

замороженные метастабильные локальные магнитные состояния. При этом граница раздела фаз представляет собой дислокацию превращения [3]. Такое рассмотрение не противоречит и тому факту, что в гематите с добавками олова и кобальта наблюдается одноосная анизотропия в базисной плоскости, которая в последнем случае случайным образом меняется от образца к образцу [4].

В данном случае, как и ранее [1, 2], мы связываем фотоиндуцированные изменения параметров АФМР с изменением магнитной кристаллографической анизотропии в базисной плоскости. А именно, в результате облучения происходит изменение магнитных свойств локальных областей. Возможно, идет перестройка внутри области неоднородности, например перезарядка ионов, находящихся в неэквивалентных кристаллографических положениях, или, возможно, что фоточувствительные центры находятся на границе раздела фаз и тогда центры играют роль граничных условий для равновесной намагниченности в области неоднородности. Изменение состояния таких центров приведет к изменению магнитного состояния внутри области неоднородности.

Механизм усиления легкоплоскостной анизотропии при внедрении в гематит различных примесей до конца не ясен. Что касается фотоиндуцированного изменения параметров АФМР, то в результате проведенного исследования мы склонны считать, что роль примесей сводится к расширению температурной области. Не исключено, что примеси могут служить катализаторами при возникновении и образовании микрофаз.

В заключение выражаем благодарность В. Н. Васильеву за выращенные монокристаллы гематита и Г. В. Бондаренко за проведение рентгено-флуоресцентного анализа.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Патрин Г. С., Петраковский Г. А. ФТТ, 1987, т. 29, № 7, с. 2165—2167.
- [2] Patrin G. S., Petrakovskii G. A., Vasiliev V. N. Sol. St. Commun., 1987, vol. 63, N 3, p. 183—186.
- [3] Котюжанский Б. Я., Марышко М., Прозорова Л. А. ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 2, с. 764—772.
- [4] Петраковский Г. А., Панкрац А. И., Соснин В. М., Васильев В. Н. ЖЭТФ, 1983, т. 85, № 2, с. 691—699.
- [5] Васильев В. Н., Смык А. А., Бондаренко Г. В. В кн.: Магнитные и резонансные свойства магнитодieleктриков. Красноярск: Изд-во института физики, 1985, с. 165—183.
- [6] Pankhurst Q. A., Johnson C. E., Thomas M. F. J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1986, vol. 19, N 35, p. 7081—7098.
- [7] Коллонг Р. Нестехиометрия. М.: Мир, 1974. 196 с.
- [8] Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. М.: Мир, 1978. 806 с.

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

Поступило в Редакцию  
5 января 1988 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

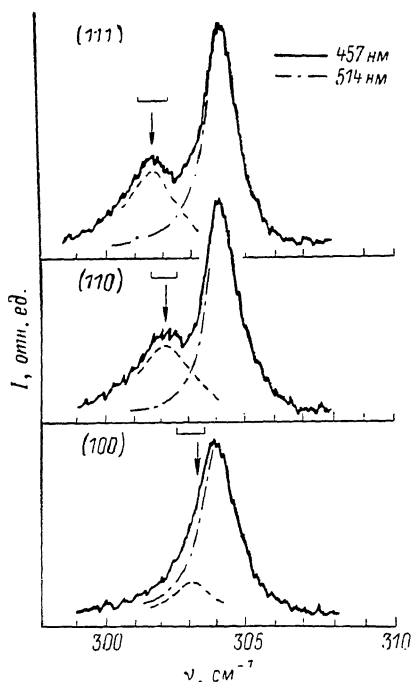
## ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ГЕРМАНИЯ

В. А. Гайслер, М. П. Синюков,  
А. Б. Талочкин

В [1] при исследовании комбинационного рассеяния света (КРС) германия в спектрах нами была обнаружена дополнительная линия, связанная с колебанием, локализованным вблизи поверхности кристалла.

Возникновение колебания данного типа связывалось с ослаблением силовых постоянных межатомного взаимодействия в результате релаксации приповерхностных атомных слоев. В настоящей работе исследовано положение этой дополнительной линии спектра на поверхностях германия различных ориентаций.

На рисунке представлены спектры КРС на оптических фононах германия, полученные при рассеянии от поверхностей с ориентациями (111), (110) и (100). Поверхности образцов, так же как и в [1], подвергались химико-механической полировке с последующей обработкой в полирующем тра-  
вителе. Приведенные спектры получены при возбуждении светом с длиной



Спектры КРС германия, полученные на образцах с различной ориентацией поверхности.  $T = 77$  К.

Спектры КРС германия, полученные на образцах с различной ориентацией поверхности.  $T = 77$  К. Воспроизводимость представленных результатов проверялась на нескольких образцах каждой ориентации и в различных точках образцов. Анализ экспериментальных результатов показал, что погрешность в определении частоты поверхностного колебания не превышает  $1 \text{ см}^{-1}$ . Величина этой ошибки изображена на рисунке в виде горизонтальных отрезков.

При учете релаксации приповерхностных атомных слоев в [1] мы предполагали, что силовые постоянные межатомного взаимодействия ослабляются по закону  $N^{-2}$ , где  $N$  — номер связи, отсчитанный от поверхности. Оказалось, что эта зависимость позволяет получить наблюдаемое значение частоты поверхностного колебания при разумном ослаблении силовой постоянной между первым и вторым атомными слоями. Рассматривая обнаруженные различия в частотах поверхностного колебания на разных поверхностях германия, для простоты будем считать, что приповерхностная область характеризуется усредненным значением силовых постоянных, отличающимся от объемного значения. Размер этой области определяется длиной свободного пробега оптических колебаний и составляет  $l \approx \approx 20 \text{ \AA}$  [1].

В результате того, что атомы поверхностного слоя имеют ненасыщенные («оборванные») оболочки валентных электронов, их энергия связи меньше, чем энергия связи атомов в объеме кристалла [2]. Обозначим разницу этих энергий через  $\Delta U$ . Эта разница, так же как ослабление

силовых постоянных, уменьшается по мере удаления от поверхности и равна нулю за пределами области, подверженной релаксации. Будем считать, что приповерхностная область размером  $l$  характеризуется некоторым средним значением энергии связи, отличающимся от энергии связи атомов в объеме кристалла на величину  $\overline{\Delta U}$ , которая пропорциональна изменению энергии атомов поверхностного слоя ( $\Delta U$ ). Ослабление силовых постоянных в направлении, перпендикулярном поверхности, будем описывать с помощью одноосного растягивающего давления  $P$ , действующего на часть кристалла (размера  $l$ ) с объемными значениями силовых постоянных и энергий атомов. При таком рассмотрении изменение энергии связи и силовых постоянных межатомного взаимодействия в деформируемой области связаны с действием этого эффективного давления, величину которого можно определить из соотношения

$$1/2P\varepsilon = \overline{\Delta U}n, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — деформация кристалла, вызванная действием давления  $P$ ;  $n$  — число атомов в деформируемом объеме. Далее оценим, как соотносятся значения  $P$  для рассматриваемых ориентаций поверхности германия. Для этого оценим соответствующие значения  $\Delta U$  по формуле Ормонта [3], связывающей энергию атомов на поверхности с энергией атомов в объеме кристалла. Из нее следует, что величина  $\Delta U$  пропорциональна числу оборванных связей поверхностных атомов. Имеем

$$\Delta U_{111} : \Delta U_{110} : \Delta U_{100} \simeq 1 : 1 : 2. \quad (2)$$

Учитывая зависимость деформации  $\varepsilon$  от направления  $P$  [4] и различную плотность атомов на поверхностях (111), (110) и (100), из выражений (1) и (2) находим

$$P_{111} : P_{110} : P_{100} \simeq 1 : 1 : 1.3. \quad (3)$$

Считая, что сдвиг частоты поверхностного колебания  $\Delta\Omega$  относительно объемного вызван действием одноосного давления на приповерхностную область кристалла, можно найти соотношение между  $\Delta\Omega$  для указанных ориентаций поверхности германия. Зависимость сдвига частоты оптического фонона от одноосного давления определяется выражением  $\Delta\Omega = \beta P$ , где  $\beta$  — ангармоническая постоянная, значение которой зависит от направления действия давления. Для одноосного давления, действующего вдоль осей (111), (110) и (100), как было экспериментально определено в [5],  $\beta_{111} : \beta_{110} : \beta_{100} = 1 : 0.8\ddot{\varepsilon} : 0.2$ . Используя это соотношение и (3), находим

$$\Delta\Omega_{111} : \Delta\Omega_{110} : \Delta\Omega_{100} \simeq 1 : 0.8 : 0.26. \quad (4')$$

На рисунке стрелками показано положение частот поверхностного колебания, вычисленное с помощью соотношения (4), причем наблюдаемый сдвиг частоты этого колебания относительно объемного на поверхности (111) принимался за единицу. Видно, что положения линий поверхностного колебания согласуются с частотами, определяемыми соотношением (4).

В заключение отметим, что формула Ормонта, использованная нами для оценки отношения энергий атомов на поверхностях различных ориентаций, является приближенной. Тем не менее возможная ошибка в определении энергии связи таким образом не должна привести к существенным изменениям в относительных положениях частот поверхностного колебания. Это связано с тем, что различия в частотах поверхностного колебания обусловлены анизотропией ангармонической постоянной  $\beta$  в германии.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Гайслер В. А., Неизвестный И. Г., Синюков М. П., Талочкин А. Б. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 7, с. 347—350.
- [2] Современная кристаллография / Под ред. Б. К. Вайнштейна, А. А. Чернова, Л. А. Шувалова. М.: Наука, 1980. 720 с.
- [3] Ормонт Б. Ф. ДАН СССР, 1956, т. 106, № 4, с. 687—690.
- [4] Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.

## ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОРИСТЫХ СТЕКОЛ С УГЛЕРОДИСТЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

*И. В. Грехов, Л. А. Делимова, И. К. Мешковский, А. Ф. Новиков,  
М. Л. Татарнинова, В. В. Сологуб*

Интерес к изучению различных углеродосодержащих материалов обусловлен, с одной стороны, широким применением материалов в промышленности (изготовление низкотемпературных термометров [1], угольных резисторов [2], пленок [3], волокон [4], компаундных систем [5]), с другой стороны, тем, что такие материалы являются удобным объектом исследования транспортных свойств носителей в неупорядоченных системах. Это относится не только к углероду и его модификациям [2, 6], но и к сложным композиционным материалам, в которых в процессе изготовления частицы углерода внедряются в изоляционную матрицу органического соединения, например полиакрилонитрила [7], цианоацетилена [8], поливинилхлорида [9].

В настоящей работе сообщается об исследовании электропроводности еще одного микрокомпозиционного материала с углеродистым наполнителем. В качестве основы материала использовалось натриевоборосиликатное стекло ДВ-1Ш, последовательно обработанное в растворах соляной кислоты и щелочи КОН. При этом в объеме стекла образовывалась система сообщающихся пор со средним радиусом 1500—2000 Å, поры занимали 40÷50 % объема стекла, а их удельная поверхность составляла 25 м<sup>2</sup>/г [10]. Полученную таким способом пористую матрицу насыщали 87 %-ным раствором сахарозы и отжигали при ~800 К. При этом происходил пиролиз сахарозы и в порах осаждался аморфный углерод. Циклы пропитки и пиролиза повторялись до тех пор, пока электрическое сопротивление образца не достигало установившегося значения.

Образцы имели форму либо параллелепипеда с характерными размерами 4×4×10 мм, либо цилиндра диаметром 12 мм и высотой 4 мм. На поверхность образцов напылялись золотые контакты, которые во всем диапазоне измеряемых температур и токов являлись линейными и обратимыми.

Для измерения сопротивления при температурах ниже 77 К образец помещался в жидкий азот или водород, и производилась откачка паров жидкости.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости сопротивления от температуры для ряда образцов. Видно, что в исследованном интервале температур (14—373 К) все они описываются выражением вида

$$\rho = \rho_0 \exp \left[ \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \right]. \quad (1)$$

Такая зависимость характерна для механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, наблюдаемого в неупорядоченных системах с локализованными носителями [11], например в гранулированных ме-