

Исследование структурных особенностей кислородной подрешетки в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ методом каналирования

© А.С. Боровик, В.С. Малышевский, С.В. Рахимов

Научно-исследовательский институт физики Ростовского государственного университета,
344090 Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: gvidon@aaanet.ru

(Поступила в Редакцию 17 мая 2004 г.

В окончательной редакции 29 октября 2004 г.)

На основе диффузионной модели каналирования ионов в многокомпонентных кристаллах исследованы особенности кислородной подрешетки в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. На измеренной угловой зависимости выхода резонансного упругого рассеяния ионов гелия на ядрах кислорода при энергии ионов 3.055 MeV вдоль направления $\langle 001 \rangle$ наблюдаются ступеньки при угле регистрации $\approx 0.4^\circ$. Наилучшее согласие рассчитанной угловой зависимости выхода резонансного упругого рассеяния с экспериментальными данными достигается в предположении, что в кислородных цепочках имеются вакансии, формирующие долю (составляющую не более 20%) разупорядоченных атомов кислорода, т.е. занимающих хаотические положения в плоскости, перпендикулярной направлению $\langle 001 \rangle$, а атомы кислорода в этих цепочках смещены из положений равновесия в направлениях, перпендикулярных оси $\langle 001 \rangle$.

1. Введение

Использование эффекта каналирования заряженных частиц для исследования кристаллов сложного химического состава и структуры позволяет получать уникальную информацию о профилях распределения примесей, радиационных дефектов, а также о смещениях атомов из равновесных положений в кристаллической решетке [1]. В частности, с помощью метода каналирования в многокомпонентных кристаллах удалось получить информацию о структуре кристаллов, недоступную для других методов. Так, исследование кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с помощью метода каналирования выявило аномальное скачкообразное изменение величины статических и/или динамических смещений атомов из узлов кристаллической решетки вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние [1,2]. Использование „брустверных“ областей угловых зависимостей дало возможность построения объемной модели структуры $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, содержащей статические смещения атомов кислорода [3].

Разработанный ранее авторами [4] подход к описанию каналирования ионов в многокомпонентных кристаллах позволяет вычислять основные параметры каналирования для конкретной кристаллической структуры при заданных условиях эксперимента. Это позволило путем сравнения рассчитанных и экспериментальных результатов для различных кристаллографических направлений получить детальную информацию о структурных особенностях кристаллической решетки в приповерхностной области (до 1000 Å) таких кристаллов, как La_2CuO_4 и Nd_2CuO_4 [5–8]. В настоящей работе проведено исследование особенностей каналирования ионов гелия в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. На основе анализа экспериментальных данных по ориентационной зависимости выхода резонансного упругого рассеяния ионов гелия на атомах

кислорода и развитого теоретического подхода получены новые данные о структурных особенностях кислородной подрешетки.

2. Осевое каналирование ионов в многокомпонентных кристаллах

В кристаллах сложных химических соединений каналы образуются цепочками двух или более типов, состоящими из различных атомов, причем каждый тип цепочки характеризуется своим значением критического угла каналирования и потенциалом. В этом случае осевая симметрия потенциала сохраняется только вблизи атомных цепочек, и подход, основанный на одноцепочечном приближении (см. например, [9]), не позволяет корректно описать явление каналирования. Нарушение симметрии потенциала приводит к несохранению углового момента каналированных частиц, которое, вообще говоря, нужно учитывать в уравнении диффузии. В импульсном представлении уравнение диффузии для процесса деканалирования можно записать в виде

$$\frac{\partial g(\mathbf{p}_\perp, z)}{\partial z} = \text{div} \left[D(\mathbf{p}_\perp) \text{grad}_{\mathbf{p}_\perp} g(\mathbf{p}_\perp, z) \right], \quad (1)$$

где $g(\mathbf{p}_\perp, z)$ — функция распределения частиц в пространстве поперечных импульсов на глубине z . Для формулировки нестационарной краевой задачи необходимо определить при $z = 0$ начальное условие, которое задается распределением Гаусса по поперечным импульсам, ширина которого определяется угловым разбросом пучка ионов в условиях эксперимента. Нормировку начальной функции распределения необходимо проводить с учетом минимального выхода обратного рассеяния на поверхности кристалла. Граничное условие для уравнения (1) можно задать в виде $g(\mathbf{p}_c, z) = 0$, где \mathbf{p}_c — критический импульс. Однако при таком граничном условии

не учитывается процесс возврата частиц из хаотической компоненты пучка в режим каналирования. Более корректно граничное условие задать в виде $g(\mathbf{p}_b, z) = 0$, где \mathbf{p}_b — граничный импульс, причем $\mathbf{p}_b \approx (1.3-1.5)\mathbf{p}_c$. Как показано далее, коэффициент диффузии $D(\mathbf{p}_\perp)$ для многокомпонентных кристаллов почти всегда имеет разрывы первого рода. Поэтому для численного решения уравнения (1) простые разностные схемы не подходят. Самым эффективным и надежным методом в данном случае является интегроинтерполяционный метод построения разностных схем [10].

Коэффициент диффузии в уравнении (1) определяется в предположении статического равновесия в поперечной плоскости как среднее по доступной области от коэффициента диффузии, зависящего от пространственных поперечных координат [4],

$$D(\mathbf{p}_\perp) = \int_{S(\mathbf{p}_\perp)} D(x, y) \frac{dx dy}{S(\mathbf{p}_\perp)}. \quad (2)$$

Здесь $S(\mathbf{p}_\perp)$ — площадь доступной области внутри элементарной ячейки в поперечной плоскости, т. е. область, где удовлетворяется условие

$$\mathbf{p}_\perp^2/2M_1 \geq U(x, y) - U_{\min},$$

где $U(x, y)$ — значение потенциала в поперечной плоскости в точке с координатами (x, y) , U_{\min} — минимальное значение потенциала в поперечной элементарной ячейке, M_1 — масса налетающей частицы.

Процесс деканалирования в идеальном кристалле, не имеющем структурных нарушений, происходит из-за возбуждения электронов и вследствие рассеяния на тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки, т. е.

$$D(x, y) = D_e(x, y) + D_n(x, y).$$

Диффузионные способности $D_e(x, y)$ и $D_n(x, y)$ могут быть вычислены по известным формулам (см., например, [11])

$$D_e(x, y) = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{v^2} L_e N_e(x, y),$$

$$D_n(x, y) = \frac{4\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4}{v^2} L_n N_n(x, y), \quad (3)$$

где v и $Z_1 e$ — скорость и заряд налетающих частиц, соответственно, Z_2 — атомный номер атомов данного сорта в кристалле, $N_e(x, y)$ — распределение электронной плотности по сечению канала, которое в доступной области находится из распределения потенциала в соответствии с уравнением Пуассона, $N_n(x, y)$ — пространственное распределение атомов кристалла данного сорта в поперечной плоскости, обусловленное тепловыми колебаниями. Логарифмические множители в (3)

определены следующим образом:

$$L_e = \ln \left(\frac{2mv^2}{I} \right), \quad L_n = \ln \left(1.29 \frac{aE}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{M_2}{M_1 + M_2} \right),$$

где I — средняя энергия возбуждения атомов мишени, E — энергия налетающих частиц, a — радиус экранирования, M_2 — масса атомов данного сорта в кристалле.

С помощью найденной таким образом функции распределения $g(\mathbf{p}_\perp, z)$ можно вычислить на заданной глубине z долю неканализованных частиц при заданном угле падения пучка относительно направления канала ψ_{in} , а также относительную плотность потока каналированных частиц $F(x, y, z)$ в любой точке поперечной плоскости канала

$$F(x, y, z) = \int_{S_1} \frac{S_0}{S(\mathbf{p}_\perp)} g(\mathbf{p}_\perp, z) d\mathbf{p}_\perp + 1 - \int_{S_2} g(\mathbf{p}_\perp, z) d\mathbf{p}_\perp, \quad (4)$$

где S_0 — площадь элементарной ячейки в поперечной плоскости; интегрирование в первом интеграле осуществляется по области S_1 , определяемой условием

$$U(x, y) - U_{\min} \leq \mathbf{p}_\perp^2/2M_1 \leq \mathbf{p}_c^2/2M_1,$$

а во втором интеграле — по области S_2 , определяемой условием

$$\mathbf{p}_\perp^2/2M_1 \leq \mathbf{p}_c^2/2M_1.$$

Максимуму плотности потока соответствует минимум потенциального рельефа в поперечной плоскости для данной структуры. Выход процессов близких взаимодействий при каналировании на глубине z и при угле влета в кристалл ψ_{in} , например ядерной реакции на каких-либо атомах кристалла, при этом равен

$$\chi(z, \psi_{\text{in}}) = n_r + \sum_i n_i F(x_i, y_i, z), \quad (5)$$

где $F(x_i, y_i, z)$ — плотность потока каналированных частиц на глубине z в точке с координатами в поперечной плоскости (x_i, y_i) , где находятся атомы, которые участвуют в ядерной реакции, n_i — относительная концентрация данных атомов в этом положении, n_r — доля разупорядоченных (т. е. хаотически расположенных в поперечной плоскости) атомов данного сорта.

При учете тепловых колебаний атомов из положений равновесия (в том числе и из смещенных положений) выход процессов близких взаимодействий определяется соотношением

$$\chi(z, \psi_{\text{in}}) = n_r + \sum_i n_i \int dx dy P_i(x - x_i, y - y_i) \times F(x - x_i, y - y_i, z), \quad (6)$$

где $P_i(x - x_i, y - y_i)$ — плотность вероятности того, что вследствие тепловых колебаний атом сместится в точку (x, y) из своего равновесного положения (x_i, y_i) .

3. Особенности осевого каналирования ионов в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Элементарная ячейка кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в орторомбической фазе показана на рис. 1. Параметры решетки составляют $A = 3.82 \text{ \AA}$, $B = 3.86 \text{ \AA}$, $C = 11.67 \text{ \AA}$. Каналирование ионов вдоль направления $\langle 001 \rangle$ обусловлено взаимодействием потока частиц с атомными цепочками четырех видов: а) цепочками, состоящими из атомов Y и Ba; б) цепочками, состоящими из атомов Cu и O(1); в) кислородными цепочками, состоящими из атомов O(3) и O(4); д) кислородными цепочками, состоящими из атомов O(2). Коэффициент диффузии (3) для каналированных вдоль оси $\langle 001 \rangle$ ионов He^+ с энергией 3.055 MeV представлен на рис. 2. При малых поперечных импульсах диффузия определяется главным образом рассеянием на электронах кристалла, и коэффициент диффузии практически не зависит от поперечного импульса. Увеличение коэффициента диффузии при некоторых значениях поперечного импульса связано с возрастанием вклада рассеяния на ядрах кристалла, находящихся в различных атомных цепочках. Первая ступенька на зависимости $D(\mathbf{p}_\perp)$ обусловлена рассеянием на атомах кислорода, находящихся в „слабой“ кислородной цепочке O(2)–O(2). Ионы при таких поперечных импульсах уже не каналируют относительно этих кислородных атомных цепочек, и доступная область захватывает ту часть канала, в которой расположены данные цепочки. Можно сказать, что импульс, соответствующий первой ступеньке на зависимости $D(\mathbf{p}_\perp)$, является критическим для „слабой“ кислородной цепочки. Вторая ступенька соответствует критическому импульсу,

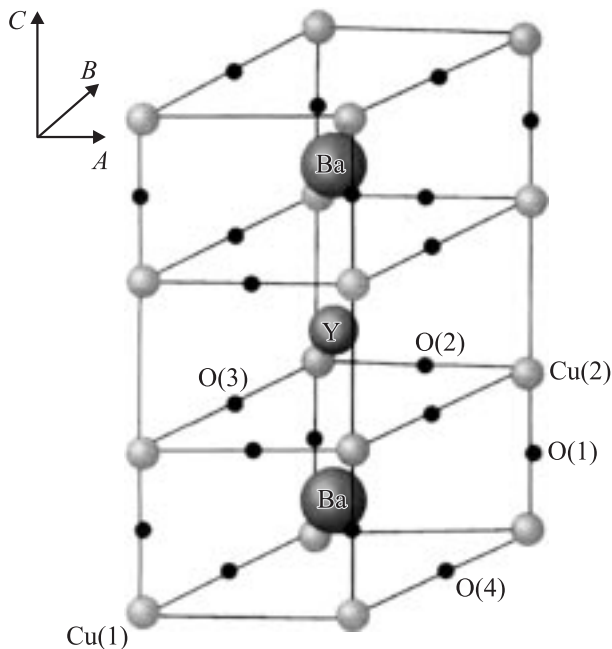


Рис. 1. Структура кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$.

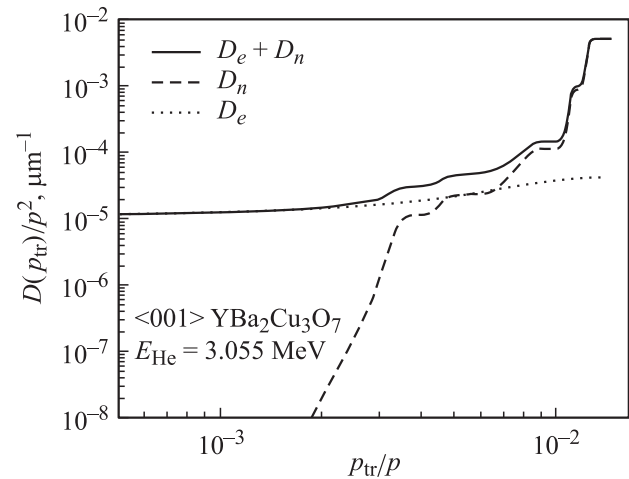


Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии от величины поперечного импульса для каналированных ионов He^+ с энергией 3.055 MeV вдоль оси $\langle 001 \rangle$. D_e и D_n — коэффициенты диффузии, обусловленные возбуждением электронов и рассеянием на тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки соответственно.

при котором частицы уже не каналируют относительно „сильных“ кислородных цепочек O(3)–O(4). Следующие особенности в поведении коэффициента диффузии связаны с рассеянием на смешанных атомных цепочках Cu–O(1) и Y–Ba. При значениях импульсов, больших критического для атомных цепочек Y–Ba, все частицы переходят в хаотическую компоненту пучка. Значение этого импульса p_c можно считать критическим для каналирования вдоль данного направления. На рис. 3 представлены результаты расчетов распределения плотности потока (4) в поперечной плоскости для ионов гелия с энергией 3.055 MeV при каналировании вдоль оси $\langle 001 \rangle$ для разных углов влета в кристалл. Характерной особенностью является то, что при ненулевых углах влета в кристалл и на глубинах порядка 0.1 μm и более распределение плотности потока в каналах кристалла однородно и формируется главным образом „тяжелыми“ цепочками Y–Ba и Cu–O.

Экспериментальные исследования [3,12] проводились с помощью пучка ионов He^+ с энергией 3.055 MeV, выбранной таким образом, чтобы упругое резонансное рассеяние ионов на атомах кислорода ($E = 3.045 \text{ MeV}$) происходило вблизи поверхности мишени. Исследовалась кристаллическая пленка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, нанесенная на монокристаллическую подложку Al_2O_3 . Толщина пленки по данным обратного рассеяния равнялась примерно 0.4 μm . Величина минимального выхода обратного рассеяния ионов на атомах Ba вблизи поверхности не превышала 0.06, что свидетельствовало о достаточно высоком совершенстве кристаллической структуры (рис. 4). Измерялись энергетические спектры ионов, рассеянных в мишени при комнатной температуре на угол 165° , при различной ориентации пучка относи-

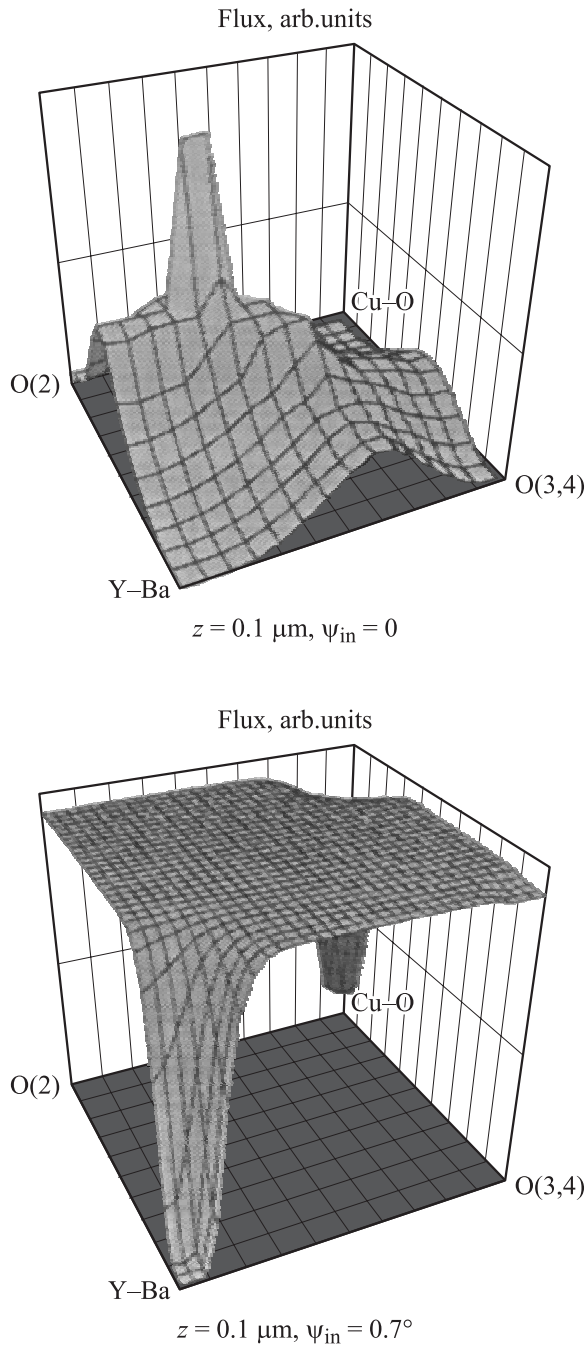


Рис. 3. Распределение плотности потока каналированных ионов He^+ с энергией 3.055 MeV в кристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на глубине $0.1 \mu m$ при различных углах влета ионов в кристалл вдоль направления $\langle 001 \rangle$.

тельно кристаллографической оси $\langle 001 \rangle$. На спектрах выбирался энергетический диапазон, соответствующий упругому резонансному рассеянию на атомах кислорода, и строилась зависимость выхода в пике резонансного рассеяния от угла падения пучка относительно оси $\langle 001 \rangle$ (рис. 4). Угловая зависимость выхода упругого резонансного рассеяния ионов гелия на атомах кислорода относительно осевого направления $\langle 001 \rangle$ имеет характерную

ступеньку при углах влета в кристалл $\approx 0.4^\circ$. Аналогичная форма угловой зависимости выхода ядерной реакции протонов на атомах кислорода в кристалле La_2CuO_4 обсуждалась ранее в работах [6–8]. Было показано, в частности, что положение и ширина ступеньки очень чувствительны к статическим и динамическим смещениям кислорода из положений равновесия.

Появление ступеньки на угловой зависимости процессов близких взаимодействий качественно можно пояснить следующим образом. При малых углах падения пучка ионов относительно направления $\langle 001 \rangle$ распределение плотности потока каналированных ионов формируется цепочками всех четырех типов. При увеличении угла влета поперечная энергия становится больше усредненных потенциальных барьеров более „слабых“ кислородных цепочек $O(3)–O(4)$ и $O(2)–O(2)$ и распределение плотности потока формируется более „сильными“ цепочками $Y–Ba$ и $Cu–O(1)$. Ионы каналируют относительно цепочек $Y–Ba$ и $Cu–O(1)$ и с большей вероятностью рассеиваются на атомах цепочек $O(3)–O(4)$ и $O(2)–O(2)$. Поскольку атомы кислорода расположены в трех различных цепочках, угловая зависимость выхода процессов близкого взаимодействия с атомами кислорода является суперпозицией зависимостей, обусловленных взаимодействием ионов с атомами кислорода в цепочках трех типов: $Cu–O(1)$, $O(3)–O(4)$ и $O(2)–O(2)$. Такая суперпозиция с учетом весовых коэффициентов, определяемых долей атомов кислорода в каждой цепочке от его общего количества в кристалле, и ответственна за наблюдаемую форму угловой зависимости выхода процессов близких взаимодействий. Ширина угловой зависимости и положение ступеньки при углах влета $\approx 0.4^\circ$ определяются величиной усредненного потенциала кислородных цепочек, положением атомов кислорода в решетке и отношением концентраций кислорода в различных цепочках. Сравнивая угловую зависимость

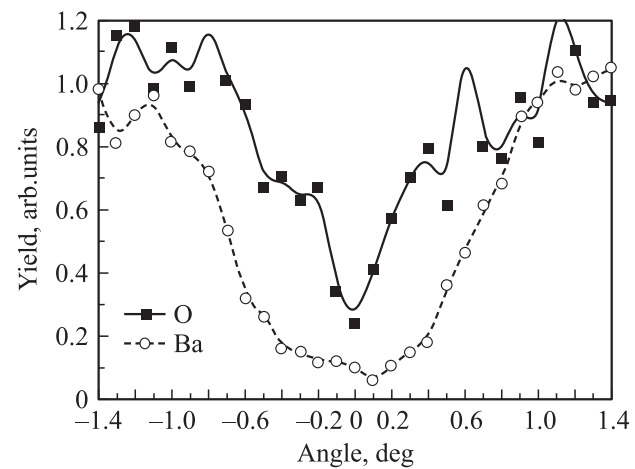


Рис. 4. Измеренная угловая зависимость выхода обратного рассеяния ионов гелия на атомах бария и упругого резонансного рассеяния на атомах кислорода относительно осевого направления $\langle 001 \rangle$.

выхода процесса близкого взаимодействия на атомах кислорода, вычисленную для различных значений амплитуды тепловых и/или статических смещений, перпендикулярных выбранному направлению, с экспериментальными результатами, можно определить их величину.

4. Обсуждение результатов

На рис. 5 показана рассчитанная по формулам (4), (6) угловая зависимость выхода процессов близких взаимодействий относительно осевого направления $\langle 001 \rangle$ на глубине проникновения ионов в кристалл $0.01 \mu\text{m}$ в предположении, что все атомы кислорода находятся в узлах кристаллической решетки. Согласие рассчитанного минимального выхода с экспериментальными значениями достигается, если допустить наличие некоторой доли (не более 20%) атомов кислорода, занимающих хаотические положения в плоскости, перпендикулярной направлению $\langle 001 \rangle$. Как видно из рис. 5, ширина рассчитанной угловой зависимости, положение и угловая ширина ступеньки в области углов $\approx 0.4^\circ$ не соответствуют экспериментальным значениям. Увеличение амплитуды тепловых колебаний от 0.15 \AA до аномально большой $\sim 0.40 \text{ \AA}$ несколько уменьшает ширину лунки, но этого недостаточно для удовлетворительного согласия с экспериментальными данными. Кроме того, при изменении амплитуды тепловых колебаний не меняется положение ступеньки на рассчитанной угловой зависимости. Можно предположить наличие смещений атомов кислорода в направлении, перпендикулярном оси $\langle 001 \rangle$. Величина смещения сильно влияет на угловую ширину выхода

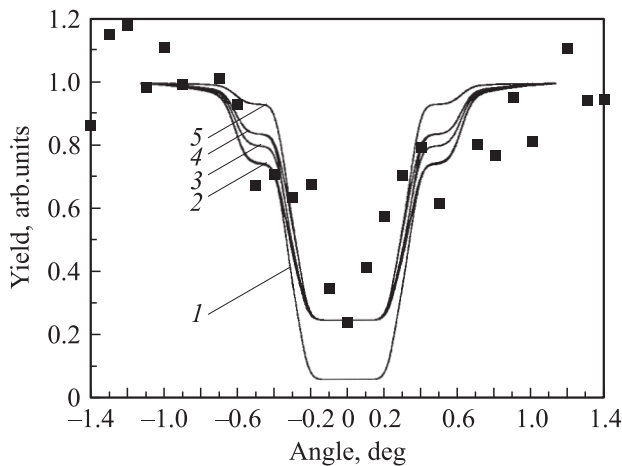


Рис. 5. Рассчитанная угловая зависимость выхода процессов близких взаимодействий относительно осевого направления $\langle 001 \rangle$ на глубине проникновения ионов в кристалл $0.01 \mu\text{m}$ в предположении, что все атомы кислорода находятся в узлах кристаллической решетки. 1 — $n_r = 0$, 2 — $n_r = 20\%$ в равных долях из цепочек O(3,4) и O(2), 3 — $n_r = 20\%$ в равных долях из цепочек O(3,4), O(2) и Cu-O, 4 — $n_r = 20\%$ в равных долях из цепочек O(3,4) и Cu-O или из цепочек O(2) и Cu-O, 5 — $n_r = 20\%$ только из цепочек Cu-O.

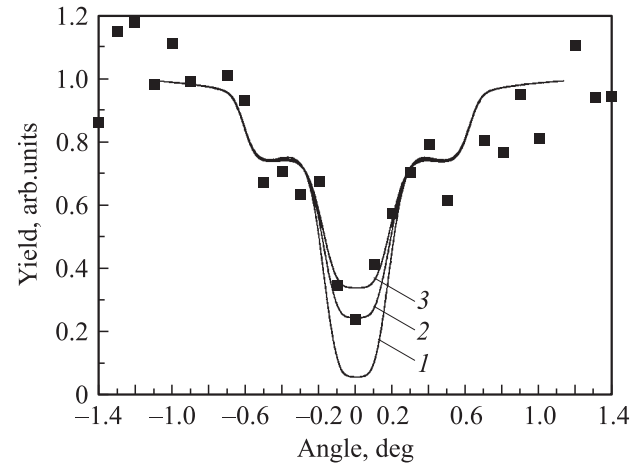


Рис. 6. Рассчитанная угловая зависимость выхода процессов близких взаимодействий относительно осевого направления $\langle 001 \rangle$ на глубине проникновения ионов в кристалл $0.01 \mu\text{m}$. Атомы кислорода из цепочек O(3,4) и O(2) смещены из равновесных положений в направлении, перпендикулярном оси $\langle 001 \rangle$, на расстояние 0.3 \AA . 1 — $n_r = 0$, 2 — $n_r = 20\%$ в равных долях из цепочек O(3,4) и O(2), 3 — $n_r = 30\%$ в равных долях из цепочек O(3,4) и O(2).

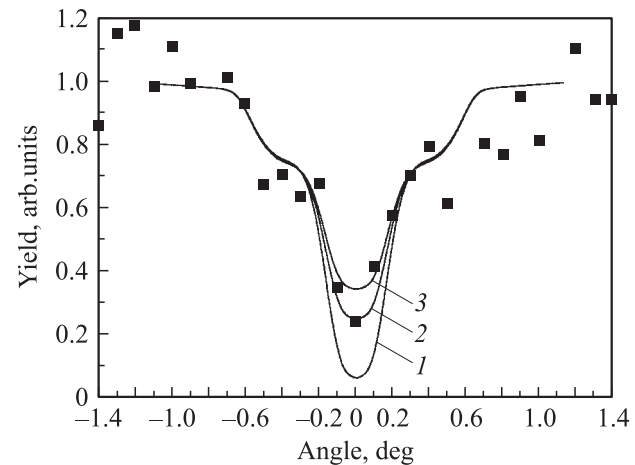


Рис. 7. Рассчитанная угловая зависимость выхода процессов близких взаимодействий относительно осевого направления $\langle 001 \rangle$ на глубине проникновения ионов в кристалл $0.05 \mu\text{m}$. Атомы кислорода из цепочек O(3,4) и O(2) смещены из равновесных положений в направлении, перпендикулярном оси $\langle 001 \rangle$, на расстояние 0.3 \AA . 1 — $n_r = 0$, 2 — $n_r = 20\%$ в равных долях из цепочек O(3,4) и O(2), 3 — $n_r = 30\%$ в равных долях из цепочек O(3,4) и O(2).

процессов близких взаимодействий, и оценить ее можно по наилучшему согласию рассчитанных значений с экспериментальными данными. На рис. 6 и 7 приведены результаты расчетов в предположении наличия таких статических смещений атомов кислорода из положений равновесия в направлении, перпендикулярном оси $\langle 001 \rangle$. Удовлетворительное согласие с экспериментальными

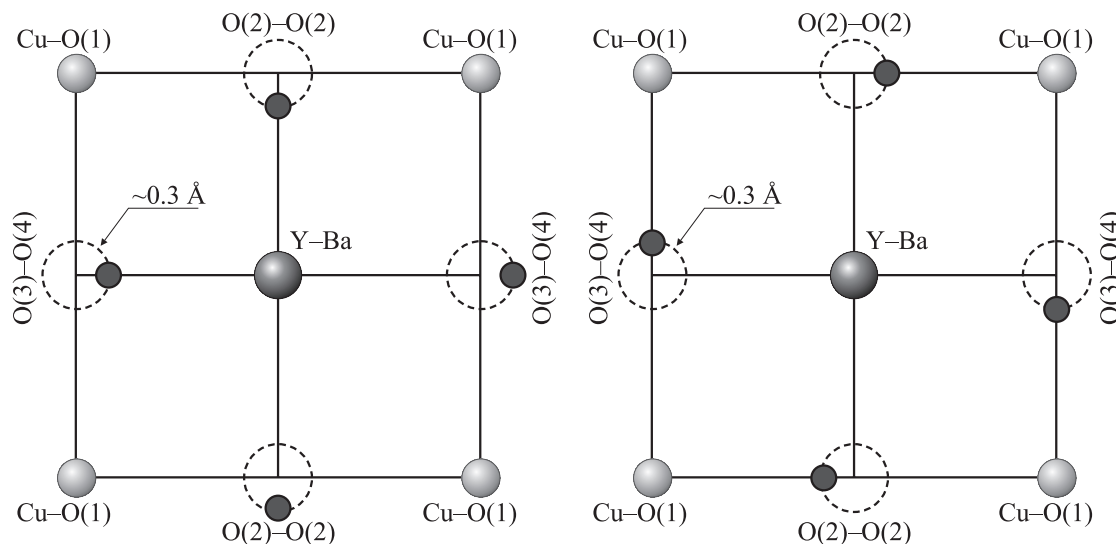


Рис. 8. Возможные направления смещения атомов кислорода в цепочках O(3,4) и O(2) в проекции на плоскость (001).

данными достигается, если атомы кислорода из цепочек O(3)–O(4) и O(2)–O(2) смещены на расстояние 0.3 \AA , а доля разупорядоченного кислорода составляет $\sim 20\%$. Атомы кислорода O(1) в цепочках Cu–O занимают при этом свои равновесные, несмещенные положения. Положение ступеньки в угловом распределении удается согласовать с экспериментальными данными, считая, что доля хаотически расположенного кислорода в кристаллической решетке формируется только атомами из цепочек O(3)–O(4) и O(2)–O(2). Отметим, что предположение о смещении только атомов из цепочек O(3)–O(4) или только атомов из цепочек O(2)–O(2) не дает такого согласия с экспериментальными результатами, как предположение о смещении атомов из обеих цепочек. Уменьшение величины смещения от значения 0.3 \AA приводит к заметному увеличению ширины углового распределения, а увеличение смещения ведет, наоборот, к сужению.

5. Заключение

Из сравнения измеренного выхода упругого резонансного рассеяния ионов He^+ с энергией 3.055 MeV на атомах кислорода в кристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ вдоль осевого направления (001) и вычисленной угловой зависимости выхода процессов близких взаимодействий можно сделать вывод о том, что атомы кислорода в цепочках O(3)–O(4) и O(2)–O(2) смещены в направлении, перпендикулярном оси (001). Максимальное значение величины смещения в этом направлении равно 0.3 \AA , а вакансии возникают в цепочках O(3)–O(4) и O(2)–O(2). Анализ положения особенности в угловом распределении выхода резонансного упругого рассеяния позволяет сделать вывод о наличии доли разупорядоченных атомов кислорода (т.е. занимающих хаотические положения в плос-

кости, перпендикулярной направлению (001)), которая формируется из цепочек O(3)–O(4) и O(2)–O(2). Доля разупорядоченного кислорода составляет не более 20%.

Заметим, что аналогичные оценки для доли разупорядоченного кислорода были получены в случае кислородной подсистемы кристалла La_2CuO_4 , которая также исследовалась методом каналирования [5]. Ранее в работе [12] на основании анализа „брустверных“ областей угловой зависимости выхода рассеяния ионов He^+ на атомах кислорода высказывалось предположение о наличии статических смещений кислорода в решетке $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Наши результаты подтверждают и уточняют сделанные в [12] выводы. Отметим, что обнаруженные свойства кислородной подсистемы кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ не являются следствием выбранных приближений диффузионной модели каналирования, а связаны со спецификой кристаллического поля решетки.

Использование для измерений одного осевого направления не дает возможности определить направление смещения атомов кислорода в проекции на плоскость (001) и относительную долю вакансий в цепочках O(3)–O(4) и O(2)–O(2). Можно высказать предположение о попарном смещении в одном направлении, причем направления смещений изменяются на противоположные для следующих пар вдоль цепочек (001) (рис. 8). Аналогичная модель смещений по типу „гофра“ обсуждалась также в [3]. Такая модель смещения атомов кислорода и величина смещений не противоречат результатам исследований структуры $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с помощью методов рентгеновской и нейтронной дифракции. Эти методы относительно нечувствительны к локальным искажениям строения кислородной подрешетки кристалла, и даже сравнительно большие статические или динамические смещения атомов кислорода из идеальных положений трудно определить, если эти смещения не нарушают симметрии структуры решетки.

Список литературы

- [1] Л. Фельдман, Д. Майер. Основы анализа поверхности и тонких пленок. Мир, М. (1989). 342 с.
- [2] R.P. Sharma, L.E. Rehn, P.M. Baldo. *Phys. Rev. B* **43**, 16, 13 711 (1991).
- [3] А.С. Боровик, А.П. Кобзев, Е.А. Ковалева. *Физика и химия обраб. материалов* **5**, 69 (1998).
- [4] А.С. Боровик, А.А. Епифанов, Д.А. Корнеев, В.С. Малышевский. Препринт ОИЯИ № Р14-92-396 (1992).
- [5] В.И. Макаров, Р.П. Слабоспицкий, Н.А. Скакун, А.С. Боровик, А.П. Воронов, А.Ю. Гринченко, В.С. Малышевский, В.А. Олейник. *ФНТ* **17**, 4, 476 (1991).
- [6] A.S. Borovik, A.A. Epifanov, V.S. Malyshevsky, V.I. Makarov. *Phys. Lett. A* **161**, 6, 523 (1992).
- [7] A.S. Borovik, E.A. Kovaleva, V.S. Malyshevsky, V.I. Makarov. *Phys. Lett. A* **171**, 5–6, 397 (1992).
- [8] A.S. Borovik, A.A. Epifanov, V.S. Malyshevsky, V.I. Makarov. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **73**, 3, 512 (1993).
- [9] J. Lindhard. *Kgl. Danske Videuskab. Selskab. Mat.-Fis. Medel.* **34**, 14 (1965).
- [10] А.А. Самарский. Теория разностных схем. Наука, М. (1989). 616 с.
- [11] Е.Х. Оцуки. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. Мир, М. (1985). 280 с.
- [12] А.С. Боровик, А.П. Кобзев, Е.А. Ковалева, С.Н. Потапов. *Поверхность* **2**, 116 (1997).