

- [1] Смоленский Г. А., Юдин В. М., Шер Е. С. // ФТТ. 1962. Т. 4. № 11. С. 3350—3351.
 [2] Emery V. J. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 26. P. 2794—2797.
 [3] Hubbard J. // Proc. Roy. Soc. 1965. V. A281. N 1386. P. 401—419.
 [4] Горьков Л. П. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 2. С. 735—745.
 [5] Dyson F. // Phys. Rev. 1956. V. 102. P. 1217—1248.
 [6] Зайцев Р. О. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1631—1640.
 [7] Spalek J., Kakol Z., Honig J. M. et al. // New Scientist. 1989. V. 121. N 1654. P. 32.
 [8] Зайцев Р. О., Иванов В. А., Михайлова Ю. В. // Препринт ИАЭ-4556/9. М., 1988. с. 18—36.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
8 июня 1989 г.

УДК 548 : 537.611.44

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ ПОЛОСОВОЙ СТРУКТУРЫ В FeVO_3

А. В. Чжан

Как показано в [1], в борате железа при температурах ниже 200 К можно наблюдать регулярные образования в виде периодически повторяющихся темных и светлых полос. Такая полосовая структура (ПС) наблюдается в линейно поляризованном свете, падающем под углом к оптической оси кристалла. Предполагается, что ПС возникает из-за наложения двух оптических эффектов — линейного двулучепреломления и магнитооптического эффекта Фарадея при прохождении света через доменную структуру (ДС) FeVO_3 .

В настоящей работе сообщается об обнаружении автоколебаний, которые наблюдаются в системе ПС при воздействии оптического излучения.

Измерения проводились на монокристаллических пластинах FeVO_3 , параллельных плоскости типа (111), с размерами 3×5 мм и толщиной 250 мкм. Образцы получены методом газового транспорта в отсутствие легирующих примесей и без специальной обработки. Визуализация ПС осуществлялась с помощью эффекта Фарадея в спектральном диапазоне 0.42—0.52 мкм. Как известно, такое облучение слабо влияет на магнитные свойства бората железа [2]. Угол падения света относительно плоскости образца составлял 40° . Для фотовозбуждения ПС использовался дополнительный источник со спектром излучения от 0.8 до 1.1 мкм, свет от которого направлялся ортогонально плоскости кристалла.

При понижении температуры от 300 до 80 К ДС FeVO_3 не испытывает существенных изменений, однако при $T \leq 200$ К на ней наблюдается отчетливая регулярная ПС. Ширина полосы практически не зависит от температуры и составляет 130 мкм. В отсутствие магнитного поля наблюдаются три системы полос, которые направлены под углом 120° друг к другу. Как показано в [1], направления полос строго заданы, в базисной плоскости полосы параллельны кристаллографическим осям симметрии 2-го порядка. Под влиянием внешнего поля, приложенного к плоскости образца, первоначальная картина модифицируется в однородную ПС путем распространения по всему кристаллу тех полос, которые ортогональны H . Вращая магнитное поле в указанной плоскости, можно получить однородную ПС вдоль других направлений.

Дополнительное освещение образцов инфракрасным светом ведет к автоколебательным смещениям ПС. Автоколебания хорошо наблюдаются визуально и происходят в виде одновременного смещения всех полос перпендикулярно своей ориентации сначала в одном, а затем в обратном

направлениях. На рис. 1 показана временная зависимость таких смещений, которые регистрировались с помощью фотоэлектронного умножителя. Для этого с помощью диафрагмы ограничивался участок шириной, примерно равной ширине полосы, и при смещении полос происходила модуляция светового потока. Можно установить два процесса, которые характеризуют наблюдаемые автоколебания. При анализе отдельных скачков видно, что здесь существуют медленные и более быстрые изменения. Медленные изменения при общей случайности смещений хорошо определяются одним временем релаксации, которая растет обратно пропорционально интенсивности освещения I от 5 с при $I \sim 40$ мВт/см² до 90 с при $I \sim 5$ мВт/см². В области быстрых изменений (время релаксации менее 50 мс) происходит скачок всех полос в следующее квазиравновесное состояние.

Амплитуда фотоиндуцированных смещений полос уменьшается с повышением температуры (рис. 2). Критическая температура T_k , при кото-

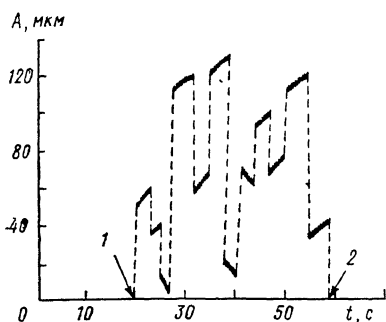


Рис. 1. Временная зависимость фотоиндуцированных автоколебаний полосовой структуры FeVO_3 . $T=80$ К. $H=0$.

Стрелками 1, 2 отмечено время включения и выключения света соответственно.

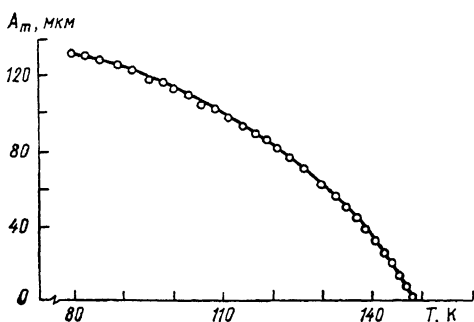


Рис. 2. Температурная зависимость максимальной амплитуды фотоиндуцированных автоколебаний полосовой структуры FeVO_3 . $H=0$. $I \sim 40$ мВт/см².

рой наблюдается исчезновение эффекта, зависит от величины магнитного поля, составляет ~ 148 К при $H=0$ и уменьшается до ~ 130 К при $H=9$ Э.

Наблюдаемые автоколебания не могут быть объяснены нагреванием образца при освещении, так как при увеличении мощности облучения наблюдается рост амплитуды автоколебаний, в то время как при нагревании происходит ее уменьшение. Следует отметить, что здесь имеется большое сходство со свойствами сверхструктур, которые обнаружены в легированных Ni боратах железа при фотовозбуждении [3]. Появление сверхструктур, по мнению авторов, может быть обусловлено наличием фазового перехода в примесной подрешетке, который индуцируется светом при температуре T_m [4]. Обращает на себя внимание тот факт, что величина T_m , найденная в эксперименте по возникновению сверхструктуры, близка к критической температуре появления фотоиндуцированных автоколебаний ПС. Однако здесь имеются существенные различия: ПС появляется и в отсутствие освещения, и при более высоких температурах. В отличие от сверхструктур движение ПС носит скачкообразный характер. Существенно также то, что сверхструктуры можно наблюдать лишь при малых углах падения света относительно оптической оси, в то время как ПС наблюдаются при значительно больших значениях этих углов.

Для объяснения появления ПС в [1] предполагалось, что в FeVO_3 реализуется наклонная доменная граница блоховского типа, разделяющая домены по толщине образца. Известно, что при освещении происходит образование дополнительной анизотропии [5]. Важно то, что такая анизотропия ортогональна намагниченности в доменах, что, как показано в [3], приводит к автоколебаниям границ неелевского типа. Аналогичный

эффект, по-видимому, проявляется на стенках блоховского типа, что приводит к наблюдаемым автоколебаниям ПС.

Автор выражает благодарность Ю. М. Федорову за предложения и замечания при выполнении работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Haisma J., Stasy W. T. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 7. P. 3367—3369.
 [2] Lacklissou D. E., Chadwick J., Page J. L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. V. 5. N 4. P. 810—821.
 [3] Федоров Ю. М., Лексиков А. А., Аксенов А. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. N 3. С. 134—136.
 [4] Федоров Ю. М., Садреев А. Ф., Лексиков А. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 6 (12). С. 2247—2256.
 [5] Seavey M. H. // Sol. St. Comm. 1973. V. 12. N 1. P. 49—52.

Институт физики им. Л. В. Киренского
 СО АН СССР
 Красноярск

Поступило в Редакцию
 1 февраля 1989 г.
 В окончательной редакции
 12 июня 1989 г.

УДК 537.611.43 : 621.318.14

© Физика твердого тела, том 32, в. 1, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 1, 1990

НЕОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ ИНВЕРСИОННЫХ ЦЕНТРОВ

И. Н. Нуртдинова, Е. И. Неймарк, А. Б. Ройцин

В данной работе получены точные аналитические выражения для формы резонансных линий локальных центров (ЛЦ), обладающих центром инверсии. В качестве механизма уширения рассмотрены электрические поля (e) хаотически распределенных в кристалле диполей. Их функция распределения, согласно [1], имеет вид

$$\rho(e) = \alpha \pi^{-2} (e^2 + \alpha^2)^{-2}, \quad e^2 = \sum_{i=1}^3 e_i^2,$$

где e_i — компоненты поля e , α — параметр, зависящий от концентрации диполей, их характеристик и свойств кристалла. Первые исчезающие поправки к частоте перехода можно представить в виде $\Delta\omega = \sum_{i=1}^3 k_i e_i^2$, где k_i — параметры, зависящие от ориентации внешних полей и констант гамильтониана. Пусть ширина индивидуальной линии ЛЦ значительно меньше ширины результирующей (неоднородно уширенной) линии. В этом случае исходное выражение для формы последней примет вид [2]

$$\mathcal{J}(\omega) = \int \delta(\omega - \Delta\omega) \rho(e_i) \prod_i de_i. \quad (1)$$

Результат интегрирования (1) при произвольных k_j зависит от их знаков и взаимных соотношений. Однако все возможные случаи могут быть сведены к двум, приводящим к различным выражениям для $\mathcal{J}(\omega)$: 1) все $k_j > 0$, 2) $k_1, k_2 > 0, k_3 < 0$. Принципиально не сложное, но громоздкое интегрирование дает в случае 1):

$$a) \omega > 0; \quad \mathcal{J}(\omega) = \frac{\alpha}{\pi b_3 \sqrt{b_2}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{b_2}} Q + \frac{k_3}{\sqrt{k_{13}}} F(\tau, q) + \frac{\omega \sqrt{k_{13}}}{b_1} E(\tau, q) \right\},$$