

## НОВЫЙ КОММУТАЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В InSb

Д. Г. Андрианов, Н. Б. Брандт, Э. Р. Йоон,

В. М. Фистуль, С. М. Чудинов

При исследовании осцилляций Шубникова – де – Гааза в InSb *n*-типа легированного Te обнаружены биения и коммутационный эффект, наблюдающиеся в одном и том же узком интервале концентраций носителей тока. Коммутационный эффект состоит в качественном изменении картины осцилляций при смене магнитного поля. Обсуждаются возможные причины возникновения указанных эффектов.

1. Подробно исследованы осцилляции Шубникова – де Гааза (ШдГ) у монокристаллических образцов InSb *n*-типа, легированных Te с концентрацией носителей  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в магнитном поле  $H$  до 60 кэ при темпе-

ратуре  $4,2^\circ\text{K}$ . Использовалась стандартная методика записи осцилляций магнетосопротивления  $\rho(H)$  и его производной  $d\rho/dH = f(H)$ . Все измерения проводились при ориентации  $\vec{H}$ , перпендикулярно току через образец.<sup>1</sup>

2. В образцах с концентрацией носителей, лежащей в узком интервале:  $8,13 \cdot 10^{17} < n < 1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , обнаружены биения осцилляций ШдГ и своеобразный коммутационный эффект, заключающийся в качественном изменении характера осцилляционных зависимостей при изменении направления магнитного поля на противоположное. Коммутация поля  $\vec{H}$  сопровождается исчезновением, появлением или сильным смещением узлов биений, а также изменением амплитуды и фазы осцилляций (рис. 1 и 2).

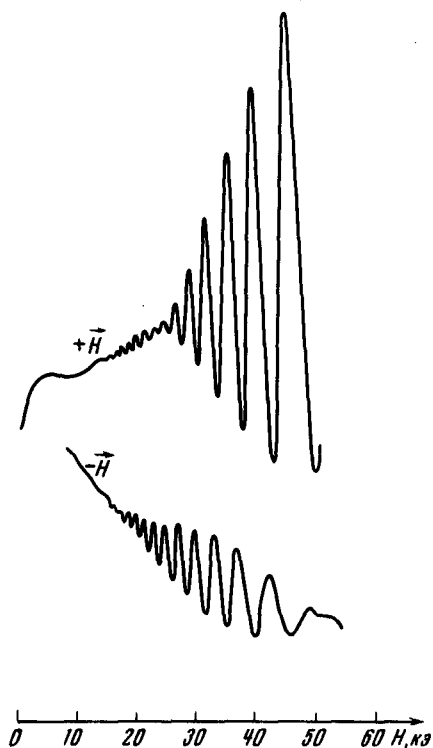


Рис. 1. Запись осцилляций производной магнетосопротивления  $d\rho/dH = f(H)$  в прямом (+H) и обратном (-H) поле в образце InSb, легированном Te с  $n = 9,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Угол  $\phi$  между направлением  $[00\bar{1}]$  и магнитным полем, расположенным в плоскости  $(1\bar{1}0)$  равен  $172^\circ$

Заметим, что изменение направления тока через образец на обратное приводит только к зеркальному отображению кривой осцилляций без качественного изменения ее вида. Изменение величины тока вызывает пропорциональное уменьшение или увеличение амплитуды осцилляций без сдвига узлов биений. Картина осцилляций не зависит от того, на какой из граней образца расположены потенциальные контакты: идентичная запись осцилляций получена с потенциальных контактов, расположенных на разных гранях образца, параллельных плоскостям типа  $(110)$  и  $(001)$ .

3. Коммутационный эффект и биения обладают следующими особенностями: а) коммутационный эффект отсутствует, когда вектор магнитного поля находится в плоскости  $(110)$ ; б) биения наблюдаются при всех ориентациях магнитного поля, в том числе и в плоскости  $(110)$ , за иск-

лучением направления  $[001]$  (выделенное направление  $[001]$  является характерным для данного кристалла); в) при прохождении вектора  $\mathbf{H}$  через ось,  $[001]$  в плоскостях  $(100)$ ,  $(010)$  и  $(1\bar{1}0)$  картина осцилляций, которая наблюдалась до этого в прямом магнитном поле  $+\mathbf{H}$  наблюдается теперь в обратном поле  $-\mathbf{H}$ , и наоборот. При этом кривые  $\partial\rho/\partial H = f(+\mathbf{H})$  для угла  $+\phi$  ( $\phi$  — угол между  $\mathbf{H}$  и направлением  $[00\bar{1}]$ , в соответствующей плоскости) в точности совпадают с кривыми  $\partial\rho/\partial H = f(-\mathbf{H})$  для угла  $-\phi$ . Аналогичная ситуация наблюдается и в плоскости  $(001)$ , однако в этом случае роль оси  $[001]$  играет ось  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . На рис. 3, а приведена характерная зависимость положения узлов биений от ориентации  $\mathbf{H}$  в плоскости  $(\bar{1}\bar{1}0)$  иллюстрирующая магнитную анизотропию наблюдавшихся эффектов.

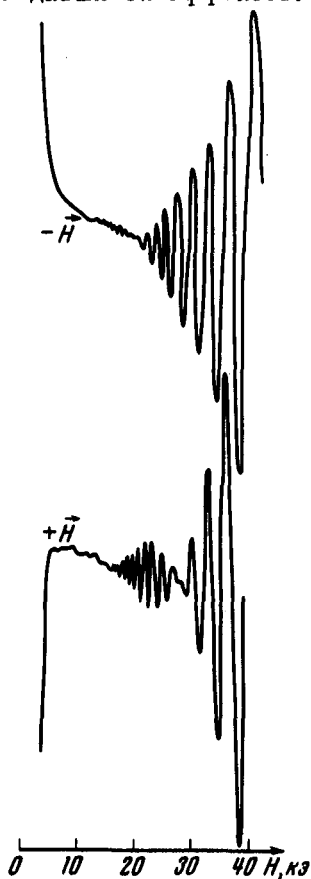


Рис. 2. Запись осцилляций производной магнитосопротивления  $\partial\rho/\partial H = f(\mathbf{H})$  в обратном ( $-\mathbf{H}$ ) и прямом ( $+\mathbf{H}$ ) поле в образце  $\text{InSb}$ , легированном  $\text{Te}$  с  $n = 9,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  при  $\phi = 80^\circ$

4. Приведенные выше данные позволяют сделать следующие выводы: 1) в узком интервале концентраций примеси  $\text{Te}$  в кристалле  $\text{InSb}$  теряется симметрия тетраэдра по отношению к внешнему магнитному полю: а) направление  $[001]$  становится выделенным при сохранении эквивалентности направлений  $[100]$  и  $[010]$ , б) поворотная симметрия кубических осей и диагоналей на гранях снижается до первого порядка за исключением выделенной оси  $[110]$ , сохраняющей симметрию второго порядка<sup>1)</sup>. 2) Наблюдаемый коммутационный эффект в  $\text{InSb} + \text{Te}$

<sup>1)</sup> Кристалл выращен в направлении  $[112]$ .

нельзя объяснить особенностью электронного энергетического спектра InSb. Асимметрия свойств по отношению к знаку внешнего магнитного поля указывает на существование внутрикристаллического магнитного поля. На основании полученных данных можно предположить, что в кристалле существуют два равных по величине магнитных момента,  $\vec{\mu}_1$  и  $\vec{\mu}_2$ , направленных по осям  $[100]$  и  $[010]$ .

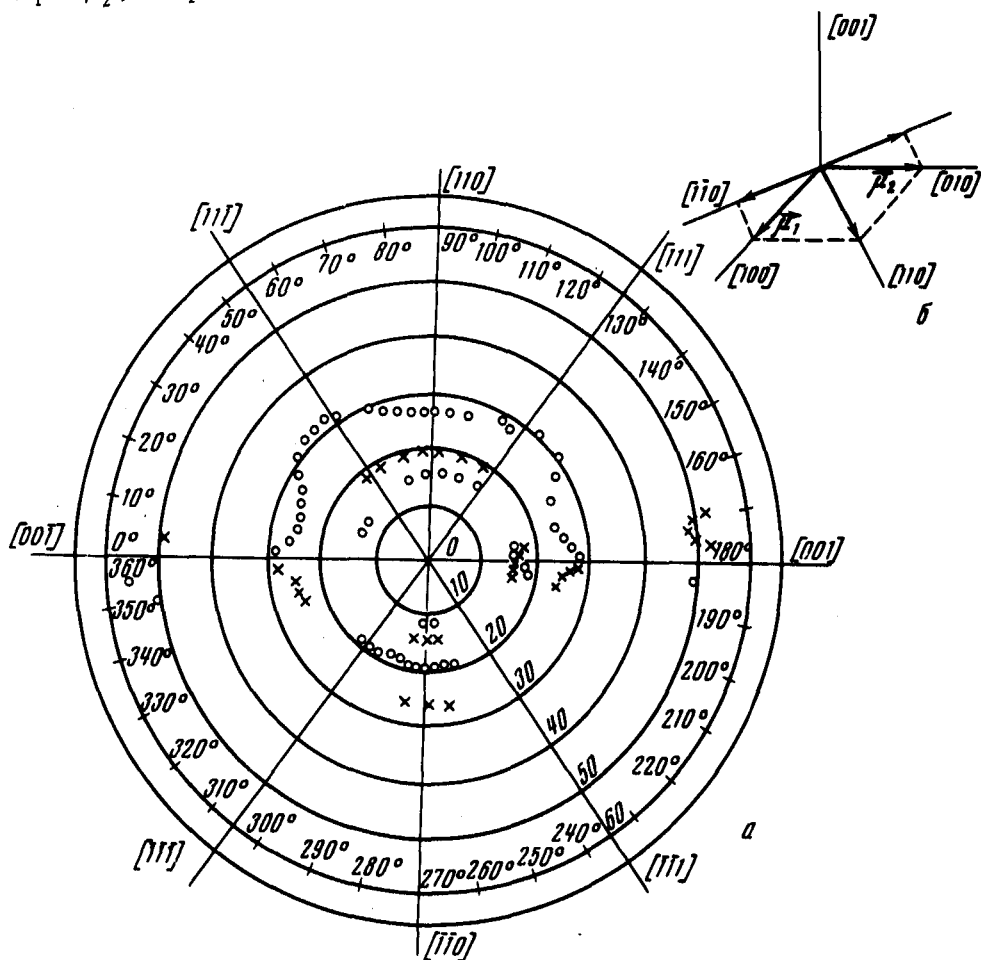


Рис. 3. *а* – Круговая диаграмма положений узлов биений в осцилляциях ШдГ, наблюдавшихся в образце InSb с  $n = 9,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в прямом  $+H$  (светлые кружки) и обратном  $-H$  (крестики) полях при различных ориентациях  $H$ . Магнитное поле расположено в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , отсчет углов ведется от оси  $[00\bar{1}]$ . Величина напряженности магнитного поля отложена по радиусу. *б* – Расположение магнитных моментов относительно кристаллографических осей

На основе общепринятых в магнетизме представлений направление  $[110]$  является ферромагнитной осью, а перпендикулярное ему  $[1\bar{1}0]$  – антиферромагнитной (рис. 3, *б*).

5. Появление своеобразного магнетизма в  $\text{InSb} + \text{Te}$  в узком интервале концентраций  $\text{Te}$  можно объяснить при помощи гипотезы о возникновении квазилокализованных магнитных моментов, связанных с некими виртуальными (резонансными) уровнями, вызывающими изменение закона дисперсии в зоне проводимости у  $\text{InSb}$  в соседней энергетической области. Прохождение уровня Ферми (при легировании или под действием внешнего давления) через эти резонансные уровни сопровождается: а) их виртуальным заполнением и возникновением квазилокализованных магнитных моментов; б) максимумом обменного взаимодействия квазилокализованных моментов через электроны проводимости на уровне Ферми и как следствие этого – возникновением дальнего магнитного порядка и образованием внутрикристаллического поля.

6. Можно думать, что аналогичный механизм является причиной появления биений, наблюдавшихся при исследовании эффекта ШдГ у кристаллов  $\text{HgSe}$  и  $\text{GaSb}$   $n$ -типа (в интервале концентрации носителей  $1,2 \cdot 10^{18} < n < 1,5 \cdot 10^{18}$ ) [1, 2], а также у  $\text{Bi}$  с примесями  $\text{Te}$  и  $\text{Se}$  [3]. Наличие узкого интервала концентрации, в котором наблюдается эффект биений, а также существование этого эффекта у  $\text{Bi} + \text{Te}(\text{Se})$  (решетка которого имеет центр инверсии) ставит под сомнение наличие связи между возникновением биений и отсутствием центра инверсии в кристаллических решетках соединений  $A_{\text{III}}B_{\text{V}}$  и  $A_{\text{II}}B_{\text{VI}}$ .

Пользуемся случаем выразить благодарность А.А.Абрикосову, С.Д.Бенеславскому, Э.И.Рашба за ценные замечания и обсуждение результатов.

Московский  
государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
23 января 1973 г.

После переработки  
29 марта 1973 г.

### Литература

- [ 1 ] C. R. Whitsett. Phys. Rev., 138, A829, 1965.
- [ 2 ] D. G. Seiler, W. M. Becker. Phys. Lett., 26A, 96, 1967; Phys. Rev., 183, 784, 1969; D. G. Seiler, W. M. Becker, L. M. Roth. Phys. Rev., B1, 764, 1970.
- [ 3 ] Н.Б.Брандт, Л.Г.Любутина. ЖЭТФ, 52, 686, 1967.
- [ 4 ] L. M. Roth, S. H. Groves, R. W. Wyatt. Phys. Rev. Lett., 19, 576, 1967; L. M. Roth. Phys. Rev., 173, 755, 1968.