

## ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ЭЛЛИПТИЧНОСТЬ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В ИНДИИ

*К.Б.Власов, В.В.Гудков*

Измерены кривые зависимости эллиптичности и угла поворота плоскости поляризации ультразвука от напряженности магнитного поля. Характер этих кривых объясняется как допплер-сдвинутым акустическим циклотронным резонансом, так и взаимодействием упругих волн с кратными допплеронами.

Измерения производились при  $T = 4,2$  К на монокристаллических образцах индия с отношением электросопротивлений  $\rho_{293\text{ К}} / \rho_{3,4\text{ К}} = 80000$ , выращенных в ИФТТ АН СССР. Магнитное поле напряженностью до 70 кэ и волновой вектор упругой волны были направлены вдоль кристаллографической оси [001]. Поперечный ультразвук возбуждался и регистрировался развернутыми относительно друг друга на угол  $\pi/4$  пьезопреобразователями из ниобата лития  $x$ -среза. Использовались частоты

28 + 74 МГц. С помощью импульсной фазочувствительной установки, работающей по принципу акустического моста [1], измерялись изменения мощности и фазы упругой волны, происходящие при приложении магнитного поля  $H$  (сначала параллельно, а затем антипараллельно направлению распространения) относительно уровня и фазы сигнала в нулевом поле. Как показано в работе [8], это дает возможность определить изменения действительных  $k^{(\pm)}$  и мнимых  $k^{(\pm)}$  составляющих волновых векторов  $k^{(\pm)} = k^{(\pm)} + ik^{(\pm)}$  право-(+) и лево-(-) поляризованных упругих волн, а по ним эллиптичность  $\epsilon$  и угол поворота плоскости поляризации  $\phi$ , которые возникают при прохождении ультразвука через образец.

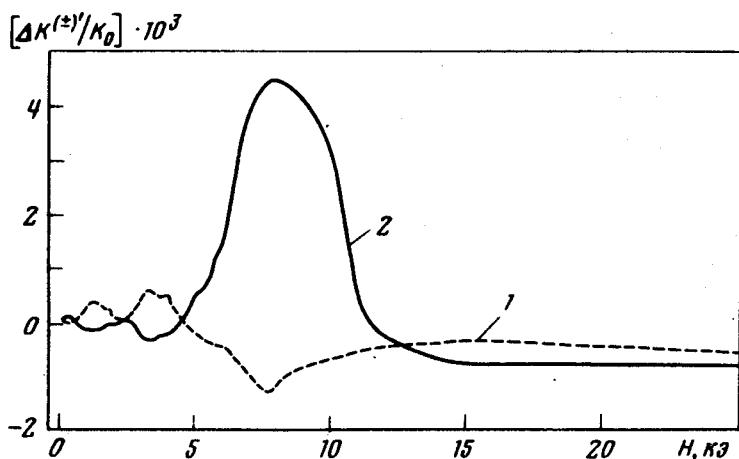


Рис. 1

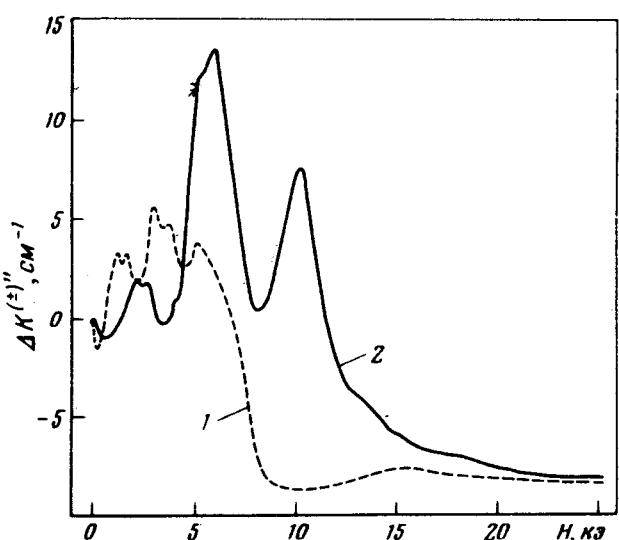


Рис. 2

Экспериментальные данные зависимости относительного изменения действительных частей волновых векторов  $\Delta k^{(-)} / k_0$  (кривая 1) и  $\Delta k^{(+)} / k_0$  (кривая 2) представлены на рис. 1 ( $k_0 = k^{(\pm)}(0)$ ). На рис. 2 приведены результаты измерений изменения мнимых составляющих волновых векторов  $\Delta k^{(-)}$  (кривая 1) и  $\Delta k^{(+)}$  (кривая 2). Возникающие при этом эллиптичность и вращение плоскости поляризации показаны на рис. 3 ( $\phi$  — черные кружки,  $\epsilon$  — светлые). Все представленные зависимости сняты на частоте 64,2 МГц при длине образца 1,5 мм.

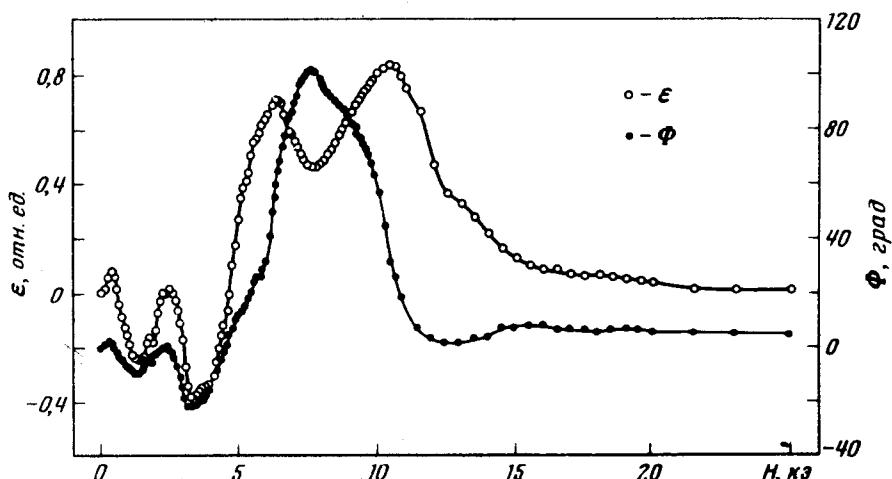


Рис. 3

Из рисунков видно, что в исследуемой области полей происходит наложение магнитоакустических эффектов, имеющих различную природу. Во-первых, наблюдается допплер-сдвинутый акустический циклотронный резонанс, для которого характерны одинаковые по абсолютной величине, но различные по знаку добавки к действительным частям волновых векторов (+)- и (-)-поляризованных волн (обусловливающие вращение плоскости поляризации) и практически одинаковые добавки к мнимым частям этих векторов обоих поляризаций (отсутствие эллиптичности). Во-вторых, имеют место магнитоакустические эффекты, обусловленные взаимодействием упругой волны со слабозатухающими циркулярнополяризованными электромагнитными волнами в металле в магнитном поле. Это заключение основывается на том, что наблюдаются пики на кривых зависимости от  $H$  мнимых составляющих волновых векторов упругих волн обоих круговых поляризаций, причем их положение для волн различных поляризаций не совпадает. В связи с этим имеет место значительная эллиптичность. Учитывая сведения о характере геликонного и допплеронного спектров для индия и схожего с ним по топологии поверхности Ферми алюминия, полученные в работах [3] и [4], можно заключить, что наблюдаемые эффекты обусловлены взаимодействием упругих волн с кратными допплеронами (допплерон-фононные резонансы). Как и сле-

дует ожидать, пики поглощения ультразвука имеют попарно чередующуюся по знаку поляризацию из-за взаимодействия с допплеронами соответствующих поляризаций, обусловленными (в обозначениях работы [4])  $n$  и  $(n+2)M$  кратными гармониками допплер-сдвигнутого резонанса (в общем случае  $n = 1, 3, 5 \dots$ ). Резонансы типа  $nM$  обусловлены дырками с  $p_z = 0,48 p_0$  ( $p_z$  – составляющая импульса вдоль магнитного поля,  $2p_0$  – размер зоны Бриллюэна в направлении [100]), а резонансы  $(n+2)M$  – дырками, расположенными вблизи центрального сечения поверхности Ферми. В пользу этих представлений говорит тот факт, что второй пик (отсчитывая со стороны больших полей) сдвигается с увеличением частоты  $\omega$  в сторону высоких магнитных полей более медленно, чем линейно, а первый – более быстро.

Необычный характер зависимостей  $k^{(+)}'$  и  $\phi$  от  $H$  (отсутствие явно выраженных минимума с последующим максимумом) может быть понят, если учесть то, что на гармонике  $nM$  допплерон имеет  $\partial\omega/\partial k > 0$  и при его взаимодействии с упругой волной должна происходить раздвижка допплерон-фононных ветвей дисперсии, а на гармонике  $(n+2)M$  допплерон с  $k > 0$  имеет  $\partial\omega/\partial k < 0$  и при взаимодействии его с упругой волной должна возникать щель (по  $\omega$ , а, следовательно, и по  $H$ ). Поэтому при слабой фонон-допплеронной связи вблизи резонанса на гармонике  $(n+2)M$  на кривой  $\phi(H)$  за минимумом должен следовать максимум, в то время как на гармонике  $nM$  – наоборот за максимумом должен следовать минимум. Если  $(n+2)M$  и  $nM$  резонансы расположены на расстоянии, соизмеримом с шириной их линий, то результирующая кривая зависимости  $\phi(H)$  может обладать двумя минимумами, между которыми расположен широкий максимум, что и наблюдается на эксперименте.

В заключение авторы приносят благодарность А.Д.Бронникову и М.В.Зоштареву за изготовление образцов индия, а также А.Б.Ринкевичу и Т.В.Красновой за помощь в проведении эксперимента.

Институт физики металлов  
Академии наук СССР  
УНЦ

Поступила в редакцию  
25 июля 1978 г.

## Литература

- [1] В.Д.Филь, П.А.Безуглый, Е.А.Масалитин, В.И.Денисенко. ПТЭ, №3, 210, 1973.
- [2] В.В.Гудков, К.Б.Власов. ФММ, 46, 252, 1978.
- [3] В.В.Лаврова, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов, В.А.Юдин. ФТТ, 15, 3379, 1973.
- [4] В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов, В.А.Юдин. ЖЭТФ, 67, 1218, 1974.