Uzbek Journal of Physics

Vol.20(№1) 2018 PP.43-50

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

Ж.Б. Хужаниязов, А.С. Рысбаев, И.Р. Бекпулатов, Р.Ф. Файзуллаев

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан
bekpulatov85@rambler.ru
(Получена 12. 07.2017)

Мақолада катта дозаларда (D>10^{16} см$^{-2}$) B, Ba ва ишқор элементлари Si (111) кремний монокристаллига киритилганда, валент электронларнинг юзавий ва ҳажмий плазмали тебраниш частотаси камайишига назарий тушунтириш берилган. Si (111) нинг плазмонларни энергияси камайиш эффекти ион имплантация таъсирида Si (111) кристаллини тузилиши бузилганлиги учун валент электронларнинг тебраниши сўниши билан боғланади.

В работе дано теоретическое объснение экспериментально обнаруженному эффекту уменьшения энергии возбуждения поверхностных и объёмных плазменных колебаний валентных электронов кремния Si (111) при имплантации ионов B, Ba и щелочных элементов с большой дозой $D > 10^{16}$ см$^{-2}$. Наблюдаемый эффект уменьшения энергии плазмонов Si (111) объясняется сильным затуханием колебаний валентных электронов вследствие сильного разупорядочения кристаллической структуры Si (111) вплоть до полной аморфизации.

A theoretical explanation of decreasing energy excitation of surface and volume plasma oscillations of valence electrons in silicon Si (111) at implantation of ions B, Ba and alkaline elements with large dose D>10^{16} cm^{-2} found out experimentally has been given. Observable effect of decreasing plasmon energy in Si(111) has been explained by strong attenuation of valence electron's oscillations owing to strong disordering crystal structure Si(111) up to full amorphization.

В последнее десятилетие наноматериалам уделяется особое внимание исследователями практически всех специальностей, причем с каждым годом число публикаций по этой тематике растет в геометрической прогрессии. Такой интерес связан, в первую очередь, с тем, что исследования в этой области привели к открытию многих уникальных свойств вещества в нанокристаллическом состоянии. Это позволило не только создать совершенно новые поколения материалов и устройств, 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 относят образование квантовых точек, когда размеры частиц полупроводника соизмеримы с де-бройлевской длиной волны электрона; изменение ширины запрещенной зоны за счет локализации экситонов; окраска металлических частиц из-за плазмонного резонанса. Размерные эффекты наиболее ярко выражены в нанокластерах, частицах 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 B^+, Ba^+ и щелочных элементов с дозой D>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 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 $\mathrm{Im}f(0)$ амплитуды электронного рассеяния на нулевой угол. Для средних энергий электронов $E\approx$100–300 эВ отношение $\Gamma/\hbar\omega_p \approx 0.7–1.0$. 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 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 будет уменьшаться по отношению к своему значению в матрице.

Для определения спектра энергетических потерь первичного пучка в ионно-имплантированном Si мы будем исходить из следующей простейшей структуры приповерхностной области. Имеется нарушенный слой толщиной α, он граничит с ненарушенным чистым Si, занимающим остальное полупространство (рис. 1). На рисунке $\alpha>z>0$ – область нарушенного слоя, $z>\alpha$ – область чистого материала.

Чистый материал можно характеризовать объемной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_0(\omega)$

$$\varepsilon_0(\omega) = 1 - \frac{\omega_{p0}^2}{(\omega - i\nu)^2}, \qquad (1)$$

в которой ω_{p0}^2 – квадрат плазменной частоты валентных 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

$$\varepsilon(\omega, z) = \varepsilon_0(\omega) + \varepsilon_s(z), \qquad (2)$$

где $\varepsilon_0(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость исходного чистого полупроводника, а

$$\varepsilon_S(z) = \frac{4\pi e^2}{m} N_{imp}(z) \sum_{1>\upsilon} \frac{Z_{eff,1}}{\omega_{1c}^2 - \omega_{pe}^2} \qquad (3)$$

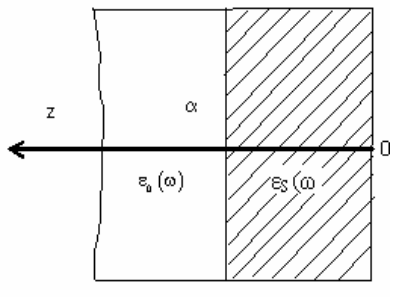


Рис. 1. Двухжидкостная модель электронного газа.

представляет собой статическую поляризацию остовных электронов примесных ионов. Сумма распространяется на все заполненные оболочки примесного иона, расположенные ниже валентной зоны, т.е. предполагается, что $\omega_{1c}^2 >> \omega_{p\nu}^2$, $\omega_{p\nu}^2 = 4\pi e^2 N_\nu / m$ – квадрат плазменной частоты валентных электронов полупроводника, ω_{1c}^2 – квадрат частоты перехода остовных электронов с l-й оболочки примесного иона в зону проводимости полупроводника, $N_{imp}(z)$ – координатный профиль распределения внедренной примеси по глубине, $Z_{eff,1}$ – эффективное число электронов, принимающих участие в переходе $1 \to c$. Здесь следует отметить, что разбиение $\varepsilon(\omega, z)$, даваемое формулой (3), является в некотором роде условным, поскольку функция $\varepsilon_0(\omega)$ 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 $\omega_{p\nu}^2$, определяющая $\varepsilon(\omega)$. Доза облучения $D = \int_0^\infty dz N_{imp}(z)$ является параметром, заданным по условиям эксперимента. Последующее теоретическое рассмотрение будет справедливо при не слишком больших дозах облучения D, таких, что распределение $N_{imp}(z)$ имеет четко выраженный максимум при $z = z_{\max} > v / \omega_{p\nu}$, т.е. когда можно говорить о локальной ДП $\varepsilon(\omega, z)$.

Рассмотрим спектральную интенсивность испускания объемного плазмона налетающим электроном в среде с ДП $\varepsilon(\omega, z)$ при условии нормального падения на поверхность. В работе [11] 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

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

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, υ – скорость налетающего электрона.

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

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

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

$$D_1(z,z',q,\omega)=\frac{4\pi e^2\hbar\varepsilon_0(\omega)\exp(q(z+z'))}{q\left(1+\varepsilon_0(\omega)+q\int_0^\infty dx\left[\frac{\varepsilon_0(\omega)}{\varepsilon(x,\omega)}-1\right]\right)},\quad z \text{ и } z'<0. \tag{6}$$

Излучение объемных плазмонов в среде с локальной ДП $\varepsilon(\omega, z)$ электроном, находящимся в вакууме, является по своей природе переходным. Как было показано в [12], переходный механизм испускания объемных плазмонов является существенным в диапазоне E_p=30–300 эВ. Выражение для интенсивности $I_{\omega 1}$, соответствующее вакуумной функции $D_1(z, z', q, \omega)$, получено нами в следующей форме

$$I_{\omega 1}=\frac{2e^2}{\pi\hbar v^2}\operatorname{Im}\left\{\varepsilon_0\frac{\frac{\pi\nu}{2\omega}(1+\varepsilon_0)+Z_{\text{int}}(\omega)\ln\frac{\nu(1+\varepsilon_0)}{\omega Z_{\text{int}}(\omega)}}{(1+\varepsilon_0)^2+\frac{\omega}{\nu^2}Z_{\text{int}}^2(\omega)}\right\}. \tag{7}$$

Прежде всего следует учесть, что входящий в формулу (7) Z_{int} можно представить следующим образом:

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

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 не слишком большая, а такова, что распределение $N_{\text{imp}}(z)$ содержит максимум при $z=z_{\max}>\nu/\omega_{p\nu}$.

$$|d\varepsilon_S(z)/dz|=|z_0(\omega)-z_{\max}|F(z_0(\omega)),\qquad z=z_0(\omega). \tag{9}$$

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 существованию максимума в сечении переходного

возбуждения объемного плазмона. С учетом сказанного выше не представляет труда определить условие существования максимума

$$\left[z_0(\omega)-z_{\max}\right]^2 \cong \frac{\pi^2\omega^2\varepsilon_S^2(z_{\max})}{\nu^2\left\{\left[1-\varepsilon_S(z_{\max})\right]^2+\frac{\omega^2}{\nu^2}\left[\int_0^\infty \frac{dz\varepsilon_S(z)}{\varepsilon_S(z)-\varepsilon_S(z_{\max})}\right]^2\right\}F^2(z_0)}. \qquad (10)$$

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

$$\mathrm{Im}\int_0^\infty dz\exp(-2\chi z)\frac{1}{\varepsilon(\omega,z)}=\frac{\pi\left[-\varepsilon_0(\omega)+\varepsilon_S(z_{\max})\right]}{\left|d\varepsilon_S/dz\right|_{z=z_0}}\exp\left[-2\chi z_0(\omega)\right], \qquad (11)$$

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 $\varepsilon_S(z_{\max})\le\varepsilon_0(\omega)\le 0$. Поскольку с ростом дозы облучения величина $\varepsilon_S(z_{\max})$ увеличивается, сдвиг пика в сторону меньших энергий также возрастает по отношению к положению $\hbar\omega_{рез}$ в чистом полупроводнике.

Известно, что спектр объемных плазмонов определяется функцией $J_m/\varepsilon(\omega)$, энергетическое положение максимума которой соответствуют пику объемных плазмонов. В нарушенном слое диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ отличается от $\varepsilon_0(\omega)$ двумя факторами. Во-первых, внедренные ионы Ba, образующие соединение с Si, дают вклад в плазменные колебания с частотой $\omega_p<\omega_{p_0}$ и затуханием $\gamma<<\omega_p$. Во-вторых, в системе валентных электронов в области нарушенного слоя увеличивается затухание, так что

$$\varepsilon_S(\omega)=1-\frac{\omega_{p_0}^2}{(\omega-i\gamma)^2}-\frac{\omega_p^2}{(\omega-i\gamma)^2}, \qquad (12)$$

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

Если в чистом Si спектр потерь определяется функцией $J_m/\varepsilon_0(\omega)$, то в ионно-имплантированном Si этот спектр определяется функцией $J_m/\varepsilon(\omega)$. Максимум функции $J_m/\varepsilon_0(\omega)$ располагается при $\omega=\omega_p$, пока $\nu/\omega_p<<1$. Максимум функции $J_m/\varepsilon(\omega)$ может быть сдвинут относительно $\omega=\omega_p$ как в область больших частот, так и в область меньших частот в зависимости от величины отношения γ/ω_p. Чем больше γ/ω_p, тем сильнее сдвигается максимум в область частот, меньших ω_p. На рис. 2 показаны спектры $J_m/\varepsilon(\omega)$ для $A=\omega_{p_0}^2/\omega_p^2=0.6$ и величины $\gamma/\omega_p=0.05$. Сдвиг максимума спектра в область $\omega<\omega_p$ присходит при $\gamma/\omega_p\ge 1$, т.е. при достаточно сильном разрушении структуры в области нарушенного слоя. Таким

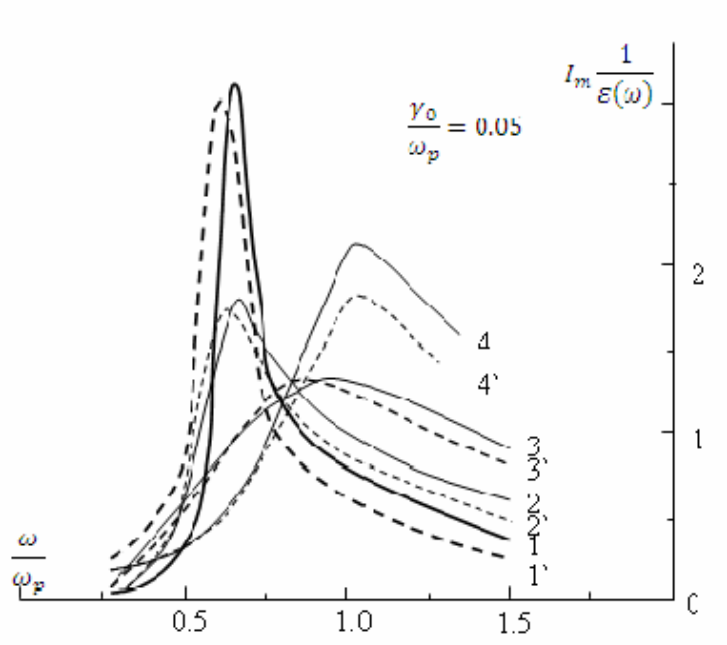


Рис. 2. Зависимости $J_m / \varepsilon(\omega)$ от ω/ω_p для Si, имплантированного ионами Ba^+ с E_0=0.5 кэВ. Кривым 4-1 соответствуют значения $A = \omega_{p_0}^2 / \omega_p^2 = 0.6$ и $\gamma/\omega_p = 0.05$, 1.0, 1.5, 2. Кривые 4′-1′ соответствуют Si, имплантированному ионами Na^+, а кривые 4-1 – ионами Ba^+ дозой 10^{14}, 10^{15}, 10^{16} и 10^{17} см$^{-2}$ соответственно.

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 $J_m / \varepsilon_0(\omega)$ и $J_m / \varepsilon(\omega)$ 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 α и длины λ_c, на которой падающий электрон выходит из когерентности.

Для оценки влияния ионной имплантации на свойства поверхностного плазмонного 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

$$\varepsilon_0(\omega) + 1 \approx -\frac{3}{8}\frac{\omega_{p_0}^2}{\nu^2}\left[\int_0^\infty dz \varepsilon_S(z)\right]^2, \qquad (13)$$

если иметь в виду, что максимальная добавка $\varepsilon_S(z_{\max})$, 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 $\varepsilon_S(z_{\max})$ в сторону меньших энергий, близки к таковым для объемного плазмона.

В качестве демонстрации оценим сдвиг энергетического положения пика объемного плазмонного резонанса с ростом дозы облучения кремния ионами натрия [13].

При имплантации ионов натрия в кремний вклад в статическую поляризацию дают 4 электрона оболочки $L_{2.3}(Z_{\mathrm{L2.3}}=4)$ с энергией перехода $h\omega_{L1,c} \cong 31$ эВ и 2 электрона оболочки $L_1(Z_{L1}=2)$ с энергией перехода $h\omega_{L1,c} \cong 62$ эВ. Функцию $\varepsilon_S(z)$ можно записать в виде $\varepsilon_S(z) \cong 0.45C(z)$, где $C(z)=N_{imp}(z)/N_{\mathrm{Si}}$, а N_{Si} есть концентрация атомов Si в элементарной ячейке, равная $N_{\mathrm{Si}}=5\times10^{22}$ см$^{-3}$. Выражение для диэлектрической проницаемости $\varepsilon_0(\omega)$ для Si было взято в виде $\varepsilon_0(\omega) = (1-\omega_{p_1}^2)/(\omega^2-\omega_g^2)$, где $h\omega_{pv}$ = 16.6 эВ, а величина $h\omega_g \cong 4$ эВ. Для расчета зависимости энергии пика объемного плазмона от дозы облучения ионами натрия нами были использованы экспериментальные данные о величине $C(z_{\max})$ для $Na^+ \rightarrow Si$ при энергии ионов E_0=0.5 кэВ, полученные из анализа распределений $N_{imp}(z)$. Эти значения $C(z_{\max})$ приведены в таблице.

Таблица. Зависимость энергии пика, соответствующего возбуждению объемного плазмона в Si, от дозы облучения ионами Na^+ с энергией 0.5 кэВ.

	D, см^2	$C(z_{\max})$	$z_{\max}$, Å	$\varepsilon_S(z_{\max})$	$\hbar\omega_{рез}$, эВ	
					Эксперимент	Расчёт
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

В этой же таблице приведены экспериментальные и расчетные данные о значениях энергии пиков спектра потерь энергии электронов, обусловленных возбуждением ими объемных плазмонов в структуре $Ba^+ \rightarrow Si$. 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 плазмонных колебаний валентных электронов. Однако теоретическая оценка такого эффекта представляет собой сложную задачу.

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 B, Ba и щелочных элементов сильным затуханием колебаний валентных электронов вследствие разупорядочения кристаллической структуры 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 пиков потерь на возбуждение плазмонов в ионно-легированном полупроводнике [14, 15].

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

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Елисеев, А.В. Лукашин. Функциональные наноматериалы. Под ред. Ю.Д. Третьякова (Москва, Физматлит, 2010).
2. И.П. Суздалев. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов (Москва, Ком. Книга, 2006).
3. А.И. Гусев. Наноматериалы, структуры, технологии (Москва, Физматлит, 2005).
4. C.P. Poole, F.J. Owens. Introduction to Nanotechnology (Wiley Interscience, 2003).
5. В.В. Климов. Наноплазмоника (Москва, Физматлит, 2009).
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория (Москва, Физматлит, 1963).
7. Д. Пайнс. Элементарные возбуждения в твердых телах (Москва, 1965).
8. В.Д. Горбаченко, М.В. Жарников, Е.Г. Максимов, С.Н. Рашкеев, ЖЭТФ **88**, 2, 677 (1985).
9. В.Д. Горбаченко, М.В. Жарников, Е.Г. Максимов, К.А. Молдосанов, ЖЭТФ **86**, 2, 597 (1984).
10. M. Strum, Adv. Phys. **31**, № 1, 1 (1982).
11. Б.Н. Либенсон, В.В. Румянцев, ЖЭТФ **86**, 1715 (1984).
12. В.В. Румянцев, Б.Н. Либенсон, ЖЭТФ **83**, 247 (1982).
13. А.С. Рысбаев, М.Т. Нормурадов, Ж.Б. Хужаниязов, И.Р. Бекпулатов, А.М. Рахимов. В трудах XXIV Международной конференции «Радиационная физика твердого тела» (Севастополь, 7–12 июля 2014, 172)
14. A.S. Rysbaev, J.B. Khujaniyazov, A.M. Rakhimov, I.R. Bekpulatov, Technical Physics **59**, № 10, 1526 (2014).
15. A.S. Rysbaev, J.B. Khujaniyazov, M.T. Normuradov, A.M. Rakhimov, I.R. Bekpulatov, Technical Physics **59**, № 11, 1705 (2014).