

PACS numbers: 07.35.+k, 07.79.-v, 68.37.-d, 73.40.Gk, 73.63.Rt, 81.05.uj, 81.07.Lk

Теоретическое исследование поведения туннельного тока в сканирующем зондовом микроскопе с алмазным острием

В. Грушко, Н. Новиков, О. Лысенко, А. Щербаков, Е. Мицкевич

*Институт сверхтвёрдых материалов им. В. Н. Бакуля НАН Украины,
ул. Автозаводская, 2,
04074 Киев, Украина*

Предложена квантово-механическая модель рабочей зоны алмазного острия сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) в виде набора полубесконечных цепочек сферических потенциальных ям заданной глубины и радиуса. На основании предложенной модели выполнен расчёт туннельного тока в системе «алмазное острие–поверхность» зондового микроскопа. Поскольку топографический режим работы СЗМ, связанный с наномодификацией поверхности, требует наличия существенного взаимодействия зонда с поверхностью образца, при нахождении зависимости туннельного тока от параметров системы «острие–образец» СЗМ использовался непертурбативный подход. На основании исследования полученного выражения для туннельного тока установлена максимальная аппаратная погрешность измерения туннельного тока, при которой возможно наличие атомарного разрешения в режиме СЗМ-топографии.

Запропоновано квантово-механічний модель робочої зони діамантового вістря сканівного зондового мікроскопа (СЗМ) у вигляді набору напівнескінченних ланцюжків сферичних потенціальних ям заданої глибини та радіуса. На підставі запропонованої моделю виконано розрахунок тунельного струму в системі «діамантове вістря–поверхня» зондового мікроскопа. Оскільки топографічний режим роботи СЗМ, пов'язаний з наномодифікацією поверхні вимагає наявності істотної взаємодії зонда з поверхнею зразка, при знаходженні залежності тунельного струму від параметрів системи «вістря–зразок» СЗМ використовувався непертурбативний підхід. На підставі дослідження одержаного виразу для тунельного струму встановлено максимальну апаратну похибку мірювання тунельного струму, за якої можлива наявність атомарної роздільчої здатності в режимі СЗМ-топографії.

Quantum-mechanical model of the working zone of diamond tip of the scanning probe microscope (SPM) is proposed as a set of semi-infinite chains formed by the spherical potential wells with specified depth and radius. Com-

putation of the tunnelling current in the 'diamond tip-surface' system of the SPM based on the proposed model is performed. Since the SPM operation mode related to the surface modification requires substantial interaction between the SPM tip and the specimen surface, the non-perturbative approach is used to find the dependence of the tunnelling current on SPM 'tip-specimen' system parameters. Study of the obtained expression defined the hardware uncertainty of the instrument measuring of tunnelling current, which still permits atomic resolution for the instrument topographic operation mode.

1. ВВЕДЕНИЕ

Теория туннелирования в СЗМ развивается параллельно самой зондовой микроскопии, поскольку она является необходимой при интерпретации результатов СЗМ-экспериментов как по топографии, так и по наномодификации поверхности со времён появления первого сканирующего микроскопа, когда Биннигом и Рёером для объяснения принципа действия своего прибора была предложена простая экспоненциальная зависимость туннельного тока от туннельного расстояния [1]. В дальнейшем совершенствование методов зондовой микроскопии потребовало совершенствования как квантово-механических моделей «зонд-образец» так и методов теоретического описания поведения туннельного тока в СЗМ, и этой проблематике было уделено большое внимание многими известными теоретиками [2, 3].

В настоящее время акцент в зондовой микроскопии ставится на создании многофункциональных устройств, область применения которых, во многом, зависит от физико-механических свойств зондов. В частности, весьма перспективным материалом в качестве материала для СЗМ-зонда является синтетический полупроводниковый алмаз [4].

Как известно [4], алмаз является классическим примером ковалентных кристаллов. Атомарный углерод в обычном состоянии имеет на внешних электронных оболочках два электрона в *s*-состоянии и два — в *p*-состоянии. Однако при сближении атомов электронные оболочки перестраиваются так, что все четыре электрона становятся неспаренными. Распределение электронной плотности оказывается сильно неоднородным, направленным и обладает тетраэдрической симметрией, присущей структуре данных кристаллов [5, 6].

Современные модели квантовых систем, подобных кристаллической решетке алмаза, зачастую сложны, создают трудности при геометрическом моделировании и не удовлетворяют критерию логической очевидности [7–17]. В настоящее время предложить простую и непротиворечивую модель многочастичного электронного взаимодействия в кристаллической решетке алмаза, применимую в

теории туннельной микроскопии не удастся во многом уже потому, что противоречия содержатся в самих представлениях об электроне [7]. Тем не менее, без наглядной, пусть и упрощенной модели, практически невозможно выполнить ни одного теоретического СЗМ-исследования. Поэтому мы ставили задачу предложить упрощенную модель кристаллической решетки алмазного острия с широкими границами применения.

Следует отметить, что наиболее точные результаты по вычислению туннельного тока в системе «острие–образец» СЗМ могут быть получены на основе численных расчётов конкретных квантово-механических моделей. Хорошим примером одного из таких методов может быть работа Хофера и Редингеа [18], в которой авторы на основе метода полного потенциала и принципов молекулярной динамики выполнили детальный расчет электронной структуры и туннельного тока в системе с единственным адсорбированным атомом на поверхности. Указанное вычисление туннельного тока было выполнено авторами в рамках приближения теории возмущений.

Однако, в случае, когда точно неизвестна электронная структура и атомный состав исследуемой поверхности, трудно полагаться на детальный численный метод расчёта. В этом случае, более приемлемым может быть общий подход к вычислению туннельного тока в системе «острие–образец» СЗМ, на основе абстрактного модельного потенциала иглы и образца, подходящего для описания туннелирования между алмазной иглой и произвольной поверхностью.

Общие подходы в трехмерных теориях туннелирования основываются, как правило, на использовании теории возмущений [19, 20], когда СЗМ-острие представляется малой возмущающей добавкой в общий гамильтониан слабовзаимодействующей системы «острие–образец». Однако, в случае целого ряда нанотехнологических режимов работы СЗМ, требующих небольших расстояний между иглой и образцом (соответствующих механическому контакту) применение теории возмущений при вычислении туннельного тока становится некорректным, вследствие того, что взаимодействие между острием и поверхностью нельзя считать слабым [21]. Поэтому, для отыскания общей зависимости туннельного тока от параметров системы «острие–образец», мы использовали непертурбативный подход [22].

2. КВАНТОВО-МЕХАНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АЛМАЗНОЙ РЕШЕТКИ

Для теоретического исследования поведения туннельного тока в системе «полупроводниковый алмазный зонд–поверхность твердого тела» в качестве отправной модели мы использовали известную структуру алмазной кристаллической решетки [5] (рис. 1, рис. 2).

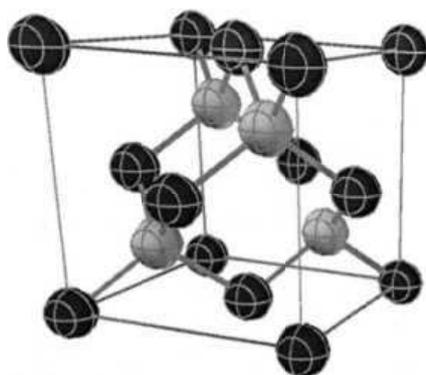


Рис. 1. Элементарная ячейка алмаза. Каждый атом углерода окружен четырьмя ближайшими соседями на расстоянии $1/4$ длины пространственной диагонали, расположенными относительно него как углы правильного тетраэдра относительно его центра, с ними он соединен ковалентными связями, образующими равные углы друг с другом.

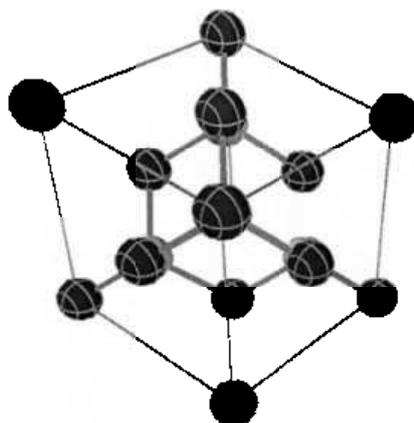


Рис. 2. Элементарная ячейка алмаза в направлении $[111]$.

Структура алмаза (рис. 1) может быть представлена как совокупность двух ГЦК-решеток. Одна из них с атомами по узлам, другая смещенная относительно неё на $1/4$ пространственной диагонали. Базисом решетки Браве кристаллической структуры алмаза будут два атома: с координатами 000 и $1/4\ 1/4\ 1/4$. Часто за элементарную ячейку алмаза выбирают куб с базисом из 8 атомов с координатами для четырех атомов несмещенной ГЦК-решетки: 000 , $0\ 1/2\ 1/2$, $1/2\ 0\ 1/2$, $1/2\ 1/2\ 0$, и с координатами для четырех атомов смещенной ГЦК решетки: $1/4\ 1/4\ 1/4$, $1/4\ 3/4\ 3/4$, $3/4\ 1/4\ 3/4$, $3/4\ 3/4\ 1/4$.

На рисунке 2 показана та же элементарная ячейка алмаза, ориентированная вдоль кристаллографического направления $[111]$. Именно в этом направлении, т.е. когда кристаллографическая плоскость (111) рабочей зоны алмазного зонда сканирующего зондового микроскопа оказывается ориентированной параллельно исследуемой (модифицируемой) поверхности, ожидается получение максимальной (атомарной) разрешающей способности прибора. Подобные ожидания оправданы тем, что, даже учитывая реконструкцию поверхностной атомарной структуры твердого тела [23], связанную с обрывом атомарных связей на его границе, по данному направлению поверхностная кристаллическая решетка алмаза должна быть ограничена минимальным числом атомов углерода. В нашем рассмотрении мы не учитываем возможную поверхностную реконструкцию кристаллической решетки алмаза, однако принимаем, что именно в направлении $[111]$ кристаллическая структура алмаза может оканчиваться в рабочей зоне единственным атомом углерода, что должно обеспечивать максимальное разрешение сканирующего зондового микроскопа в латеральном направлении. Существование подобной наноструктуры на вершине алмазного зонда может объяснить наличие на полученных экспериментально СЗМ-топограммах атомарного разрешения в горизонтальной плоскости при использовании сравнительно тупых алмазных игл (с радиусом заострения $\cong 50$ нм.) [24].

На рисунке 3 представлена «облегченная» элементарная ячейка алмаза в рассматриваемом нами приближении, когда из 18 атомов углерода, входящих в структуру этой ячейки, при расчетах бесконтактного взаимодействия «зонд–образец», в частности, при вычис-

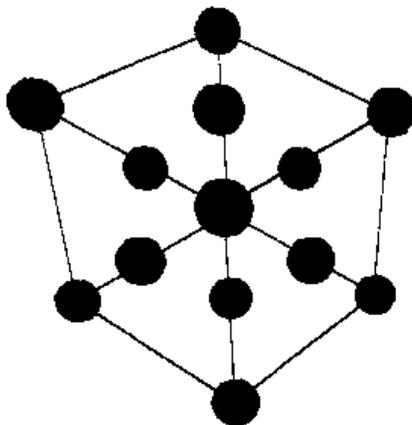


Рис. 3. Элементарная ячейка алмаза в направлении $[111]$ в приближении «облегченной» алмазной ячейки, когда из ее 18 атомов углерода в рассмотрении учитываются только 14.

лении туннельного тока в СЗМ, работающем в режиме туннельной топографии, учитываются только 14 атомов ячейки.

Рисунок 4 иллюстрирует атомарную структуру алмазного острья, рабочая зона которого ориентирована таким образом, что атомарная плоскость (111) алмаза оказывается параллельной плоскости поверхности образца.

Атомарная структура рабочей зоны СЗМ-зонда, используемая в качестве модельного представления при расчете туннельного тока в системе «острие–образец» сканирующего зондового микроскопа

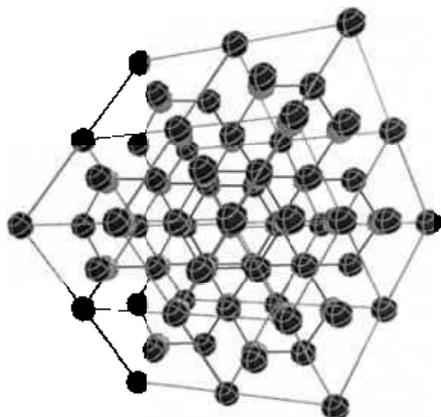


Рис. 4. Атомарная структура алмазного острья в направлении [111].

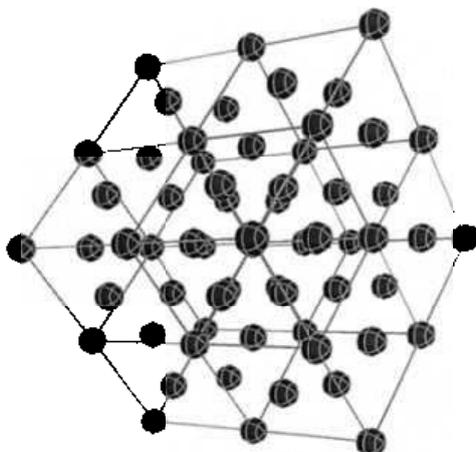


Рис. 5. «Облегченная» атомарная структура кристалла алмаза, ориентированного в направлении [111], используемая при вычислении величины туннельного тока между полупроводниковым алмазным острием и поверхностью образца.

показана на рис. 5.

Следует отметить, что наличие необходимой электропроводности алмазной иглы обеспечивается наличием ее акцепторной примеси — бора в концентрациях 0,05–0,1%. Наоборот, наличие самого туннельного эффекта между электродами при работе прибора в режиме СТМ (сканирующего туннельного микроскопа) обусловлено лишь их пространственной близостью. Это значит, что даже в случае отсутствия напряжения смещения между электродами, электроны при расстоянии между иглой и образцом не превышающем величину $\cong 10 \text{ \AA}$, способны туннелировать от образца к зонду и обратно. При этом, конечно, величина среднего туннельного тока оказывается равной нулю. Однако шумовой переменный туннельный ток, возникающий между близкорасположенными электродами, является достаточно хорошо регистрируемой величиной, и на принципе его регистрации, кстати, основывается так называемая сканирующая шумовая микроскопия [24]. Таким образом, наличие атомов бора в углеродной структуре алмаза обеспечивает не наличие туннельной проводимости в туннельном барьере между электродами, а наличие электропроводности самого кристалла алмаза, используемого в качестве СЗМ-зонда. При концентрации бора в атомарной решетке алмаза не превышающей 0,1%, вероятность обнаружения его в пределах, представленного на рис. 5 атомарного кластера рабочей зоны, не превышает 0,001, поэтому наличие атомов бора в модели «облегченной» атомарной структуры иглы не учитывается.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В СИСТЕМЕ «АЛМАЗНЫЙ НАНОЗОНД–ПОВЕРХНОСТЬ»

Адекватная физико-математическая модель системы «острие–образец» СЗМ дает возможность не только выполнить корректное исследование зависимости туннельного тока от параметров системы «острие–образец» СЗМ, но и на основании этой зависимости достоверно интерпретировать экспериментальные данные по топографии поверхности при работе СЗМ в режиме сканирующей туннельной микроскопии (СТМ).

Отметим, что использование алмаза в качестве СЗМ-зонда обусловлено, во многом, стабильностью его физико-механических свойств и формоустойчивостью [4], напрямую связанных со стабильностью атомарной структуры этого материала, поэтому моделирование атомарной структуры алмаза при расчете туннельного тока в системе «острие зонда–образец» представляется весьма желательным.

Представленная на рис. 5 структура позволяет рассмотреть алмаз как совокупность цепочек сферических потенциальных ям, разделенных равными межатомными расстояниями, и вычислить тун-

нельный ток в системе «острие–образец» на основе известного формализма Липпмана–Швингера (LS) [21, 22, 25, 26].

Поскольку атомарная структура исследуемой поверхности в большинстве случаев неизвестна, поверхность в системе «острие–подложка» сканирующего зондового микроскопа в нашем рассмотрении моделируется бесструктурной функцией Грина, входящей в LS-уравнение.

Так как общая зависимость туннельного тока от расстояния между окончанием зонда и поверхностью имеет ярко выраженный экспоненциальный характер [19], основной вклад в туннельный ток будут давать только ближайшие к поверхности цепочки потенциальных ям. В нашем случае (рис. 5), при рассмотрении наноострия, ориентированного в направлении [111] к поверхности, это будут 7 полубесконечных цепочек атомов углерода, заканчивающихся четырьмя угловыми атомами кубической ячейки кристалла алмаза (один из которых — центральный) и тремя ближайшими границиентрированными атомами.

Процедура вычисления туннельного тока в такой системе сводится, таким образом, к суммированию вкладов в туннельный ток, приносимыми каждой из перечисленных цепочек сферических потенциальных ям. Отыскание же туннельного тока в системе «полубесконечная цепочка сферических потенциальных ям–поверхность» выполняется методом, подробно описанным в [21].

Конечное выражение для туннельного тока, полученное для небольших туннельных напряжений и используемое в дальнейшем при анализе достоверности СЗМ-топограмм поверхностей, полученных при работе прибора в режиме сканирующего туннельного микроскопа, имеет вид:

$$I_t = \frac{4e^2\hbar}{\hbar} \sum_i \text{Im} \lambda_i \frac{\hat{D}[\hat{D}']^* \rho_L(\mathbf{r}_{0i}, \mathbf{r}_{0i})}{\left| 1 + \lambda_i \hat{D}[\hat{D}']^* \delta g_L(\mathbf{r}_{0i}, \mathbf{r}_{0i}) \right|^2}. \quad (1)$$

Здесь суммирование выполняется по всем полубесконечным цепочкам сферических потенциальных ям, моделирующих иглу. λ_i — величина, пропорциональная коэффициенту отражения электронных волн от i -й цепочки; наличие этой величины в формуле (1) говорит об учете в рассмотрении отраженных от окончания острия электронных волн. Таким образом при получении выражения (1) учитывается эффект отражения туннелирующих электронов от поверхности образца и иглы, так, что налетающая на иглу электронная волна Ψ_{inc} , которая соответственно наличию сферических потенциальных ям в настоящей модели раскладывается по шаровым функциям:

$$\Psi_{\text{inc}}(\mathbf{r}) = \sum_{l,m} D_{l,m} j_l(ik(u)) Y_{l,m}(\hat{\mathbf{u}}) (\mathbf{u} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (2)$$

и представляется в виде суперпозиции волновой функции Ψ' , идущей непосредственно от поверхности и функции Ψ'' , возникшей в результате учета отраженных межэлектродных волн: $\Psi_{\text{inc}} = \Psi_L + \Psi'$. Представленное выше суммирование выполняется по квантовым числам (l, m) магнитного момента туннелирующих электронов; то или иное число l отражает факт участия в туннелировании электрона соответствующей орбитали. Вектор \mathbf{r}_{0i} в формуле (2) обозначает местонахождение ближайшей к поверхности сферической потенциальной ямы i -й цепочки, k — модуль волнового вектора туннелирующего электрона.

Оператор D в выражении для туннельного тока (1) определяет коэффициенты разложения $D_{l,m}$ в (2):

$$D_{l,m} = \hat{D} \Psi_{\text{inc}}(\mathbf{r}_{0i}), \quad (3)$$

$$\hat{D} = \frac{(2l+1)!!}{l!} (ik)^{-l} \int d\Omega Y_{l,m}^*(\hat{\mathbf{u}}) \frac{\partial^l}{r^l}. \quad (4)$$

В числителе формулы (1) этот оператор действует на локальную плотность электронных состояний (local density of states) поверхности:

$$\rho_L = \sum_{\nu} |\Psi_L(\mathbf{r}_0)| \delta(E - E_{\nu}). \quad (5)$$

Здесь E — энергия туннелирующих электронов, а суммирование выполняется по всем участвующим в туннелировании электронным состояниям. ρ_L связана с функцией Грина $g_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ исследуемой поверхности, входящей в LS-уравнение:

$$\Psi(\mathbf{r}) = \Psi_L(\mathbf{r}) - V_0 \int_{\tau} d^3 r' g_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}'). \quad (6)$$

Здесь V_0 — глубина сферических потенциальных ям, моделирующих атомы углерода в атомарной структуре алмазной иглы, а τ — объем пространства, ограниченный каждой из этих ям.

Функция Грина $g_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, входящая в LS-уравнение, в настоящем рассмотрении представляется в виде двух слагаемых: свободночастичной функции Грина g_f , представляющей собой свободную электронную волну, и функции Грина отклика поверхности δg_L , входящей в выражение (1), т.е. $g_L = g_f + \delta g_L$.

В качестве δg_L использована функция, предложенная в [28]:

$$\delta g_L(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{m}{2\pi\hbar^2} r(0) \frac{\exp(-k\sqrt{\rho^2 + (z+z_0)^2})}{\sqrt{\rho^2 + (z+z_0)^2}}, \quad (7)$$

где ρ и z — полярные координаты радиус-вектора \mathbf{r} . Функция $\Psi(\mathbf{r})$ в уравнении (6) — суть общая волновая функция квантово-механической системы «зонд–образец» сканирующего зондового микроскопа.

Таким образом, на основании зависимости (1) выполняется вычисление значения туннельного тока в квантово-механической системе «острие–образец» СЗМ при различных параметрах сканирования и геометрии острия зонда, что позволяет оценить достоверность СЗМ-экспериментов при работе прибора в режиме СТМ-топометрии.

Зависимость (1) туннельного тока, полученная на основании представленной модели рабочей зоны алмазного СЗМ-зонда, как функция туннельного расстояния в системе «зонд–образец» представлена на рис. 6. Она имеет экстремальный характер в контактной зоне благодаря знаменателю формулы (1), наличие которого в формуле, в свою очередь, обусловлено учётом отражения электронных волн от иглы и образца в процессе туннелирования.

Экстремальное поведение туннельного тока на малых туннельных расстояниях, в отличие от простой экспоненциальной зависимости, даваемой пертурбативными теориями, экспериментально было обнаружено достаточно давно (в 1987 г.) Гимзевским и Меллером [29]. Авторы объяснили экстремальное поведение тока эффектом «выпрыгивания» окончания зонда к поверхности под действием адгезионных сил. Однако, как следует из представленного рассмотрения, наличие максимума проводимости можно объяснить учетом отражения электронных волн от иглы и образца, без включения в рассмотрение дополнительных сил. Учет «резонансного»

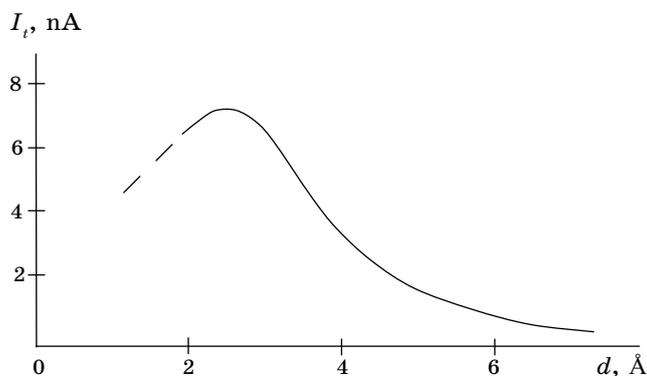


Рис. 6. Зависимость туннельного тока от туннельного расстояния в системе «СЗМ–зонд–образец». На малых расстояниях «острие–образец» (1.4 Å) имеет место экстремальный характер зависимости ток–расстояние, обусловленный отражением туннелирующих электронов от иглы и образца в контактной зоне.

поведения туннельного тока на малых туннельных расстояниях важен при оценке СТМ-топограмм, регистрируемых в контактном режиме.

3. ВЫВОДЫ

С использованием обсуждаемой модели рабочей зоны алмазного острия, полученной на её основе формулы (1) и метода оценки достоверности СТМ-топограмм [30] установлено, что при аппаратной погрешности поддержания постоянного туннельного тока не более 25%, при работе в контактной зоне, т.е. на расстояниях от поверхности около 5 \AA , возможна достоверная регистрация элементов структуры поверхности высотой более 1 \AA и поверхностной длиной волны в несколько десятков ангстрем. Это обстоятельство дает возможность подобрать режимы сканирования, при которых возможно использование полупроводникового алмазного зонда, имеющего наноострие в рабочей зоне для получения СТМ-изображений как субмикронного, так и атомарного разрешения, что и подтверждается экспериментально [3].

Выполненные исследования относятся к фундаментальной проблеме создания материалов с заданными физико-механическими свойствами. Авторы благодарят за финансирование работ в рамках Государственной целевой научно-технической программы «Наносистемы и наноматериалы» (проект №2.2.11.31).

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Binnig and H. Rohrer, *Reviews of Modern Physics*, **59**, No. 3: 615 (1987).
2. W. A. Hofer, A. S. Foster, and A. L. Shluger, *Reviews of Modern Physics*, **75**: 1287 (2003).
3. A. Richter and R. Smith, *Cryst. Res. Technol.*, **38**: 250 (2003).
4. O. Lysenko, N. Novikov, V. Grushko et al., *Diamond Relat. Mater.*, **17**: 1316 (2008).
5. Н. В. Новиков и др., *Физические свойства алмаза* (Киев: Наукова думка: 1987).
6. М. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела. В 2 т.* (Москва: Мир: 1977).
7. Д. Н. Кожевников, *ЖФХ*, **70**, № 6: 1134 (1996).
8. А. Д. Власов, *УФН*, **163**, № 2: 97 (1993).
9. А. Д. Власов, *Классическое направление в квантовой механике* (Москва: РАН МРИ: 1993).
10. Д. Н. Кожевников, *ЖФХ*, **70**, № 6: 1134 (1996).
11. K. D. Snelson, U.S. Pat. #3,276,148 "Model For Atomic Forms" (Issued on October 4, 1966); K. D. Snelson, U.S. Pat. #4,099,339 "Model For Atomic Forms" (Issued on July 11, 1978).
12. М. М. Протождяконов, *Гипотеза о строении электронных оболочек атомов*

- и молекул* (Москва: ИГД АН СССР: 1957).
13. М. М. Протодьяконов, *Свойства минералов и их электронное строение* (Москва: Наука: 1965).
 14. М. М. Протодьяконов, *Симметрия электронных оболочек атомов: Сб. Симметрия в природе* (Ленинград: Изд. гос. научн.-техн. об-ва: 1971).
 15. М. М. Протодьяконов, *Симметричные гибридные электронные оболочки: Сб. Строение минералов и горных пород* (Москва: ИФЗ АН СССР: 1975).
 16. М. М. Протодьяконов, *Симметрия электронных оболочек атомов: Сб. Симметрия в природе* (Ленинград: Изд. гос. научн.-техн. об-ва: 1971).
 17. М. М. Протодьяконов, И. Л. Герловин, *Электронное строение и физические свойства кристаллов* (Москва: Наука: 1975).
 18. W. A. Hofer and J. Redinger, *Surface Science*, **447**: 51 (2000).
 19. J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.*, **34**: 1793 (1963).
 20. J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.*, **6**: 57 (1961).
 21. W. Sacks and C. Noguera, *Phys. Rev. B*, **43**: 11612 (1991).
 22. В. И. Грушко, О. Г. Лысенко, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии*, **2**, вып. 3: 795 (2004).
 23. G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**, No. 2: 120 (1983).
 24. О. Г. Лысенко, В. И. Грушко, Н. В. Новиков, *Сканирующая зондовая микроскопия: основы метода, исследование и модификация поверхности алмазным нанозондом* (Киев: Феникс: 2009).
 25. А. С. Давыдов, *Квантовая механика* (Москва: Наука: 1973).
 26. С. Сунакава, *Квантовая теория рассеяния* (Москва: Мир: 1979).
 27. A. C. Diebold, M. R. Kump, J. J. Kopanski et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14**, No. 1: 196 (1996).
 26. J. P. Hurault, *J. Phys. (Paris)*, No. 32: 421 (1971).
 27. J. K. Gimzewski and R. Moeller, *Phys. Rev. B*, **36**: 1284 (1987).
 28. В. И. Грушко, *Техническая диагностика и неразрушающий контроль*, № 2: 17 (1996).