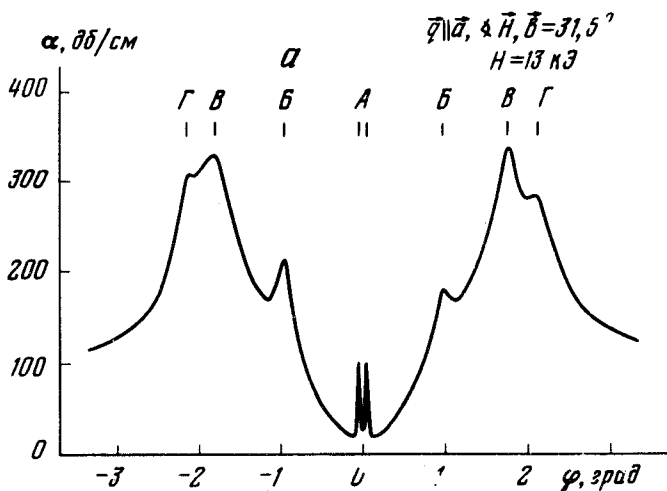


Рис. 1. Резонансное поглощение продольного ультразвука в Ga: а — при изменении ориентации магнитного поля к направлению открытости, H и ω — const; б — в функции H при фиксированных ω и ϕ

4. Возбуждение СЦВ звуком экспериментально обнаружено нами в галлии. Измерялось поглощение продольных звуковых колебаний α в чистых монокристаллах Ga при $T = 1,7\text{К}$ на частотах $\omega/2\pi = 50, 100$

и 200 МГц (максимальное значение $\omega/\nu \approx 8$). При фиксированных ω и H производилась автоматическая запись зависимости $\alpha(\phi)$ (см. рис. 1, а). Наряду с максимумами обычного tilt-эффекта (B, B и Γ с $\phi \sim 1+2^\circ$ на рис. 1, а) при очень малых углах ($\phi \sim 0,02 + 0,2^\circ$) наблюдаются резкие пики поглощения A , расположенные по Φ симметрично относительно направлений открытости. Переход через максимум поглощения α можно было осуществлять не только изменением ϕ при $H = \text{const}$, но и меняя H в фиксированной геометрии опыта (рис. 1, б). Максимумы типа A наблюдались лишь на продольном звуке, если вектор q был параллелен направлениям открытости (оси a и c , $[100]$ и $[001]$, соответственно), и во всех случаях, когда ориентация H обеспечивала существование на поверхности Ферми сильно вытянутых электронных орбит. Оценки показывают, что "резонансные" орбиты пронизывают около сотни элементарных ячеек обратной решетки.

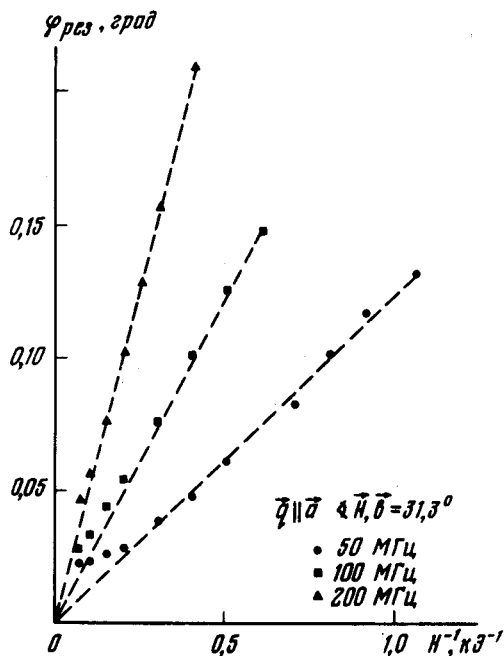


Рис. 2. Экспериментальная зависимость угла отклонения ϕ от H в максимуме резонансного поглощения. Пунктир — теоретическая прямая (6)

Расстояние между пиками A на рис. 1, а, равное $2\phi_{\text{рез}}$, изменяется с магнитным полем и частотой. Эти зависимости для одной из геометрий опыта приведены на рис. 2. Видно, что за исключением области самых сильных полей экспериментальная зависимость $\phi_{\text{рез}}$ от ω и H следует закону $\phi_{\text{рез}} \sim \omega/H$. Это полностью согласуется с формулой (6), в которой параметр $(\omega_p s / \omega c)^2$ следует считать малым. Отсюда можно получить верхнюю оценку для концентрации резонансных электронов:

$$n \lesssim \frac{|m|}{4\pi} \left(\frac{\omega c}{es} \right)^2 \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad s = \begin{cases} 4,28 \cdot 10^5 \text{ см/сек} & (q \parallel a); \\ 4,9 \cdot 10^5 \text{ см/сек} & (q \parallel c); \end{cases}$$

а по наклону прямых (6) на рис. 2 — определить эффективную массу:

$$|m| = \begin{cases} 0,12 \cdot 10^{-27} \text{ г} & \text{при } \angle \mathbf{H}, \mathbf{b} = 31,3^\circ; \\ 0,05 \cdot 10^{-27} \text{ г} & \text{при } \mathbf{H} \perp \mathbf{a}. \end{cases}$$

Частоту релаксации ν можно оценить с помощью формулы (7) и рис. 1, б. Из них получаем $\nu \sim (2 + 5) \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Эта величина совпадает со значением ν , измеренным по форме линии tilt-эффекта и дисперсии скорости звука.

5. В сильных магнитных полях (см. рис. 2) наблюдается отклонение от закона $\phi_{\text{рез}} \sim \omega/H$. Этот эффект не описывается в рамках модели цилиндрической поверхности Ферми и может быть объяснен влиянием на спектр СЦВ других нерезонансных носителей. Обсуждению этого вопроса и любопытным особенностям явления, возникающим при отклонении q от направлений открытости будет посвящена отдельная работа.

Донецкий физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
2 июля 1979 г.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Литература

[1] Е. А. Kaner, V. G. Skobov. Adv. in Phys., 17, 605, 1968.