

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ТЕПЛОФИЗИКЕ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАБАРДИНО-БАЛКАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ФИЗИКА ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
ВЕЩЕСТВА — 2008

Черноголовка — 2008

Физика экстремальных состояний вещества — 2008

*Под редакцией Фортова В. Е., Ефремова В. П., Хищенко К. В., Султанова В. Г.,
Левашова П. Р., Карамурзова Б. С., Темрокова А. И., Канеля Г. И., Иосилевского И. Л.,
Милявского В. В., Минцева В. Б., Петрова О. Ф., Савинцева А. П., Шпатаковской Г. В.*

Сборник посвящен исследованиям в области теплофизики экстремальных состояний и физики высоких плотностей энергии. Рассматриваются различные модели и результаты теоретических расчетов уравнений состояния вещества при высоких давлениях и температурах, физика ударных и детонационных волн, экспериментальные методы диагностики быстропротекающих процессов, взаимодействие мощных ионных и электронных пучков, интенсивного лазерного, рентгеновского и СВЧ излучения с веществом, электрический взрыв проводников мощными импульсами тока, методы генерации интенсивных импульсных потоков энергии, физика низкотемпературной плазмы, проблемы управляемого термоядерного синтеза и традиционной энергетики, а также различные технологические аспекты. Основная часть работ была представлена на XXIII Международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус, 1–6 марта 2008 г.). Издание адресовано специалистам в области физико-технических проблем энергетики.

ISBN 5-901675-34-7

© Институт проблем химической физики Российской академии наук,
Черноголовка, 2008

держки $\Delta t_{\text{delay}} = 0$ фс (когда максимум интенсивности временного профиля интенсивности нагревающего импульса совпадает с максимумом зондирующего) величина изменения фазы комплексного коэффициента отражения составила ~ 1.2 рад, что соответствует смещению критического слоя плотности плазмы на величину $L \sim 40$ нм.

ГИДРОДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ВЕЩЕСТВОМ: СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Иногамов Н.А.^{*1}, Жаховский В.В.², Петров Ю.В.¹, Хохлов В.А.¹, Ашитков С.И.², Анисимов С.И.¹, Агранат М.Б.², Nishihara К.³

¹ИТФ РАН, Москва, Россия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ³ILE, Osaka, Japan

*nail-inogamov@yandex.ru

Теоретические расчёты и опыты указывают на существование гигантских смещений облучённой поверхности около порога абляции F_a (F Дж/см²-флюенс фемтосекундного лазерного импульса, ФЛИ). Это проявляется в существовании протяжённого участка смещений, на котором продолжается торможение границы конденсированной фазы. Эти смещения намного превышают длину теплового расширения Δd . Гигантская длина с мягким торможением сохраняется и вне околопорогового интервала (находящегося возле значения F_a), то есть при значительных превышениях над порогом. Правда, при таких превышениях остановки откольной пластины (ОП) не происходит.

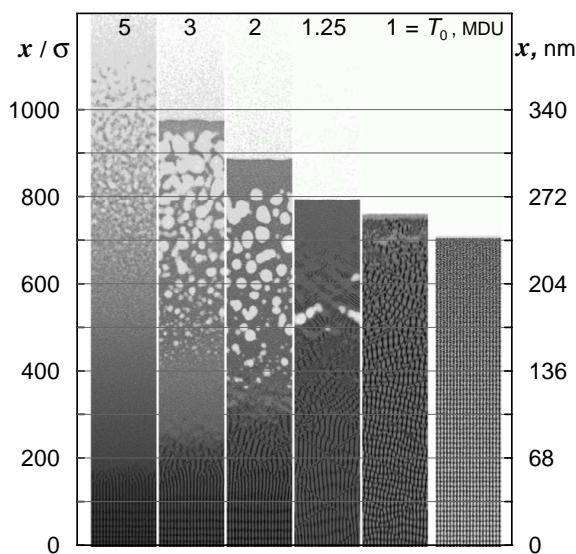


Рис. 1. Молекулярно-динамическая (МД) демонстрация существования откольного купола (ОК) с дырой. Дыре соответствует кадр 1 слева. ОК составляется из ОП, представленных на 2, 3 и 4 кадрах слева.

Теория связывает гигантские смещения с поверхностным натяжением и формированием ансамбля крупных кавитационных пузырей, размер которых оказывается сравнимым с глубиной лазерного прогрева $d_T \sim 10 - 100$ нм. Расчёты показывают, что первоначально плоская граница ми-

1. Gibbon P., Forster R. // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1996. V. 38. P. 769.
2. Gibbon P., Bell A. R. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 1535.
3. Агранат М. Б., Андреев Н. Е., Ашитков С. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. № 6. С. 328.

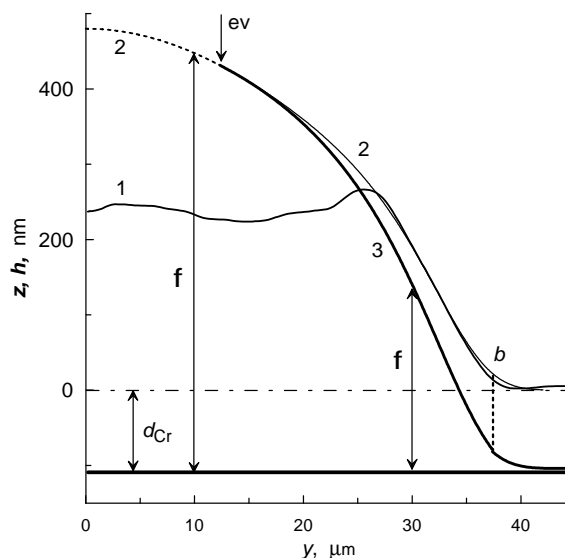


Рис. 2. Данные опытов по ОК и их обработка (золото, Au).

шени (грань идеального кристалла) постепенно искажается из-за пропечатывания на поверхности мишени растущих под ней кавитационных пузырей. Появление нанорельефа вследствие пропечатывания вызвано неоднородностью слабого торможения ОП. Неоднородность обусловлена сопротивлением растяжению жидких плёнок, разделяющих крупные пузыри. Неоднородность сопротивления и нанорельеф существуют как на околопороговом интервале δF_a , так и при заметных превышениях над порогом. Таким образом, гигантские смещения и нанорельеф — это связанные явления.

Нанорельеф должен сказываться на ширине углового распределения индикатрисы рассеяния зондирующих ФЛИ. В будущем важно измерить вариацию по t угловой ширины зондирующих ФЛИ после отражения от поверхности ОК. Это позволит получить информацию о эволюции нанорельефа поверхности (время формирования, амплитуда, поперечный зондирующему лучу пространственный масштаб). Из расчётов следует, что длина слабого торможения около и вне порога F_a порядка глубины d_T . Ширина околопо-

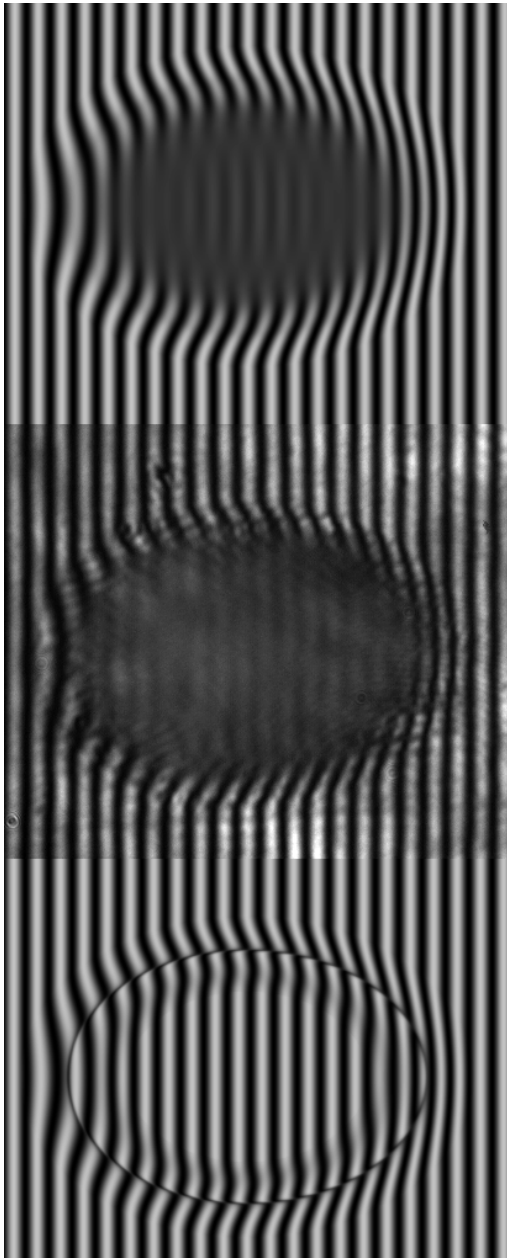


Рис. 3. Сравнение эксперимента (средний кадр) с теорией (Au). В расчёте сверху учтено слабое поглощение в двухфазной области. Тонкий эллипс снизу представляет кольцо Ньютона в микроинтерферометрическом изображении.

рогового интервала значительна $\delta F_a / F_a \sim 0.01 - 0.1$. Вблизи порога F_a продолжительность такого торможения порядка наносекунды. При этом пропечатывание формируется за сотни пикосекунд. На временах $t \sim 1$ нс начинает сказываться теплопроводностное охлаждение прогретого слоя d_T . Происходит кристаллизация и замораживание реликтов кавитационного ансамбля крупных пузырей. Эти реликты имеют вид отвердевших наноструек, разделявших пузыри плёнок и застывших вспучиваний поверхности, под которыми остаются крупные пузыри.

В данной работе задача о воздействии ФЛИ на металлы изучена с помощью двухтемператур-

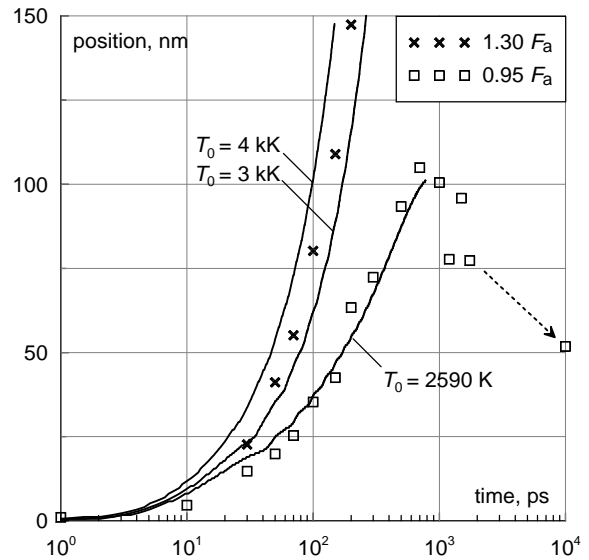


Рис. 4. Удивительно хорошее согласие расчётов (кривые) с экспериментом (маркеры) вблизи порога F_a в алюминии. Показаны зависимости от времени смещения границы, отражающей зондирующий ФЛИ. Стрелка указывает на остаточную деформацию.

ного гидродинамического кода и молекулярно-динамического (МД) моделирования. Код учитывает процессы поглощения лазерного излучения, перегрева электронной подсистемы относительно ионной подсистемы, распространения тепловой волны — всё это совместно с гидродинамическим движением. Из приведённых ниже сравнений с опытами следует, что впервые в такого рода задаче модель с удивительной точностью описывает эксперимент. Опыты проводились на мультитераваттной лазерной системе на кристалле хром-форстерита. Pump-probe (нагрев-зондирование) микроинтерферометрическая методика и слежение за кольцами Ньютона позволяют исследовать оптические свойства и кинематику расширения нагретого вещества, которые сопоставляются с расчётами. Структуру лазерного факела на стадии с ОК поясняют рис. 1 и 2. Лазерный пучок $F(r) = F_c \exp(-r^2/R_L^2)$ с максимальным флюенсом F_c в центре пучка падает на мишень сверху. Ось пучка проходит по левому краю рис. 1, а его интенсивность спадает вправо. Рис. 1 «собран» из серии МД расчётов, соответствующих достаточно представительному набору значений r и F , охватывающему как периферию, так и центральную область пучка. При фиксированном значении F (то есть по вертикали на рис. 1) имеются область однофазного пара над ОК, ОК, двухфазная область и дно будущего кратера.

Рис. 2 выполнен на основе расчётов и обработки экспериментальных данных, представленных кривой 1 (Au). Внешняя и внутренняя границы ОК даются кривыми 2 и 3. Порогам F_a и F_e , в которых существует ОК, соответствуют метка «b» и стрелка «eV». Область однофазного пара над ОК ($F < F_e$) и над двухфазной областью

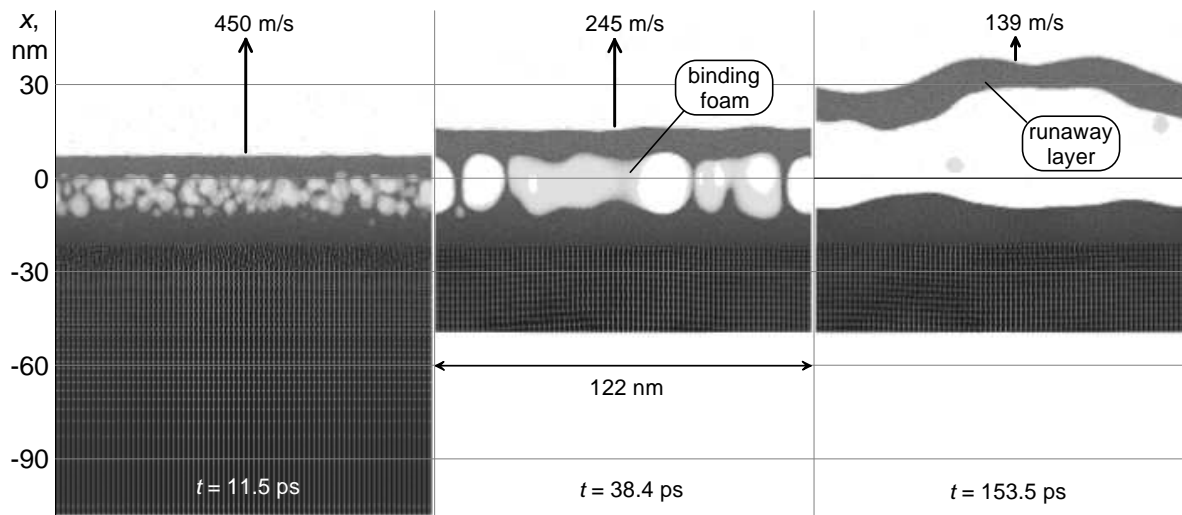


Рис. 5. Постепенное формирование наноморфологических изменений на внешней поверхности ОП. Появление этих изменений обусловлено развитием кавитационного ансамбля: нуклеация и начальная стадия (левый кадр), укрупнение (средний кадр), пропечатывание (средний и правый кадры), отрыв (правый кадр).

($F > F_e$) на рис. 2 не показана. Две стрелки «f» представляют двухфазную область под ОК и в «дыре» ($F_e < F < F_c$). Дыррой называется область, не прикрытая сверху ОК. «Слом» интерферометрических полос, происходящий в дыре на экспериментальном микроинтерферометрическом изображении (МИ), является вместе с искривлением полос на границе будущего кратера одной из двух основных особенностей центрального кадра на рис. 3. Кривая 1 на рис. 2 получена из этого экспериментального МИ. Она относится к сечению эллипса по его короткой оси b .

Слом полос происходит, когда отражение от дна начинает превалировать над отражением от ОК. Появление слома указывает на сильное уменьшение толщины ОК, сокращающейся от значения $h \approx 110$ нм (Au), соответствующего глубине кратера на пороге F_a (метка «b» на рис. 2), до значений ~ 20 нм. Уменьшение h вызвано ростом греющего флюенса к центру лазерного пучка. Слом полос на МИ на рис. 3 проявляется на рис. 2 в насыщении роста высоты ОК (кривая 1) при смещении к центру пучка. Слом полос в опытах с МИ начинается при заметно меньших F , чем F_e . Поэтому дыра в экспериментальных МИ шире, чем дыра в ОК.

На рис. 2 штрих-пунктирная горизонтальная прямая даёт положение границы мишени до воздействия ФЛИ. Нижняя прямая (дно будущего кратера) находится на расстоянии 110 нм от неё. Из опытов (Au, Al) следует, что глубина кратера слабо зависит от флюенса греющего ФЛИ до интересующих нас значений около 10 Дж/см². ОК и весь лазерный факел находятся в движении. Рис. 2 и 3 соответствуют $t_{delay} = 500$ пс после воздействия ФЛИ длительностью 0.1 пс и $F_c = 7.1$ Дж/см². ОК начинает отделяться от остатка мишени после старта нуклеации паровых зародышей в расплавленном золоте. Как го-

ворилось, процесс разделения оказывается пространственно протяжённым по вертикали. Слабое торможение за счёт сопротивления двухфазной области растяжению продолжается до смещений $\sim d_T = 200 - 300$ нм (Au). После отрыва ОК появляется боковая граница кратера, показанная вертикальной штриховой линией под меткой «b» на рис. 2.

Рассмотрим вопрос об околопороговом интервале δF_a . Сравнение расчётов с опытами показано на рис. 4. Видно, с какой высокой точностью согласуются околопороговые данные. Хотя расчёт ($\epsilon \approx -5\%$) и эксперимент ($\epsilon \approx +2\%$) отличаются по отклонению от порога $\epsilon = 1 - \epsilon_1$, $\epsilon_1 = F/F_a \approx T_0/(T_0)_a$, но это отличие становится существенным только в окрестности точки остановки границы (при $\epsilon < 0$ имеется точка остановки). Таким образом, согласуются (а) пороги абляции по падающему и поглощённому флюенсам [1], (б) глубины кратеров [1] и (с) кинематика разлёта около порога F_a (рис. 4) — это новый результат, полученный в данной работе. Кривые с $T_0 = 3$ ($\epsilon = 0.2$) и 4 кК ($\epsilon = 0.6$) образуют вилку возле опыта с $\epsilon = 0.3$ и $T_0 = 3.25$ кК (рис. 4). Асимптотические скорости ОП составляют: 0.54 км/с ($T_0 = 3$ кК), 0.96 (4), 2.3 (9) и 2.8 (11). Как видим, в расчётах и опытах фиксируются гигантские (несколько d_T) продолжительные (много t_s) смещения. Похожие результаты наблюдались на полупроводниках [2]. На рис. 5 показана эволюция двухфазной области под ОП, приводящая к образованию нанорельефа. Работа поддержана грантом РФФИ 07-02-00764.

1. N.A. Inogamov, S.I. Anisimov, Yu.V. Petrov, V.A. Khokhlov, V.V. Zhakhovskii, M.B. Agranat, S.I. Ashitkov, D.S. Sitnikov, A.V. Ovchinnikov, K. Nishihara, A.M. Oparin, V.V. Shepelev, 8-th Int. Workshop Subsecond Thermophysics, Moscow, RF, Sept.

СУБПИКОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ: УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ ПОРОГА И СПЕЦИФИКА ОКОЛОПОРОВОГОВО ПОВЕДЕНИЯ

Петров Ю.В.*¹, Анисимов С.И.¹, Иногамов Н.А.¹, Хохлов В.А.¹, Жаховский В.В.²,
Nishihara K.³, Upadhyay A.K.⁴, Rethfeld B.⁵, Urbassek H.M.⁵

¹ИТФ РАН, Москва, Россия, ²ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия, ³ILE, Osaka, Japan,

⁴University of Michigan, Ann Arbor, USA, ⁵Universität Kaiserslautern, Kaiserslautern, Deutschland

*uvp49@mail.ru

Работа посвящена сравнению абляции разных веществ ультракороткими лазерными импульсами (УКЛИ). Имеются три класса веществ: металлы, полупроводники и диэлектрики. Причем металлы и полупроводники образуют одну группу, а диэлектрики — другую. Результаты воздействия УКЛИ на эти группы при умеренных флюенсах $F \sim 1$ Дж/см² качественно отличаются. В первой группе существуют диапазон F между порогами абляции F_a и испарения F_e , в котором в разлетающемся лазерном факеле имеется откольный купол (ОК). Наличие ОК принципиально меняет характер отражения зондирующих УКЛИ от факела по сравнению со случаем диэлектриков, когда ОК в факеле нет.

В металлах после воздействия УКЛИ за время t_T прогревается тонкий слой толщины $d_T \sim 10 - 100$ нм. После этого скорость распространения тепловой волны резко снижается. Время t_T меньше или порядка звукового времени $t_s = d_T/c_s$. Это важно, поскольку определяет характер последующего разлёта. Сверхзвуковой нагрев переводит слой d_T в нагруженное состояние с давлением $p_T > 0$. В волне разгрузки в конденсированной среде с конечной прочностью возникает область растяжения вещества, в которой давление становится отрицательным. При превышении порога прочности происходит откол — причина образования ОК.

В полупроводниках при малых F глубина $d_T(F)$ велика по сравнению с d_T для металлов. С повышением F увеличивается количество электронов e^- , перебрасываемых из валентной зоны в зону проводимости за время τ_L действия УКЛИ («металлизация»). Толщина $d_T(F)$ резко уменьшается, когда в поверхностном слое плотность электронов n в зоне проводимости превышает критическую плотность n_c для частоты греющего УКЛИ. Положение становится аналогичным случаю металла. При сравнении с диэлектриками очень важно то, что расплавленные полупроводники имеют проводящую жидкую фазу. Ширина запрещённой зоны Δ мала, поэтому заброс даже большого числа электронов $Z \sim 1$ оставляет полупроводник в конденсированном состоянии с конечным сопротивлением на разрыв (Z — число свободных e^- на атом). Соответственно в полупроводнике, как и в металле, имеется диапазон (F_a, F_e) с ОК в факеле.

В диэлектриках при малых флюенсах F глубина $d_T(F)$ велика. При повышении F начинается металлизация — переброс e^- через зону Δ за время τ_L . Когда плотность n свободных e^- достигает n_c толщина $d_T(F)$ резко уменьшается. Положение становится аналогичным случаю металла в том отношении, что изохорический нагрев повышает давление $p_T > 0$. Однако, щель Δ в спектре велика — заброс $Z \sim 1$ электронов переводит диэлектрик в газо-плазменное состояние, не обладающее сопротивлением растяжению. Поэтому в факеле диэлектрика ОК отсутствует.

В работе откольные явления в первой группе рассматриваются методами молекулярной динамики (МД). На начальной стадии создаётся профиль температуры с глубиной $d_T \sim 10 - 100$ нм и изучаются, во-первых, последующая акустическая релаксация, во-вторых, нуклеация при превышении порога F_a , и, в-третьих, развитие кавитационного ансамбля с образованием откольной пластины. Для МД расчётов необходим потенциал межатомного взаимодействия. С этой целью часто используют потенциал Леннарда-Джонса (LJ), простота которого позволяет несколько смягчить ограничения на быстроедействие. В работе сравниваются показанные на рис. 1 потенциалы с узкой (LJ) и широкой (металлы, алюминий, многочастичный ЕАМ потенциал) ямами, ГЦК ячейка. Полупроводники образуют промежуточный случай. В качестве примера полупроводника на рис. 1 показан кремний (Si), который в кристаллическом состоянии имеет структуру алмаза. Потенциалы, нормированные на энергию когезии U_{coh} , построены в виде функции от координаты x вдоль перевального направления, x нормировано на расстояние между начальной и конечной точками: $x \rightarrow x_{norm}$. Максимум $U(x)$ соответствует точке перевала. На рис. 1 показан потенциал атома при его смещении в направлении 110 (ГЦК) или 100 (структура алмаза) на соседний атом при условии, что этот сосед исключен из решетки. В случае Si на отрезке перехода атома в незанятый узел имеется дополнительный минимум потенциала такой же глубины как исходный минимум. Дополнительный минимум находится на меньшем расстоянии от исходной точки, чем незанятый узел. Это указывает на уменьшение удельного объема Si при плавлении. Потенциалы LJ и Al образуют крайние случаи с высокой и