

ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНООБЪЕКТОВ В ПОРИСТОМ КРЕМНИИ И ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ, МЕТОДОМ ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

¹В.И. Графутин, ¹О.В. Илюхина, ¹Г.Г. Мясичева, ^{1,2}Е.П. Прокопьев,
²С.П. Тимошенко, ¹Ю.В. Фунтиков

¹ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики им.
А.И.Алиханова, Москва

²Московский государственный институт электронной техники (МИЭТ), г. Зеленоград

По методу углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) определены химический состав среды в месте аннигиляции: на внешних валентных электронах атомов кремния «стенки» поры, размеры и концентрации нанодфектов в пористом кремнии, в монокристаллических пластинах кремнии, облученных протонами.

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 данном сообщении предполагается обсудить применения метода позитронной аннигиляционной спектроскопии (ПАС) [2-12] для исследования радиусов нанобъектов пустоты в пористых системах и монокристаллическом кремнии, облученном протонами.

Позитроника, включающая также в свой состав и позитронную аннигиляционную спектроскопию (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 (нанобъекты 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 дают информацию о распределении импульсов электронов и о химическом составе среды, окружающей нанобъекты, в месте аннигиляции. Имеются две группы этих методов ПАС. В первой группе используются медленные позитроны, позволяющие исследовать приповерхностные слои на небольших глубинах и получать топографию приповерхностных дефектов. Во второй группе используются быстрые позитроны, проникающие в исследуемый объект на большие глубины ≥ 50 м и дающие информацию о типе, концентрации и распределении дефектов во всем объеме твердого тела. Все эти методы уже получили достаточно широкое применение для исследования в современном материаловедении, в частности, в атомном и электронном материаловедении.

Ниже рассматриваются методы определения размеров нанобъектов, их концентраций и химического состава среды, окружающей нанобъекты, 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 нанобъектов и качеством материалов, применяемых в нано- и микроэлектронике и вообще в технически важных материалах, а также качеством приборов и различных устройств на их основе 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 аннигилируют на электронах среды, окружающей полость. Аннигиляция позитрона, входящего в состав ортопозитрония, на чужом электроны носит название *pick-off*-аннигиляции. Чтобы обеспечить возможность *pick-off*-аннигиляции, постулируется, что в пограничной области размером ΔR происходит перекрытие волновых функций позитрона и 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 квантовомеханические расчеты позволяют связать время жизни ортопозитрония τ в полости с параметрами полости R_0 и ΔR [9]:

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

В этой формуле τ_b имеет смысл времени жизни позитрона или спинусредненного 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 $\Delta R = R_0 - R = 1,66 \text{ \AA}$. Вообще говоря, 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 $\theta_{1/2}$ (*FWHM* (full width half-maximum)), узкой составляющей спектра УРАФ, характеризующей аннигиляцию парапозитрония, и радиусом свободного объема R поры. В этом случае соотношение между R и $\theta_{1/2}$ имеет вид [9]

$$R[A] = \frac{16,6}{\theta_{1/2}} [A] - \Delta R[A], \quad (2)$$

где R и $\theta_{1/2}$ выражаются в \AA и mrad соответственно. Отметим, что величина $\theta_{1/2}$ в mrad величина безразмерная.

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 ширин узкой составляющей $\theta_{1/2}$ методами ВРАФ и УРАФ.

3 Определение радиусов пор и их концентраций в пористом кремнии

Данные табл.1 и сравнение рис.1,2 работ говорят о наличии пара- 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 гауссами (I_{g1} , I_{g2}). В бездефектных же кристаллах кремния (рис.1) и ряде пористых образцов [10] эти спектры представляются суперпозицией параболы и гаусса. Аннигиляция позитронов, характеризуемая параболическим компонентом, может быть объяснена аннигиляцией позитронов на электронах валентной

зоны кремния. В свою очередь, широкий гауссов компонент I_{g1} обусловлен аннигиляцией позитронов и ортопозитрония по различным каналам в бездефектной части кристалла, объеме и на поверхности пор, а узкий гауссов компонент I_{g2} – аннигиляционным распадом парапозитрония в объеме пор. Полная ширина этого компонента на полувысоте $FWHM$ составляет величину порядка $(\theta_{1/2})_{g2} = 0,8 \text{ mrad}$, что соответствует кинетической энергии аннигилирующей электрон-позитронной пары $0,044 \text{ eV}$, его интенсивность - порядка $1,5 \%$; а общий выход позитрония при этом в пористом кремнии достигает величины 6% .

Таблица 1 Параметры исследуемых образцов пористого кремния, особенности их получения и характеристики спектров УРАФ

| № образца | Характеристика образца | $I_{g2} = S_{g2} / S_{sum}$ | $I_{g1} = S_{g1} / S_{sum}$ | $I_p = S_p / S_{sum}$ | Примечание |
|-----------|---|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------|--------------------------------|
| PR86 | Si-пористый, $\langle 111 \rangle$, КДБ-0,03, $h=360-370 \text{ мк}$, HF:C2H5OH=2:1, $J=20 \text{ mA/cm}^2$ | $0,015 \pm 0,003$ | $0,493 \pm 0,052$ | $0,492 \pm 0,044$ | Пористость $\sim 45\% \pm 3\%$ |

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 компонентов, а $I_p = S_p / S_{sum}$ – интенсивность параболической составляющей в спектрах УРАФ (S_{sum} – суммарная площадь экспериментального спектра УРАФ, а S_{gi} и S_p , соответственно, площади гауссовых и параболического компонентов в этом спектре). J – плотность тока.

Для определения радиусов R_{tr} пор по 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 $p - Ps$ в пористом слое дает возможность получить связь между константой захвата k_{tr} и интенсивностью компонента I_{g2} [10]

$$k_{tr} \cong I_{g2} \lambda_{cr}, \text{ s}^{-1} \quad (3)$$

Здесь приняли $\lambda_{cr} \approx 0,8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ – скорость аннигиляции $p - Ps$ в объеме кристалла. Таким образом, константа скорости захвата $p - Ps$, оцененная на основе данных табл.1 из работ [8,10] и формулы (3), составила величину $k_{tr} \approx 1,2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

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

$$k_{tr} = \zeta(R_{tr}, T) \sigma_{tr} \nu N_{tr}, \text{ s}^{-1} \quad (4)$$

Здесь $\zeta(R_{tr}, T) \approx 1$ – безразмерная величина вероятности аннигиляции позитрона или позитрония, захваченного дефектом [11], $\sigma_{tr} \approx \pi R_{tr}^2$ – площадь геометрического сечения сферической поры, принятое приближенно равным сечению захвата позитрония порами; ν – скорость термализованного позитрония или позитрона; N_{tr} – средняя концентрация ловушек (дефектов) (в дефектной области кристалла), чувствительных к термализованным состояниям позитрона или позитрония. Таким образом, из приведенных выражений можно определить величины N_{tr} , если известны такие параметры как σ_{tr} и ν . Средняя тепловая скорость позитрония или позитрона при комнатной температуре $T = 293 \text{ K}$ оценивалась по

формуле $v = (8k_0T / \pi m_+^*)^{1/2}$ см/с., 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 $v \approx 1,06 \cdot 10^7$ см/с, а для $p-Ps$ при $m_+^* \approx 2m_0$ – $v \approx 7,52 \cdot 10^6$ см/с. Отсюда следует, что при $\zeta(R,T) \approx 1$ по формуле (4) $N_{tr} \approx 1,27 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Согласно этим данным можно полагать, что эффективными свободными центрами (областями захвата позитрония) служат, скорее всего, ультрамикropоры и микropоры закрытого и открытого типа с размерами ≤ 2 нм.

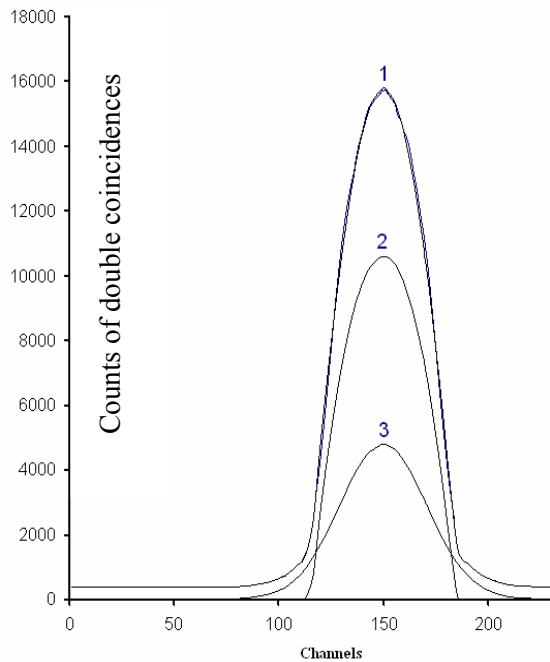


Рис.1. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в монокристаллических образцах кремния: Si – монокристаллический, зеркальный, p-тип, ориентация $\langle 111 \rangle$, КДБ – 10, $h = 340$ мк; 1 – кривая УРАФ, построенная по экспериментальным точкам, 2,3 – параболическая и гауссова составляющие спектра, соответственно. По оси абсцисс отложены каналы анализатора (цена канала 0,2 mradn.), по оси ординат – счет совпадений

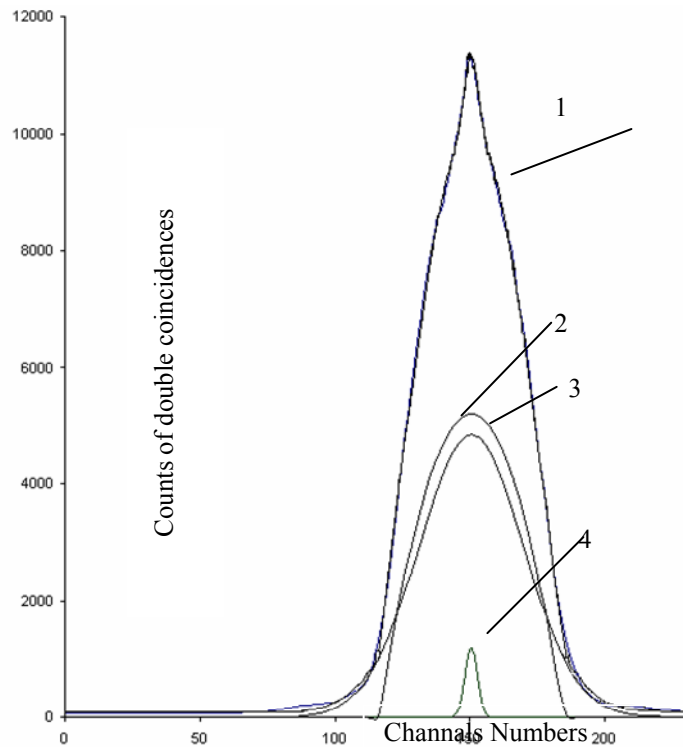


Рис. 2. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в пористых образцах кремния: Si – пористый; $\langle 111 \rangle$; КДБ – 0,03; $h = 360 - 370$ мк; HF:C₂H₅OH = 2 : 1; пористость 45 % \pm 3 %; (2 гаусса + парабола) (см. табл.1): 1 – экспериментальный спектр (сумма спектров 2, 3, 4), 2 – параболическая составляющая спектра, 3 – первая гауссова составляющая спектра, 4 – вторая гауссова составляющая спектра. По оси абсцисс отложены каналы анализатора (цена канала 0,2 mradn.), по оси ординат - счет совпадений

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

Исследуемые образцы размерами $\sim 10 \times 20 \times 10$ мм³ были вырезаны из целых пластин кремния. Для исследований были выбраны четыре образца, обозначаемых нами как Si 10 (исходный необлученный образец), Si 12, Si 14, Si 15 (образцы кремния, облученные протонами с энергией E и флюенсом Ф). Параметры исследуемых пластин кремния, особенности их получения и основные характеристики спектров УРАФ приведены в табл.2 [4].

Согласно [6], разность между интенсивностями гауссовой составляющей I_g (irrad.), то есть облученными пластинами кремния, и I_g (not irradi.) (исходной необлученной пластиной) в спектрах УРАФ, может быть записана в виде

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

то есть среднее значение скорости захвата составляет величину

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

где

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

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 i -го позитронное «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.

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

| № образца | Вещество | $(\theta_{1/2})_g$, mradn | $I_g =$ S_g / S_{sum} | $(\theta_{1/2})_p$, mradn | $I_p =$ S_p / S_{sum} | Примечание |
|-----------|---|-------------------------------|----------------------------|-------------------------------|----------------------------|--|
| Si 10 | Si, <100>, КЭФ - 4,5, h = 455 μ , n - тип | 11,0 \pm 0,3 | 0,256 \pm 0,04 | 6,98 | 0,744 \pm 0,049 | |
| Si 12 | Si, <100>, КЭФ - 4,5, h = 415 μ | 11,1 \pm 0,32 | 0,256 \pm 0,04 | 6,93 | 0,735 \pm 0,051 | Облучен протонами E = 40 кэВ, $\Phi = 5 \cdot 10^{16}$ см ⁻² |
| Si 14 | Si, <100>, КЭФ 2 - 3, h = 418 μ | 11,1 \pm 0,27 | 0,283 \pm 0,04 | 6,94 | 0,717 \pm 0,045 | Облучен протонами E = 150 KeV, $\Phi = 4 \cdot 10^{16}$ см ⁻² |
| Si 15 | Si, <100>, КЭФ 2 - 3 h = 418 μ | 11,1 \pm 0,28 | 0,293 \pm 0,041 | 6,81 | 0,707 \pm 0,047 | Облучен протонами E = 150 KeV, $\Phi = 4 \cdot 10^{16}$ см ⁻² |

Примечание: h – толщина пластин кремния, <100> - их кристаллографическая ориентация, КЭФ - 4,5 – марка пластин кремния, легированных фосфором с удельными сопротивлениями 4,5 и 2-3 $\Omega \times \text{cm}$, E и Φ – энергия и флюенс протонов, соответственно, $((\theta_{1/2})_g, \text{mradn})$ - ширина гауссова компонента с интенсивностью $I_g = S_g / S_{sum}$, а $((\theta_{1/2})_p, \text{mradn})$ – угол отсечки для параболического компонента с интенсивностью $I_p = S_p / S_{sum}$ в спектрах УРАФ (S_{sum} - суммарное число счета совпадений, а S_g и S_p – скорости счета совпадений, соответствующие гауссовой и параболической составляющим в кривых УРАФ).

Оценим значение k_{tr} , определяемое выражением (3), для значения $\Delta I_g = 0,037$ (см. последнюю строку табл.2). С этим значением ΔI_g по формуле (3) для значения $\tau_1 = 2,19 \cdot 10^{-10}$ s [12] получаем $k_{tr} \approx 1,7 \cdot 10^8$ s⁻¹

Размер вакансий, комплексов вакансий или пор и энергий в месте аннигиляции на внешних валентных электронах E можно также найти, используя только данные УРАФ.

Действительно, дисперсия σ гауссовых компонентов 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 $\sigma = \frac{(\theta_{1/2})_g}{2\sqrt{2\ln 2}} = 0,425 \cdot (\theta_{1/2})_g$ mrad. Здесь $(\theta_{1/2})_g$ - полная ширина кривой УРАФ на полувысоте. 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 (см. табл.2 в [4]) измеренная величина $(\theta_{1/2})_g$ составила 11,1 mrad и ей соответствует энергия аннигилирующей электрон-позитронной пары, равная $E = 8,5$ eV. Учитывая, что до аннигиляции позитрон и позитроний успевают термализоваться, то измеренная энергия определяется, в основном, энергией электрона. Табличное значение энергии для $Si(3p^2 -^3 P_0)$ электронной внешней оболочки кремния $E(Si) = 8,1517$ eV [13]. Как видим, согласие этих величин энергий E и $E(Si)$ вполне удовлетворительное. Таким образом, позитроны аннигилируют, в основном, на внешних валентных электронах атомов кремния «стенки» поры. Можно предположить, что разность величин $E - E(Si) = 0,35$ eV обусловлена вкладом энергии позитрона, находящегося в сферическом дефекте (потенциальной яме) в энергию аннигилирующих электронно-позитронных пар. Такой энергии позитрона, исходя из формулы (2), должна соответствовать яма с радиусом $\bar{R}_{tr} \leq 10,4$ Å для значения $(\theta_{1/2})_g = 11,1$ mrad.

Далее, используя уравнение (1), определили для сравнения 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 – равно 435 ps., в пентавакансиях – равно 505 ps., а в гексавакансиях составляет примерно величину ~ 520 ps. [12]. Среднее значение эффективного радиуса радиационных дефектов, определенное по формуле (1) по усредненному значению времени жизни, составило величину порядка $\bar{R}_{tr} \approx 1,6$ Å.

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). Достаточно большие расхождения величин R_{tr} , определяемых методами ВРАФ и УРАФ, могут быть объяснены либо методическими погрешностями, либо тем обстоятельством, что по методу ВРАФ определяются усредненные значения \bar{R}_{tr} в сферическом приближении для вакансионных дефектов, в то время как метод УРАФ может давать ориентационные зависимости R_{tr} (вдоль направления измеряемых импульсов). Согласно микроскопической теории вакансионных дефектов (например, для вакансии [14] в кремнии), ориентационные зависимости электронных свойств вакансии зависят от кристаллографических направлений. При этом оказывается, что вакансия имеет четыре зарядовых состояния V^+, V^0, V^-, V^{--} , причем лишь два из них (последние) можно

наблюдать методом ЭПР. Можно предположить, что метод УРАФ даст возможность наблюдать ориентационные зависимости размеров вакансий. Необходимы дальнейшие тщательные исследования в этом направлении.

Затем со значением $R_{tr} \approx 1,6 \text{ \AA}$ определяли среднее значение сечения захвата позитрона дефектами $\sigma_{tr} \approx \pi R_{tr}^2 \approx 9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. 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] - $N_{tr} = \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (табл.3). На основании вышеизложенного можно полагать, что в исследованных нами пластинах кремния n-типа и p-типа, облученных протонами, обнаруживаются, прежде всего, радиационные дефекты типа моновакансий V и их комплексов. Именно точечные радиационные дефекты с размерами (диаметрами) порядка от 2 до 10 \AA являются эффективными центрами захвата позитронов [12]. Таким образом, позитронный метод позволяет эффективно оценивать концентрации точечных радиационных дефектов в кремнии с размерами $\leq 1 \text{ nm}$, практически недоступных для наблюдения с помощью существующих на практике методов.

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

| № образца | $I_g = S_g / S_{sum}$ | $I_p = S_p / S_{sum}$ | $k_{tr} \cdot 10^{-9}, \text{ s}^{-1}$ | $R_{tr}, \text{ \AA}$ | $N_{tr} \cdot 10^{-17}, \text{ cm}^{-3}$ |
|-----------|-----------------------|-----------------------|--|-----------------------|--|
| 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 |

5. Заключение

Метод УРАФ позволяет 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.

Литература

1. С.А.Гаврилов, В.И.Графутин, Л.М.Павлова, Е.П.Прокопьев, С.П.Тимошенко. Возможность определения нанообъектов пустоты в наноматериалах позитронным методом. // Тезисы докладов. VI конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 25-29 февраля 2008 г. Харьков. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2008, с.70.
2. В.И.Графутин, Е.П.Прокопьев. Успехи физических наук. 172, №1, 67 (2002).
3. Е.П.Прокопьев, С.П.Тимошенко, В.И.Графутин, Г.Г.Мясищева, Ю.В.Фунтиков.

Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. МИЭТ, М. (1999). 176 с.

4. В.И.Графутин, О.В.Илюхина, Г.Г.Мясищева, 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. Мясищева, Е.П.Светлов-Прокопьев, С.П.Тимошенко, Ю.В.Фунтиков. Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ) (Саров). Серия теоретическая и прикладная физика. вып.3, 40 (2004)

7. В.И.Графутин, О.В.Илюхина, В.В.Калугин, Г.Г.Мясищева, Е.П.Прокопьев, Ю.В.Фунтиков, А.С.Тимошенко, Д.К.Григорьев, С.П.Тимошенко. Физика и химия обработки материалов №5, 5 (2006).

8. С.А.Гаврилов, В.И.Графутин, О.В.Илюхина, Г.Г.Мясищева, Е.П.Прокопьев, С.П.Тимошенко, Ю.В.Фунтиков. Письма в ЖЭТФ 81, вып.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.Мясищева, Ан.С.Тимошенко, Е.П.Светлов-Прокопьев, С.П.Тимошенко, Д.К.Григорьев, Ю.В.Фунтиков. Петербургский журнал электроники № 3, 15 (2007).

11. Е.П.Прокопьев. Письма в ЖТФ. 16, вып.24, 6 (1990).

12. S. Dannefaer. Phys. stat. sol. (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.

ПРОТОНМЕН СӘУЛЕЛЕНДІРІЛГЕН КҮЙЕКТІ КРЕМНИЙ ЖӘНЕ КРЕМНИЙДІҢ АСТЫҢҒЫ ҚАБАТЫНДАҒЫ НАНО ОБЪЕКТИЛЕРДІ ПОЗИТРОНДЫҚ АННИГИЛЯЦИЯЛЫҚ СПЕКТРОСКОПИЯ ӘДІСІМЕН ЗЕРТТЕУ МҮМКІНШІЛІКТЕРІ

В.И. Графутин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мясищева, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, Ю.В. Фунтиков, Р. Бурцл

Наноматериалдарда және басқа техникалық маңызды материалдарды наноқаулардың (бос орын, бос орындық кластерлер), бос көлемдік кеуектің, бастықтың радиустарын және олардың концентрациясын анықтайтын қазіргі кезде тиімді әдістерінің бірі позитрондың аннигиляциялық спектроскопия (ПАС) әдісі екені көрсетілген. Кремний және протондармен сәулелендірілген кварц монокристаллы, және күйекті кремний наноматериалдарында наноқаулардың эксперименттік зерттеулердің қысқаша талдауы берілген.

POSSIBILITIES OF STUDYING OF NANOOBJECTS IN POROUS SILICON AND WAFERS OF SILICON IRRADIATED BY PROTONS BY METHOD OF POSITRON ANNIHILATION SPECTROSCOPY

V.I. Grafutin, O.V. Ilyukhina, G.G. Myasishcheva, E.P. Prokopiev, S.P. Timoshenkov, Yu.V. Funtikov, R. Burcl

It is shown, that one of effective modern methods of definition of the nanodefekt sizes (vacancies, vacansion clasters), free volumes of porous, cavities, emptiness in nanomaterials and porous systems is the method of positron annihilation spectroscopy (PAS). Examples of definition of the sizes and concentration of porous and free volumes in porous silicon, silicon and the monocrystals of quartz irradiated by protons are resulted.