

УДК 537.533

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ЭФФЕКТА УМЕНЬШЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМОНОВ Si(111) ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ С БОЛЬШОЙ ДОЗОЙ

© 2020 г. А. С. Рысбаев^{а, *}, Ж. Б. Хужаниёзов^а, М. Т. Нормурадов^б,
А. К. Ташатов^б, Б. Д. Игамов^а, С. Т. Абраева^а

^аТашкентский государственный технический университет им. И.А. Каримова,
Ташкент, 100095 Узбекистан

^бКаршинский государственный университет, Карши, 180103 Узбекистан

*e-mail: rysbaev@mail.ru

Поступила в редакцию 07.12.2019 г.

После доработки 28.01.2020 г.

Принята к публикации 30.01.2020 г.

В работе приводится теоретическое объяснение экспериментально обнаруженного эффекта уменьшения энергии возбуждения поверхностных и объемных плазменных колебаний валентных электронов кремния Si(111) при имплантации ионов Ва и щелочных элементов с большой дозой $D > 10^{16}$ см⁻². Наблюдаемый эффект уменьшения энергии плазмонов Si(111) объясняется на основе двухжидкостной модели электронного газа сильным затуханием колебаний валентных электронов вследствие разупорядочения кристаллической структуры Si(111) вплоть до полной аморфизации.

Ключевые слова: низкоэнергетическая ионная имплантация, энергия возбуждения поверхностных и объемных плазменных колебаний валентных электронов, аморфизация поверхности, затухание плазменных колебаний электронов, диэлектрическая проницаемость, двухжидкостная модель электронного газа.

DOI: 10.31857/S1028096020080130

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие наноматериалам уделяется особое внимание со стороны исследователей практически всех специальностей, причем с каждым годом растет число публикаций по этой тематике в геометрической прогрессии. В первую очередь это связано с тем, что результаты исследований в этой области привели к открытию многих уникальных свойств вещества в нанокристаллическом состоянии. Это позволило создать не только совершенно новые материалы и устройства, но и изменить многие представления ученых об окружающем нас мире [1, 2].

Наибольший интерес наносистемы представляют в связи с проявлением в них эффектов размерного квантования. К таким эффектам относятся: образование квантовых точек, когда размеры частиц полупроводника соизмеримы с де-Бройлевской длиной волны электрона; изменение ширины запрещенной зоны за счет локализации экситонов; окраску металлических частиц ввиду плазмонного резонанса. Размерные эффекты наиболее ярко выражены для нанокластеров, т.е. частиц с размерами менее 5 нм.

Проведенные ранее нами [3–5] экспериментальные исследования спектров характеристических потерь энергии электронов с $E_p = 30–300$ эВ, отраженных от кремния, имплантированного ионами Ва⁺ и щелочных элементов с дозой D , превышающей дозу аморфизации D_a показали, что важнейшей особенностью этих спектров является уменьшение энергии поверхностных и объемных плазмонов с ростом дозы облучения матрицы примесными ионами. В данной работе мы попытались теоретически объяснить наблюдаемый в эксперименте эффект уменьшения энергии плазмонов Si(111) при имплантации ионов с большой дозой.

Существующие представления о процессе однократных характеристических потерь энергии налетающих электронов средних энергий с их последующим отражением от мишени основываются на таком теоретическом описании процесса испускания электроном плазмона в акте неупругого столкновения с электронами среды и столкновения с некогерентно и упруго рассеивающими центрами, в котором законы сохранения энергии и импульса выполняются в каждом акте рассеяния. Такие представления справедливы

только тогда, когда можно пренебречь всеми диссипативными процессами, сопровождающими электронный транспорт. Однако в реальности имеет место электронное поглощение, которое связано с процессами диссипации энергии и импульса быстрого электрона в процессе его движения в среде. Для описания таких диссипативных процессов в [6] рассмотрен мнимый потенциал электронного волнового поля быстрого электрона. Этот мнимый потенциал для электронов средних энергий определяется в основном тремя процессами диссипации энергии и импульса: выходом электрона из когерентного состояния за счет испускания плазмонов, за счет потери энергии при возбуждении электронно-дырочных пар, за счет малоуглового некогерентного упругого рассеяния на атомах. В соответствии с “оптической” теоремой [6] величина мнимого потенциала Γ пропорциональна концентрации атомов n и мнимой части $\text{Im} f(0)$ амплитуды электронного рассеяния на нулевой угол. Для средних энергий электронов $E \approx 100\text{--}300$ эВ отношение $\Gamma/\hbar\omega_p \approx 0.7\text{--}1.0$. Следовательно, в каждом акте неупругого рассеяния электрона имеет место отклонение от условий выполнения законов сохранения на величину Γ , сравнимую с плазменной энергией $\hbar\omega_p$.

Однотипное в генетическом плане явление перенормировки энергии объемного плазмона в переходном металле хорошо известно и достаточно подробно проанализировано в монографии Пайнса [7], а также в работах [8–10]. Суть этого явления кратко заключается в том, что уменьшение энергии плазмона по отношению к плазменной частоте колебаний s -электронов обусловлено влиянием поляризации d -электронов, зона которых расположена ниже уровня Ферми на расстоянии, превышающем энергию плазменного колебания s -электронов.

Аналогичную ситуацию в плане перенормировки энергии объемного плазмона, вероятно, следует ожидать и в ионно-имплантированном полупроводнике, где за счет экранировки, связанной с поляризацией остовных электронов примесного иона, плазменная частота слоя постепенно с ростом дозы облучения должна уменьшаться по отношению к своему значению в матрице.

МЕТОДИКА

Экспериментальные измерения проводили в приборе с анализатором типа сферического зеркала с тормозящим полем, позволяющим исследовать поверхность методами электронной оже-спектроскопии (ЭОС), спектроскопии упруго рассеянных электронов (СУРЭ), фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС), спектроскопии ха-

рактеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ) и дифракции медленных электронов (ДМЭ) при давлении остаточных газов не более 10^{-7} Па [11]. В качестве объектов исследования были выбраны монокристаллы Si (111) n - и p -типа с удельным сопротивлением $6000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Очистку образцов проводили термическим прогревом в два этапа: длительно при температуре 1200 К в течение 60 мин и кратковременно при 1500 К в течение 1 мин, а также разработанным авторами [12] новым способом вакуумной очистки поверхности Si, который заключается в создании в приповерхностной области внутреннего геттерирующего слоя имплантацией ионов Ва или щелочных элементов с низкой энергией (до 5 кэВ) и последующим удалением геттерного слоя кратковременным высокотемпературным прогревом.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Целью работы является теоретическая интерпретация обнаруженного в эксперименте эффекта уменьшения энергии возбуждения объемных и поверхностных плазменных колебаний в Si(111) и Si(100) при имплантации ионов Ва и щелочных элементов с низкой энергией.

На рис. 1 и 2 приведены спектры ХПЭ для Si(111), имплантируемых ионами Na^+ и Ba^+ с энергией $E_0 = 1$ кэВ с различной дозой облучения D , см^{-2} : 5×10^{13} (кривая 2), 5×10^{14} (3), 7×10^{15} (4), 1×10^{16} (5), 8×10^{16} (6) и 2×10^{17} (7), снятые при энергии первичных электронов $E_p = 100$ эВ. На спектре ХПЭ чистого кремния (кривая 1) наблюдаются пики с потерями энергии: 7, 11, 17 и 22 эВ, обусловленные возбуждением межзонного перехода (7 эВ), поверхностных ($\hbar\omega_s = 11$ эВ), объемных ($\hbar\omega_p = 17$ эВ) и кратных им ($2\hbar\omega_s = 22$ эВ) плазменных колебаний валентных электронов. Экспериментально наблюдаемые нами значения энергии возбуждения поверхностных и объемных плазменных колебаний валентных электронов для чистого Si (111) хорошо согласуются со значениями, полученными расчетным путем по формуле Бома и Пайнса [7].

В спектре 7, для Si, имплантированного ионами Na^+ с дозой $D = 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, наблюдаются пики ХПЭ при 6; 9.2; 13.2; 18.5 и 25 эВ. Пик при 6 эВ, вероятно, связан с возбуждением межзонного перехода электронов из валентной зоны NaSi в зону проводимости. А характер изменения интенсивностей пиков при 9.2 и 13 эВ с увеличением энергии E_p от 30 до 300 эВ позволил нам считать первый пик обусловленным возбуждением поверхностного плазмона, а второй — возбуждением объемного плазмона в ионно-имплантированном Si. Характерной особенностью спектров ХПЭ, приведенных на рис. 1 и 2 является смещение пи-

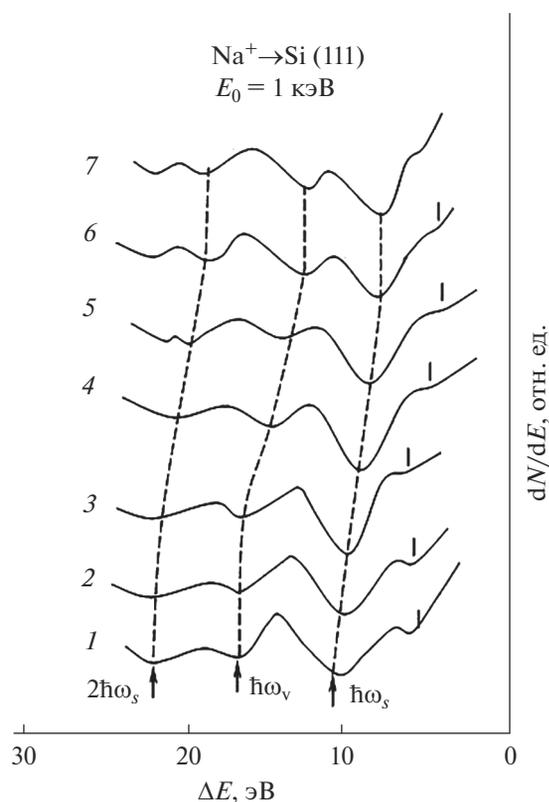


Рис. 1. Спектры ХПЭ для чистого Si (111) (кривая 1) и Si, имплантированного ионами Na^+ с $E_0 = 1$ кэВ с различной дозой D , см^{-2} : 5×10^{13} (2), 5×10^{14} (3), 7×10^{15} (4), 1×10^{16} (5), 8×10^{16} (6), 2×10^{17} (7).

ков плазменных потерь энергии электронов в область меньших значений с увеличением дозы имплантируемых ионов натрия и бария соответственно.

При исследовании изменения кристаллической структуры поверхности Si(111) и Si(100) методом ДМЭ в процессе имплантации ионов Ba^+ и щелочных элементов с энергией 0.5–5 кэВ было установлено, что начиная с некоторой дозы ионов D_a , поверхность кремния полностью аморфизуется. Обнаружено, что для данного типа ионов величина D_a уменьшается с ростом энергии имплантируемых ионов. В табл. 1 приведены значения D_a поверхности Si(111) при имплантации ионов Li^+ , Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+ и Ba^+ с разной энергией.

Из табл. 1 видно, что минимальное значение дозы аморфизации D_a для легких ионов больше, чем для тяжелых, а также доза аморфизации Si(100) во всех случаях превышает D_a Si(111). Это связано с тем, что при бомбардировке поверхности кремния тяжелыми ионами эффективность дефектообразования повышается из-за большей предельно переданной энергии ионами атомам

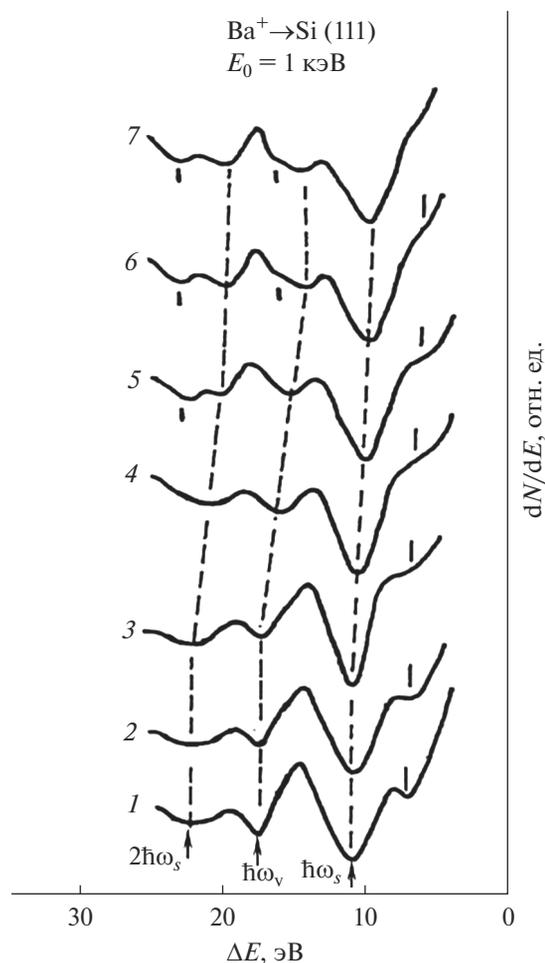


Рис. 2. Спектры ХПЭ для чистого Si (111) (кривая 1) и Si, имплантированного ионами Ba^+ с $E_0 = 1$ кэВ с различной дозой D , см^{-2} : 5×10^{13} (2), 5×10^{14} (3), 5×10^{15} (4), 1×10^{16} (5), 8×10^{16} (6), 2×10^{17} (7).

мишени при их столкновении, а также с тем, что грань (100) является наименее плотной, а (111) является наиболее плотной гранью кремния.

Для определения спектра энергетических потерь первичного пучка в ионно-имплантированном Si мы будем исходить из следующей простейшей структуры приповерхностной области. Имеется нарушенный слой толщиной a , который граничит с ненарушенным чистым Si, занимающим остальное полупространство (рис. 3). На рисунке область $a > z > 0$ – область нарушенного слоя, $z > a$ – область чистого материала:

$$\epsilon_0(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{(\omega - i\nu)^2}. \quad (1)$$

Чистый материал можно характеризовать объемной диэлектрической проницаемостью (1) в которой ω_{p0}^2 – квадрат плазменной частоты ва-

Таблица 1. Минимальные значения дозы аморфизации поверхности Si(111)/Si(100)

Энергия ионов E_0 , эВ	Значения дозы аморфизации поверхности Si(111)/Si(100) $D_a, \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$					
	Li ⁺	Na ⁺	K ⁺	Rb ⁺	Cs ⁺	Ba ⁺
500	10/12	7/9	6/8	6/8	4/6	4/5
1000	7/8	5/7	5/7	5/7	2/4	1/3
2000	5/7	3/5	3/4	4/3	1/2	0.7/1
3000	3/5	1/3	0.8/2	0.7/1	0.6/1	0.6/0.9
4000	1/1.5	0.8/1.2	0.9/1.2	0.5/0.8	0.4/0.5	0.3/0.6
5000	0.5/1	0.3/0.6	0.2/0.4	0.1/0.2	0.09/0.1	0.08/0.1

лентных электронов чистого Si, ν – затухание в системе колеблющихся валентных электронов, ω – текущая частота, на которой исследуется отклик среды на внешнее воздействие.

В длинноволновом пределе, диэлектрическая проницаемость ионно-легированного полупроводника может быть записана в виде суммы:

$$\epsilon(\omega, z) = \epsilon_0(\omega) + \epsilon_s(z), \quad (2)$$

где $\epsilon_0(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость исходного чистого полупроводника, а

$$\epsilon_s(z) = \frac{4\pi e^2}{m} N_{\text{imp}}(z) \sum_{l=v} \frac{Z_{\text{эф},l}}{(\omega_{lc}^2 - \omega_{pc}^2)} \quad (3)$$

представляет собой статическую поляризацию остовных электронов примесных ионов. Сумма $\sum_{l>v}$ распространяется на все заполненные оболочки примесного иона, расположенные ниже валентной зоны, т.е. предполагается, что $\omega_{lc}^2 \gg \omega_{pv}^2$; $\omega_{pv}^2 = 4\pi e^2 N_v / m$ – квадрат плазменной частоты валентных электронов полупроводника, ω_{lc}^2 – квадрат частоты перехода остовных электронов с первой оболочки примесного иона в зону проводимости полупроводника, $N_{\text{imp}}(z)$ – координатный профиль распределения внедренной примеси по глубине, $Z_{\text{эф},l}$ – эффективное число

электронов, принимающих участие в переходе $l \rightarrow c$. Здесь следует отметить, что разбиение $\epsilon(\omega, z)$, даваемое формулой (3), является в некотором роде условным, поскольку функция $\epsilon_0(\omega)$ в общем случае зависит от внедренной примеси. Такая зависимость имеет место хотя бы в силу того, что постоянная решетки полупроводника меняется при легировании, а вместе с ней меняется и ω_{pv}^2 , определяющая $\epsilon(\omega)$. Доза облучения $D = \int_0^\infty dz N_{\text{imp}}(z)$ является параметром, заданным по условиям эксперимента. Последующее теоретическое рассмотрение будет справедливо при не слишком больших дозах облучения D , таких, что распределение $N_{\text{imp}}(z)$ имеет четко выраженный максимум при $z = z_{\text{max}} > \nu / \omega_{pv}$, т.е. тогда, когда можно говорить о локальной ДП $\epsilon(\omega, z)$.

Рассмотрим спектральную интенсивность испускания объемного плазмона налетающим электроном в среде с ДП $\epsilon(\omega, z)$ при условии нормального падения на поверхность. В работе [13] изложен метод расчета сечения возбуждения объемного плазмона быстрой заряженной частицей в пространственно неоднородной среде, которой является полубесконечный кристалл. Для рассматриваемой здесь ситуации спектральная интенсивность возбуждения плазмонов имеет вид:

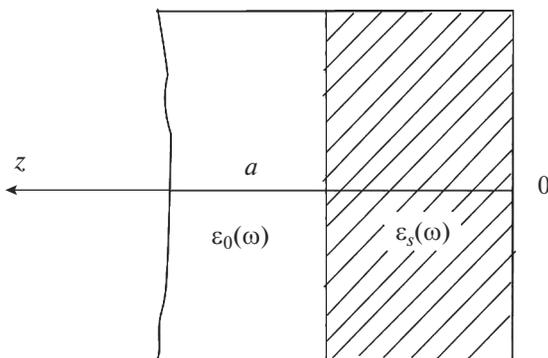


Рис. 3. Двухжидкостная модель электронного газа.

$$I_\omega = -\frac{2}{(2\pi)^3 \hbar^2 \nu^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dq \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \times \exp\left[-i \frac{\omega}{\nu} (z - z')\right] \text{Im } D(z, z', q, \omega), \quad (4)$$

так что эта интенсивность может быть определена, если известна функция Грина $D(z, z', q, \omega)$ электрического поля внутренних электронов ионно-имплантированного полупроводника. В формуле (4) $\hbar\omega$ и q – переданные среде энергия и волновой вектор, ν – скорость налетающего электрона.

Для среды с локальной ДП $\varepsilon(\omega, z)$ уравнение для функции $D(z, z')$ будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} \left[\varepsilon(\omega, z) \frac{dD}{dz} \right] - q^2 \varepsilon(\omega, z) D &= 0, \quad z > 0, \\ \frac{d^2 D}{dz^2} - q^2 D &= 4\pi e^2 \hbar \delta(z - z'), \quad z < 0, \end{aligned} \quad (5)$$

в том случае, когда координата $z' < 0$, т.е. находится в вакууме. Решение этого уравнения, соответствующее системе плазменных возбуждений, испускаемых налетающим электроном при приближении к поверхности среды в вакууме, может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} D_1(z, z', q, \omega) &= \\ &= - \frac{4\pi e^2 \hbar \varepsilon_0(\omega) \exp[q(z + z')]}{q \left\{ 1 + \varepsilon_0(\omega) + q \int_0^\infty dx \left[\frac{\varepsilon_0(\omega)}{\varepsilon(x, \omega)} - 1 \right] \right\}}, \end{aligned} \quad (6)$$

z и $z' < 0$.

Излучение объемных плазмонов в среде с локальной ДП $\varepsilon(\omega, z)$ электроном, находящимся в вакууме, является по своей природе переходным. Как было показано в [14], переходный механизм испускания объемных плазмонов является существенным в диапазоне $E_p = 30-300$ эВ. Выражение для интенсивности I_{ω_1} , соответствующее вакуумной функции $D_1(z, z', q, \omega)$, получено нами в следующей форме:

$$\begin{aligned} [z_0(\omega) - z_{\max}]^2 &\cong \frac{\pi^2 \omega^2 \varepsilon_s^2(z_{\max})}{v^2 \left\{ [1 - \varepsilon_s(z_{\max})]^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \left[\int_0^\infty \frac{dz \varepsilon_s(z)}{\varepsilon_s(z) - \varepsilon_s(z_{\max})} \right]^2 \right\}} F^2(z_0) \end{aligned} \quad (10)$$

Анализ черенковского процесса генерации объемного плазмона электроном, находящимся в среде, показал, что пик спектра описывается выражением, содержащим интеграл в котором χ есть пространственное затухание волнового поля налетающего электрона в среде:

$$\begin{aligned} \text{Im} \int_0^\infty dz \exp(-2\chi z) \frac{1}{\varepsilon(\omega, z)} &= \\ &= \frac{\pi[-\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z_{\max})]}{|d\varepsilon_s/dz|_{z=z_0}} \exp[-2\chi z_0(\omega)]. \end{aligned} \quad (11)$$

$$I_{\omega_1} = - \frac{2e^2}{\pi \hbar v^2} \times$$

$$\times \text{Im} \left\{ \varepsilon_0 \frac{\left[\frac{\pi v}{2\omega} (1 + \varepsilon_0) + Z_{\text{int}}(\omega) \ln \left[\frac{v(1 + \varepsilon_0)}{\omega Z_{\text{int}}(\omega)} \right] \right]}{\left[(1 + \varepsilon_0)^2 + \frac{\omega}{v^2} Z_{\text{int}}^2(\omega) \right]} \right\}. \quad (7)$$

Прежде всего, следует учесть, что входящий в формулу (7) интеграл можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} Z_{\text{int}}(\omega) &= \int_0^\infty dz \left[\frac{\varepsilon_0(\omega)}{\varepsilon(\omega, z)} - 1 \right] = \\ &= - \int_0^\infty \frac{dz \varepsilon_s(z)}{[\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z)]} + i\pi \varepsilon_0(\omega) [-\varepsilon_0(\omega)] \times \\ &\times [\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z_{\max})] \frac{1}{|d\varepsilon_s(z/dz)|_{z=z_0(\omega)}}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $z_0(\omega)$ – корень уравнения $\varepsilon(\omega, z) = 0$. Величина $|d\varepsilon_s/dz|$, присутствующая в знаменателе мнимой части этого интеграла, может быть представлена в виде произведения, если доза облучения низкая, а распределение $N_{\text{imp}}(z)$ максимально при $z = z_{\max} > v/\omega_{\text{pv}}$:

$$\begin{aligned} |d\varepsilon_s(z)/dz| &= |z_0(\omega) - z_{\max}| F(z_0(\omega)), \\ z &= z_0(\omega). \end{aligned} \quad (9)$$

О функции $F(z)$ можно сказать, что она не содержит нулей при $z > 0$, переходный механизм испускания объемных плазмонов имеет вероятностный характер, что приводит к максимуму в сечении переходного возбуждения объемного плазмона. С учетом вышесказанного определяем условие существования максимума:

Как условие (10), так и выражение (11) показывают, что оба процесса генерации объемного плазмона содержат пик при условии $z_{\max} = z_0(\omega)$ или $\varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z_{\max}) = 0$. Следовательно, положение пика объемного плазменного резонанса в ионно-имплантированном полупроводнике приходится на низкочастотный край диапазона возбуждаемых частот, определяемых неравенством $-\varepsilon_s(z_{\max}) \leq \varepsilon_0(\omega) \leq 0$. Поскольку с ростом дозы облучения величина $\varepsilon_s(z_{\max})$ увеличивается, сдвиг пика в сторону меньших энергий также возрастает по

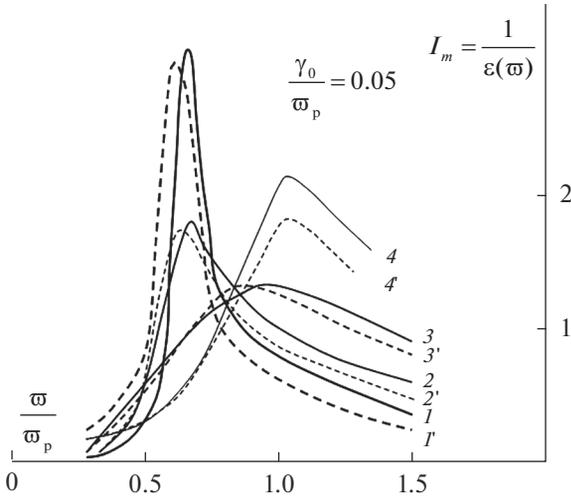


Рис. 4. Зависимости $I_m \frac{1}{\epsilon(\omega)}$ от $\frac{\omega}{\omega_p}$ для Si, имплантированного ионами Va^+ , с $E_0 = 1$ кэВ. Кривым 4–1 соответствуют значения $A = \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_p^2} = 0.6$ и $\frac{\gamma_0}{\omega_p} = 0.5; 1.0; 1.5;$ 2. Кривые 4'–1' соответствуют Si, имплантированному ионами Na^+ , а кривые 4–1 ионами Va^+ с дозой $10^{14}, 10^{15}, 10^{16}$ и 10^{17} см⁻² соответственно.

отношению к положению $\hbar\omega_{рез}$ в чистом полупроводнике.

Известно, что спектр объемных плазмонов определяется функцией $J_m \frac{1}{\epsilon(\omega)}$, энергетическое положение максимума которой соответствуют пику объемных плазмонов. В нарушенном слое диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\omega)$ отличается от $\epsilon_0(\omega)$ двумя факторами. Во-первых, внедренные ионы Na (или Va), образующие соединение с Si, дают вклад в плазменные колебания с частотой $\omega_p < \omega_{p0}$ и затуханием $\gamma \ll \omega_p$. Во-вторых, в системе валентных электронов в области нарушенного слоя увеличивается затухание, так что

$$\epsilon_s(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{(\omega - i\gamma)^2} - \frac{\omega_p^2}{(\omega - i\gamma)^2}, \quad (12)$$

причем $\gamma > \nu$, что является следствием аморфизации, наличие которой подтверждают опыты по дифракции медленных электронов. В результате такой амортизации сильно возрастает концентрация примесей и нарушений, приводящих к затуханию плазменных колебаний валентных электронов.

Если в чистом Si спектр потерь определяется функцией $J_m \frac{1}{\epsilon_0(\omega)}$, то в ионно-имплантированном Si этот спектр определяется функцией

$J_m \frac{1}{\epsilon(\omega)}$. Максимум функции $J_m \frac{1}{\epsilon_0(\omega)}$ достигается при $\omega = \omega_p$, когда $\nu/\omega_p \ll 1$. Максимум функции $J_m \frac{1}{\epsilon(\omega)}$ может быть сдвинут относительно $\omega = \omega_p$ как в область больших частот, так и в область меньших частот в зависимости от величины отношения $\frac{\gamma}{\omega_p}$. Чем больше значение $\frac{\gamma}{\omega_p}$, тем сильнее сдвигается максимум в область частот, меньших ω_p .

На рис. 4 показаны спектры $J_m \frac{1}{\epsilon(\omega)}$ для $A = \frac{\omega_{p0}^2}{\omega_p^2} = 0.6$ и величины $\frac{\gamma}{\omega_p} = 0.05; 1.0; 1.5; 2$ соответственно. Величина $\frac{\gamma}{\omega_p} = 0.05$. Сдвиг максимума

спектра в область $\omega < \omega_p$ происходит при $\frac{\gamma}{\omega_p} \geq 1$,

т.е. при достаточно сильном разрушении структуры в области нарушенного слоя. Таким образом, характерной чертой, присущей спектру ХПЭ для объемного плазмона в нарушенном слое, является сильное затухание в системе валентных электронов, которое одного порядка с отношением плазменных частот в металлическом Ba, Na и в чистом Si. Относительный вес, с которым входят спектры $J_m \frac{1}{\epsilon_0(\omega)}$ и $J_m \frac{1}{\epsilon(\omega)}$ в сечение возбуждения объемных плазмонов падающим электроном, может быть определен из теории возбуждения плазмонов в пространственно неоднородной среде. Ясно только то, что вес спектра объемных потерь в нарушенном слое должен сильно зависеть от соотношения толщины этого слоя a и длины λ_c , на которой падающий электрон выходит из когерентности.

Для оценки влияния ионной имплантации на свойства поверхностного плазменного резонанса достаточно исследовать характер испускания таких плазмонов при движении налетающего электрона в вакууме еще до пересечения им границы среды. Дело в том, что при движении электрона в вакууме отсутствует канал черенковского возбуждения объемного плазмона, поэтому вероятность возбуждения поверхностного плазмона в вакууме больше, чем при его движении в полупроводнике.

Спектральное распределение интенсивности возбуждения поверхностного плазмона определяется уже известным выражением (6). Анализ этого выражения показал, что пик спектра поверхностного резонанса имеет место при

Таблица 2. Зависимость энергии пика, соответствующего возбуждению объемного плазмона в Si, от дозы облучения ионами Na^+ с энергией 1 кэВ

	$D, \text{см}^2$	$C(z_{\text{max}})$	$z_{\text{max}}, \text{Å}$	$\epsilon_s(z_{\text{max}})$	$\hbar\omega_{\text{рез}}, \text{эВ}$	
					эксперимент	расчет
Na^+	0	—	—	0	17.0	17.1
	10^{14}	0.12	33	0.092	16.75	16.72
	10^{15}	0.18	27	0.079	16.0	16.4
	10^{16}	0.32	21	0.141	15.0	16.0
	10^{17}	0.42	20	0.234	14.0	14.1
Ba^+	0	—	—	0	17.0	17.1
	10^{14}	0.10	29	0.042	16.8	16.9
	10^{15}	0.16	25	0.84	16.6	16.7
	10^{16}	0.28	21	0.154	15.7	15.4
	10^{17}	0.45	21	0.273	13.8	13.4

$$\epsilon_0(\omega) + 1 \approx -\frac{3\omega_{\text{p0}}^2}{8v^2} \left[\int_0^\infty dz \epsilon_s(z) \right]^2, \quad (13)$$

если иметь в виду, что максимальная добавка $\epsilon_s(z_{\text{max}})$, связанная с ионным легированием много меньше единицы.

Из дисперсионного уравнения (13) следует, что положение пика поверхностного резонанса оказывается чувствительным к профилю распределения внедренной примеси. Аналогичное утверждение справедливо, и для положения пика объемного плазмона, что было показано ранее. Закономерности сдвига пика поверхностного плазмона с ростом дозы облучения, т.е. с увеличением величины $\epsilon_s(z_{\text{max}})$, в сторону меньших энергий близки к таковым для объемного плазмона.

В качестве демонстрации оценим сдвиг энергетического положения пика объемного плазменного резонанса с ростом дозы облучения кремния ионами натрия [15].

При имплантации ионов натрия в кремний вклад в статическую поляризацию дают четыре электрона оболочки $L_{2,3}$ ($Z_{L_{2,3}} = 4$) с энергией перехода $\hbar\omega_{L_{1,c}} \cong 31$ эВ и два электрона оболочки L_1 ($Z_{L_1} = 2$) с энергией перехода $\hbar\omega_{L_{1,c}} \cong 62$ эВ. Функцию $\epsilon_s(z)$ можно записать в виде $\epsilon_s(z) \cong \cong 0.45C(z)$, где $C(z) = N_{\text{imp}}(z)/N_{\text{Si}}$, а N_{Si} есть концентрация атомов Si в элементарной ячейке, равная $N_{\text{Si}} = 5 \times 10^{22} \text{см}^{-3}$. Выражение для диэлектрической проницаемости $\epsilon_0(\omega)$ для Si было взято в виде $\epsilon_0(\omega) = 1 - \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{\omega^2 - \omega_{\text{g}}^2}$, где $\hbar\omega_{\text{pv}} = 16.6$ эВ, а величина $\hbar\omega_{\text{g}} \cong 4$ эВ. Для расчета зависимости энергии пика объемного плазмона от дозы облучения ионами натрия нами были использованы экспериментальные данные о величине $C(z_{\text{max}})$

для $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Si}$ при энергии ионов $E_0 = 0.5$ кэВ, полученные из анализа распределений $N_{\text{imp}}(z)$. Эти значения $C(z_{\text{max}})$ приведены в табл. 2.

В табл. 2 приведены экспериментальные и расчетные данные о значениях энергии пиков спектра потерь энергии электронов, обусловленных возбуждением ими объемных плазмонов в структуре $\text{Na}^+ \rightarrow \text{Si}$ и $\text{Ba}^+ \rightarrow \text{Si}$. Из сравнения сдвигов пика с ростом дозы облучения видно, что расчетные значения составляют 99% при дозе 10^{15}см^{-2} и 76% при дозе 10^{16}см^{-2} от значений экспериментально наблюдаемых величин сдвигов энергий пиков объемных плазмонов. Можно предположить, что причиной расхождения между расчетными и экспериментальными значениями сдвигов пиков спектра является увеличение постоянной решетки при имплантации ионов примеси, что приводит в свою очередь к уменьшению энергии плазменных колебаний валентных электронов. Однако теоретическая оценка такого эффекта представляет собой сложную задачу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом представленная теоретическая модель достаточно хорошо объясняет наблюдаемый в эксперименте эффект уменьшения энергии $\hbar\omega_v$ и $\hbar\omega_s$ плазмонов Si при имплантации больших доз ионов Ba и щелочных элементов сильным затуханием колебаний валентных электронов в следствии с разупорядочением кристаллической структур Si(111) вплоть до полной аморфизации. В то же время результаты настоящей работы показывают, что эффект статической поляризации остовных электронов примесных ионов существенно влияет на сдвиг энергий пи-

ков потерь на возбуждение плазмонов в ионно-легированном полупроводнике.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного гранта фундаментальных исследований Ф-2-31 Республики Узбекистан.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Елисеев А.А., Лукашин А.В.* Функциональные наноматериалы / Ред. Третьякова Ю.Д. М.: Физматлит, 2010. 452 с.
2. *Суздаев И.П.* Нанотехнология: физикохимия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: Ком Книга, 2006. 592 с.
3. *Rysbaev A.S., Nasriddinov S.S., Normuradov M.T.* // Uzbek. Phys. Journal. 2000. № 1. V. 2. P. 33.
4. *Рысбаев А.С.* Тонкие наноразмерные силицидные пленки: получение и свойства. Монография. Тверь: Изд-во ТГТУ, 2013. 150 с.
5. *Хужаниёзов Ж.Б., Рысбаев А.С., Бекпулатов И.Р.* Особенности возбуждения плазменных колебаний электронов в неупорядоченных полупроводниках. Монография. Ташкент: Infinity Group, 2014. 168 с.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Физматлит, 1963. 544 с.
7. *Пайнс Д.* Элементарные возбуждения в твердых телах. М.: Мир, 1965. 382 с.
8. *Горбаченко В.Д., Жарников М.В., Максимов Е.Г., Рашкеев С.Н.* // Журн. эксп. и теор. физики. 1985. Т. 88. Вып. 2. С. 677.
9. *Горбаченко В.Д., Жарников М.В., Максимов Е.Г., Молдосанов К.А.* // Журн. эксп. и теор. физики. 1984. Т. 86. Вып. 2. С. 597.
10. *Strum M.* // Adv. Phys. 1982. V. 31. № 1. P. 64.
11. *Нормурадов М.Т., Руми Д.С., Рысбаев А.С.* // Изв. Ан УзССР. Сер. Физ-мат. 1986. № 4. С. 70.
12. *Рысбаев А.С., Хужаниёзов Ж.Б., Рахимов А.М., Бекпулатов И.Р.* Способ дополнительной очистки поверхности монокристаллов кремния. Патент № IAP 05720. от 30.11.2018 г.
13. *Либенсон Б.Н., Румянцев В.В.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С. 1715.
14. *Румянцев В.В., Либенсон Б.Н.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 247.
15. *Рысбаев А.С., Нормурадов М.Т., Хужаниязов Ж.Б., Бекпулатов И.Р., Рахимов А.М.* Исследование влияния имплантации ионов бария и щелочных элементов и последующего отжига на кристаллическую структуру поверхности монокристаллов Si(111) и Si(100) // Труды XXIV Международной конференции "Радиационная физика твердого тела", М.: НИИ ПМТ, 2014. С. 172.

Theoretical Explanation of the Effect of Reducing the Energy of Si(111) Plasmons at Implantation of Ions with a Big Dose

A. S. Risbaev^{1, *}, J. B. Khujaniyozov¹, M. T. Normuradov², A. K. Tashatov²,
B. D. Igamov¹, S. T. Abraeva¹

¹Tashkent State Technical University Named After I.A. Karimov, Tashkent, 100095 Uzbekistan

²Karshi State University, Karshi, 180103 Uzbekistan

*e-mail: rysbaev@mail.ru

In work it is resulted theoretical explain to experimentally found out effect of reduction of energy of excitation of superficial and volume plasma fluctuations valence electrons silicon Si(111) at implantation of ions B, Ba and alkaline elements with big dose $D > 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Observable effect of reduction of energy plasmons Si(111) explain strong attenuation of fluctuations valence electrons owing to strong disordering crystal structure Si(111) up to full amorphicity.

Keywords: silicon single crystals, surface, low-energy ion implantation, excitation energy of surface and bulk plasma vibrations of valence electrons, surface amorphization, attenuation of plasma electron vibrations, dielectric constant, two-fluid electron gas model.