

ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТИ ПОПЕРЕЧНОГО ЗВУКА В ГАЛЛИИ В СИЛЬНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Н.Г.Бурма, П.А.Безуляк, А.Е.Кабанов

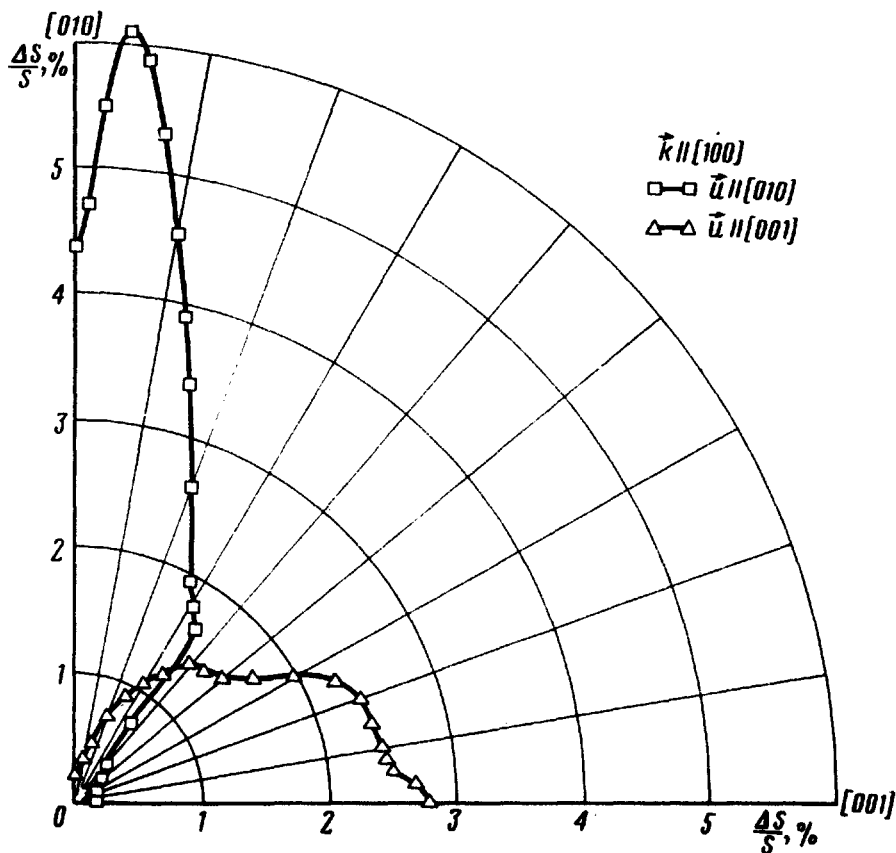
Сообщается об экспериментальном наблюдении особенностей дисперсии скорости поперечного звука в сильном магнитном поле H , обусловленных симметрией и связностью сечений поверхности Ферми, плоскостями, перпендикулярными H .

Уравнение упругости металлов, помещенных в сильное магнитное поле ($kr_H \ll 1$, r_H – радиус орбиты электронов в магнитном поле H) перпендикулярное волновому вектору звука k , исследовалось в ряде работ [1 – 3]. В приближении квадратичного изотропного закона дисперсии электронов было установлено, что электронные модули сдвига и определяющая их дисперсия скорости поперечного звука $\Delta s/s$ в этих условиях равны нулю. Случай произвольного закона дисперсии был рассмотрен недавно Конторовичем [3], который показал, что дисперсия скорости поперечного звука при $kr_H \ll 1$ и $k \perp H$ может достигать значительной величины, так что определяемые ею электронные модули сдвига оказываются сравнимыми с соответствующими решеточными модулями.

В [3] для чисто деформационного взаимодействия звука с электронами, описываемого тензором деформационного потенциала $\hat{\Lambda}(\rho)$, дается следующее объяснение полученного результата. В приближении изотропного времени релаксации электронов τ дисперсия скорости поперечного звука следующим образом выражается через недиагональные компоненты $\hat{\Lambda}(\rho)$

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{(\omega\tau)^2}{2\rho s [1 + (\omega\tau)^2]} [\langle \bar{\Lambda}_{im}^2 \rangle + 0(\Omega^{-2})], \quad i \neq m. \quad (1)$$

Здесь ω — частота звука, ρ — плотность металла, Ω^{-1} — период вращения в магнитном поле, угловые скобки означают среднее по поверхности Ферми и суммирование по зонам, черта — среднее за период вращения в магнитном поле.



Величина $\Delta s/s$ и ее зависимость от магнитного поля определяется тем, отличается $\bar{\Lambda}_{im}$ от нуля или нет. В первом случае $\Delta s/s$ может достигать больших значений и при $H \rightarrow \infty$ насыщается. Во втором случае $\Delta s/s$ определяется малым членом $0(\Omega^{-2})$, связанным с неполным усреднением — конечностью τ_H по сравнению с длиной волны звука или длиной свободного пробега электронов l , и дисперсия следует закону $\Delta s/s \sim (k\tau_H)^2 \sim H^{-2}$ или $\Delta s/s \sim (\tau_H/l)^2 \sim H^{-2}$.

В [3] впервые показано, что $\bar{\Lambda}_{i,m} (i \neq m)$ определяется не только симметрией сечений поверхности Ферми плоскостями, перпендикулярными H , но и связностью этих сечений. Краткие итоги работы [3] таковы: 1) для односвязных высокосимметричных сечений $\Delta s/s$ поперечного звука убывает как H^{-2} , в согласии с [1, 2]; 2) многосвязным сечениям любой симметрии соответствует насыщение $\Delta s/s$ при $H \rightarrow \infty$; 3) для односвязных низкосимметричных сечений $\Delta s/s$ может как насыщаться, так и убывать как H^{-2} , в зависимости от взаимной ориентации вектора поляризации звука u и вектора H .

Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению дисперсии скорости поперечного звука в галлии — металле в котором возможно существование как односвязных, так и многосвязных сечений поверхности Ферми [4] и где условие $\omega\tau \gg 1$ удается достичь на сравнительно низких частотах ультразвука [5].

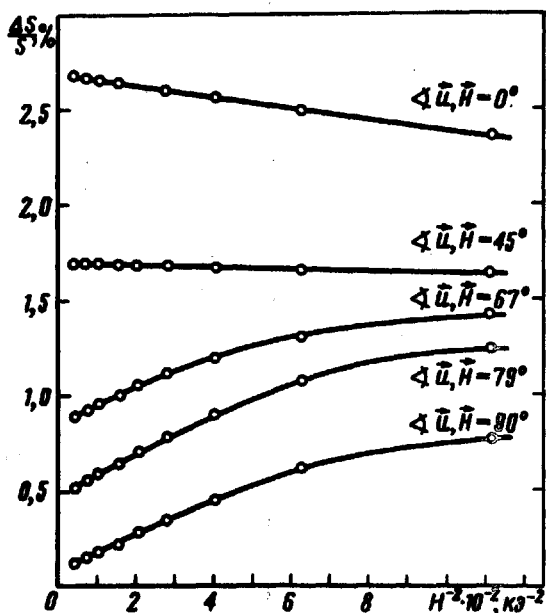
Образцы галлия имели форму дисков толщиной 1 — 2 мм и диаметром 11 мм, нормаль к плоскости диска с точностью $0,2^\circ$ совпала с осью [100]. Датчиками линейно поляризованного поперечного звука служили пластины кварца AC — среза. Вектор поляризации звука u устанавливался с точностью $1 - 2^\circ$ вдоль осей [010] или [001], чем обеспечивалось условие существования линейнополяризованного поперечного звука при $H = 0$. Перпендикулярность векторов k и H устанавливалась по эффекту отклонения [6], используя специальное устройство механического наклона образца.

На рис. 1 приведены зависимости $\Delta s/s$ звука различных поляризаций от направления H в плоскости (100), полученные в поле $H = 15$ кэ на частоте $\omega/2\pi = 50$ МГц при температуре $T = 1,7^\circ\text{K}$. В этих условиях, как было показано ранее [5], $\Delta s/s$ незначительно отличается от своего предельного значения при $\omega\tau \rightarrow \infty$. Максимальная величина дисперсии скорости поперечного звука, полученная в эксперименте, не превосходила 6%, что по порядку величины согласуется с [3].

Зависимости $\Delta s/s$ поперечного звука с поляризацией $u \parallel [001]$ от величины магнитного поля при различных углах между u и H , полученные в условиях $\omega/2\pi = 50$ МГц, $T = 1,7^\circ\text{K}$, представлены на рис. 2. Из этого рисунка следует, что при непараллельных u и H $\Delta s/s$ состоит из двух частей — насыщающейся и уменьшающейся при увеличении H . Закон $\Delta s/s \sim H^{-2}$ для последней выполняется на указанной выше частоте звука при $H = 4$ кэ. В случае $u \parallel H$ уменьшения $\Delta s/s$ с ростом H не было замечено.

Полученная нами зависимость уменьшающейся части $\Delta s/s$ от угла между векторами u и H сравнивалась с теоретической [3] с учетом симметрии возможных односвязных сечений поверхности Ферми. При произвольном направлении H в плоскости (100), когда односвязные сечения поверхности Ферми имеют единственный элемент симметрии m_x (в системе координат $x \parallel k$; $L \parallel H$), теория предсказывает уменьшение $\Delta s/s$ с ростом H по закону $(kr_H)^2$ и тенденцию возрастания насыщающейся части $\Delta s/s$, обусловленной односвязным сечениям, по мере увеличения составляющей u на направление H . Как видно из рис. 2, результаты эксперимента в данном случае полностью согласуются с [3].

Если \vec{H} имеет направление вдоль главных осей одноосевые сечения в галлии имеют симметрию $2m_x m_y$, и, согласно [3], должны давать вклад в дисперсию скорости поперечного звука, изменяющийся с полем по закону $(r_H/l)^2$ как при $\vec{u} \perp \vec{H}$, так и при $\vec{u} \parallel \vec{H}$. В эксперименте при $\vec{u} \perp \vec{H}$ наблюдалась другая зависимость дисперсии от магнитного поля типа $(kr_H)^2$. Подобного рода зависимость $\Delta s/s$ от величины магнитного поля в данном случае, возможно, связана с недостаточно точной ориентацией \vec{H} вдоль главных осей кристалла или же с угловым расхождением силовых линий магнитного поля (отметим, что переход от зависимости $(r_H/l)^2$ к $(kr_H)^2$ происходит при отклонении \vec{H} от главной оси на угол $\phi \sim (kl)^{-1}$, значение которого в нашем Ga при $T = 1,7^\circ\text{K}$ составляет $3' + 10''$). Кроме того, зависимость $(r_H/l)^2$ могла маскироваться также за счет вклада в дисперсию скорости поперечного звука, помимо деформационного, и других механизмов электрон-фононного взаимодействия.



К сожалению, отсутствие достаточно полных данных об электронном спектре галлия и его деформационном потенциале не позволили сделать детальных сравнений результатов эксперимента с теорией. Авторы надеются, что исследования эффекта отклонения в Ga, проводящиеся в настоящее время, позволят решить эту задачу.

В заключение выражаем искреннюю признательность В.М.Конторовичу за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
29 июля 1974 г.

Литература

- [1] A. Rodriguez. Phys. Rev., 130, 1778, 1963.
 - [2] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 47, 107, 1964.
 - [3] В.М.Конторович. ЖЭТФ, 61, 1181, 1971.
 - [4] W.A.Reed. Phys. Rev., 188, 1184, 1969.
 - [5] П.А.Безуглый, Н.Г.Бурма. Письма в ЖЭТФ, 10, 523, 1969.
 - [6] D.H.Reneker. Phys. Rev. 115, 303, 1959.
-