

02;03

Диагностика твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ методом спектроскопии медленных ионов, рассеянных назад

© П.Ю. Бабенко, А.П. Шергин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: babenko@npd.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 20 октября 2006 г.

С помощью диагностики, основанной на анализе однократного и двукратного рассеяния ионов аргона keV-энергий на угол $\theta = 129^\circ$ к направлению первичного пучка, определена доля кластерной фракции Ge в твердых растворах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с малым содержанием Ge ($x \sim 5\%$), которая в исследованных образцах составила $\leq 20\%$. Предложенный метод спектроскопии ионов, рассеянных назад, позволил в разы понизить предел обнаружения кластерной фракции по сравнению с ранее использованным традиционным методом анализа ионов, рассеянных на малые углы.

PACS: 34.50.Dy

Как известно, одним из перспективных материалов для применения в быстродействующей электронике является однородный твердый раствор $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с малым содержанием Ge. Наличие кластеров Ge в растворе отрицательно сказывается на свойствах приборов, изготавливаемых на основе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Нами был предложен метод определения доли кластеров в твердых растворах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, основанный на спектроскопии медленных рассеянных ионов и эффекте двукратного ионного рассеяния [1]. В данной статье представлены результаты применения метода при работе с частицами, рассеянными под углом $\theta = 129^\circ$. Показано, что эта модификация метода позволяет уверенно выделять в спектрах пики, отвечающие однократному и двукратному рассеянию, и тем самым повысить точность определения доли кластеров и существенно понизить предел обнаружения кластерной составляющей Ge в исследуемом образце.

В работе измерялись энергетические распределения ионов, возникающих при бомбардировке поверхности ионами Ar^+ с энергией

$E_0 = 1.5 \div 5$ keV. Измерения выполнены на высоковакуумной установке, описанной в [2]. Угол падения пучка на мишень 22° . Частицы, эмитированные под углом $\theta = 129^\circ$ к направлению первичного пучка, анализировались под энергией в цилиндрическом анализаторе с разрешением $4 \cdot 10^{-2}$. Остаточное давление в аналитической камере составляло 10^{-9} Торр. В качестве мишеней использовались кристаллы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с малым ($x \sim 5\%$) содержанием Ge.

Как известно [3], в энергетических спектрах рассеянных частиц при определенных условиях, помимо пика однократного рассеяния, наблюдается пик, соответствующий процессу, в котором бомбардирующий ион испытывает два последовательных соударения с атомами мишени; этот эффект называется эффектом двукратного рассеяния, а пик, отвечающий этому процессу, — пиком двукратного рассеяния. Идея предложенного в [1] метода состоит в том, что если в твердом растворе $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ присутствуют кластеры Ge, в энергетическом спектре появится пик двукратного рассеяния на атомах Ge. Количество атомов Ge, объединенных в кластеры, может быть оценено сравнением отношения интенсивности пика двукратного и однократного рассеяния I_D^+/I_S^+ для исследуемого образца $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с таким же отношением для чистого Ge (стопроцентного „кластера“), которое используется в качестве реперного значения. С точки зрения диагностики кластеров Ge существенными преимуществами измерения энергетических спектров частиц, рассеянных под большими углами к направлению первичного пучка, по сравнению с ранее исследованным случаем рассеяния на малые ($\leq 30^\circ$) углы [1], являются: отсутствие в спектрах ионов Ar^+ , испытавших однократное рассеяние на атомах Si, являющихся основной компонентой твердого раствора (критический угол рассеяния Ar на Si равен 44.4°), отсутствие ионов отдачи Si^+ , возникающих в результате однократного столкновения (угол вылета частицы отдачи $\leq 90^\circ$), и практически полное отсутствие вклада последовательного рассеяния иона Ar^+ на атомах Si и Ge. Как отмечалось в [1], в случае рассеяния на малые углы ионы Ar, испытавшие два последовательных столкновения с атомами Si и Ge, имеют энергии, которые располагаются между значениями энергии, отвечающими одно- и двукратному рассеянию ионов на атомах Ge, что существенно затрудняет выделение пика интересующего нас двукратного рассеяния на атомах Ge. В то же время для угла наблюдения 129° основная доля ионов, испытавших рассеяние на атомах Si и Ge, имеет энергии меньше, чем энергии ионов, испытавших однократное рассеяние на атомах Ge, а между

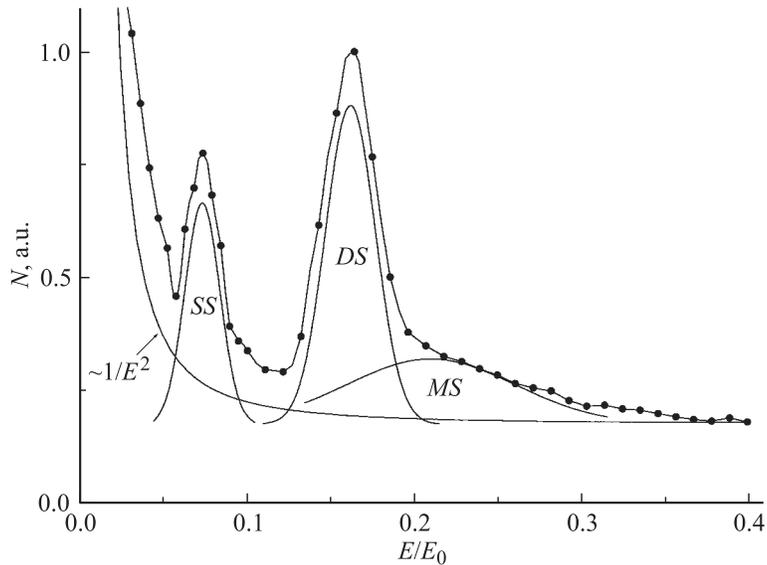


Рис. 1. Энергетический спектр ионов, эмитированных при бомбардировке мишени из Ge ионами Ar^+ с энергией $E_0 = 3 \text{ keV}$.

пиками одно- и двукратного рассеяния попадают частицы, рассеявшиеся в основном на атоме Ge и испытавшие рассеяние лишь на малый угол при столкновении с атомом Si. Облегчает выделение пиков также то, что при рассеянии назад, согласно оценке, должен значительно увеличиться энергетический зазор $\Delta E/E_0$ между интересующими нас пиками одно- и двукратного рассеяния на атомах Ge с 0.04 до 0.13, для углов 21° и 129° соответственно.

На рис. 1 изображен используемый нами в качестве реперного энергетический спектр положительных ионов, эмитированных из чистого Ge при бомбардировке образца пучком ионов с энергией $E_0 = 3 \text{ keV}$. В спектре видны отчетливые пики двукратного (DS) и однократного (SS) рассеяния ионов аргона Ar^+ на атомах Ge. Правее пика двукратного рассеяния наблюдается образование (обозначенное нами MS), связанное с многократными (в данном случае четырехкратными) столкновениями в твердом теле, когда в первом соударении ион аргона передает часть своей кинетической энергии атому мишени

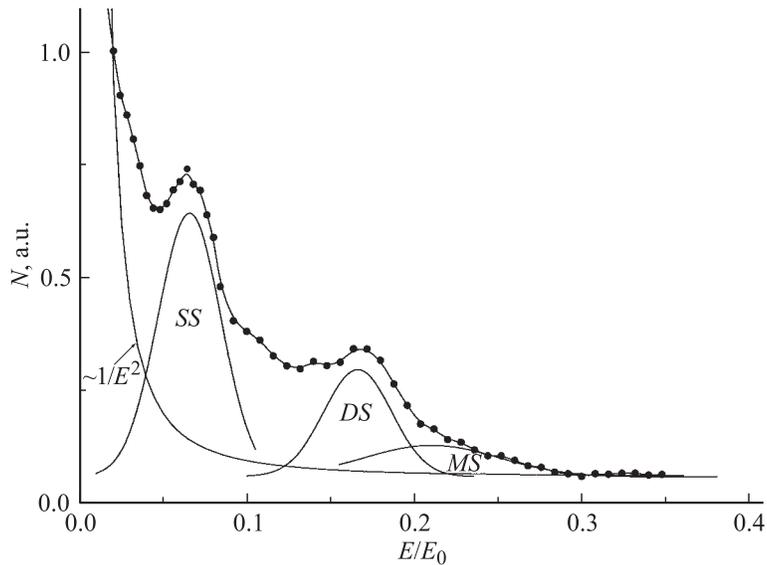


Рис. 2. Энергетический спектр ионов, эмитированных при бомбардировке образца $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 5.8\%$) ионами Ar^+ с энергией $E_0 = 4 \text{ keV}$.

($\text{Ar} + \text{Ge} \rightarrow \text{Ge}$), а последовавшая затем цепочка из трех соударений с участием атомов Ge завершается эмиссией иона Ge^+ в вакуум [4]. Низкоэнергетическая часть спектра на рисунке связана с распылением мишени и описывается законом $1/E^2$, следующим из каскадной теории распыления вторичных ионов [5]. Из рис. 1 следует, что по сравнению с [1], где изучались энергетические спектры частиц, рассеянных на малые углы $\theta \sim 20^\circ$, пики одно- и двукратного рассеяния хорошо разделяются, и что более существенно, значительно (с 0.23 до 2.34) увеличилось отношение I_D^+/I_S^+ .

На рис. 2 приведен энергетический спектр положительных ионов, измеренный при бомбардировке образца $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 5.8\%$) ионами с энергией $E_0 = 4 \text{ keV}$. В спектре хорошо видны пики одно- и двукратного рассеяния ионов Ar^+ на атомах Ge . Соотношение интенсивностей $I_D^+/I_S^+ = 0.44 \pm 0.02$. Уменьшение величины отношения I_D^+/I_S^+ с 2.34 (для чистого Ge) до 0.44 (для $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$) связано с тем, что в исследуемом образце $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ большая часть атомов Ge распределена

равномерно, и расстояние до второго атома Ge, на котором могло бы произойти повторное рассеяние иона Ar, велико.

Отношение $\{I_D^+/I_S^+(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)\}/\{I_D^+/I_S^+(\text{Ge})\} = 0.19 \pm 0.02$ дает нам оценку количества атомов Ge, находящихся в твердом растворе в виде кластеров. Оценка справедлива в предположении, что доля ионов Ar^+ в полном потоке однократно рассеянных частиц, состоящем в основном из нейтральных атомов Ar, одинакова для обеих мишеней. Такое же предположение мы считаем справедливым и для частиц, испытавших двукратное рассеяние. Справедливость указанного предположения обосновывается тем, что, согласно модели электронного туннелирования [6], вероятность ионизации отлетающей частицы $P^+ \sim \exp[-C(I - \varphi)/h\gamma v_\perp]$, где I — потенциал ионизации частицы, φ — работа выхода мишени, γ — обратная величина характерного расстояния взаимодействия между отлетающей частицей и поверхностью, v_\perp — нормальная составляющая скорости частицы, C — константа. В нашем случае: работа выхода для Si и Ge одинакова и равна $\varphi = 4.8 \text{ eV}$, рассеивается одна и та же частица Ar^+ (потенциал ионизации $I = 15.8 \text{ eV}$), угол вылета $\theta = 129^\circ$, т.е. скорости v_\perp , соответствующие как однократному рассеянию, так и двукратному рассеянию, тоже одинаковы для обеих мишеней.

Следует отметить, что пик двукратного рассеяния может наблюдаться и в однородном твердом растворе, так как в этом случае вероятность двум и более атомам Ge оказаться рядом друг с другом равна $x \sim 5\%$ (доле атомов Ge в образце). Видно, что полученная нами величина доли кластеров в 19% существенно превышает чисто статистическую оценку для однородного раствора.

В спектре на рис. 2, как и на рис. 1, правее пика двукратно рассеянных ионов Ar^+ (DS) присутствуют ионы Ge^+ , возникающие в результате четырех последовательных столкновений в твердом теле с участием атомов Ge. В принципе, сравнение отношения интенсивности этого широкого распределения (MS) к интенсивности пика однократного рассеяния (SS) для мишеней из чистого Ge и твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ также может быть использовано для определения доли атомов германия, объединенных в кластеры (по аналогии с двукратным рассеянием). Экспериментальная величина отношения $\{I_M^+/I_S^+(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)\}/\{I_M^+/I_S^+(\text{Ge})\} = 0.18 \pm 0.04$, хотя и определенная с меньшей точностью, в пределах ошибки совпадает с долей кластеров, полученной из анализа интенсивностей двукратного и однократного

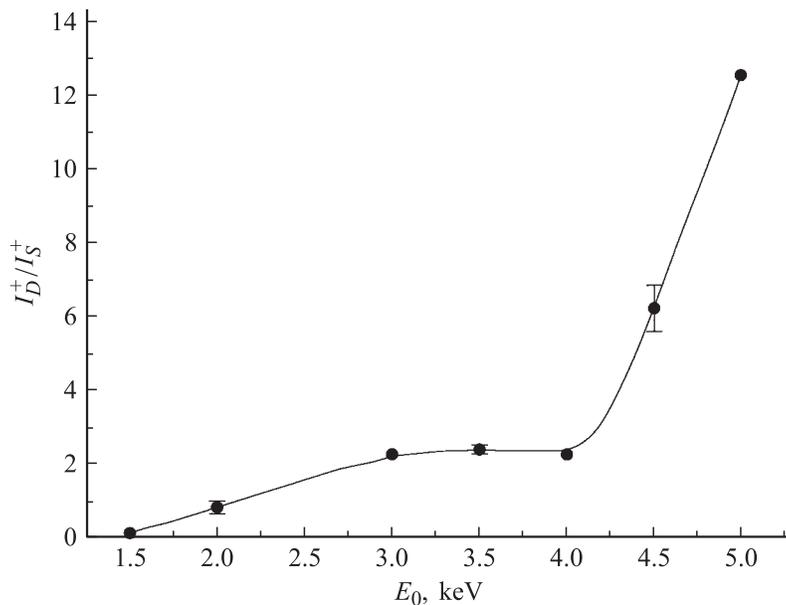


Рис. 3. Зависимость величины отношения I_D^+/I_S^+ от энергии бомбардирующих ионов Ar^+ для мишени из Ge.

рассеяния. Близость последней из оценок к величине доли кластеров, определенной из анализа двукратного рассеяния, свидетельствует о том, что кластеры в исследованном образце $Si_{1-x}Ge_x$ достаточно крупные и состоят из довольно большого (~ 100) числа атомов Ge (чтобы последовательность из четырех столкновений с участием атомов Ge могла осуществиться). Следует отметить, что увеличение концентрации атомов Ge в приповерхностных слоях исследуемого образца $Si_{1-x}Ge_x$ могло бы быть обусловлено эффектом преимущественного распыления атомов Si при ионном облучении. Однако, согласно [7], экспериментально установлено, что при бомбардировке соединения SiGe ионами инертных газов состав поверхности остается неизменным.

Как оказалось, важным экспериментальным параметром при определении величины отношения I_D^+/I_S^+ является энергия налетающих частиц. На рис. 3 представлена зависимость отношения I_D^+/I_S^+ от энергии бомбардирующих ионов Ar^+ для мишени из Ge. Видно, что в диапазоне

начальных энергий $E_0 = 3 \div 4 \text{ keV}$ отношение I_D^+/I_S^+ меняется слабо и составляет величину ~ 2 . Для энергий $E_0 > 4 \text{ keV}$ отношение резко растет из-за существенного уменьшения интенсивности пика однократного рассеяния при увеличении энергии бомбардирующих частиц. Уменьшение интенсивности пика однократного рассеяния с ростом энергии бомбардирующих ионов может быть связано с тем, что при этом увеличивается доля ионов Ag^+ , проникающих в глубь мишени, для которых вероятность покинуть мишень в результате однократного соударения мала. Для энергий $E_0 \leq 3 \text{ keV}$ становится трудно выделить пик однократного рассеяния на фоне сигнала от низкоэнергетических распыленных частиц. Отсюда следует, что для диагностики кластеров в твердых растворах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при угле наблюдения $\theta = 129^\circ$ оптимальные значения начальной энергии лежат в диапазоне $E_0 = 3 \div 4 \text{ keV}$.

Таким образом, в работе показано, что применение спектроскопии ионов, рассеянных назад для диагностики твердых растворов $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с малым содержанием примесных атомов Ge, позволяет уверенно выделять в энергетическом спектре пики одно- и двукратного рассеяния бомбардирующих ионов на атомах Ge. По сравнению со спектроскопией ионов, рассеянных на малые углы [1], существенно (с 25 до 10%) повышена точность определения доли кластеров Ge и до 5% понижен предел обнаружения кластерной составляющей в исследуемых образцах.

Настоящее исследование выполнено при поддержке программы Президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“ (6.3).

Список литературы

- [1] Шергин А.П., Бабенко П.Ю., Микушкин В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 3. С. 380–384.
- [2] Шергин А.П., Шайкин А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 4. С. 467–471.
- [3] Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
- [4] Бабенко П.Ю., Шергин А.П. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. В. 7. С. 451–454.
- [5] Уразгильдин И.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60. № 7. С. 44–61.
- [6] Yu M.L., Lang N.D. // Nucl. Instr. and Meth. B. 1986. V. 14. N 4–6. P. 403–413.
- [7] Распыление твердых тел ионной бомбардировкой / Под ред. Р. Бериша. В. II. Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 107 с. Sputtering by Particle Bombardment II / Ed. by R. Behrisch. Berlin–Heidelberg–New York–Tokyo: Springer–Verlag, 1983.