

01;11

О моделировании поверхностей постоянной силы над решеткой плотной упаковки атомов в режиме сил отталкивания

© Е.В. Благов, Г.Л. Климчицкая, А.А. Лобашев, В.М. Мостепаненко

Северо-Западный заочный политехнический институт,
191065 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в редакцию 27 декабря 1995 г.)

Рассчитаны поверхности постоянной силы при сканировании острия АСМ в режиме сил отталкивания над решеткой плотной упаковки атомов. Показано, что при достаточно малых начальных высотах сканирования острия с одним атомом на кончике имеют место разрывы поверхностей постоянной силы в областях между атомами поверхностной решетки. Построена кластерная модель кончика острия, обеспечивающая непрерывность сканирования при произвольных начальных высотах. Исследована зависимость АСМ изображений решетки плотной упаковки атомов, как невозмущенной, так и содержащей точечные дефекты, от ориентации кластера на кончике острия относительно кристаллографических осей поверхности. Обсуждены диагностические возможности полученных результатов.

Введение

Метод атомно-силовой микроскопии (АСМ), основанный на сканировании острия вдоль линии постоянной силы, действующей на него со стороны поверхности твердого тела, используется для исследования рельефа поверхностей любых веществ [1–5]. Как известно, максимальное горизонтальное разрешение АСМ (порядка нескольких ангстрем) может быть достигнуто в режиме сил отталкивания (иногда называемом контактной модой), когда острие приближено к поверхности исследуемого тела на расстояния, не превосходящие расстояний между его атомами. При этом взаимодействие между острием и поверхностью определяется в основном обменными силами отталкивания между ближайшими атомами на кончике острия и поверхности под острием (вклад сил притяжения Ван-дер-Ваальса в контактную моду не превосходит 10% [6]).

В результате сканирования острия АСМ получается поверхность постоянной силы, дающая образ исследуемой поверхности. В режиме сил отталкивания такие поверхности постоянной силы с атомным разрешением были получены, например, для лейкосапфира [6], нитрида бора [7], дисульфата молибдена [7], графита [7–10]. Интерпретация полученных результатов требует проведения теоретических расчетов поверхностей постоянной силы (см., напр., [11–14]). Результаты таких расчетов, однако, зависят от используемых моделей кончика острия [15,16]. Эта зависимость особенно существенна для режима сил отталкивания. Действительно, в режиме сил притяжения расстояние между острием и исследуемой поверхностью велико по сравнению с межатомным расстоянием, поэтому острие можно моделировать в виде непрерывного параболоида или конуса [11,16,17]. Для описания процесса сканирования в режиме сил отталкивания использовались различные модели острия как с одним атомом на кончике, так и с определенным атомным кластером [12,13,15,18,19], причем большая

часть результатов относилась к исследованию поверхности графита.

В настоящей работе обсуждается проблема расчета поверхностей постоянной силы при сканировании острия АСМ над решеткой плотной упаковки атомов. Показано, что при достаточно малых начальных высотах сканирования острия АСМ с одним атомом на кончике имеют место разрывы поверхностей постоянной силы в областях между атомами поверхности. Данный эффект разрывов поверхностей постоянной силы (впервые кратко обсуждавшийся в [20]) приводит к тому, что острие в процессе сканирования втыкается в исследуемую поверхность. Такие события фиксировались экспериментально ранее (см., например, [13]), однако не были интерпретированы как следствия разрывов поверхностей постоянной силы. В данной работе установлено, что непрерывное сканирование при достаточно малых начальных высотах (т. е. достаточно больших силах отталкивания) возможно только при использовании острия с определенным атомным кластером на кончике, причем найдены минимальные размеры данного кластера в случае решетки плотной упаковки атомов.

1. Одноатомное острие: эффект разрыва поверхностей постоянной силы

Рассмотрим процесс сканирования острия АСМ над поверхностью решетки плотной упаковки, приведенной на рис. 1 (черные кружки — атомы поверхностного слоя образца, светлые — проекции на поверхностный слой атомов второго слоя решетки). Взаимодействие атомов образца и острия обычно описываются [2,3,7–9,11,15,19] с помощью парного потенциала Леннарда–Джонса

$$V_{ij} = \frac{\alpha}{r_{ij}^{12}} - \frac{\beta}{r_{ij}^6}, \quad (1)$$

где индекс i нумерует атомы образца, j — острия.

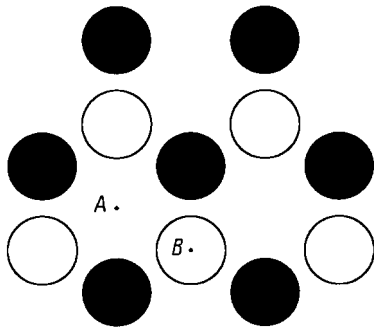


Рис. 1. Кристаллическая ячейка на поверхности решетки плотной упаковки атомов с проекциями атомов нижележащего слоя.

При сканировании в режиме сил отталкивания, как было отмечено во Введении, вклад сил притяжения мал [6], поэтому вторым слагаемым в правой части (1) можно пренебречь.

Потенциальная энергия $U(x, y, z)$ взаимодействия острья и образца получается в результате суммирования потенциалов (1) по возможным значениям индексов i и j (в случае одноатомного острья только по i) и зависит от координат кончика острья x, y, z . Удобно использовать систему координат, в которой плоскость xy совпадает с поверхностью образца, а ось z направлена в сторону острья.

Если пренебречь смещением атомов поверхности и острья в процессе сканирования (что во всяком случае, безусловно, справедливо при силе сканирования $F_0 \leq 10^{-9}$ Н [12,13]), то поверхность постоянной силы можно найти, решая относительно z уравнение

$$-\frac{\partial U(x, y, z)}{\partial z} = F_0. \quad (2)$$

Для получения результатов, не зависящих от выбора значения полуэмпирического параметра α в (1), удобно перейти к безразмерным (относительным) величинам сил и координат. В качестве единицы длины естественно использовать равновесное расстояние между атомами кристаллической решетки α , в качестве единицы силы — силу, которая действует на одноатомное (т.е. имеющее один атом на кончике) острье, расположенное на начальной высоте d над атомом поверхности. Легко убедиться, что в случае одноатомного острья уравнение (2) для нахождения поверхности постоянной силы примет вид

$$\left(\frac{a}{d}\right)^{13} = \sum_i \frac{z - z_i}{[(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2]^{7/2}}, \quad (3)$$

где значения координат указаны в относительных величинах.

Решение уравнения (3) искалось численными методами, причем суммирование проводилось по всем атомам исследуемой поверхности, достаточно близким к кончику острья, чтобы вносить сколько-нибудь существенный вклад в результат. Было установлено, что для $d < 0.61a$

при некоторых значениях x, y не существует решения уравнения (3), что означает наличие разрыва поверхности постоянной силы. В этом легко убедиться, если сравнить зависимости от высоты над поверхностью сил отталкивания между острием и поверхностью в трех характерных точках: в положении непосредственно над атомом поверхности и в положениях A и B над серединами межатомных треугольников (рис. 1). Графики указанных зависимостей приведены на рис. 2 (кривые 1–3 соответственно). Если сравнить кривые 1 и 2 на рис. 2, то становится очевидным, что непрерывная поверхность постоянной силы имеет место только при выполнении условия $d \geq 0.61a$. Действительно, при $d < 0.61a$ значение начальной силы, отвечающее кривой 1 (например, значение силы в точке P), превосходит максимальное значение силы, отвечающее кривой 2, так что уравнение (3) удовлетвориться не может. Следовательно, в области над точкой A поверхность постоянной силы претерпевает разрыв.

Для того чтобы определить абсолютное значение силы, при котором соответствующая ему поверхность становится разрывной, требуется знание константы обменного взаимодействия α . К сожалению, в настоящее время она известна с очень небольшой точностью. Тем не менее, используя для грубой оценки значение $\alpha \approx 3 \cdot 10^{19}$ Н/м¹³, $d = 0.6a \approx 0.61$ нм [12], для силы получаем $F = 12\alpha/d^{13} \approx 8 \cdot 10^{-9}$ Н.

Заметим, что положение A на рис. 1 соответствует такой точке поверхности плотной упаковки, под которой отсутствует атом второго слоя. Рассмотрим теперь положение острья АСМ над атомом второго слоя образца

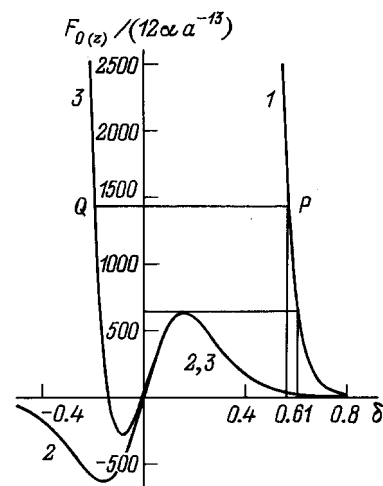


Рис. 2. Зависимость нормированной начальной силы $F_0/(12\alpha a^{-13})$ между одноатомным острием, расположенным над атомом поверхности, от относительной высоты острья над поверхностью $\delta = d/a$ (1) и зависимость нормированной вертикальной компоненты силы $F_z/(12\alpha a^{-13})$ от относительного расстояния $\delta = z/a$ между одноатомным острием и поверхностью для положений острья $A(B)$ над поверхностью (рис. 1) (2,3). Значения $\delta < 0$ соответствуют положениям острья ниже поверхностного слоя.

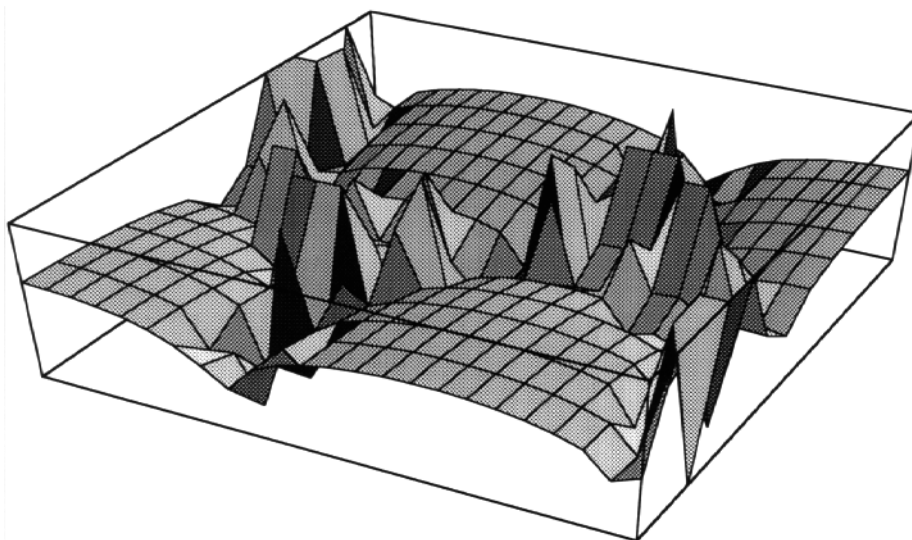


Рис. 3. Трехмерное изображение поверхности постоянной силы.

(положение B на рис. 1). Легко видеть, что уравнение (3) имеет решение в окрестности точки B , хотя острие опускается ниже поверхностного слоя атомов образца. Это обстоятельство может быть проиллюстрировано сравнением кривых 1 и 3 на рис. 2. При получении кривой 3 предполагалось, что ближайшее расстояние между атомом поверхности и атомом нижележащего слоя с учетом релаксации составляет $0.9a$. Это соответствует расстоянию $0.78a$ между слоями. Как следует из сравнения кривых 1 и 3 рис. 2, каждой точке P кривой 1 соответствует точка Q кривой 3 с тем же значением силы. Таким образом, над положением B поверхность постоянной силы непрерывна для любых значений d , если учесть взаимодействие острия с атомами второго слоя образца. Тем не менее здесь острие опускается ниже поверхности исследуемого образца при некоторых значениях d . Этот факт также может интерпретироваться как втыкание кончика острия в поверхность образца. Легко убедиться, что учет третьего слоя атомов образца и вышележащих слоев атомов острия не меняет сколь-либо существенно описанную ситуацию (при проведении расчетов для простоты предполагалось, что кристаллическая структура материала острия такая же, как и образца).

Качественное доказательство существования разрывов поверхностей постоянной силы при достаточно малых начальных высотах сканирования можно получить, рассматривая сканирование одноатомного острия над одним атомом поверхности, как это сделано в [20,21]. Действительно, простой расчет показывает, что при малых значениях d атом поверхности перестает поддерживать в процессе сканирования одноатомное острие раньше, чем его начинает поддерживать соседний атом поверхности.

Попытка решать уравнение (3) численными методами в области разрывов поверхностей постоянной силы приводит к расходящемуся итерационному процессу. Обрыв

такого процесса при любом фиксированном числе шагов итерации приводит к резко неупорядоченному набору пиков. Для иллюстрации на рис. 3 приведено трехмерное изображение поверхности постоянной силы, полученной при решении уравнения (3) в случае $d = 0.5a$. На рис. 3 ясно видны участки поверхности постоянной силы в области над атомами исследуемой поверхности и резкие пики в областях между атомами, где поверхность постоянной силы претерпевает разрыв. Заметим, что выбранная начальная высота сканирования $d = 0.5a$ превышает сумму радиусов, приписываемых атомам острия и поверхности в модели жестких сфер [22]. Поэтому применение потенциала (1) для описания сил отталкивания является вполне оправданным.

2. Многоатомные модели острия

Наряду с простейшей моделью острия (один атом на кончике) в последнее время в литературе обсуждаются и более сложные модели [11–16,18,20,21,23], интерес к которым определяется целым рядом причин. Так оказалось, что модель одноатомного острия не позволяет адекватно описать некоторые особенности поверхности постоянной силы, экспериментально полученной для графита [12,15,23]. Модель острия, содержащего на кончике кластер из нескольких атомов, использовалась также для описания деформации поверхности и острия в процессе сканирования [14,18,24] и для обеспечения непрерывности сканирования острия над поверхностью решетки плотной упаковки, в том числе и с точечными дефектами [20,21]. Значительный интерес к таким моделям вызывается также стремлением использовать данные АСМ для определения реальной структуры кончика острия [16,25].

Широта круга задач, подлежащих решению, обуславливает многообразие используемых моделей острия. Простейшим обобщением одноатомного острия является модель, состоящая из небольшого количества (2–4) атомов, расположенных в одной плоскости [14,15]. Использование таких моделей, однако, не позволяет адекватно описать экспериментальные результаты, полученные при исследовании графита [14]. Кроме того, прямые расчеты подтверждают, что соответствующие поверхности постоянной силы не являются непрерывными, как и в случае одноатомного острия (раздел 1).

Более реалистичными являются модели, в которых учитываются макроскопическая форма острия (параболоид или конус) и структура кристаллической решетки. При этом обычно рассматриваются два типа решетки: тетрагональная структура алмаза [14,18,23] и структура плотной упаковки [20,21,24], причем на кончике острия находится атомный кластер из нескольких атомов. Заметим, что из общих соображений о взаимодействии атомов [22,26] трудно ожидать, чтобы все атомы этого кластера были расположены в одной плоскости, перпендикулярной плоскости острия. Более естественно предполагать, что один из атомов кластера расположен ниже других (собственно на кончике острия), а остальные расположены на поверхности острия в плоскости, перпендикулярной его оси. Если острие представляет собой параболоид вращения, то его поверхность (в системе координат, описанной в разделе 1) может быть задана уравнением

$$z_i = \frac{x_i^2 + y_i^2}{2R} + d, \quad (4)$$

где R — радиус кривизны острия.

Координаты атомов кластера на кончике острия должны удовлетворять уравнению (4), причем за счет поверхностной релаксации атомов острия и отталкивания их от исследуемой поверхности среднее расстояние между атомами должно быть меньше, чем в невозмущенной решетке.

Для того чтобы получить теоретическую поверхность постоянной силы для такого многоатомного острия, необходимо вместо (3) решать относительно z уравнение

$$\left(\frac{a}{d}\right)^{13} = \sum_j \sum_i \frac{z + z'_j - z_i}{\left[(x + x'_j - x_i)^2 + (y + y'_j - y_i)^2 + (z + z'_j - z_i)^2\right]^{7/2}}, \quad (5)$$

где x'_j, y'_j, z'_j — координаты (в относительных величинах) атомов кластера на кончике острия в системе координат, начало которой совпадает с самим кончиком.

Проведенные ранее расчеты показали [20,21], что минимальной конфигурацией, обеспечивающей устойчивость сканирования (т.е. отсутствие разрывов поверхности постоянной силы при любых возможных значениях начальной высоты d), является кластер из 7 атомов. Шесть из них образуют правильный шестиугольник со

стороной $b = 0.85a$, а седьмой находится на расстоянии $h = b^2/(2R)$ под его центром. При $R = (5/3)a$ имеем $h = 0.22a$. Очевидно, что поверхность постоянной силы, полученная при решении уравнения (5), зависит от ориентации кластера на кончике острия относительно кристаллографических осей поверхности

$$z = z(x, y, \varphi), \quad (6)$$

где φ — угол между осями атомных шестиугольников кластера на кончике острия и поверхности плотной упаковки.

Методика расчета при этом существенно зависит от того, как производится сканирование. Если в процессе сканирования ориентация кластера относительно поверхности случайным образом меняется, необходимо проводить усреднение и сравнивать с экспериментальными данными усредненную поверхность постоянной силы

$$z(x, y) = \frac{3}{\pi} \int_0^{\pi/3} z(x, y, \varphi) d\varphi. \quad (7)$$

Если же в процессе сканирования ориентация кластера на кончике острия остается строго фиксированной, необходимо проводить все расчеты для этой фиксированной ориентации. Поверхности (6) при разных φ , конечно, могут заметно отличаться.

Усредненные поверхности (7) были достаточно подробно рассмотрены в предыдущих работах [20,21]. Ниже рассматривается зависимость от φ поверхностей постоянной силы (6), полученных при решении уравнения (5) для сканирования над поверхностью плотной упаковки атомов, как невозмущенной, так и содержащей точечные дефекты типа вакансий и дивакансии.

3. Поверхности постоянной силы над решеткой плотной упаковки: зависимость от ориентации острия

В данном разделе представлены поверхности постоянной силы (6), полученные в результате численного решения уравнения (5), описывающего сканирование острия АСМ, содержащего на кончике кластер из 7 атомов, обсуждавшийся в предыдущем разделе. Приводимые двумерные изображения представляют собой сечения соответствующих поверхностей десятью горизонтальными плоскостями, проведенными с шагом $\Delta z = (z_{\max} - z_{\min})/10$. Более светлый тон соответствует большей высоте кончика острия над поверхностью, более темный — меньшей. Во всех рассматриваемых случаях $z_{\max} = d = 0.5a$, так что белый тон соответствует интервалу высот $(z_{\max} - z_{\min} - \Delta z)$. Значения z_{\min} и Δz указываются для каждого конкретного случая отдельно.

На рис. 4 приведены результаты расчета $z(x, y, \varphi)$ для невозмущенной поверхности плотной упаковки атомов при различных ориентациях кластера на кончике острия

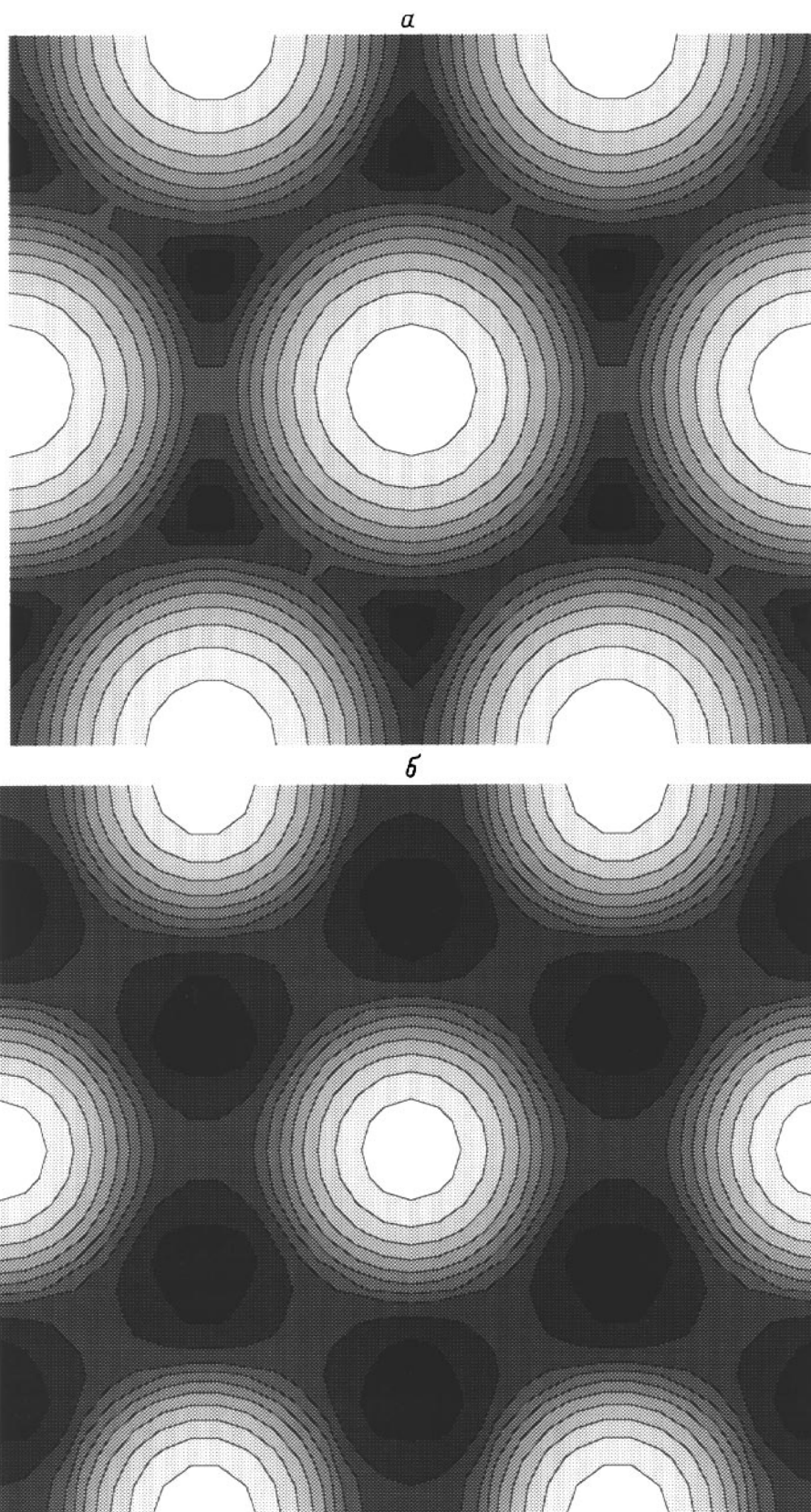


Рис. 4. Двумерное изображение поверхности постоянной силы при сканировании над поверхностью решетки плотной упаковки атомов для различных ориентаций острья.

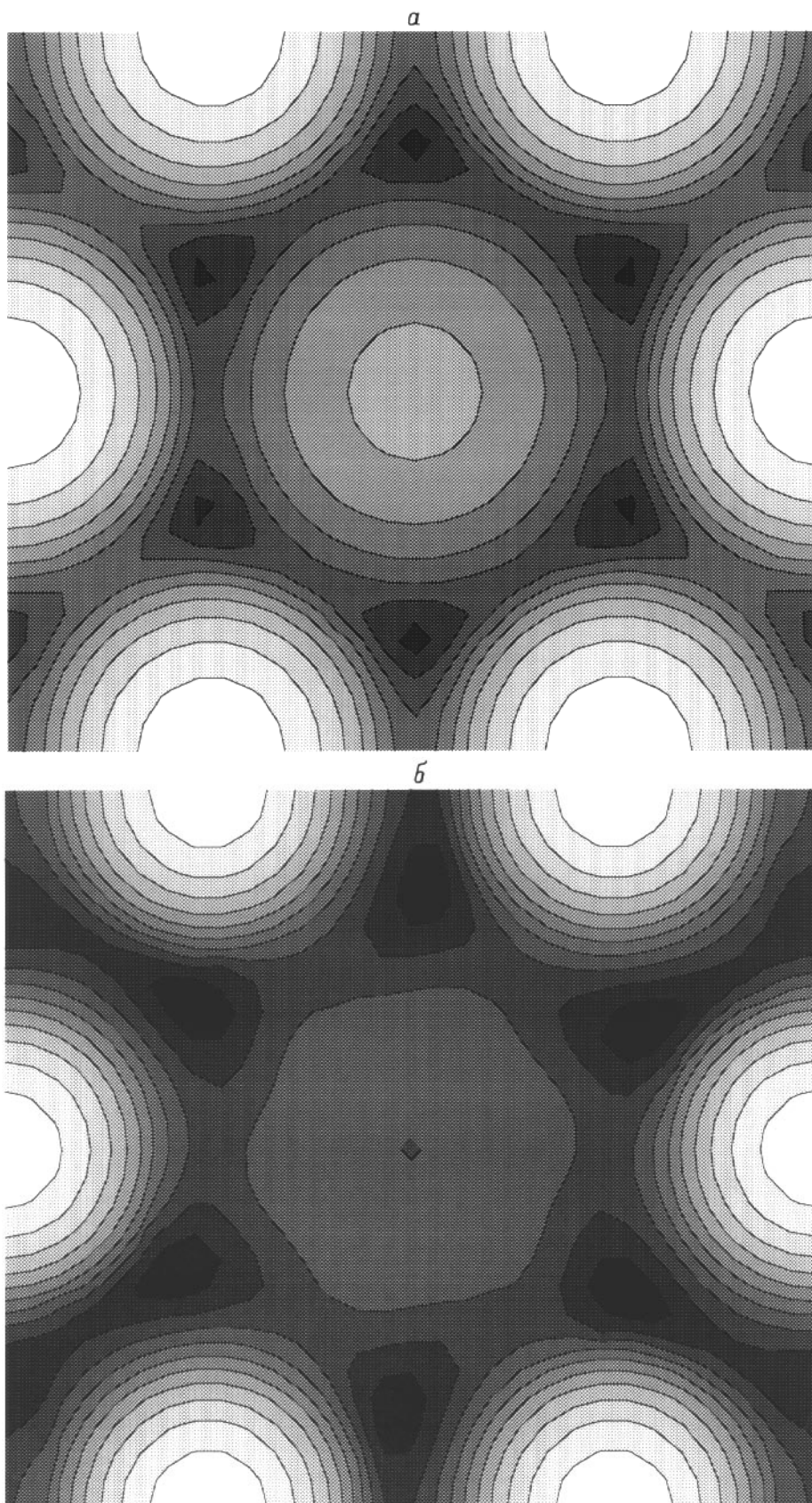


Рис. 5. Двумерное изображение поверхности постоянной силы при сканировании вблизи поверхностной вакансии в решетке плотной упаковки атомов для различных ориентаций острия.

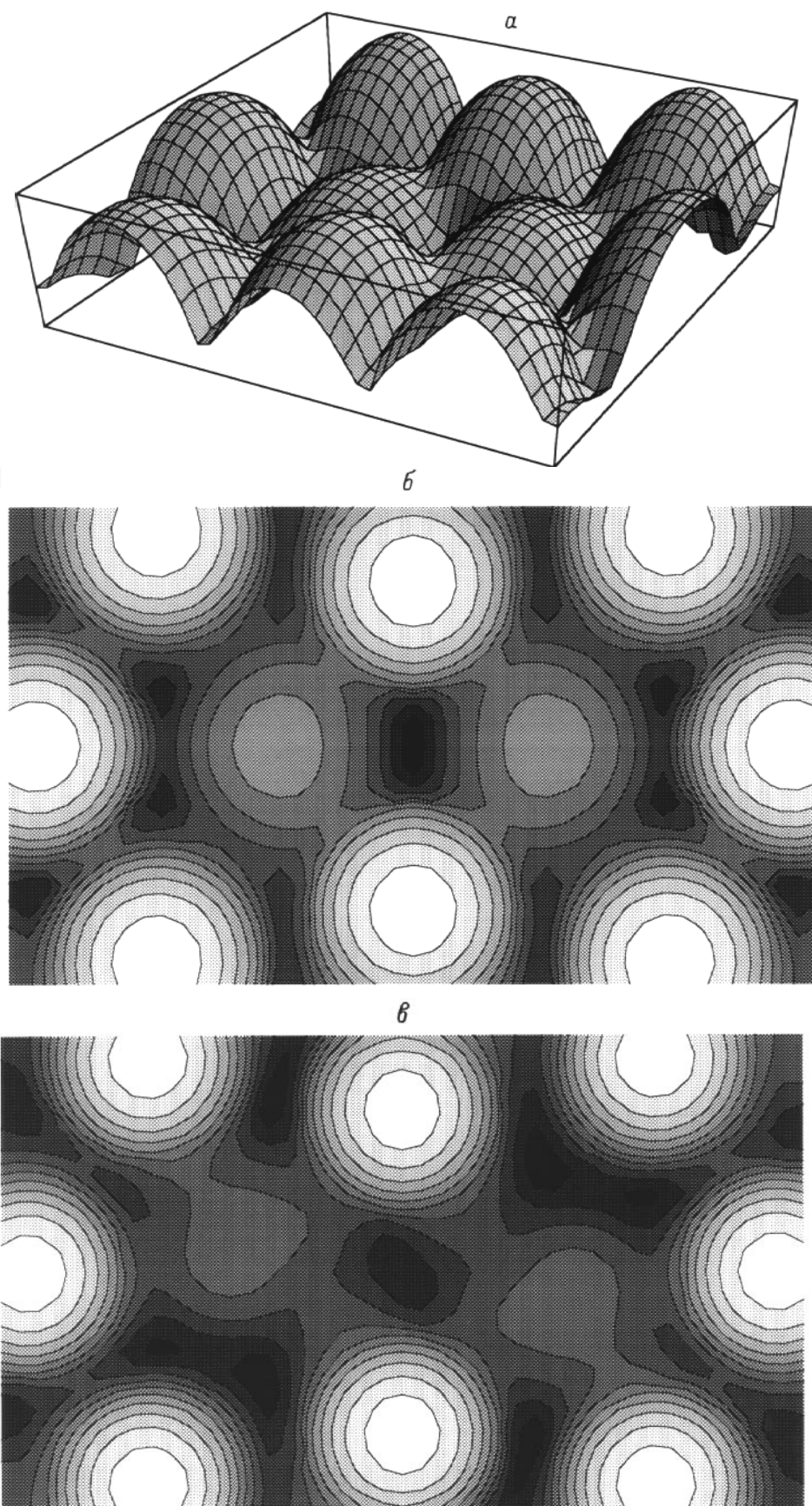


Рис. 6. Изображение поверхности постоянной силы при сканировании вблизи поверхностной дивакансии в решетке плотной упаковки атомов для различных ориентаций острья.

относительно кристаллографических осей поверхности. Рис. 4, *a* соответствует случаю совпадающих осей атомных шестиугольников кластера и поверхности образца ($\varphi = 0$). При этом $z_{\min} = 0.11a$, $\Delta z = 0.039a$. Рис. 4, *b* отвечает случаю $\varphi = 30^\circ$ ($z_{\min} = 0.28a$, $\Delta z = 0.022a$). Как видно из сравнения рис. 4, *a* и *b*, в области непосредственно над атомами исследуемой поверхности результаты слабо зависят от ориентации острия. Данное обстоятельство представляется вполне естественным, поскольку в области непосредственно над атомами поверхность постоянной силы достаточно хорошо описывается и с использованием модели одноатомного острия. Заметная зависимость от ориентации наблюдается при сканировании кластерного острия над межатомным промежутком. Так, при изменении угла φ на 30° глубина рельефа меняется в 1.7 раз.

Рассмотрим теперь поверхности постоянной силы вблизи некоторых типов точечных дефектов в решетке плотной упаковки. На рис. 5 приведены для примера результаты расчетов для дефекта типа вакансии при двух ориентациях острия: *a* — $\varphi = 0$ ($z_{\min} = 0.07a$, $\Delta z = 0.043a$), *b* — $\varphi = 15^\circ$ ($z_{\min} = 0.2a$, $\Delta z = 0.03a$). И в этом случае сравнение рисунков демонстрирует значительное изменение глубины рельефа и даже изменение характера поверхности постоянной силы над вакансией при изменении ориентации острия.

Наконец, на рис. 6 приведены результаты расчетов поверхностей постоянной силы для дефекта типа дивакансии при различных ориентациях острия (угол φ в данном случае отсчитывается от оси дивакансии). Рис. 6, *a*, *b* представляют соответственно трехмерное и двумерное изображения поверхности постоянной силы при $\varphi = 0$ ($z_{\min} = 0.09a$, $\Delta z = 0.041a$). На рис. 6, *в* представлено двумерное изображение поверхности постоянной силы при $\varphi = 15^\circ$ ($z_{\min} = 0.19a$, $\Delta z = 0.041a$). Легко увидеть, что в этом случае при изменении ориентации острия не только меняется глубина рельефа, но и нарушается симметрия поверхности постоянной силы относительно оси дивакансии.

Отметим, что усредненные поверхности постоянной силы (7) всегда симметричны относительно всех осей симметрии исследуемого объекта [20,21]. Таким образом, сравнение результатов расчета поверхностей постоянной силы при фиксированной ориентации (типа полученных в настоящем разделе) и полученных в результате усреднения по различным ориентациям [20,21] с результатами эксперимента открывает возможности диагностики характера атомной структуры кончика острия АСМ и условий его сканирования над исследуемой поверхностью.

4. Обсуждение результатов

Как показано в разделе 1 настоящей работы, поверхности постоянной силы над решеткой плотной упаковки атомов не являются, вообще говоря, непрерывными и претерпевают разрывы в областях между атомами решетки. Данный эффект имеет место лишь при достаточно

малых начальных высотах сканирования одноатомного острия ($d < 0.61a$, где a — значение равновесного расстояния между атомами решетки) и соответствует втыканию острия АСМ в поверхность в области разрыва. Само по себе существование разрывов поверхностей постоянной силы над поверхностью твердого тела не является удивительным. Благодаря им может иметь место, например, такое явление как поглощение низкоэнергетических атомов поверхностью.

Вывод о существовании разрывов поверхностей постоянной силы получен в данной работе без учета релаксации, т.е. смещений атомов поверхности и острия в процессе сканирования. Легко убедиться, однако, что учет релаксации не изменяет вывода о существовании разрывов. Действительно, вертикальная релаксация (т.е. вдавливание атомов поверхности вглубь образца находящегося над ним острием) может быть оценена в первом приближении в каждой фиксированной точке поверхности и не влияет на описание силового взаимодействия между атомами острия и образца. Таким образом, ее учет не может устранить разрывы поверхности постоянной силы, если они имелись без учета вертикальной релаксации. Принятие же во внимание горизонтальной релаксации, очевидно, может привести только к увеличению начальных высот острия над образцом, при которых разрывы поверхности постоянной силы возникают.

В разделе 3 работы предложена кластерная модель кончика острия, обеспечивающая непрерывное сканирование при любых начальных высотах над поверхностью решетки плотной упаковки атомов. Соответствующий кластер содержит 7 атомов, из которых 6 образуют правильный шестиугольник, а седьмой находится на определенном расстоянии под его центром. Непрерывность сканирования такого острия имеет место не только над правильной решеткой, но и над решеткой с точечными дефектами типа вакансии и дивакансии. При этом, однако, образы исследуемой кристаллической поверхности могут оказываться не вполне симметричными и зависеть от ориентации кластера на кончике острия относительно кристаллографических осей поверхности решетки.

Отмеченные обстоятельства открывают принципиальную возможность диагностики структуры кончика острия по набору экспериментальных АСМ образов одного и того же образца с решеткой плотной упаковки. Если при сканировании с начальной высотой $d < 0.61a$ имеет место втыкание острия в поверхность, то можно сделать вывод, что на его кончике находится единственный атом, взаимодействие с которым вносит определяющий вклад в силовое взаимодействие с поверхностью. Если же сканирование на любых высотах оказывается непрерывным, то кончик острия имеет кластерную структуру, минимальные параметры которой определены в работе. В последнем случае АСМ изображения исследуемой поверхности могут не зависеть от начальной ориентации острия относительно поверхности. Это означает, что в процессе сканирования ориентация кластера на кончике острия относительно кристаллографических осей

поверхности случайным образом изменяется. Наличие же зависимости АСМ изображений исследуемой поверхности от начальной ориентации острия означает, что в процессе сканирования данная ориентация остается постоянной. Тогда по характеру АСМ изображений исследуемой поверхности можно установить конкретное значение угла φ между осями атомных шестиугольников кластера на кончике острия и поверхности.

Авторы благодарны Г. Краушу (университет Констанца), О. Марти (университет Ульма) и В.И. Панову (МГУ) за плодотворные обсуждения результатов работы и полезные замечания.

Список литературы

- [1] *Binning G., Quate C.F., Gerber Ch.* // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. N 9. P. 930–933.
- [2] *Sarid D.* Scanning Force Microscopy with Applications to Electric, Magnetic and Atomic Forces. New York, 1991.
- [3] *Marti O., Amrein A.* STM and SFM in Biology. San Diego, 1993.
- [4] *Wiesendanger R., Guentherodt H.J.* (Eds.) Scanning Tunneling Microscopy: Theory of STM and Related Scanning Probe Methods. Berlin, 1993.
- [5] *Quate C.F.* // Surf. Sci. 1994. Vol. 299/300. P. 980–995.
- [6] *Мусеев Ю.Н., Мостепаненко В.М., Панов В.И., Соколов И.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 20. С. 5–11.
- [7] *Albrecht T.R., Quate C.F.* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 7. P. 2599–2602.
- [8] *Marti O., Drake B., Hansma P.R.* // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 7. P. 484–486.
- [9] *Albrecht T.R., Quate C.F.* // J. Vac. Sci. Technol. 1988. Vol. A6. N 2. P. 271–274.
- [10] *Мусеев Ю.Н., Панов В.И., Савинов С.В.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 10. С. 24–28.
- [11] *Moiseev Yu.N., Mostepanenko V.M., Panov V.I., Sokolov I.Yu.* // Phys. Lett. 1983. Vol. A132. N 6/7. P. 354–358.
- [12] *Gould S.A.C., Burke K., Hansma P.K.* // Phys. Rev. 1989. Vol. B40. N 8. P. 5363–5366.
- [13] *Abraham F.F., Batra I.P.* // Surf. Sci. 1989. Vol. 209. N 1/2. P. L125–L132.
- [14] *Landman U., Luedtke W.D., Nitzan A.* // Surf. Sci. 1989. Vol. 210. N 3. P. L177–L184.
- [15] *Abraham F.F., Batra I.P., Ciraci S.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. N 13. P. 1314–1317.
- [16] *Odin C., Aime J.P., Kaakour Z.El., Bouhacina T.* // Surf. Sci. 1994. Vol. 317. N 3. P. 321–340.
- [17] *Bordag M., Klimchitskaya G., Mostepanenko V.* // Surf. Sci. 1995. Vol. 328. N 1/2. P. 129–134.
- [18] *Landman U., Luedtke W.D., Ribarsky M.W.* // J. Vac. Sci. Technol. 1989. Vol. A7. N 4. P. 2829–2839.
- [19] *Благов Е.В., Климчицкая Г.Л., Мостепаненко В.М.* и др. // Письма в ЖТФ. 1993. М. 19. Вып. 8. С. 73–78.
- [20] *Благов Е.В., Климчицкая Г.Л., Лобашев А.А., Мостепаненко В.М.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 3. С. 73–80.
- [21] *Blagov E., Klimchitskaya G., Lobashov A., Mostepanenko V.* // Preprint FL-030495. St. Petersburg: Friedmann Laboratory Publishing, 1995. P. 29.
- [22] *Israelachvili J.M.* Intermolecular and Surface Forces. New York; London: Academic Press, 1985.
- [23] *Tang H., Joachim C., Devillers J.* // Surf. Sci. 1993. Vol. 291. N 3. P. 439–450.
- [24] *Marti O., Colchero J., Mlynek J.* // Nanosources and Manipulations of Atoms under High Fields and Temperatures. NATO ASI Series. Ser. E: Appl. Sci. 1993. Vol. 235. P. 253–270.
- [25] *Montelius L., Togenfeldt J.O.* // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62. N 21. P. 2628–2630.
- [26] *Torrens I.M.* Interatomic Potentials. New York; London: Academic Press, 1972.