

01;05;06

## Моделирование генерации ультрадисперсных частиц при облучении металлов мощным электронным пучком

© Н.Б. Волков,<sup>1</sup> Е.Л. Фенько,<sup>1</sup> А.П. Яловец<sup>2</sup><sup>1</sup> Институт электрофизики УрО РАН,  
620016 Екатеринбург, Россия<sup>2</sup> Южно-Уральский государственный университет,  
454080 Челябинск, Россия  
e-mail: yalovets@physicon.susu.ac.ru*(Поступило в Редакцию 22 июля 2009 г. В окончательной редакции 26 февраля 2010 г.)*

Описана модель формирования ультрадисперсных частиц в плазменном факеле, возникающем при испарении металлической мишени мощным электронным пучком. Для описания динамики плазменного факела предлагается модель гетерогенных сред, учитывающая процессы теплопроводности, теплообмена и трения между компонентами, релаксации компонент к равновесному состоянию, конденсации, испарения и коагуляции капель вследствие их столкновений. Проведено численное моделирование генерации ультрадисперсных частиц в плазменном факеле, образующемся при облучении металлической мишени мощным электронным пучком. Получено распределение ультрадисперсных частиц по размерам при различных режимах облучения и охлаждения.

### Введение

Получение ультрадисперсных порошков различного рода материалов является важной технологической задачей [1]. В настоящее время ультрадисперсные частицы могут быть получены различными способами: с помощью электрического взрыва проводников [2], при испарении веществ под действием лазерного излучения [3], под действием мощных электронных пучков [4–8]. Достоинствами электронно-лучевого метода являются возможность испарять любые материалы, а также высокий КПД электронного ускорителя.

Эксперименты по генерации ультрадисперсных частиц электронно-лучевым методом обычно выполняются в соответствии со схемой, описанной в работах [4,5]. Пучок заряженных частиц падает на мишень под некоторым углом. Приповерхностные слои мишени нагреваются, и образующийся плазменный факел, разлетаясь от мишени, попадает в охладитель (например, на холодный диск [4] или в цилиндрическую камеру [5], стенки которой охлаждаются жидким азотом).

Параметры мощных электронных пучков, используемых для получения ультрадисперсных частиц, варьируются в широком диапазоне: от импульсных [4,5] пучков с энергией электронов около 50 keV до непрерывных [6,7] с энергией 1.4 MeV. Изменяя энергию частиц, длительность импульса, плотность тока и угол падения пучка на мишень, можно регулировать удельную энергию, поглощаемую в мишени.

Многочисленные экспериментальные исследования по генерации наночастиц электронно-лучевым методом демонстрируют очень широкий диапазон размеров получаемых частиц — от единиц нанометров до единиц микрометров.

В работе [8] при испарении мишеней непрерывным электронным пучком с энергией до 50 keV были получены наночастицы оксидов (MgO, CaO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, SiO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>,

CeO). По данным работы [8], частицы, которые образовались в паровой фазе, имели размеры менее 10 nm. Размер частиц зависел от скорости испарения, и их минимальный размер составил ~ 3 nm.

В экспериментах [4,5] по генерации наночастиц оксидов металлов (CeGd<sub>2</sub>O<sub>x</sub>, YSZ) были получены частицы размером 3–5 nm и агломераты из них размером 20–200 nm. В экспериментах [6] были получены частицы металлов и оксидов металлов (MgO, Cu<sub>2</sub>O, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Mo, Ni), а также диоксида кремния (SiO<sub>2</sub>) размером 10–500 nm и агломераты из них размером в десятки микрометров. В экспериментах [7] были получены ультрадисперсные частицы меди размером до 750 nm, причем 95% частиц имеют размер менее 500 nm, и наибольшая доля приходится на частицы размером менее 100 nm. Результаты, полученные в этих экспериментах, свидетельствуют о хороших перспективах использования электронно-лучевых технологий для генерации ультрадисперсных частиц.

Анализ результатов экспериментов [4–8] позволяет отметить общие для различных материалов закономерности:

- существуют частицы с размерами в несколько единиц нанометров;
- существуют агломераты, размеры которых достигают нескольких сотен нанометров;
- в экспериментах [6,7], где наблюдается частичное испарение кристаллитов, частицы достигают субмикронных размеров.

Естественно предположить, что конечные размеры частиц зависят как от режима и геометрии облучения, так и от способа охлаждения. Поэтому возникает необходимость исследования общих закономерностей динамики формирования частиц и их зависимостей от условий облучения и охлаждения. В связи с этим важной задачей для развития радиационных методов

генерации нанопорошков является построение физико-математической модели процессов, происходящих в веществе при облучении мишени, таких как образование и разлет плазменного факела, образование ядер конденсированной фазы, кинетика конденсации и испарения, взаимодействие компонент плазменного факела.

В настоящей работе описана физико-математическая модель образования ультрадисперсных частиц при воздействии на материал мощным электронным пучком и ее численная реализация. Предложенная нами модель основана на совместном решении системы уравнений механики сплошных сред для многокомпонентной среды, состоящей из инертного газа, пара и капель различных размеров и термодинамических состояний, уравнений кинетики конденсации и испарения и уравнения переноса излучения.

## Образование плазменного факела при облучении мишени электронным пучком

Генерация ультрадисперсных частиц при лучевом воздействии на материал осуществляется посредством абляции материала, которая возникает из-за быстрого нагрева вещества и его перехода в пароплазменное состояние, с последующей конденсацией испаренного материала в капли различного размера.

Эволюция вещества мишени, облучаемой мощным электронным пучком, имеет несколько этапов. Нагрев металлической мишени электронами приводит к ее тепловому расширению и плавлению. Полагаем, что до облучения материал мишени имеет поликристаллическую структуру. Поликристаллические металлы и сплавы содержат многочисленные границы зерен, частицы примесей, микропоры и другие дефекты материала, которые представляют собой потенциальные очаги зарождения несплошностей при расширении облучаемого материала, и по этой причине понижают общее сопротивление разрушению. Для границ зерен, где кристаллическая структура искажена, характерна избыточная свободная энергия [9]. Обладая избыточной свободной энергией, границы зерен становятся преимущественным очагом зарождения трещин и путем их распространения, приводящего к разрушению.

В поликристаллических материалах возможны эффекты „предплавления“ на границах зерен, где имеет место наибольшая концентрация примесей [10]. Плавление в объеме поликристаллов начинается на межзеренных границах при температуре ниже температуры плавления.

Таким образом, в поликристаллических телах, находящихся при высоких температурах, при расширении происходит интеркристаллическое разрушение вплоть до полного разрушения по границам зерен.

В экспериментах [11] по исследованию процесса разрушения твердотельной мишени, подвергающейся воздействию плотного электронного потока, было установлено, что вещество уходило с мишени целыми зернами, микрокристаллами. При малой удельной энергии,

вложенной в мишень, уход вещества с мишени был обусловлен растрескиванием поверхностного слоя за счет неоднородного теплового расширения. При вложенной удельной энергии, большей некоторого значения, вещество начинало испаряться.

Аналогичный вывод был сделан в экспериментах по генерации ультрадисперсных частиц [6]. В этих экспериментах были получены дисперсные частицы размером до 10–500 нм с сохранением ближних межмолекулярных связей, что свидетельствует об испарении кристаллитов с поверхности твердотельной мишени.

Таким образом, анализ экспериментальных данных позволяет утверждать, что нагрев металлической мишени мощным электронным пучком приводит к ее растрескиванию на кристаллиты. Дальнейший нагрев кристаллитов приводит к их плавлению, переходу в жидкие капли и образованию пара с их поверхности. В зависимости от вложенной в мишень энергии возможно полное либо частичное испарение капель расплава.

Давление, возникающее при образовании паров, заполняющих пространство между кристаллитами и каплями расплава, приводит к выбросу плазменного факела с поверхности мишени. Состав плазменного факела зависит от его температуры. При температуре плазменного факела  $T$ , большей  $T_k$  ( $T_k$  — критическая температура), плазменный факел полностью состоит из паров металла. При температуре, меньшей критической, плазменный факел будет кроме паров металла содержать капли, которые являются остатками частично испаренных кристаллитов.

Вычислим размер остатка кристаллита (капли) в результате частичного испарения. Считаем, что в выделенном элементе вещества массой  $m$  количество образующихся капель равно количеству кристаллитов  $N_{cr}$  в этом же элементе до облучения. Радиус капли  $R^{(f)}$  в выделенном элементе на момент окончания облучения можно определить через количество капель и их суммарную массу:

$$R^{(f)} = \left( \frac{m^{(f)}}{N_{cr}} \frac{4}{3} \pi \bar{\rho}^{(f)} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где  $m^{(f)} = \alpha^{(f)} V \bar{\rho}^{(f)}$ ,  $\alpha^{(f)} = (\bar{\rho} - \bar{\rho}^{(v)}) / (\bar{\rho}^{(f)} - \bar{\rho}^{(v)})$  — объемная доля капель на момент окончания облучения,  $\bar{\rho} = m/V$ ,  $V$  — объем выделенного элемента на момент окончания облучения,  $\bar{\rho}^{(v)}$ ,  $\bar{\rho}^{(f)}$  — равновесные значения плотности пара и капель на бинадали.

В работе [7] продемонстрирована еще одна возможность генерации частиц малых размеров путем облучения металлической мишени, находящейся в жидком состоянии. Если температура расплава при облучении остается меньше критической, то продукты испарения будут представлять собой двухфазную смесь (пар и капли). Число капель в выделенном элементе на момент окончания облучения можно определить через радиус капель  $R^{(f)}$  и их суммарную массу по формуле, аналогичной (1). Определение  $R^{(f)}$  для данного случая обсуждается ниже.

Таким образом, пары металла и капли расплава на момент окончания облучения представляют собой, в общем случае, гетерогенную среду, в которой в дальнейшем идут процессы конденсации и испарения, определяющие формирование ультрадисперсной фазы.

Из сказанного выше следует, что можно выделить два режима облучения. При первом режиме определяющую роль в формировании ультрадисперсной фазы играют капли, которые могут образоваться, например, из частично испаренных кристаллитов мишени, при втором — формирование ультрадисперсной фазы определяется только гомогенной нуклеацией в паре. Реализация того или иного режима определяется поглощенной единицей массы мишени энергией (удельная поглощенная энергия) и длительностью облучения.

### Модель гетерогенной среды с учетом конденсации и испарения

Описание течений в плазменном факеле удобно производить в рамках механики гетерогенной среды. Наибольшие успехи в моделировании динамических процессов в гетерогенных средах с учетом процессов конденсации, коагуляции достигнуты при исследованиях аэродисперсных систем [12]. Основным приближением в данной работе является диффузионное описание дрейфа аэрозоль в газовой среде. Такой подход требует данных о коэффициентах диффузии, которые обычно находятся экспериментально. Измерение коэффициентов диффузии в высокоскоростных потоках газа является весьма трудной задачей.

При описании динамических процессов в высокоскоростных потоках [13] применяется более строгий подход к описанию гетерогенной среды, а именно записывается система уравнений механики сплошной среды для компонент. Однако практическая реализация сформулированной в [13] модели содержит ряд приближений, наиболее существенным из которых является пренебрежение давлением конденсированной фазы (капель), что приемлемо лишь в случае их малой объемной доли.

В настоящее время большое внимание уделяется развитию моделей многоскоростных взаимодействующих континуумов [14,15]. В рамках этих моделей поведение каждого компонента определяется законами сохранения массы, импульса и энергии. Практическая реализация существующих моделей встречает трудности, обусловленные отсутствием необходимой информации для получения замкнутой системы уравнений. В частности, используется приближение локального между компонентами равновесия по давлению либо приближение несжимаемости одной из компонент.

Таким образом, хотя в работах [12–15] и формулируется задача о динамике гетерогенной среды с фазовыми превращениями, замкнутой системы уравнений для общего случая не приводится и применить результаты данных работ к решению поставленной здесь задачи не представляется возможным.

Ниже приводится описание модели, на основе которой были проведены исследования формирования наночастиц при электронно-лучевом методе.

Следуя работам [14,15], будем рассматривать гетерогенную среду как совокупность многоскоростных взаимодействующих континуумов. Индексом  $j$  будем обозначать произвольную компоненту смеси.

Здесь рассматривается многокомпонентная среда, состоящая из инертного газа  $j = i$  (inert gas), пара  $j = v$  (vapor) и капель разных размеров и различных термодинамических состояний.

Предлагаемая модель описывает течения гетерогенной среды с учетом процессов теплопроводности, теплообмена между компонентами, трения между газовой фазой и каплями, релаксации компонент среды к равновесному состоянию, а также учтены процессы конденсации, испарения и коагуляции капель вследствие их столкновений. Данная модель обеспечивает строгое выполнение законов сохранения массы, импульса и энергии.

Определим  $V$  — элементарный объем гетерогенной смеси;  $V^{(j)}$  — объем  $j$ -компоненты в элементарном объеме  $V$ ;  $\alpha^{(j)} = V^{(j)}/V$  — объемная доля  $j$ -компоненты.

Сформулируем основные положения модели гетерогенных сред.

а) Усредненный по физически малому объему тензор деформации гетерогенной смеси имеет вид

$$u_{ik} = \sum_j \alpha^{(j)} u_{ik}^{(j)}, \quad (2)$$

где  $u_{ik}^{(j)}$  — тензор деформации  $j$ -компоненты.

Действительно, тензор дисторсии [16], усредненный по физически малому объему гетерогенной среды, можно записать в виде

$$\begin{aligned} w_{ik} &= \left\langle \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right\rangle = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \int_V \frac{\partial u_k}{\partial x_i} dV \\ &= \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \sum_j \int_{V^{(j)}} \frac{\partial u_k^{(j)}}{\partial x_i} dV^{(j)} = \sum_j \alpha^{(j)} w_{ik}^{(j)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $u_k^{(j)}$  — вектор смещения  $j$ -й компоненты. Так как  $u_{ik} = (w_{ik} + w_{ki})/2$ , то из (3) следует (2).

Из (2) естественным образом вытекает аддитивность приращений объемов компонент среды  $\delta V = \sum_j \delta V^{(j)}$ .

Для приращения вектора смещения можно выполнить преобразования, аналогичные (3), и получить выражение для тензора скоростей деформации гетерогенной смеси:

$$v_{ik} = \sum_j \alpha^{(j)} v_{ik}^{(j)}, \quad (4)$$

где  $v_{ik}^{(j)}$  — тензор скоростей деформации  $j$ -компоненты.

б) Все компоненты равноправны и движутся в самосогласованном поле давлений, создаваемом всеми компонентами смеси. Свободная энергия гетерогенной

смеси (без учета вклада поверхностной энергии взаимодействия) имеет вид

$$F = \sum_j F^{(j)}(V^{(j)}, T^{(j)}), \quad (5)$$

где  $F^{(j)}$ ,  $T^{(j)}$  — свободная энергия и температура  $j$ -компоненты.

Поверхностную энергию взаимодействия компонент можно учесть, включив в уравнения движения и внутренней энергии для компонент среды соответствующие слагаемые.

Формально давление гетерогенной смеси имеет следующий вид:

$$P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{T^{(1)}, T^{(2)}, \dots, T^{(j)}} = \sum_j \alpha^{(j)} P^{(j)} + \sum_j \frac{\partial \alpha^{(j)}}{\partial V} V P^{(j)}, \quad (6)$$

где  $P^{(j)}$  — давление  $j$ -компоненты.

В случае, когда компоненты среды не находятся в равновесии, величина  $\frac{\partial \alpha^{(j)}}{\partial V}$  определяется процессами установления равновесия между компонентами. По этой причине в общем случае для гетерогенной среды нельзя записать уравнение состояния. В данной модели давление в гетерогенной среде будет определяться из выражения

$$P = \sum_j \alpha^{(j)} P^{(j)}, \quad (7)$$

а процессы установления равновесия между компонентами будут учтены при записи уравнений для объемных долей компонент.

в) Работа, совершаемая  $j$ -компонентой в единицу времени в единице объема гетерогенной среды, имеет вид

$$\dot{A}^{(j)} = \alpha^{(j)} P^{(j)} v_{||}.$$

г) Компоненты в гетерогенной среде стремятся к локальному термодинамическому равновесию. Время установления локального термодинамического равновесия между компонентами в некотором малом объеме конечно и определяется геометрией компонент и их объемной долей. При описании процесса установления равновесия необходимо учесть релаксацию давлений компонент и обусловленное этим процессом изменение плотности каждой компоненты и ее внутренней энергии.

Введем подвижную систему координат, связанную с движением центра масс. Тогда полная производная по времени будет иметь вид

$$\frac{d_c}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{v}_c \nabla), \quad (8)$$

где  $\mathbf{v}_c$  — скорость центра масс,  $\mathbf{v}^{(j)}$ ,  $m^{(j)}$ ,  $\bar{\rho}^{(j)} = m^{(j)}/V^{(j)}$ ,  $\rho^{(j)} = m^{(j)}/V = \alpha^{(j)} \bar{\rho}^{(j)}$  — соответственно скорость, масса в объеме  $V$ , истинная плотность, приведенная плотность  $j$ -компоненты.

В дальнейшем для обозначения производной по времени (8) будем использовать также точку над соответствующей величиной.

Здесь и далее будем обозначать через  $\mathbf{u}^{(j)}$  относительную скорость  $j$ -компоненты:

$$\mathbf{u}^{(j)} = \mathbf{v}^{(j)} - \mathbf{v}_c. \quad (9)$$

Запишем систему уравнений для гетерогенной системы в интегральной форме. Уравнение непрерывности  $j$ -компоненты имеет вид:

$$\frac{d_c m^{(j)}}{dt} = V q^{(j)} - \oint_S \rho^{(j)} u_k^{(j)} dS_k, \quad (10)$$

где первое слагаемое в правой части уравнения описывает скорость изменения массы компоненты за счет конденсации и испарения, второе — поток массы через поверхность элемента объема  $V$ , связанный с переходом в подвижную систему координат.

Источник массы  $q^{(j)}$  имеет следующий вид:

$$q^{(j)} = \begin{cases} \sum_{k \neq v} J^{(vk)}, & j = v, \\ J^{(jv)}, & j \neq v, \\ 0, & j = i, \end{cases} \quad (11)$$

где  $J^{(jk)}$  — скорость перехода массы от  $k$ -компоненты к  $j$ -компоненте в единицу времени в единице объема. Из закона сохранения массы следует равенство  $J^{(jk)} = -J^{(kj)}$ .

Уравнение движения  $j$ -компоненты в поле давлений (7) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d_c (m^{(j)} v_i^{(j)})}{dt} = & -\alpha^{(j)} \oint_S P dS_i - V \sum_k B^{(jk)} (v_i^{(j)} - v_i^{(k)}) \\ & + V F_i^{(j)} - \oint_S \rho^{(j)} v_i^{(j)} u_k^{(j)} dS, \end{aligned} \quad (12)$$

где правая часть уравнения соответственно сумма поля сил давления, силы трения между компонентами, приращение импульса при фазовом переходе, поток импульса через поверхность элемента объема  $V$ , связанный с переходом в подвижную систему координат,  $B^{(jk)}$  — коэффициент трения между  $j$ -компонентой и  $k$ -компонентой.

Скорость изменения импульса, передаваемого при фазовом переходе в единице объема, имеет вид

$$F_i^{(j)} = \begin{cases} -\sum_k J^{(kv)} v_i^{(vk)}, & j = v, \\ J^{(jv)} v_i^{(vj)}, & j \neq v, i, \\ 0, & j = i. \end{cases} \quad (13)$$

Скорость на границе фаз  $v^{(vj)}$  имеет вид

$$v_i^{(vj)} = \begin{cases} v_i^{(v)}, & J^{(jv)} > 0, \\ v_i^{(j)}, & J^{(jv)} < 0. \end{cases} \quad (14)$$

Формула (14) учитывает, что при конденсации ( $J^{(jv)} > 0$ ) импульс пара уменьшается, а капли при этом получают соответствующее приращение импульса; при испарении ( $J^{(jv)} < 0$ ) импульс капель уменьшается, а пар получает приращение импульса.

Уравнение для внутренней энергии  $j$ -компоненты имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d_c}{dt}(m^{(j)}U^{(j)}) &= -\alpha^{(j)}P^{(j)}\dot{V} + \oint_S q_k^{(j)} dS_k \\ &- V \sum_k Q^{(jk)}(T^{(j)} - T^{(k)}) + V \sum_j \beta^{(jk)}B^{(jk)}(v_i^{(j)} - v_i^{(k)})^2 \\ &+ VW^{(j)} - \oint_S \rho^{(j)}U^{(j)}u_k^{(j)} dS_k, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $U^{(j)}$  — внутренняя энергия единицы массы  $j$ -компоненты, слагаемые в правой части уравнения соответственно учитывают работу компоненты при деформации смеси, теплопроводность, теплообмен между компонентами, работу сил трения, энергию фазового перехода, поток энергии через поверхность элемента объема  $V$ , связанный с переходом в подвижную систему координат.

В уравнении (15) введены обозначения:

$$q_k^{(j)} = -\alpha^{(j)}\kappa^{(j)} \frac{\partial T^{(j)}}{\partial x_k}$$

— поток тепла, обусловленный теплопроводностью, где  $\kappa^{(j)}$  — коэффициент теплопроводности  $j$ -компоненты;  $Q^{(jk)}$  — коэффициенты теплообмена между  $j$ -и  $k$ -компонентами;  $\beta^{(jk)}$  — доля тепла, передаваемая  $j$ -компоненте при трении с  $k$ -компонентой [14].

Скорость изменения энергии в единице объема компоненты за счет фазовых переходов имеет вид

$$W^{(j)} = \begin{cases} -\sum_k J^{(kv)} \left( U^{(v)} + 0.5(v_i^{(vk)} - v_i^{(v)})^2 \right), & j = v, \\ J^{(jv)} \left( U^{(v)} + 0.5(v_i^{(vj)} - v_i^{(j)})^2 \right), & j \neq v, i, \\ 0, & j = i. \end{cases} \quad (16)$$

При конденсации внутренняя энергия пара уменьшается, а внутренняя энергия капель увеличивается за счет выделения скрытой теплоты конденсации и за счет разности скоростей пара и капель. При испарении внутренняя энергия пара увеличивается за счет разности скоростей пара и капель, а внутренняя энергия капель уменьшается за счет скрытой теплоты испарения.

При записи уравнения для изменения объема  $j$ -компоненты в гетерогенной среде с фазовыми переходами следует учитывать изменение объема компоненты за счет:

а) деформации смеси  $\alpha^{(j)}\dot{V}$ ;

б) изменения массы  $\dot{m}^{(j)}$  в объеме  $V$ , описываемой уравнением (10);

в) релаксации компонент среды к равновесному состоянию.

Уравнение для изменения объема  $j$ -компоненты без учета релаксации имеет следующий вид:

$$\frac{\dot{V}^{(j)}}{V^{(j)}} = \frac{\dot{V}}{V} + \frac{\dot{m}^{(j)}}{m^{(j)}}. \quad (17)$$

Учет релаксации заключается в приближенном решении уравнений механики сплошной среды для отдельной сферической капли в газовой фазе и нахождении приращений термодинамических параметров компонент в процессе выравнивания их давлений.

Для описания процессов конденсации и испарения применяются теории [13,17]. При конденсации изменение массы конденсированной фазы в единице объема в единицу времени имеет вид

$$J^{(jv)} = n^{(j)} \frac{d\mu^{(j)}}{dt} + \mu_C I, \quad (18)$$

где  $n^{(j)}$  — концентрация капель,  $\mu^{(j)}$  — масса отдельной капли,  $d\mu^{(j)}/dt$  — скорость изменения ее массы,  $I$  — число ядер конденсации (зародышей), образующихся в единице объема в единицу времени,  $\mu_C = \frac{4\pi}{3} R_C^3 \bar{\rho}^{(f)}$  — масса ядра конденсации,  $R_C$  — критический радиус ядра конденсации,  $\bar{\rho}^{(f)}$  — плотность жидкости на бинодали при температуре пара.

В пересыщенном паре образуются ядра конденсации критического радиуса:

$$R_C = \frac{2\sigma^{(j)}M^{(j)}}{R_G T^{(v)} \ln S(T^{(v)}) \bar{\rho}^{(f)}}, \quad (19)$$

где  $R_G$  — универсальная газовая постоянная,  $\sigma^{(j)}$ ,  $M^{(j)}$  — коэффициент поверхностного натяжения капли и ее молярная масса,  $S(T^{(v)}) = \exp((\chi^{(v)} - \chi^{(j)})/k_B T^{(v)})$  — степень пресыщенности пара,  $\chi^{(j)}$ ,  $\chi^{(v)}$  — химические потенциалы жидкости и пара.

Изменение энергии Гиббса при конденсации  $g_C$  моль пара имеет вид

$$\Delta G_C = g_C(\chi^{(j)} - \chi^{(v)}) + 4\pi\sigma^{(j)}(R_C)^2,$$

и число зародышей, образующихся в единице объема в единицу времени, имеет вид:

$$I = \frac{A}{\bar{\rho}^{(j)}} (\bar{\rho}^{(v)})^2 \left( \frac{N_A}{M^{(v)}} \right)^{3/2} \left( \frac{2\sigma^{(j)}}{\pi} \right)^{1/2} \exp\left( -\frac{\Delta G_C}{k_B T^{(v)}} \right), \quad (20)$$

где  $A$  — коэффициент аккомодации, который показывает, какая доля молекул пара, попадающих на поверхность жидкости, адсорбируется ею (остальная доля отражается),  $N_A$  — число Авогадро,  $k_B$  — константа Больцмана.

При конденсации скорость роста капель определяется количеством столкновений атомов пара с каплей и вероятностью (коэффициентом аккомодации  $A$ ) прилипания

атома к капле. Вероятность испарения капли может быть выражена через вероятность конденсации [18]. Определив вероятности конденсации и испарения, можно записать уравнение для скорости изменения массы капли. В зависимости от размеров капель возможны два режима конденсации: свободно-молекулярный и континуальный. При свободно-молекулярном режиме (режиме эффузии), когда размер капель много меньше длины свободного пробега молекул газа  $R^{(j)} \ll \lambda^{(i+v)}$ , вероятность конденсации определяется через количество столкновений атомов пара с каплей, описываемой формулой Кнудсена [19]. При континуальном режиме (режиме диффузии), когда радиус капли много больше длины свободного пробега молекул  $R^{(j)} \gg \lambda^{(i+v)}$ , преобладающую роль в процессах переноса начинают играть столкновения молекул газовой фазы, и в этом режиме вероятность конденсации определяется с помощью формулы Максвелла [19].

Уравнение для скорости изменения массы капли, учитывающее переход от одного режима в другой, может быть записано в виде

$$\frac{d\mu^{(j)}}{dt} = \pi R^{(j)} L^{(j)} \langle w^{(jv)} \rangle \bar{\rho}^{(v)} \left( 1 - \exp\left(\frac{\Delta G^{(j)}}{k_B T^{(j)}}\right) \right), \quad (21)$$

где характерен пространственный масштаб

$$L^{(j)} = \min\left\{ AR^{(j)}, \frac{4}{3} \lambda^{(i+v)} \right\},$$

$$\lambda^{(i+v)} = \left[ N_A \left( \Sigma^{(i)} \bar{\rho}^{(i)} / M^{(i)} + \Sigma^{(v)} \bar{\rho}^{(v)} / M^{(v)} + \Sigma^{(iv)} (\bar{\rho}^{(i)} / M^{(i)} + \bar{\rho}^{(v)} / M^{(v)}) \right) \right]^{-1}$$

— длина свободного пробега в газовой фазе,  $\Sigma^{(i)}$ ,  $\Sigma^{(v)}$ ,  $\Sigma^{(iv)}$  — эффективные сечения рассеяния молекул газа, пара и молекул газа с паром соответственно,

$$\langle w^{(jv)} \rangle = \sqrt{8k_B T^{(v)} N_A / \pi M^{(v)} + (\mathbf{v}^{(j)} - \mathbf{v}^{(v)})^2}$$

— эффективная „тепловая“ скорость пара при взаимодействии с каплями [20],

$$\Delta G^{(j)} = 2\sigma^{(j)} M^{(v)} (1/R^{(j)} - 1/R_C^{(j)}) / \bar{\rho}^{(j)} N_A$$

— изменение энергии Гиббса капли при изменении ее размера,

$$R_C^{(j)} = \frac{2\sigma^{(j)} M^{(j)}}{R_G T^{(v)} \ln S(T^{(j)}) \bar{\rho}^{(j)}}$$

— критический радиус для капли.

Коэффициенты трения  $B^{(jk)}$  находились из формулы Стокса с поправками [12], которые учитывают переход от вязкого режима обтекания в молекулярный, когда размер капель сравним с длиной свободного пробега молекул среды.

Коэффициенты теплообмена  $Q^{(jk)}$  между каплями и газовой фазой были найдены также для двух режимов —

эффузии и континуального. В режиме эффузии при столкновении отдельной молекулы с каплей определялась переданная средняя тепловая энергия, которая затем с помощью формулы Кнудсена использовалась для определения коэффициентов теплообмена. В континуальном режиме коэффициенты теплообмена находились из решения уравнения теплопроводности в окружающем каплю газе.

Важным процессом, определяющим рост капель, является их коагуляция, которая происходит в результате столкновения и слияния капель. Основным механизмом коагуляции в плазменном факеле является тепловое (броуновское) движение капель в паре. Теорема о равномерном распределении энергии по степеням свободы [19] позволяет записать выражение для среднего квадрата тепловой скорости капли:

$$\langle \xi^{(j)2} \rangle = 3k_B T^{(j)} / \mu^{(j)}.$$

Скорость образования новых капель  $(jj')$  в объеме  $V$  в результате столкновения капель сорта  $j$  и  $j'$  имеет вид

$$\frac{dN^{(jj')}}{dt} = A^{(jj')} Z^{(jj')} V, \quad (22)$$

где  $A^{(jj')}$  — вероятность коагуляции,  $Z^{(jj')}$  — количество столкновений в единице объема в единицу времени частиц сорта  $j$  и  $j'$  ( $j'$  включает  $j$ ) вследствие броуновского движения.

Полагая, что функция распределения по скоростям  $\xi$  броуновского движения капель изотропна, частота столкновений капель может быть записана в виде

$$Z^{(jj')} = \int |\xi - \xi'| \frac{f^{(j)}(\xi, \mathbf{r}) f^{(j')}(\xi', \mathbf{r})}{4\pi} \Sigma^{(jj')} d\xi d\xi', \quad (23)$$

где  $\Sigma^{(jj')} = \pi(R^{(j)} + R^{(j')})^2$  — сечение столкновения капель,  $f^{(j)}(\xi, \mathbf{r})$  — функция распределения капель по модулю тепловой скорости.

Проинтегрировав (23) по углам и полагая, что

$$f^{(j)}(\xi, \mathbf{r}) = n^{(j)}(\mathbf{r}) \delta(\xi - \xi_0^{(j)}) / \xi^2,$$

где  $\xi_0^{(j)} = \sqrt{\langle \xi^{(j)2} \rangle}$ , получим:

$$Z^{(jj')} = \Sigma^{(jj')} n^{(j)} n^{(j')}$$

$$\times \begin{cases} \xi_0^{(j)} \left( 1 + \frac{\xi_0^{(j')}}{\xi_0^{(j)}} - \frac{1}{6} \left( \frac{\xi_0^{(j')}}{\xi_0^{(j)}} \right)^2 \right), & \xi_0^{(j)} \geq \xi_0^{(j')}, \\ \xi_0^{(j')} \left( 1 + \frac{\xi_0^{(j)}}{\xi_0^{(j')}} - \frac{1}{6} \left( \frac{\xi_0^{(j)}}{\xi_0^{(j')}} \right)^2 \right), & \xi_0^{(j)} < \xi_0^{(j')}. \end{cases} \quad (24)$$

При определении радиуса новой капли и ее термодинамических параметров предполагалось, что объем и масса новой капли равны соответственно сумме объемов и масс слившихся капель, скорость новой капли определялась из закона сохранения импульса, а при определении внутренней энергии новой капли полагалось, что слияние капель есть абсолютно неупругий удар.

С использованием уравнений состояния [21] были найдены бинадаль и спинадаль для вещества, образующего плазменный факел, а следовательно, и область метастабильных состояний. В данной области происходит образование новой фазы. Поверхностное натяжение в широком интервале плотностей и температур определялось по данным [22].

Уравнения (10)–(22) составляют замкнутую систему уравнений для гетерогенной среды, в которой учтено взаимодействие фаз. Данная система уравнений обеспечивает выполнение законов сохранения массы, импульса и энергии всей системы.

Система уравнений (10)–(22) была решена нами в одномерном приближении для декартовой и цилиндрической геометрии методом, описанным в [23]. Тестирование модели производилось путем решения задачи об электрическом взрыве проводников и сравнения результатов расчета с экспериментом [24].

### Численное моделирование генерации ультрадисперсных частиц

Процесс генерации ультрадисперсных частиц можно условно разделить на два этапа: первый — нагрев и испарение мишени, второй — охлаждение и конденсация паров в капли.

Расчет нагрева и испарения мишени при воздействии мощного электронного пучка проводился с помощью пакета программ BETAİN [25], который реализует решение системы уравнений механики сплошной среды в рамках упругопластической модели совместно с широкодиапазонными уравнениями состояния и уравнением переноса для быстрых заряженных частиц в одномерной декартовой геометрии.

В реальном физическом эксперименте при наклонном падении потока электронов на мишень вещество нагревается до тех пор, пока не выйдет из-под облучения вследствие разлета. Точно описать эту ситуацию возможно, по крайней мере, в двумерной геометрии. В одномерной геометрии конечное время пребывания вещества в области воздействия излучения можно описать приближенно. Смысл приближения ясен из рис. 1.

Направим ось  $z$  вдоль мишени, согласно рис. 1. Далее нижним индексом „b“ обозначены параметры, относящиеся к пучку (beam), а индексом „t“ — параметры, относящиеся к мишени (target). Пучок диаметром  $2r_b$  падает на мишень под углом  $\Theta$ . При наклонном падении плотность тока на мишени  $j_t = j_b \cos \Theta$ , где  $j_b$  — плотность тока пучка при нормальном падении. До облучения координата  $z = 0$  соответствует поверхности мишени. Будем считать, что нагревается пучком лишь та часть плазменного факела, координата которого  $z > z_* = -r_b / \sin \Theta$ . Считается, что при  $z < z_*$  среда находится вне области облучения и ее динамика описывается в рамках изложенной здесь модели.

Наличие охладителя необходимо для эффективного отвода тепла из плазменного факела, создания условий

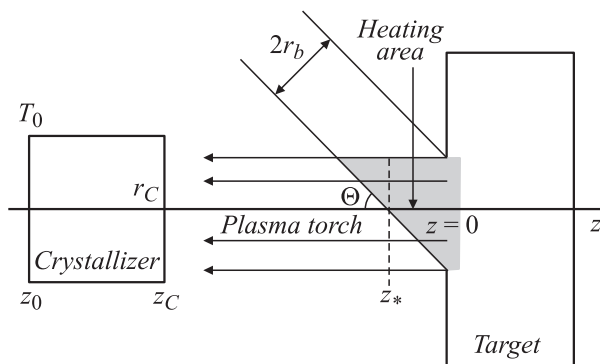


Рис. 1. Геометрия задачи.

для конденсации пара и ускорения процесса конденсации, а также охлаждения капель. В реальном физическом эксперименте плазменный факел имеет поверхность, через которую из плазменного факела в охладителе отводится тепло. Описать эту ситуацию в одномерной геометрии возможно лишь приближенно. Считаем, что поперечное сечение факела настолько велико, что радиальный градиент температуры сравним с продольным градиентом температуры. Отвод тепла через боковую поверхность плазменного факела в одномерной геометрии будет включен при учете отвода тепла через торец плазменного факела путем введения эффективного коэффициента теплопроводности.

Обозначим через  $z_0, z_C, r_C$  соответственно координаты и радиус охладителя (см. рис. 1). Температура охладителя в точке  $z_0$  задавалась константой. Тогда эффективный тепловой поток  $\bar{q}_z$  вдоль оси  $z$  может быть записан в виде:

$$\bar{q}_z = q_z + q_r S_{\text{wall}} / S_{\text{top}} \approx -\kappa_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial z},$$

где  $S_{\text{top}} = \pi r_C^2$  — площадь тыльной поверхности плазменного факела, попавшего в охладитель;  $S_{\text{wall}} = 2\pi r_C (z_C - z)$  — площадь боковой поверхности плазменного факела, находящейся в охладителе;  $z$  — текущее значение координаты границы факела в охладителе;  $q_z, q_r$  — осевой и радиальный потоки тепла;  $\kappa_{\text{eff}} = \kappa(1 + S_{\text{wall}}/S_{\text{top}})$  — эффективный коэффициент теплопроводности среды, находящейся в охладителе.

Рассмотрим результаты численного моделирования формирования ультрадисперсной фазы при различных режимах облучения. Будем проследивать динамику формирования частиц до момента времени, когда интегральные характеристики функции распределения (средний радиус, удельная поверхность) принимают стационарные значения.

Условия для гетерогенной конденсации при испарении из твердой фазы реализуются, например, в экспериментах [6], где используется электронный ускоритель непрерывного действия с энергией электронов 1.4 MeV и плотностью потока мощности до 10 MW/cm<sup>2</sup>.

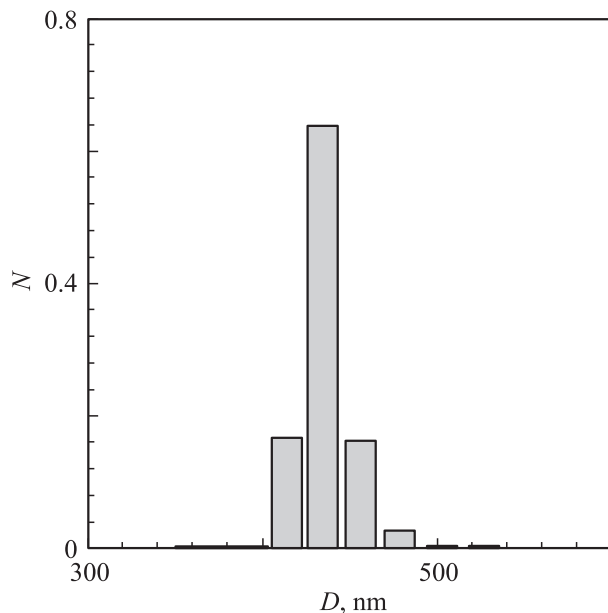


Ориентируясь на параметры электронного пучка [6], проведем численное моделирование генерации ультрадисперсных частиц при воздействии на мишень импульсного пучка с энергией электронов  $T_b = 1.4 \text{ MeV}$ , плотностью тока на выходе из ускорителя  $j_b = 6 \text{ A/cm}^2$ . Диаметр пучка на мишени  $d_t = 10 \text{ mm}$ , плотность мощности на мишени  $8.4 \text{ MW/cm}^2$ , материал мишени — медь при температуре  $300 \text{ K}$ . Размер кристаллита в мишени до облучения равен  $1 \mu\text{m}$ . При данных параметрах облучения плотность поглощенной единицей массы энергии не обеспечивает полного испарения вещества.

На момент выхода вещества мишени из области облучения приведенная массовая плотность плазменного факела составляла  $\sim (2-4) \cdot 10^{-3}$  единиц плотности твердотельной мишени, а температура —  $3500-4500 \text{ K}$ . В результате разлета факела температура среды уменьшается, что сопровождается конденсацией пара на каплях. Уже к моменту времени  $400 \mu\text{s}$  в плазменном факеле устанавливается стационарное распределение частиц по размерам, средний размер частиц равен  $440 \text{ nm}$ , удельная поверхность  $1.8 \text{ m}^2/\text{g}$ .

На рис. 2 представлено стационарное распределение доли ультрадисперсных частиц  $N$  меди по размерам ( $D$  — диаметр). Частицы имеют размер  $400-500 \text{ nm}$ , что соответствует диапазону размеров частиц, полученных в экспериментах [6]. Основным процессом, определяющим формирование спектра размеров ультрадисперсных частиц в режиме частичного испарения из твердой фазы, является конденсация пара на остатках кристаллитов. Коагуляция остатков кристаллитов, имеющих большую массу, не играет существенной роли в формировании спектра частиц.

Условия для гомогенной нуклеации реализуются, например, при облучении медной мишени электронами



**Рис. 2.** Распределение частиц по размерам в режиме частичного испарения кристаллитов из твердой фазы.

с энергией  $T_b = 40 \text{ keV}$ , плотностью тока на мишени  $j_t = 140 \text{ A/cm}^2$ , длительностью импульса  $\tau_b = 100 \mu\text{s}$ , диаметре пучка на мишени  $d_t = 1 \text{ mm}$  и угле падения пучка на мишень  $\Theta = 45^\circ$ . Данные параметры облучения близки к условиям экспериментов [4,5], в которых испарялись оксиды металлов. Поскольку для испарения меди требуется большая мощность облучения, чем для оксида гадолиния [5], выбранная здесь плотность тока несколько превышала значения, приведенные в [5].

Интенсивный выход материала из мишени начинается через  $11 \mu\text{s}$  после начала облучения. Скорость разлета плазменного факела составляет около  $3500 \text{ m/s}$ , плотность пара уменьшается до  $10^{-5}$  единиц плотности твердотельной мишени. В отсутствие охладителя ультрадисперсная фаза не образуется из-за малой плотности пара и его высокой температуры.

При движении плазменного факела в охладителе вещество охлаждается более интенсивно, чем при свободном разлете, и может оказаться в метастабильном состоянии. Когда пар становится пересыщенным, в нем образуются ядра конденсации и дальнейшая конденсация пара происходит на ядрах. Поскольку при гомогенной нуклеации в факеле присутствует большое количество частиц размером несколько нанометров, то существенна коагуляция капель вследствие броуновского движения.

Результаты численного моделирования эксперимента свидетельствуют о том, что в пересыщенном паре образуются ядра конденсации размером менее  $1 \text{ nm}$ . При дальнейшей конденсации пара на ядрах формируются частицы размером  $1-10 \text{ nm}$ . Далее в результате коагуляции образуются более крупные частицы размером до  $200 \text{ nm}$ . Данный размер частиц характерен для экспериментов [4,5]. Полученная в расчетах удельная поверхность частиц составляет  $\sim 40 \text{ m}^2/\text{g}$ .

Важным фактором, влияющим на формирование спектра наночастиц в плазменном факеле, является скорость охлаждения. В работе [13] отмечалось, что скорость охлаждения является определяющим параметром, влияющим на характер гомогенной конденсации.

Формирование спектра частиц в плазменном факеле, образующемся при облучении мишеней электронным пучком, определяется в основном процессами конденсационного роста капель и коагуляции вследствие столкновения капель. Скорость охлаждения разлетающейся среды определяет вклад каждого процесса. В общем случае при генерации наночастиц в плазменном факеле можно выделить два режима охлаждения: медленный и быстрый.

В режиме медленного охлаждения пар и капли медленно отдают тепло охладителю и не глубоко заходят в область метастабильных состояний. Температура смеси остается долгое время большой, и, как следствие, капли в паре имеют большую скорость теплового движения, что приводит к интенсивным столкновениям капель и их слиянию.

В режиме быстрого охлаждения плазменного факела пар и капли интенсивно отдают тепло охладителю и



более глубоко заходят в область метастабильных состояний, что делает процессы конденсационного роста капель определяющими. Быстрое уменьшение температуры снижает скорость теплового движения капель в паре и количество столкновений, уменьшая тем самым роль коагуляции.

На рис. 3 приведены распределения наночастиц по размерам при облучении меди при различных режимах охлаждения. Исходя из результатов численных исследований будем считать „медленным охлаждением“ режим, при котором скорость охлаждения плазмы не превышает  $10^8$  K/s. Такой режим охлаждения в наших расчетах был достигнут заданием температуры стенки  $z_0$  охладителя 300 K, которая находилась на расстоянии 1 m от мишени. В режиме быстрого охлаждения (рис. 3, *b*) скорость охлаждения составила  $10^9$  K/s. Такой режим охлаждения был достигнут заданием температуры стенки  $z_0$  охладителя 300 K, которая находилась на расстоянии 0.1 m от мишени. При данном режиме охлаждения время, в течение которого возможна коагуляция, ограничено и размеры образующихся частиц не превышают 30 nm.

Как упоминалось выше, в работе [7] были получены частицы малых размеров путем облучения металлической (медной) мишени, находящейся в жидком состоянии. Ниже приведены результаты численного моделирования генерации ультрадисперсных частиц при

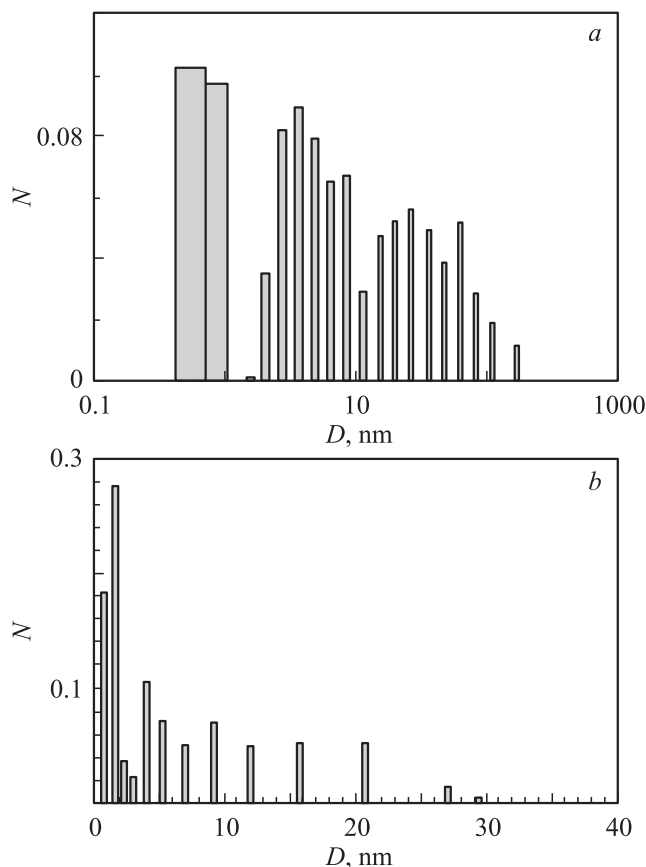
испарении данным электронным пучком материала, находящегося в жидкой фазе. Следуя [7], расчеты были проведены для медной мишени и стационарного электронного пучка с параметрами: энергия электронов  $T_b = 1.4$  MeV, ток пучка  $I_b = 70$  mA, плотность мощности на мишени  $W_t = 4.9$  MW/cm<sup>2</sup>, диаметр пучка на мишени  $d_t = 1.6$  mm, плотность тока пучка, вышедшего из ускорителя  $j_b = 3.5$  A/cm<sup>2</sup>. Поскольку температура расплава в экспериментах [7] неизвестна, численные эксперименты проводились для медной мишени при следующих начальных условиях на температуру и плотность: а)  $T = 1500$  K,  $\rho/\rho_0 = 0.92$ ; б)  $T = 2000$  K,  $\rho/\rho_0 = 0.90$ ; в)  $T = 2500$  K,  $\rho/\rho_0 = 0.87$ , где  $\rho$  — плотность жидкости на бинодали,  $\rho_0$  — плотность твердотельной мишени при нормальных условиях.

При указанных параметрах электронного пучка плотность поглощенной единицей массы энергии не обеспечивает полного испарения вещества и имеет место жидкокапельный механизм испарения. Размеры капель, которые испускаются поверхностью облучаемого расплава, неизвестны, однако минимальные размеры частиц, определенные в [7], составляют  $\sim 40$  nm. Поэтому в приведенных ниже расчетах начальный радиус капли  $R^{(j)}$  задавался в интервале 5–20 nm. Поскольку, как будет показано ниже, основным механизмом формирования частиц в данном случае является коагуляция, неопределенность в задании начальных размеров капель не оказывает существенного влияния на конечный спектр частиц.

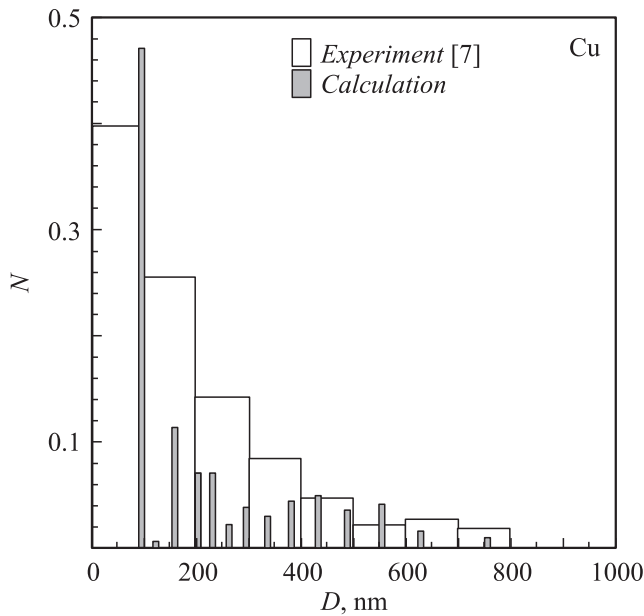
На момент выхода вещества из-под облучения массовая плотность плазменного факела составляла около  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  единиц начальной плотности, а температура 3500–4000 K. Большая плотность факела и высокая температура создают благоприятные условия для коагуляции капель. Численное моделирование показало, что за время  $\sim 400$   $\mu$ s за счет коагуляции максимальный размер капель увеличился до 300 nm. По мере увеличения размеров капель и их охлаждения частота столкновений капель уменьшается, и дальнейший рост обусловлен, главным образом, процессами конденсации. Завершается процесс роста капель к моменту времени  $\sim 10$  ms вследствие уменьшения плотности пара.

На рис. 4 представлены расчетное (в случае начальной температуры расплава 1500 K) и экспериментальное [7] распределения доли ультрадисперсных частиц меди по размерам. Для сравнения численных результатов с экспериментальными была проведена нормировка экспериментальной и расчетной гистограмм на общее число частиц. В работе [7] гистограмма распределения числа частиц по размерам была построена на основе произвольной выборки из 500 частиц, тогда как численные расчеты позволили учесть все частицы, образованные в плазменном факеле.

Из приведенного распределения следует, что частицы достигают максимального диаметра 770 nm, причем 90% частиц имеют диаметр менее 500 nm, а наибольшую долю имеют частицы диаметром около 100 nm, что



**Рис. 3.** Распределение частиц по размерам в режиме полного испарения: *a* — режим медленного охлаждения, *b* — быстрого.



**Рис. 4.** Распределение частиц по размерам в режиме частичного испарения капель из жидкой фазы.

соответствует диапазону размеров частиц, полученных в экспериментах [7]. Изменение начальной температуры расплава не оказало существенного влияния на конечный спектр частиц. Можно отметить лишь то, что в случае начальной температуры расплава 2500 К увеличивается верхняя граница спектра размеров частиц до 850 нм, но доля частиц размером более 700 нм составляет менее 1%. Удельная поверхность частиц меди составила  $\sim 2\text{ м}^2/\text{г}$ .

## Выводы

Для описания течений и моделирования генерации ультрадисперсных частиц в плазменном факеле предложена и реализована модель гетерогенных сред, которая описывает динамику системы, состоящей из пара, инертного газа и частиц различных размеров и термодинамических состояний. В модели учтены процессы теплопроводности, теплообмена и трения между компонентами, релаксации компонент к равновесному состоянию, конденсации, испарения и коагуляции частиц вследствие их столкновений. Модель обеспечивает строгое выполнение законов сохранения массы, импульса и энергии.

Проведенные численные эксперименты позволили исследовать механизмы и закономерности образования ультрадисперсных частиц в плазменном факеле металла, облучаемого мощным электронным пучком.

В режиме частичного испарения из твердой фазы размер частиц определяется существующим размером кристаллитов в твердой фазе и плотностью вложенной в мишень энергии. При облучении медной мишени с размерами кристаллитов в  $1\ \mu\text{м}$  образуются ультрадисперсные частицы размером 400–500 нм.

В режиме полного испарения основным механизмом образования наночастиц диаметром 1–10 нм является гомогенная конденсация. Ультрадисперсные частицы диаметром 10–200 нм образуются в результате коагуляции более мелких частиц.

Охладитель плазменного факела играет существенную роль при гомогенной конденсации. Без эффективного отвода тепла из плазменного факела вещество не переходит в область метастабильных состояний и образования ядер конденсации не происходит. В режиме медленного охлаждения (скорость охлаждения меньше  $10^8\ \text{K/s}$ ) плазменного факела высока роль коагуляции частиц. В режиме быстрого охлаждения (скорость охлаждения более  $10^8\ \text{K/s}$ ) плазменного факела основным механизмом конденсации является конденсационный рост капель.

В режиме частичного испарения из жидкой фазы формируются ультрадисперсные частицы диаметром от 20 нм до субмикронных размеров. Для меди диаметр частиц может достигать 770 нм. На начальных временах основным механизмом в формировании спектра частиц является коагуляция капель, затем по мере остывания плазменного факела частота коагуляции постепенно уменьшается и при достижении каплями размеров в сотни нанометров основным механизмом становится конденсационный рост.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-08-00355а), РФФИ-Урал (проект № 07-08-96032) и президиума УрО РАН в рамках целевой программы поддержки интеграционных проектов, выполняемых в содружестве с учеными СО и ДВО РАН, а также в рамках программы фундаментальных исследований президиума РАН „Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий и физика сильно сжатого вещества“.

## Список литературы

- [1] Гусев А.И., Ремпель А.А. Нанокристаллические материалы. М.: Физматлит, 2001. С. 9.
- [2] Котов Ю.А., Багазеев А.В., Медведев А.И., Мурзакаев А.М., Демина Т.М., Штольц А.К. // Российские нанотехнологии. 2007. Т. 2. № 7–8. С. 109.
- [3] Котов Ю.А., Осипов В.В., Иванов М.Г., Саматов О.М., Платонов В.В., Азаркевич Е.И., Мурзакаев А.М., Медведев А.И. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 11. С. 76.
- [4] Ильвес В.Г., Котов Ю.А., Соковнин С.Ю., Rhee С.К. // Российские нанотехнологии. 2007. Т. 2. № 9–10. С. 96.
- [5] Il'ves V.G., Kamenetskikh A.S., Kotov Yu.A., Sokovnin S.Yu., and Medvedev A.I. // Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flow. Tomsk, 2008. P. 680.
- [6] Бардаханов С.П., Корчагин А.И., Куксанов Н.К., Лаврухин А.В., Салимов Р.А., Фадеев С.Н., Черепков В.В., Веис М.Е. // Problems of Atomic Sci. and Techn. Ser. Nuclear Physics Investigations (50). 2008. N 5. P. 165.
- [7] Temuujin J., Bardakhanov S.P., Nomoev A.V., Zaikovskii V.I., Minjigmaa A., Dugersuren G., and Van Riessen A. // Bull. Mater. Sci. 2009. Vol. 32. N 5. P. 543.

- [8] *Ramsay J.D.F., Avery R.G.* // J. Mater. Sci. 1974. Vol. 9. P. 1681.
- [9] *Ребиндер П.А., Шукин Е.Д.* // УФН. 1972. Т. 108. Вып. 1. С. 3.
- [10] *Канель Г.И., Фортвов В.Е., Разоренов С.В.* // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 809.
- [11] *Архипов А.В., Соминский Г.Г.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 9. С. 38.
- [12] *Пискунов В.Н.* Моделирование динамических процессов в аэродинамических системах. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004. С. 21.
- [13] *Горбунов В.Н., Пирумов У.Г., Рыжов Ю.А.* Неравновесная конденсация в высокоскоростных потоках газа. М.: Машиностроение, 1984. С. 9.
- [14] *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. С. 18.
- [15] *Куропатенко В.Ф.* // ДАН. 2005. Т. 403. № 6. С. 761.
- [16] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Теория упругости. М.: Физматлит, 1987. С. 151.
- [17] *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. С. 417.
- [18] *Амелин А.Г.* Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. М.: Химия, 1972. С. 30.
- [19] *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. М.: Наука, 1979. С. 363.
- [20] *Гаврилов В.Н.* Динамика разлета продуктов электрического взрыва проводников. Дис. на соиск. уч. степ. к.ф.-м.н. Екатеринбург: ИЭФ УрО РАН, 1993.
- [21] *Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В.* // ТВТ. 1983. Т. 20. № 3. С. 447.
- [22] *Сумм Б.Д.* // Вестн. Моск. унив. Сер. 2. Химия. 1999. Т. 40. № 6. С. 400.
- [23] *Яловец А.П.* // ПМТФ. 1997. Т. 38. № 1. С. 151.
- [24] *Волков Н.Б., Майер А.Е., Седой В.С., Фенько Е.Л., Яловец А.П.* // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 4. С. 77.
- [25] *Yalavets A.P., Mayer A.E.* // Proc. 6<sup>th</sup> Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 2002. P. 297.