

в базисной плоскости. Установлено, что при этом для каждой из трех групп ядер частота ЯМР изменяется по гармоническому закону с периодом 180° и максимальное изменение частоты составляет 1.65 МГц, что соответствует изменению локальных полей на ядрах ~ 12 кЭ.

Мы исследовали также влияние магнитного поля при той же геометрии опытов, что и для подрешетки a , на спектр ЯМР ядер ^{57}Fe , локализованных в доменах, остальных подрешеток b, c, d, e . Для них спектр представляет собой одиночную линию при намагничивании в любом направлении. Для иллюстрации на рис. 1 приведены полевые зависимости частоты ЯМР ядер подрешетки c .

Таким образом, из приведенных экспериментальных результатов следует, что в гексаферрите $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ только для октаэдрической подрешетки a имеет место расщепление линии ЯМР при изменении ориентации спинов от оси c к базисной плоскости. Расщепление связано с существованием в подрешетке a трех групп ядер, для которых анизотропия локальных полей зависит от ориентации вектора намагниченности в базисной плоскости.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кунцевич С. П., Безлепкин А. А., Попков Ю. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 5. С. 1820—1826.
- [2] Кунцевич С. П., Безлепкин А. А. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 11. С. 1200—1205.
- [3] Кунцевич С. П., Безлепкин А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2595—2599.
- [4] Smit J., Duyvesteyn A. J. W. Colloque Inter. Magn. Grenoble, 1958. P. 304.

Харьковский государственный
университет им. А. М. Горького
Харьков

Поступило в Редакцию
23 февраля 1988 г.

УДК 537.311.33 : 534.2

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ФОНОНЫ В γ -ОБЛУЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ Ge : Sb

Б. А. Данильченко, С. Х. Рожко

Особенностью донорных примесей в Ge является их сильное резонансное взаимодействие с акустическими фононами, которые вызывают электронные переходы между синглет-триплетным расщеплением 4Δ основного состояния примеси. Для Sb в Ge величина $4\Delta = 0.32$ мэВ, поэтому примесь Sb вносит заметный вклад в рассеяние фононов при гелиевых температурах. Величина 4Δ увеличивается с давлением [1], что приводит к перестройке резонансного рассеяния по частотам фононов. В экспериментах с тепловыми импульсами это обстоятельство позволяет определить вклад донорных состояний в общее рассеяние акустических фононов в интервале частот 10^{11} — 10^{12} Гц [2].

В кристаллах легированного германия заселенность донорных состояний уменьшается с дозой облучения и после n — p конверсии практически равна нулю при гелиевых температурах [3]. Это связано с тем, что примеси V группы в Ge эффективно взаимодействуют с радиационными дефектами, образуя уровни акцепторного типа вблизи $E_c - 0.2$ эВ. Такой радиационный комплекс захватывает на себя электрон из мелкого донорного состояния, так что его образование приводит к удалению двух электронов из состояний донорных примесей [4].

Уменьшение заселенности донорных состояний при облучении должно в первую очередь сказаться на изменении акустической прозрачности

кристаллов Ge : Sb. В настоящей работе это изменение наблюдалось с помощью метода тепловых импульсов, а перестройка резонансного рассеяния по частотам фононов осуществлялась путем приложения к образцу одноосного давления. По изменению акустической прозрачности исследовалось влияние оптической подсветки на заполнение донорных состояний примесей, не вошедших в состав радиационных комплексов.

Исследовались кристаллы с исходной концентрацией $N_i = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, размером $0.44 \times 0.89 \times 0.4 \text{ см}$, ограниченный (111), (110), (211) типами плоскостей. Давление прикладывалось вдоль $\langle 111 \rangle$, времяпролетные спектры неравновесных фононов наблюдались вдоль $\langle 110 \rangle$. Неравновесные фононы возбуждались при нагреве пленки Au, нанесенной на одну из (110) плоскостей, импульсами излучения азотного лазера длительностью 10 нс. Фононы регистрировались болометром из In, рабочая точка которого смещалась до 1.8 К внешним магнитным полем.

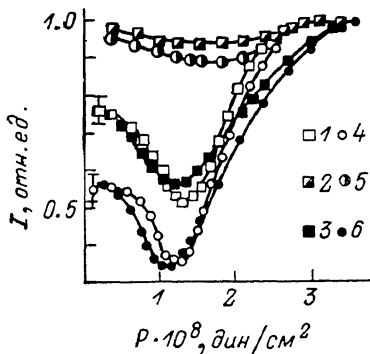


Рис. 1. Зависимости акустической прозрачности $I(P)$ кристаллов Ge : Sb от давления P для LA (1—3) и FTA (4—6) моды.

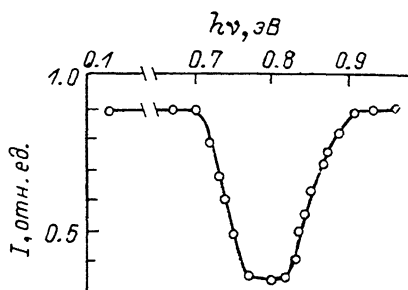


Рис. 2. Спектральная зависимость акустической прозрачности $I(P = 1.2 \times 10^8 \text{ дин/см}^2)$ FTA моды облученного кристалла Ge : Sb.

На рис. 1 приведены нормированные значения баллистических сигналов болометра от LA и FTA фононов в зависимости от величины давления P . Как видно, для этих мод колебаний рассеяние носит резонансный характер. Форма линии поглощения $I(P)$ определяется интегральной функцией по частотам фононов

$$I(P) = C \int_0^{\omega_{\max}} N(\omega) \exp[-L v_i \tau_i(\omega, P)] d\omega, \quad (1)$$

где L — длина кристалла; v_i — скорость фонона i -й поляризации; $1/\tau_i$ — обратное время рассеяния с учетом всех механизмов рассеяния как на донорах, так и на статистических дефектах [5]; $N(\omega)$ — спектральный состав зондирующего акустического потока. В нашем случае это распределение близко к планковскому при температуре нагревателя $T_{\text{н}} = 10 \text{ К}$. Кривые 1, 4 (рис. 5) показывают изменение акустической прозрачности с P в исходном, необлученном образце. После облучения кристалла γ -квантами ^{60}Co дозой $1.9 \cdot 10^9 \text{ рад}$ вклад донорных состояний в рассеяние акустических фононов практически исчезает (кривые 2, 5). Акустическая прозрачность облученного кристалла возрастает за счет уменьшения заселенности донорных состояний. Как показали электрические измерения, при дозе $1.4 \cdot 10^9 \text{ рад}$ в образце произошла $n-p$ конверсия.

Оптическая подсветка увеличивает заселенность донорных состояний, что сказывается на увеличении рассеяния акустических фононов (кривые 3, 6). Такой эффект заполнения доноров хорошо согласуется с более ранними исследованиями по возгоранию далекой ИК фотопроводимости после подсветки $n-p$ конвертированного образца [6].

Изменение $I(P)$ в области максимального поглощения фононов при $P=1.2 \cdot 10^8$ дин/см² в зависимости от спектра оптической подсветки приведено на рис. 2. Как видно, увеличение заселенности донорных центров происходит при поглощении света вблизи края собственного поглощения Ge. По условиям настоящего эксперимента изменение заполнения донорных состояний регистрируется в объеме образца на глубине ~ 1 мм от освещаемой поверхности (211). Поэтому коротковолновая граница эффекта связана с уменьшением глубины поглощения, а длинноволновая в пределах точности эксперимента совпадает с краем оптического поглощения. Подсветка вблизи $h\nu=0.2$ эВ не приводила к изменению поглощения акустических фононов и, следовательно, к заполнению свободных донорных состояний. Таким образом, эти состояния заполняются путем захвата фотовозбужденных электронов из зоны проводимости, а электрон, связанный с радиационным комплексом, рекомбинирует с дыркой.

Обращает на себя внимание то, что величины $I(P)$ необлученного и облученного образцов при оптической подсветке практически совпадают. И это несмотря на то, что после $n-r$ конверсии концентрация донорных примесей, не вошедших в состав радиационных комплексов, должна уменьшиться по крайней мере в два раза. Результаты численного расчета по I показывают, что изменение N_d от $5 \cdot 10^{14}$ до $2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ увеличит $I(P)$ при $P=1.2 \cdot 10^8$ дин/см² на 15%. Такое несоответствие можно понять из следующих соображений. Ранее сообщалось об обнаружении модуляции энергетического положения синглетного состояния донорной примеси при облучении [7]. На этом основании можно предположить, что такая модуляция присуща и для величины 4Δ . Расчеты показывают, что в предположении гауссового распределения числа доноров, имеющих заданную величину 4Δ , отличную от $4\Delta_0=0.32$ мэВ, уменьшение общей концентрации доноров при облучении может быть скомпенсировано расширением распределения по 4Δ .

Авторы выражают благодарность О. Г. Сарбею за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Price P. J. // Phys. Rev. 1956. V. 104. N 5. P. 1223—1239.
- [2] Dynes R. C., Narayanamurti V. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 1. P. 143—171.
- [3] Гершензон Е. М., Гольцман Г. Н., Емцев В. В. и др. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 14. № 6. С. 360—363.
- [4] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [5] Miyasato T., Tokumura M., Toguchi M., Akao F. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 6. P. 1986—1991.
- [6] Голубев В. Г., Емцев В. В., Иванов-Омский В. И. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. № 4. С. 729—732.
- [7] Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Кропотов Г. И. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 11. С. 3410—3412.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
13 июня 1988 г.

УДК 537.311.33

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

САМОПУЛЬСАЦИИ В СИСТЕМЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЭКСИТОНОВ И ФОТОНОВ

С. А. Москаленко, А. Х. Ротару, В. А. Залож

Возникновению периодических и стохастических временных структур в оптике в настоящее время посвящено большое количество работ. Исходя из модели двухуровневых атомов и системы уравнений Максвелла—Блоха,