

Возможности изучения нанообъектов в пористом кремнии и подложках кремния, облученных протонами, методом позитронной аннигиляционной спектроскопии

© Р. Бурцл*** В.И. Графутин*, О.В. Илюхина*, Г.Г. Мясничева*, Е.П. Прокопьев**, С.П. Тимошенков**, Ю.В. Фунтиков*,

* Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, Россия

** Московский государственный институт электронной техники, Зеленоград, Москва, Россия

*** Европейская комиссия, Исследовательский центр „Институт энергии“, Петтен, Нидерланды

E-mail: erprokopiev@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 30 июня 2009 г.)

По методу углового распределения аннигиляционных фотонов определены химический состав среды в месте аннигиляции — на атомах кремния „стенки“ поры, размеры и концентрации нанодфектов в пористом кремнии, а также в монокристаллических пластинах кремния, облученных протонами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-08-00819-а).

1. Введение

Свойства наноматериалов во многом определяются совместным действием связанного между собой каркаса наночастиц, объема атмосферы пустого пространства, состоящего из различных объектов нанопустоты (вакансии, интерфейсы, пустоты, поры и т.д.), и поверхности раздела между каркасом наночастиц и пустотой [1]. В настоящей работе обсуждается возможность применения метода позитронной аннигиляционной спектроскопии (ПАС) [2–12] для исследования радиусов нанообъектов пустоты в пористых системах и монокристаллическом кремнии, облученном протонами.

Позитроника, включая и ПАС (см., например, [2–5]), позволяет определять как электронную структуру совершенных кристаллов, так и различные несовершенства особо малых размеров в твердых телах и пористых системах, таких как вакансии, вакансионные кластеры и свободные объемы до одного кубического нанометра (нанообъекты пустоты). Она включает в себя в основном три метода: изучение временного распределения аннигиляционных фотонов (ВРАФ), углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) и доплеровского уширения аннигиляционной линии с энергией 0.511 MeV (ДУАЛ) [2,5]. Метод ВРАФ дает сведения об электронной плотности в месте аннигиляции позитрона, а методы УРАФ и ДУАЛ — о распределении импульсов электронов и о химическом составе среды, окружающей нанообъекты, в месте аннигиляции. Имеются две группы методов ПАС. В первой группе используются медленные позитроны, позволяющие исследовать приповерхностные слои на небольших глубинах и осуществлять топографию приповерхностных дефектов. Во второй группе используются быстрые позитроны, проникающие в исследуемый объект на

большие глубины $\geq 50 \mu\text{m}$ и дающие информацию о типе, концентрации и распределении дефектов во всем объеме твердого тела. Все эти методы уже получили достаточно широкое применение в современном материаловедении.

Далее рассматриваются методы определения размеров нанообъектов, их концентраций и химического состава среды, окружающей нанообъекты, по экспериментально измеряемым параметрам спектров ВРАФ и УРАФ для позитронов, аннигилирующих в пористых системах и пластинах кремния, облученных протонами, на основе теоретических представлений, развитых в [2,5,6,9], и различные примеры их применений. Основная цель работ по исследованию наноматериалов позитронным методом заключается в установлении корреляций между природой, размерами и концентрацией нанообъектов и качеством материалов, применяемых в нано- и микроэлектронике, и вообще технически важных материалов, а также качеством приборов и устройств в процессе их изготовления и эксплуатации.

2. Определение размеров свободных объемов вакансий, пор, пустот по данным метода ПАС

Обычно для расчетов размера пор используется простая модель, в которой полость моделируется сферической ямой радиуса R_0 с бесконечным потенциальным барьером. Позитрон и позитроний находятся в этой полости и аннигилируют в ней. При этом парапозитроний (p -Ps) аннигилирует в основном на собственном электроны, а ортопозитроний (o -Ps) и позитрон — на электронах среды, окружающей полость.

Таблица 1. Параметры образца PR86 пористого кремния, особенности его получения и характеристика спектра УРАФ

Характеристика образца	$I_{g2} = S_{g2}/S_{sum}$	$I_{g1} = S_{g1}/S_{sum}$	$I_p = S_p/S_{sum}$
Пористый Si, $\langle 111 \rangle$, КДБ-0.03, $h = 360-370 \mu\text{m}$, HF: C2H5OH = 2: 1, $J = 20 \text{ mA/cm}^2$; пористость $45 \pm 3\%$	0.015 ± 0.003	0.493 ± 0.052	0.492 ± 0.044

Примечание. h — толщина пластин кремния, $\langle 111 \rangle$ — их кристаллографическая ориентация, КДБ-0.03 — марка пластин кремния, легированных бором с удельным сопротивлением $0.03 \Omega \cdot \text{cm}$, $I_g = S_{gi}/S_{sum}$ ($i = 1, 2$) — интенсивности гауссовых компонент, $I_p = S_p/S_{sum}$ — интенсивность параболической составляющей в спектрах УРАФ (S_{sum} — суммарное число совпадений в спектре УРАФ, а $S_{g1,2}$ и S_p — соответственно число совпадений в гауссовых и параболических компонентах спектра), J — плотность тока.

Аннигиляция позитрона, входящего в состав ортопозитрония, на чужом электроде носит название pick-off-аннигиляции. Чтобы обеспечить возможность pick-off-аннигиляции, постулируется, что в пограничной области размером ΔR происходит перекрытие волновых функций позитрона либо позитрона, входящего в состав o -Ps, с волновыми функциями электронов среды. При этом радиус свободного объема поры R будет равен $R = R_0 - \Delta R$.

Простые квантово-механические расчеты позволяют связать время жизни ортопозитрония в полости τ с параметрами полости R_0 и ΔR [9]

$$\tau = \tau_b \left[\frac{\Delta R}{R_0} - \frac{\sin(2\pi\Delta R/R_0)}{2\pi} \right]^{-1}. \quad (1)$$

В этой формуле τ_b имеет смысл времени жизни позитрона или спин-усредненного времени жизни позитрония в бездефектном объеме среды [9]. Анализ аннигиляции o -Ps в материалах с известными значениями радиусов пор в молекулярных твердых телах и цеолитах на основе уравнения (1) показал [9], что величина $\Delta R = R_0 - R = 1.66 \text{ \AA}$. Значение величины ΔR зависит от природы вещества. Поэтому уравнение (1) в случае кремния возможно применить лишь для оценок размеров радиусов пор. Отметим, что ВРАФ-спектроскопия оказалась особо эффективным методом определения размеров пор и микропор и распределения пор по радиусам в пористых системах (адсорбенты, цеолиты, некоторые твердые молекулярные вещества и т.д.) [9].

Применим ту же самую квантовую модель Ps с целью получения связи между экспериментальными значениями ширины $\theta_{1/2}$ узкой составляющей спектра УРАФ, характеризующего аннигиляцию парапозитрония, и радиусом свободного объема поры R . В этом случае соотношение между R и $\theta_{1/2}$ имеет вид [9]

$$R = \frac{16.6}{\theta_{1/2}} - \Delta R, \quad (2)$$

где R , ΔR выражаются в \AA , а $\theta_{1/2}$ — в mrad.

Используя уравнения (1), (2), можем оценивать радиусы свободных объемов в пористых системах, дефектных материалах и в ряде наноматериалов по измерению величин времен жизни τ и ширины узкой составляющей $\theta_{1/2}$ методами ВРАФ и УРАФ.

3. Определение радиусов пор и их концентраций в пористом кремнии

Данные табл. 1 и рис. 1, 2 позволяют сделать вывод о наличии p -Ps в пористом кремнии (см., например, образец пористого кремния PR86, табл. 1 и рис. 2). Экспериментальные спектры УРАФ этого образца пористого кремния хорошо аппроксимируются параболой I_p и двумя гауссианами I_{g1} , I_{g2} . В бездефектных же кристаллах кремния (рис. 1) и ряде пористых образцов [10] эти спектры представляются суперпозицией параболы и гауссианы. Составляющая, характеризующая параболической компонентой, может быть объяснена аннигиляцией позитронов на электронах валентной зоны кремния. В свою очередь широкая гауссова компонента I_{g1} обусловлена аннигиляцией позитронов и ортопозитрония по различным каналам в бездефектной части кристалла, объеме и на поверхности пор,

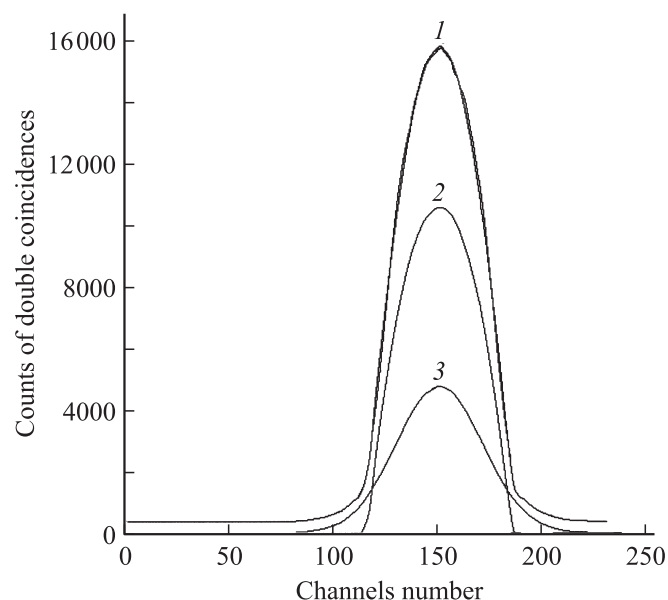


Рис. 1. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в монокристаллических образцах кремния, зеркальный, p -типа, ориентация $\langle 111 \rangle$, КДБ-10, $h = 340 \mu\text{m}$. 1 — кривая УРАФ, построенная по экспериментальным точкам, 2, 3 — параболическая и гауссова составляющие спектра соответственно. По оси абсцисс развернуты каналы анализатора (ширина канала 0.2 mrad), по оси ординат — счет совпадений.

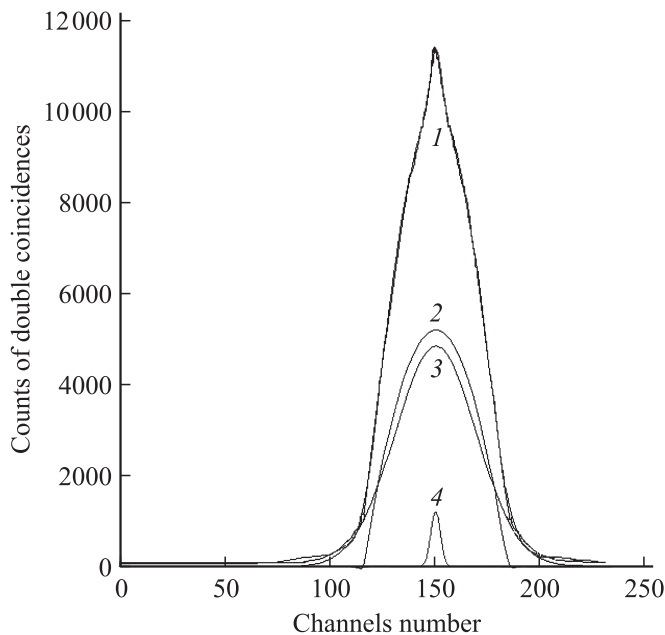


Рис. 2. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в образцах пористого кремния: ориентация $\langle 111 \rangle$, КДБ-0.03, $h = 360\text{--}370 \mu\text{m}$, $\text{HF} : \text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 2 : 1$; пористость $45 \pm 3\%$ (два гауссиана + парабола) (табл. 1). 1 — экспериментальный спектр (сумма спектров 2–4), 2 — параболическая составляющая спектра, 3 — первая гауссова составляющая спектра, 4 — вторая гауссова составляющая спектра. По оси абсцисс развернуты каналы анализатора (ширина канала 0.2 mrad), по оси ординат — счет совпадений.

а узкая гауссова компонента I_{g2} — аннигиляционным распадом парапозитрония в объеме пор. Полная ширина этой компоненты на полувысоте составляет величину порядка $(\theta_{1/2})_{g2} = 0.8 \text{ mrad}$, что соответствует кинетической энергии аннигилирующей электрон-позитронной пары 0.044 eV . Ее интенсивность — порядка 1.5%, а общий выход позитрония при этом в пористом кремнии достигает величины 6%.

Для определения радиусов пор R_{tr} по наблюдаемой ширине $(\theta_{1/2})_{g2}$ использовали формулу (2). Для экспериментального значения $(\theta_{1/2})_{g2} = 0.8 \text{ mrad}$ (см. выше) получили среднее значение радиуса пор $R_{tr} \approx 19.09 \text{ \AA} \approx 2 \text{ nm}$.

Рассмотрение кинетической схемы аннигиляционных распадов и превращения $p\text{-Ps}$ в пористом слое дает возможность получить связь между константой захвата k_{tr} и интенсивностью компоненты I_{g2} [10]

$$k_{tr} \cong I_{g2} \lambda_{cr}. \quad (3)$$

Здесь $\lambda_{cr} \approx 0.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ — скорость аннигиляции $p\text{-Ps}$ в объеме кристалла, а величина $I_{g2} \approx 0.015$ (табл. 1). Таким образом, константа скорости захвата $p\text{-Ps}$, оцененная на основе данных табл. 1 и формулы (3), составила величину $k_{tr} \approx 1.2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

С другой стороны, величина скорости захвата k_{tr} может быть определена на основе известного выражения

$$k_{tr} = \xi(R_{tr}, T) \sigma_{tr} v N_{tr}. \quad (4)$$

Здесь $\xi(R_{tr}, T) \approx 1$ — безразмерная величина вероятности аннигиляции позитрона или позитрония, захваченного дефектом [11], $\sigma_{tr} \approx \pi R_{tr}^2$ — площадь геометрического сечения сферической поры, принятого приближенно равным сечению захвата позитрония порами; v — скорость термализованного позитрония или позитрона; N_{tr} — средняя концентрация ловушек (дефектов или пор в дефектной области кристалла), чувствительных к термализованным состояниям позитрона или позитрония. Таким образом, из приведенных выражений можно определить величины N_{tr} , если известны σ_{tr} и v . Средняя тепловая скорость позитрония или позитрона при комнатной температуре $T = 293 \text{ K}$ оценивалась по формуле $v = (8k_0T/\pi m_+^*)^{1/2}$, где k_0 — постоянная Больцмана, $m_+^* \approx 2m_0$ — эффективная масса парапозитрония, m_0 — масса свободного позитрона. Из этой формулы для позитрона при $m_+^* \approx m_0$ получили $v \approx 1.06 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$, а для $p\text{-Ps}$ при $m_+^* \approx 2m_0$ $v \approx 7.52 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$. Отсюда следует, что при $\xi(R, T) \approx 1$ по формуле (4) $N_{tr} \approx 1.27 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. На основании этих данных можно полагать, что эффективными свободными центрами (областями захвата позитрония) служат, скорее всего, ультрамикropоры и микropоры закрытого и открытого типа с размерами $\leq 2 \text{ nm}$.

4. Определения радиусов пор и их концентраций в пластинах кремния, облученных протонами

Исследуемые образцы размером $\sim 10 \times 20 \times 10 \text{ mm}$ были вырезаны из целых пластин кремния. Для исследований были выбраны четыре образца, обозначаемые нами как Si-10 (исходный необлученный образец): Si-12, Si-14, Si-15 (образцы кремния, облученные протонами с энергией E и флюенсом Φ). Параметры исследуемых пластин кремния, особенности их получения и основные характеристики спектров УРАФ приведены в табл. 2.

Согласно [6], разность интенсивностей гауссовой составляющей $I_g(\text{irrad})$ для облученных пластин кремния и $I_g(\text{not irrad})$ в исходной необлученной пластине может быть записана в виде

$$\Delta I_g = I_g(\text{irrad}) - I_g(\text{not irrad}) \sim k_{tr} \tau_1, \quad (5)$$

т. е. среднее значение скорости захвата составляет величину

$$k_{tr} \sim \Delta I_g / \tau_1, \quad (6)$$

где

$$k_{tr} = \left(\sum_i g_i(k_{bi})_{tr} \right) / i. \quad (7)$$

Таблица 2. Параметры исследованных образцов кремния, особенности их получения и характеристики спектров УРАФ

Номер образца	Характеристика образца	$(\theta_{1,2})_g, \text{mrad}$	$I_g = S_g/S_{\text{sum}}$	$(\theta_{1/2})_p, \text{mrad}$	$I_p = S_p/S_{\text{sum}}$	Условия облучения
Si-10	Si, $\langle 100 \rangle$, КЭФ-4.5, $h = 455 \mu\text{m}$, n -тип	11.0 ± 0.3	0.256 ± 0.04	6.98	0.744 ± 0.049	
Si-12	Si, $\langle 100 \rangle$, КЭФ-4.5, $h = 415 \mu\text{m}$	11.1 ± 0.32	0.256 ± 0.04	6.93	0.735 ± 0.051	Облучен протонами $E = 40 \text{ keV}$, $\Phi = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
Si-14	Si, $\langle 100 \rangle$, КЭФ-2-3, $h = 418 \mu\text{m}$	11.1 ± 0.27	0.283 ± 0.04	6.94	0.717 ± 0.045	Облучен протонами $E = 150 \text{ KeV}$, $\Phi = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
Si-15	Si, $\langle 100 \rangle$, КЭФ-2-3, $h = 418 \mu\text{m}$	11.1 ± 0.28	0.293 ± 0.041	6.81	0.707 ± 0.047	Облучен протонами $E = 150 \text{ keV}$, $\Phi = 4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$

Примечание. h — толщина пластин кремния, $\langle 100 \rangle$ — их кристаллографическая ориентация, КЭФ-4.5, КЭФ-2-3 — марки пластин кремния, легированных фосфором, с удельными сопротивлениями 4.5 и 2-3 $\Omega \cdot \text{cm}$, E и Φ — энергия и флюенс протонов соответственно, $(\theta_{1/2})_g$ — ширина гауссовой компоненты с интенсивностью $I_g = S_g/S_{\text{sum}}$, а $(\theta_{1/2})_p$ — угол отсечки для параболической компоненты с интенсивностью $I_p = S_p/S_{\text{sum}}$ в спектрах УРАФ (S_{sum} — суммарное число совпадений, а S_g и S_p — соответственно, суммарное число совпадений в гауссовой и параболической составляющих спектра).

В формулах (5)–(7) τ_1 — короткое время жизни позитрона в кристалле кремния, g_i — статистический вес i -го позитронного „дефектного“ состояния, вносящего свой вклад в общий процесс аннигиляции, k_{bi} — скорость захвата в позитронное i -е „дефектное“ состояние. Величина k_{tr} в свою очередь может быть определена по формуле вида (3). Средняя тепловая скорость позитронов при комнатной температуре была принята равной 10^7 cm/s .

Оценим значение k_{tr} , определяемое выражением (3), для значения $\Delta I_g = 0.037$. Для $\tau_1 = 2.19 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [12] получаем $k_{tr} \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Размер вакансий, комплексов вакансий или пор, а также энергий в месте аннигиляции на внешних валентных электронах E можно также найти, используя только данные УРАФ. Действительно, дисперсия σ гауссовых компонент спектров УРАФ, аппроксимированных нормальным законом распределения ошибок, однозначно связана с энергией E аннигилирующих электрон-позитронных пар, находящихся в поре радиуса R_{tr} ,

$$E = \left(\frac{3}{2}\right) \left(\frac{mc^2}{2}\right) \sigma^2, \quad (8)$$

где $\sigma = (\theta_{1/2})_g / 2\sqrt{2 \ln 2} = 0.425 \cdot (\theta_{1/2})_g$. Поскольку в большинстве работ приводится не дисперсия, а ширина на полувысоте, приведем выражение, связывающее энергию аннигилирующей электрон-позитронной пары с полной шириной на полувысоте

$$E = 6.9 \cdot 10^{-2} (\theta_{1/2})_g^2. \quad (9)$$

Здесь E — энергия в eV, а $(\theta_{1/2})_g$ — полная ширина кривой УРАФ на полувысоте в mrad.

Так, для образцов кремния (табл. 2) измеренная величина $(\theta_{1/2})_g$ составила 11.1 mrad; ей соответствует энергия аннигилирующей электрон-позитронной пары $E = 8.5 \text{ eV}$. Учитывая, что до аннигиляции по-

зитрон и позитроний успевают термализоваться, измеренная энергия определяется в основном энергией электрона. Табличное значение энергии электронов для $\text{Si}(3p^2 - ^3P_0)$ внешней оболочки кремния $E(\text{Si}) = 8.1517 \text{ eV}$ [13,14]. Как видим, согласие величин энергий E и $E(\text{Si})$ вполне удовлетворительное. Таким образом, позитроны аннигилируют в основном на внешних валентных электронах атомов кремния „стенки“ поры. Можно предположить, что разность величин $E - E(\text{Si}) = 0.35 \text{ eV}$ обусловлена вкладом энергии позитрона, находящегося на сферическом дефекте (в потенциальной яме), в энергию аннигилирующих электрон-позитронных пар. Для $(\theta_{1/2})_g = 11.1 \text{ mrad}$ такой энергии позитрона, исходя из формулы (2), должна соответствовать яма с радиусом $\bar{R}_{tr} \leq 10.4 \text{ \AA}$.

Далее, используя уравнение (1), для сравнения определили радиусы свободных объемов вакансий по измерению величин времен жизни позитронов в кремнии, облученном электронами и протонами, методом ВРАФ [12]. Времена жизни в моновакансиях заключены в пределах от 266 до 270 ps, в дивакансиях — в пределах от 300 до 325 ps, в тетравакансиях равны 435 ps, в пентавакансиях — 505 ps, а в гексавакансиях составляют примерно 520 ps [12]. Среднее значение эффективного радиуса радиационных дефектов, определенное по формуле (1) по усредненному значению времени жизни, составило величину порядка $\bar{R}_{tr} \approx 1.6 \text{ \AA}$.

Поэтому если считать, что позитрон и позитроний захватываются вакансиями и позитроны аннигилируют на электронах материала стенки вакансии, то наблюдается удовлетворительное согласие (по порядку величины) размеров вакансий, определенных различными методами (УРАФ и ВРАФ). Заметное расхождение величин R_{tr} , определяемых методами ВРАФ и УРАФ, может быть объяснено методическими погрешностями этих методов. Необходимы дальнейшие тщательные исследования в этом направлении.

Таблица 3. Характеристики спектров УРАФ исследуемых образцов Si *p*-типа и параметры радиационных дефектов

Номер образца	$I_g = S_g/S_{sum}$	$I_p = S_p/S_{sum}$	$k_{tr} \cdot 10^{-9}, s^{-1}$	$R_{tr}, \text{Å}$	$N_{tr} \cdot 10^{-17}, cm^{-3}$
164(1)	0.335 ± 0.031	0.665 ± 0.035			
165(2)	0.600 ± 0.030	0.400 ± 0.022	1.2	1.6	1.5
163(3)	0.589 ± 0.028	0.411 ± 0.021	1.15	1.6	1.4
153(4)	0.330 ± 0.029	0.670 ± 0.034		1.6	
166(5)	0.373 ± 0.032	0.627 ± 0.034	0.19	1.6	0.2
152(6)	0.305 ± 0.029	0.695 ± 0.035			
154(7)	0.446 ± 0.049	0.554 ± 0.047	0.63	1.6	0.6
155(8)	0.332 ± 0.029	0.668 ± 0.035	—	—	—
162(9)	0.512 ± 0.026	0.488 ± 0.022	0.93	1.6	1.0

Затем со значением $R_{tr} \approx 1.6 \text{ Å}$ определили среднее значение сечения захвата позитрона дефектами $\sigma \approx \pi R_{tr}^2 \approx 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Поэтому для оценок средних значений концентраций радиационных дефектов по формуле (3) принимаем $k_{tr} \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\sigma_{tr} \approx 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ и $v \approx 10^7 \text{ cm/s}$. Получили значение концентрации радиационных дефектов в кремнии *n*-типа с ориентацией (100) [4], равное $N_{tr} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, а в кремнии *p*-типа с ориентацией (111) [10] — $N_{tr} = 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (табл. 3). На основании изложенного можно полагать, что в исследованных нами пластинах кремния *n*-типа и *p*-типа, облученных протонами, прежде всего обнаруживаются радиационные дефекты типа моновакансий *V* и их комплексов. Именно точечные радиационные дефекты с размерами (диаметрами) порядка от 2 до 10 Å являются эффективными центрами захвата позитронов [12]. Таким образом, позитронный метод позволяет эффективно оценивать концентрацию точечных радиационных дефектов в кремнии с размерами $\leq 1 \text{ nm}$, практически недоступных для наблюдения с помощью применяемых на практике методов.

5. Заключение

Методы позитронной аннигиляционной спектроскопии (УРАФ и ВРАФ) позволяют определить химический состав среды в месте аннигиляции — на внешних валентных электронах атомов кремния „стенки“ поры, размеры и концентрации нанообъектов в ряде наноматериалов: в пористом кремнии, в монокристаллических пластинах кремния, облученных протонами.

Список литературы

- [1] С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, Л.М. Павлова, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко. Тез. докл. VI конф. по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. ННЦ ХФТИ, Харьков (2008). С. 70.
- [2] В.И. Графутин, Е.П. Прокопьев. УФН **172**, 1, 67 (2002).
- [3] Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, В.И. Графутин, Г.Г. Мяснищева, Ю.В. Фунтиков. Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. МИЭТ, М. (1999). 176 с.
- [4] В.И. Графутин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, В.В. Калугин, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, Н.О. Хмелевский, Ю.В. Фунтиков. Микроэлектроника **34**, 3, 218 (2005).
- [5] А.И. Гусев. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. Физматлит, М. (2005). 415 с.
- [6] О.М. Бритков, С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, В.В. Дягилев, В.В. Калугин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, Е.П. Светлов-Прокопьев, С.П. Тимошенко, Ю.Ф. Фунтиков. Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика (Саров) **3**, 40 (2004).
- [7] В.И. Графутин, О.В. Илюхина, В.В. Калугин, Г.Г. Мяснищева, Е.П. Прокопьев, Ю.В. Фунтиков, А.С. Тимошенко, Д.К. Григорьев, С.П. Тимошенко. Физика и химия обраб. материалов **5**, 5 (2006).
- [8] С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, Ю.В. Фунтиков. Письма в ЖЭТФ **81**, 11–12, 680 (2005).
- [9] Y.C. Jean. Microchem. J. **42**, 1, 72 (1990).
- [10] О.М. Бритков, С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, В.В. Калугин, Ал.С. Тимошенко, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, Ан.С. Тимошенко, Е.П. Светлов-Прокопьев, С.П. Тимошенко, Д.К. Григорьев, Ю.В. Фунтиков. Петербург. журн. электрон. **3**, 15 (2007).
- [11] Е.П. Прокопьев. Письма в ЖТФ **16**, 24, 6 (1990).
- [12] S. Dannefaer. Phys. Status Solidi A **102**, 2, 481 (1987).
- [13] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [14] Ж. Бургуэн, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. Мир, М. (1985). 452 с.