

УДК 532.511, 532.5.011.18, 532.5.031

# ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ИСТОЧНИКА УДАРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО ПЫЛЕНИЯ МЕТАЛЛОВ, ОСНОВАННОЙ НА ФИЗИКЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РИХТМАЙЕРА — МЕШКОВА, ДЛЯ РАСЧЕТА СПЕКТРА РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ ОЛОВА И СВИНЦА

А. Б. Георгиевская

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607188 Саров, abgeorgievskaya@vniief.ru

Модель источника ударно-волнового пыления, основанная на физике неустойчивости Рихтмайера — Мешкова и развитая для расчета выброшенной массы частиц металла и ее распределения по скоростям в потоке, применена для расчета распределения частиц по размерам. Модель разработана для металлов, переходящих в жидкое состояние после ударно-волнового воздействия. Показано, что для прогнозирования спектра размеров частиц при пылении жидкой среды необходимо знать не только ее плотность и поверхностное натяжение, но и начальную амплитуду и длину волны возмущений, а также профиль ударной волны. Согласно развитой теории размер частиц в потоке в большей мере определяется длиной волны возмущений, чем начальной амплитудой. Проведено сравнение с экспериментальными данными по размерам частиц, выброшенных из узких полос с начальными возмущениями на свободной поверхности образцов из олова и свинца.

Ключевые слова: частицы, неустойчивость, дробление, ударная волна.

DOI 10.15372/FGV2023.9415

EDN MLLNCY

## ВВЕДЕНИЕ

Выход ударной волны (УВ) на свободную границу вещества, имеющую геометрические возмущения, может сопровождаться развитием неустойчивого течения с последующим образованием струй и отрывом частиц вещества от поверхности. В российской литературе этот процесс получил название ударно-индуцированного пыления (иногда встречается название ударно-волновое пыление), в американской — ejection. Причиной этого процесса является развитие неустойчивости Рихтмайера — Мешкова [1, 2], которая реализуется в случае, когда УВ проходит через возмущенную границу вещества с различной плотностью. Развитие неустойчивости Рихтмайера — Мешкова при числе Атвуда  $A \approx -1$ , как правило, приводит к формированию микрокумулятивных струй, которые впоследствии из-за наличия градиента скорости вдоль струи и реологических свойств среды разрываются на микрочастицы или капли. В качестве начальных возмущений границы могут выступать любые локальные неоднородности, сконцентрированные вблизи свободной границы вещества (по-

ры, включения, границы зерен), либо периодические возмущения, оставленные после механической обработки поверхности. При токарном способе изготовления деталей из металла на их свободной поверхности всегда имеются неоднородности, вызванные шероховатостью, что приводит к выбросу частиц металла с поверхности.

В настоящее время достаточно хорошо изучены экспериментально и теоретически массовые и скоростные характеристики процесса выброса частиц со свободной поверхности (СП) металла, когда после ударно-волнового нагружения материал оказывается в жидком состоянии [3–10]. Этому способствовало развитие диагностической базы [6, 7, 10–13] — радиография, методы пьезоэлектрического датчика и индикаторных экранов, а также численный и теоретический анализ развития неустойчивости Рихтмайера — Мешкова (нРМ) [3, 4, 9, 14]. Однако экспериментальной информации о дискретных характеристиках потока частиц — спектре их размеров — весьма немного. Дело в том, что для регистрации спектра размеров частиц используются методы, основанные на получении изображения частиц с применением короткоимпульсных ис-

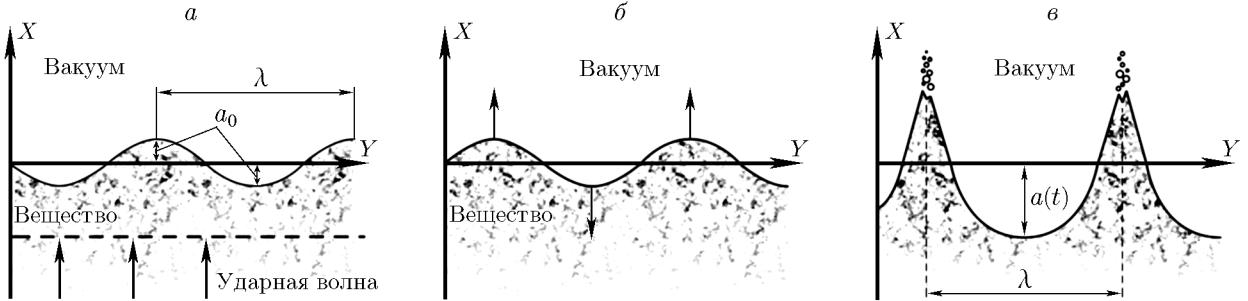


Рис. 1. Выброс частиц с СП среды после воздействия ударной волны:

а — начальное состояние, б — стадия роста возмущений, в — нелинейная стадия роста струй и дробление

точников света [15–17]. Однако при ударно-волновом пылении поверхности металла, проходящем в условиях, когда металл плавится, формируется поток частиц высокой плотности, нарастающей по глубине от фронта частиц к СП металла. Это приводит к тому, что поток частиц становится оптически непрозрачной средой, что не позволяет на изображениях выделять отдельные частицы и определять их количество и размеры. В последние несколько лет достигнуто продвижение в этом направлении исследований. В Лос-Аламосской национальной лаборатории и во РФЯЦ-ВНИИЭФ были разработаны постановки экспериментов, обеспечивающие создание оптически прозрачного потока частиц за счет применения методов «узкой» полосы [17, 18]. В настоящей работе проанализированы результаты подобных экспериментов с образцами олова и свинца, нагруженными до давлений, достаточных для плавления этих металлов при изоэнтропической разгрузке в разреженную среду (вакуум), с применением модели, основанной на физике нРМ и энергетическом критерии разрушения [3, 9].

## 1. МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА СПЕКТРА РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ ПРИ УДАРНО-ИНДУЦИРОВАННОМ ПЫЛЕНИИ

### 1.1. Расчет массовых и скоростных характеристик потока частиц

В работе [3] подробно представлено приближенное решение задачи о массовых и скоростных характеристиках потока частиц, выброшенного с СП жидкой среды. Шероховатость поверхности рассматривалась как малые двумерные периодические возмущения  $a_0(y) =$

$-a_0 \sin(ky)$  ( $a_0 = A_0/2$  — амплитуда начальных возмущений,  $\lambda$  — длина волны возмущений,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $A_0$  — полная начальная амплитуда, от вершины выступа до вершины впадины канавки, рис. 1). Решение получено на основе рассмотрения поля скоростей, формирующегося после выхода УВ со спадающим профилем давления за ее фронтом на СП среды без прочности:

$$\begin{aligned} \dot{u}_x &= -V_m \cos(ky) \exp(kx) + \dot{\varepsilon}x, \\ \dot{u}_y &= V_m \sin(ky) \exp(kx), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $V_m$  — скорость вершины струи относительно  $U_{FS}$  [3, 5];  $U_{FS}$  — скорость разгруженного вещества после выхода УВ на его СП;  $u_x, u_y$  — смещение вещества в направлениях  $x$  и  $y$ ;  $\dot{\varepsilon}$  — градиент скорости в разгруженном веществе, определяемый градиентом скорости за фронтом УВ.

Система уравнений для расчета массы выброшенных частиц  $m_s$ , распределения средних скоростей  $V_p$  и плотности частиц  $\rho$  в пространстве и их эволюции во времени имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} -\frac{dU}{d\tau} &= \exp U + \beta U, \\ V_p(\tau) &= V_m \left| \frac{dU(\tau)}{d\tau} \right|, \\ m_s(\tau) &= \frac{\rho_0}{kV_m} \int_0^\tau \frac{V_p(\tau)}{2(1+\beta\tau)} \times \\ &\times \frac{\tau^2 + (\tau+1)[\ln(1+\tau)]^2}{[\tau + \ln(1+\tau)]^2} d\tau, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\rho(\hat{x}, \tau) = \frac{k}{\tau_r} \frac{\partial m_s(\hat{x}, \tau)}{\partial \hat{x}},$$

$$\hat{x} = \frac{V_p(\tau)}{V_m} \left(1 - \frac{\tau}{\tau_r}\right),$$

где  $U = kx$ ,  $\hat{x} = x/x_m$  — безразмерная координата,  $x \in [0, x_m]$ ,  $x_m = V_m t$  — положение фронта потока частиц относительно положения СП металла,  $\tau = kV_m t$  — безразмерное время,  $\tau_r$  — время регистрации,  $\beta = \dot{\varepsilon}/kV_m \approx 1/a_0 k^2 \Delta x$  — отношение градиента скорости за фронтом УВ к начальному возмущению на СП жидкости (соотношение начальной амплитуды возмущений  $a_0$ , длины волны  $\lambda$  в квадрате, ширины треугольного ударно-волнового импульса  $\Delta x$ ),  $\rho_0$  — начальная плотность вещества.

В соответствии с полученными аналитическими решениями системы (2) основным параметром, определяющим «общую» выброшенную массу частиц, является параметр  $\beta$ , т. е.  $m_s = (\rho_0/k)f(\beta)$ . При этом амплитуда УВ во всей области существования жидкой фазы среды не влияет на данную характеристику процесса ударно-индуцированного пыления. Теоретический вывод, полученный в работе [3], объяснил наблюдаемые в экспериментах с оловом и свинцом эффекты влияния профиля УВ и отсутствия изменения выброшенной массы частиц при увеличении давления на фронте УВ в условиях, когда металл переходит в жидкую фазу [5, 12, 19].

## 1.2. Расчет распределения частиц по размерам в потоке

Аналитические решения системы (2), изложенные в [3], позволяют рассчитать выброшенную массу частиц, распределение плотности и скорости в потоке частиц. Эти характеристики также можно рассчитать, используя двумерные программные комплексы, в которые заложены уравнения механики сплошной среды [4]. Однако нет программ, учитывающих подробные механизмы разрушения жидкой среды с дальнейшим формированием частиц под действием поверхностного натяжения на масштабах размеров частиц и времени экспериментов. Исключение составляют расчеты методами молекулярной динамики [4, 14], но масштабы подобных расчетов составляют примерно нанометры и наносекунды.

Для расчета характерных размеров частиц при дроблении среды с градиентом скорости в работах [3, 9] было предложено объединить решения системы уравнений (1), связанные с физикой развития неустойчивого течения на поверхности, и энергетический подход, развитый Д. Грейди и А. Г. Ивановым [20, 21]. Последний определяет размер фрагмента (специалисты, занимающиеся вопросами ударно-индуцированного пыления, используют термин «частица»; таким образом, фрагмент и частица в тексте являются синонимами) из уравнения баланса локальной кинетической энергии фрагмента и работы сил поверхностного натяжения и вязкости для жидкости:

$$\rho_0 \frac{\dot{\varepsilon}_i^2 \bar{d}^2}{8} = \alpha \frac{4\sigma}{\bar{d}} + \theta \mu \dot{\varepsilon}_i, \quad (3)$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения среды,  $\mu$  — вязкость,  $\dot{\varepsilon}_i$  — скорость деформации, реализуемая во фрагменте при дроблении,  $\alpha, \theta$  — безразмерные константы, подбираемые по экспериментальным данным.

Простые оценки показали, что компонентом, связанным с вязкостью, для большинства жидких металлов можно пренебречь. При вязкости жидкого свинца  $(2.6 \div 1.3) \cdot 10^{-3}$  Па·с и поверхностном натяжении  $\sigma = 0.44 \div 0.38$  Н/м в диапазоне температур  $T = 630 \div 1000$  К влияние вязкости проявляется при скоростях деформации  $\dot{\varepsilon}_i \approx 10^9$  с<sup>-1</sup> и более. Скорости деформации, характерные для развития кумулятивных струй на поверхностях образцов, используемых в экспериментах ВНИИЭФ, находятся в диапазоне  $10^5 \div 10^7$  с<sup>-1</sup>.

Соотношение для расчета размера фрагментов без учета вязкости имеет вид

$$\bar{d} = \alpha \sqrt[3]{\frac{32\sigma}{\rho_0 \dot{\varepsilon}_i^2}}. \quad (4)$$

В случае развития нРМ (начальная стадия пыления) на СП жидкости реализуется более сложная картина течения: скорость деформации сразу распределена по глубине вещества  $x$ , т. е.  $\dot{\varepsilon}_i(x)$ . В соответствии с формулой (4) размер  $\bar{d}$  является переменным  $d(\dot{\varepsilon}_i(x))$ .

Распределение скорости деформации по глубине вещества с учетом поля скоростей в разгруженной жидкости описывается уравнениями

$$\dot{\varepsilon}_i = \frac{\sqrt{2}}{3} \left[ \left( \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} - \frac{\partial \dot{u}_y}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \dot{u}_y}{\partial y} \right)^2 + \right]$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{3}{2} \left( \frac{\partial \dot{u}_x}{\partial y} + \frac{\partial \dot{u}_y}{\partial x} \right)^2 \Big]^{1/2}, \\
\dot{\varepsilon}_i = & \frac{2}{\sqrt{3}} \left[ \left( kV_m \exp(kx) + \frac{\dot{\varepsilon}}{\sqrt{3}} \right)^2 - \right. \\
& \left. - kV_m \dot{\varepsilon} \left( \cos(ky) + \frac{2}{\sqrt{3}} \right) \exp(kx) \right]^{1/2}.
\end{aligned} \tag{5}$$

Распределением скорости деформации вдоль оси  $y$  можно пренебречь:

$$\dot{\varepsilon}_i = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{(kV_m)^2 \exp(2kx) + \frac{\dot{\varepsilon}^2}{3}}. \tag{6}$$

В соответствии с формулой (4) распределение характерных размеров частиц вдоль оси  $x$  имеет вид

$$\bar{d} = \alpha \sqrt[3]{\frac{24\sigma}{\rho_0}} \left[ (kV_m)^2 \exp(2kx) + \frac{\dot{\varepsilon}^2}{3} \right]^{-1/3}. \tag{7}$$

Глубина слоя вещества  $x = 0$  соответствует частицам, движущимся на фронте потока. Такие частицы имеют минимальный характерный размер. При малых начальных возмущениях  $a_0 k < 1$  относительная скорость вершины струи (фронта потока частиц) равна  $V_m \approx 1.5a_0 k U_{FS}$ . Тогда минимальный характерный размер частиц (7), формирующийся из вещества в вершине струи, равен

$$\begin{aligned}
\bar{d}_m = & \alpha \sqrt[3]{\frac{2}{3\pi^4} \frac{\sigma}{\rho_0 U_{FS}^2} \left( \frac{\lambda^2}{a_0} \right)^2} \times \\
& \times \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{\lambda^2}{6\pi^2 a_0 \Delta x} \right)^2 \right]^{-1/3},
\end{aligned} \tag{8}$$

где  $\Delta x \approx U_{FS}/\dot{\varepsilon}$  — ширина треугольного импульса. В конструкциях, использующих энергию зарядов взрывчатого вещества для создания УВ,  $\Delta x \approx 10$  мм, поэтому членом  $\frac{1}{3} \left( \frac{\lambda^2}{6\pi^2 a_0 \Delta x} \right)^2$  в формуле (8) можно пренебречь по сравнению с 1:

$$\bar{d}_m = \alpha \sqrt[3]{\frac{2}{3\pi^4} \frac{\sigma}{\rho_0 U_{FS}^2} \left( \frac{\lambda^2}{a_0} \right)^2}. \tag{9}$$

Уравнение для расчета характерных размеров частиц можно представить в безразмерном виде  $\hat{d} = \bar{d}/\bar{d}_m$ :

$$\hat{d} = \left[ \frac{1 + (\beta/\sqrt{3})^2}{\exp(2U) + (\beta/\sqrt{3})^2} \right]^{1/3}. \tag{10}$$

Добавление уравнения (10) к системе (2) позволяет проводить расчет характерных размеров частиц по глубине потока частиц.

Плотность вероятности распределения характерных диаметров частиц, связанных с изменением скорости деформации, определяется выражением

$$\begin{aligned}
\frac{dW}{d\hat{d}} = & \frac{1}{N_s^{max}} \frac{dN_s}{d\hat{d}} = \\
= & \frac{1}{\int_0^{\tau_p} \frac{1}{\hat{d}^3} \left( \frac{dm_s}{d\tau} \right) d\tau} \frac{dm_s}{d\tau} \frac{1}{d\hat{d}/d\tau} \frac{1}{\hat{d}^3},
\end{aligned} \tag{11}$$

где  $W(\hat{d} > 1)$  — вероятность обнаружить фрагмент размером больше  $\hat{d}$ ,  $N_s^{max}$  — максимальное общее количество выброшенных с единицы поверхности частиц, шт/см<sup>2</sup>,  $dN_s$  — количество выброшенных частиц размером в интервале  $(d - 0.5\Delta d; d + 0.5\Delta d)$ .

Что касается характерного размера  $\bar{d}$ , всегда присутствует разброс размеров частиц, связанный с флуктуациями течения. Для его учета можно использовать, например, распределение Розина — Раммлера, логнормальное распределение, Г-распределение. Их использование экспериментально обосновано в работах [22–24] по дроблению капли, движущейся в газе. Для того чтобы определить весь спектр размеров частиц, необходимо проинтегрировать функцию распределения характерных размеров частиц (11) совместно с одним из возможных вариантов распределения фрагментов, учитывающих случайный характер разрушения:

$$\begin{aligned}
\frac{dW}{dD} = & \int_1^{\hat{d}_{max}} \left( \frac{dW}{dD} \right)_1 \frac{dW}{d\hat{d}} d\hat{d} = \int_0^{\tau_p} \left( \frac{dW}{dD} \right)_1 \times \\
& \times \frac{1}{\int_0^{\tau_p} \frac{1}{\hat{d}^3} \left( \frac{dm_s}{d\tau} \right) d\tau} \frac{dm_s}{d\tau} \frac{1}{\hat{d}^3} d\tau,
\end{aligned} \tag{12}$$

где  $\left( \frac{dW}{dD} \right)_1$  — функция распределения частиц, выбранная для учета стохастического характера разрушения.

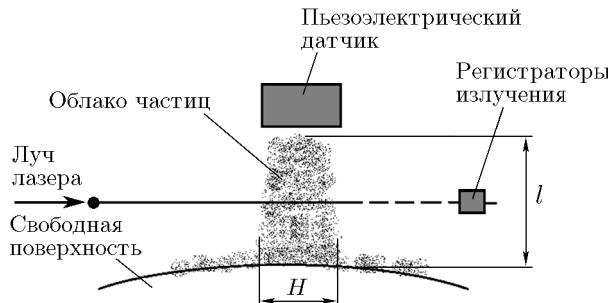


Рис. 2. Схема регистрации размеров частиц

Совокупность уравнений (2), (9)–(12) позволяет рассчитать все интегральные и спектральные характеристики процесса ударно-волнового выброса частиц с СП жидкости, обладающей поверхностным натяжением.

## 2. О МЕТОДЕ «УЗКОЙ» ПОЛОСЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

При ударно-волновом пылении поверхности металла в условиях, когда он плавится, формируется поток частиц, имеющий высокую плотность, нарастающую по глубине от фронта частиц к СП металла. При известном распределении плотности потока частиц возможность экспериментально зарегистрировать спектр размеров частиц по всей глубине потока существенно зависит от ширины зоны, с которой выбрасываются частицы (зона пыления), и базы полета исследуемого образца (рис. 2).

Ослабление потока света, проходящего через дисперсную среду, зависит от параметров потока частиц:  $n$  — концентрация частиц в единице объема,  $H$  — ширина потока,  $S$  — пол-

ное сечение ослабления прямого света частицей, равное сумме сечения рассеяния и сечения поглощения света. Интенсивность проходящего через дисперсную среду света зависит от интенсивности падающего света по закону Бугера — Ламберта — Бера. Для крупных частиц ( $\bar{d} \gg \lambda_L$ , где  $\lambda_L$  — длина волны излучения) сечение поглощения равно сечению рассеяния. Для сферических частиц в потоке закон имеет вид

$$J = J_0 \exp \left( -3 \frac{\rho(x, t)}{\rho_0} \frac{H}{\bar{d}(x, t)} \right) = J_0 \exp(-K), \quad (13)$$

где  $J_0$  и  $J$  — интенсивность потока падающего излучения и прошедшего через поток частиц.

Параметр  $J$  зависит от ширины зоны пыления  $H$ , распределений плотности потока частиц  $\rho(x, t)$  и характерных размеров частиц  $\bar{d}(x, t)$  в пространстве и во времени.

Для регистрации оптическими методами спектра размеров частиц при ударно-индукционном пылении металлические образцы, имеющие шероховатость, после изготовления должны полироваться таким образом, чтобы в центральной части образца сохранялась узкая полоса с шероховатостью шириной  $H$  (рис. 3, *a*). При этом ширина полосы  $H$  должна выбираться исходя из предполагаемого времени регистрации. На основе этого принципа в РФЯЦ-ВНИИЭФ используются для исследования образцы [13] «бабочка» (рис. 3, *б*), названные так из-за расположения шероховатых и полированных участков на поверхности. Эксперименты позволяют получать одновременно информацию как

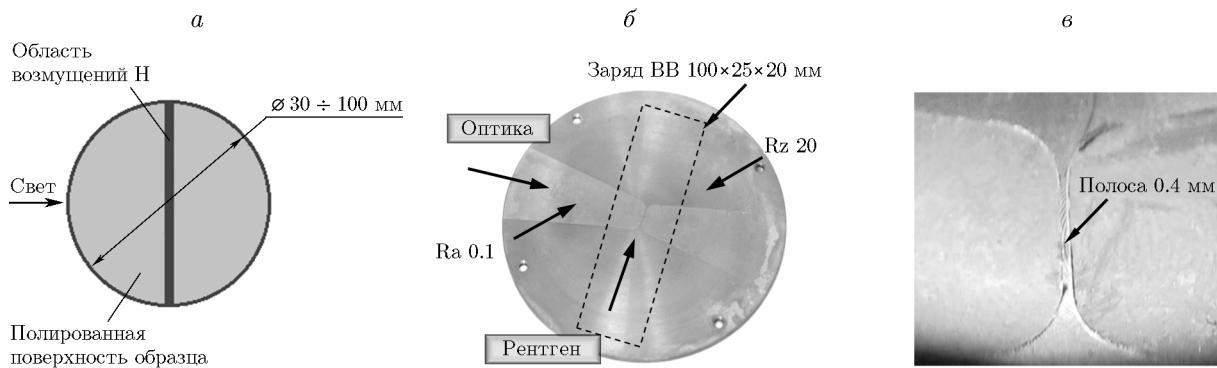


Рис. 3. Требуемая геометрия образца с шероховатостью для оптических измерений спектра размеров частиц (*а*), типичная фотография образца «бабочка» с зоной шероховатости  $Rz 20$  и полироваными участками на уровне  $Ra 0.1$  (*б*), увеличенная область (*в*) [13]

о массово-скоростных характеристиках потока, так и о спектре размеров частиц, выбрасываемых с узкой полосы в центре. На рис. 3, б обозначены зоны с шероховатостью и полировкой. Для зоны  $Rz$  20 начальные возмущения по амплитуде и длине волн составляли  $a_0 = 10$  мкм,  $\lambda = 150$  мкм. Для зоны, обозначенной  $Ra$  0,1, начальные возмущения по амплитуде и длине волн составляли  $a_0 = 0.25$  мкм,  $\lambda = 20$  мкм.

### 3. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

#### 3.1. Олово

В работе [18] представлен экспериментальный спектр размеров частиц, выброшенных под действием нестационарной УВ интенсивностью  $\approx 30$  ГПа с СП олова. При таких условиях нагружения металл после выхода УВ на СП образца переходит в расплавленное состояние [5]. Величина начальных возмущений на СП оловянных образцов составляла  $a_0 = 20$  мкм (половина глубины канавки),  $\lambda = 139$  мкм. Оптически прозрачный поток частиц создавался за счет нанесения на поверхность образца одной канавки (остальная часть полированась), а также за счет пролетной базы образца, равной в моменты регистрации  $\approx 33$  и 44 мм, обеспечивающей уменьшение плотности потока частиц. На рис. 4 представлены расчетные параметры: распределение плотности частиц по глубине потока (а), отношение прошедшего излучения через поток частиц к падающему (б), связь характерного размера частиц со скоростью в потоке (в). Чёрными квадратами на рис. 4, в обозначены экспериментальные значения среднего размера частиц, измеренные на некоторой глубине от фронта частиц. Расчеты плотности и размеров частиц проведены по модели (2), (9), (10), расчеты прохождения излучения через поток — по формуле (13). Значение константы  $\alpha = 3.8$  подобрано исходя из наилучшего описания экспериментальных данных по среднему размеру частиц [18].

В работе [18] показано, что вблизи СП образца олова дробление струи еще продолжается, а сферические частицы еще не сформированы. В этой части поток выброшенного вещества представляет собой паутинчатую структуру, толщина нитей которой составляет  $\approx 25$  мкм. В области расположения оптических

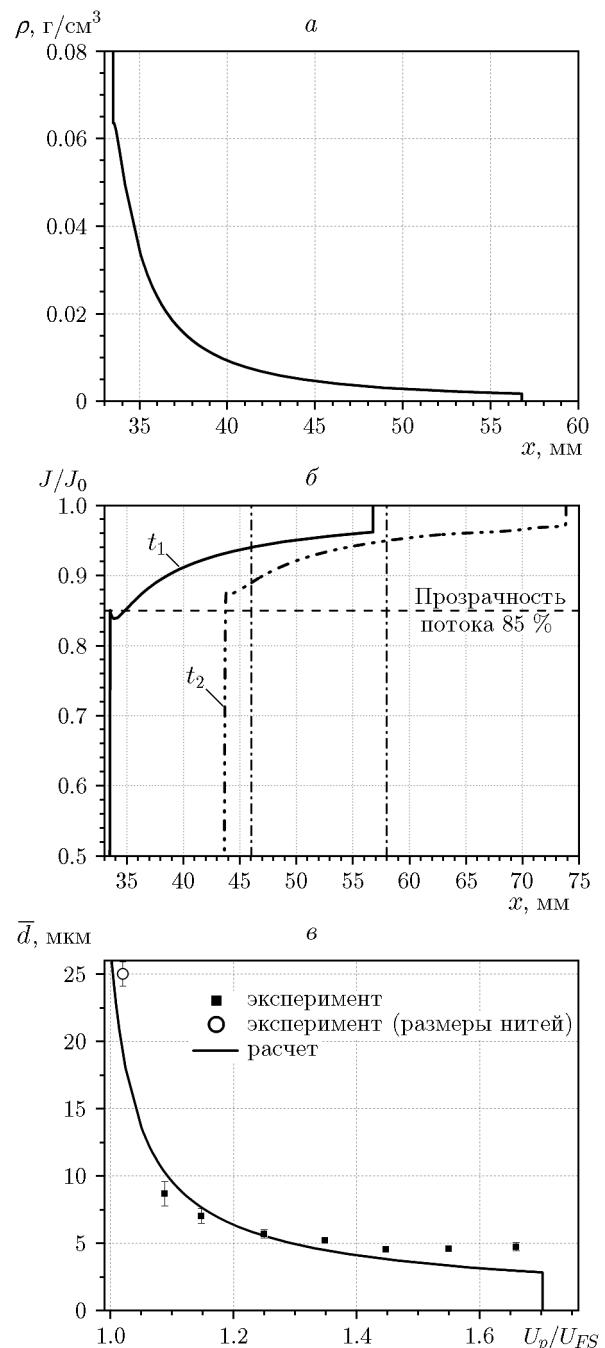


Рис. 4. Расчетные характеристики ударно-индукционного пыления СП образца олова. Данные экспериментов [18]:

*а* — расчетное распределение плотности потока частиц по его глубине  $x$  в момент времени  $t_1 = 16.64$  мкс; *б* — отношение интенсивности прошедшего излучения к падающему в зависимости от координаты  $x$  в моменты регистрации  $t_1 = 16.6$  мкс и  $t_2 = 21.6$  мкс,  $H = 140$  мкм, штрихпунктирные линии — расположение оптических окон в эксперименте; *в* — связь характерного размера частиц с их скоростью (отношением скорости частиц к скорости СП образца)

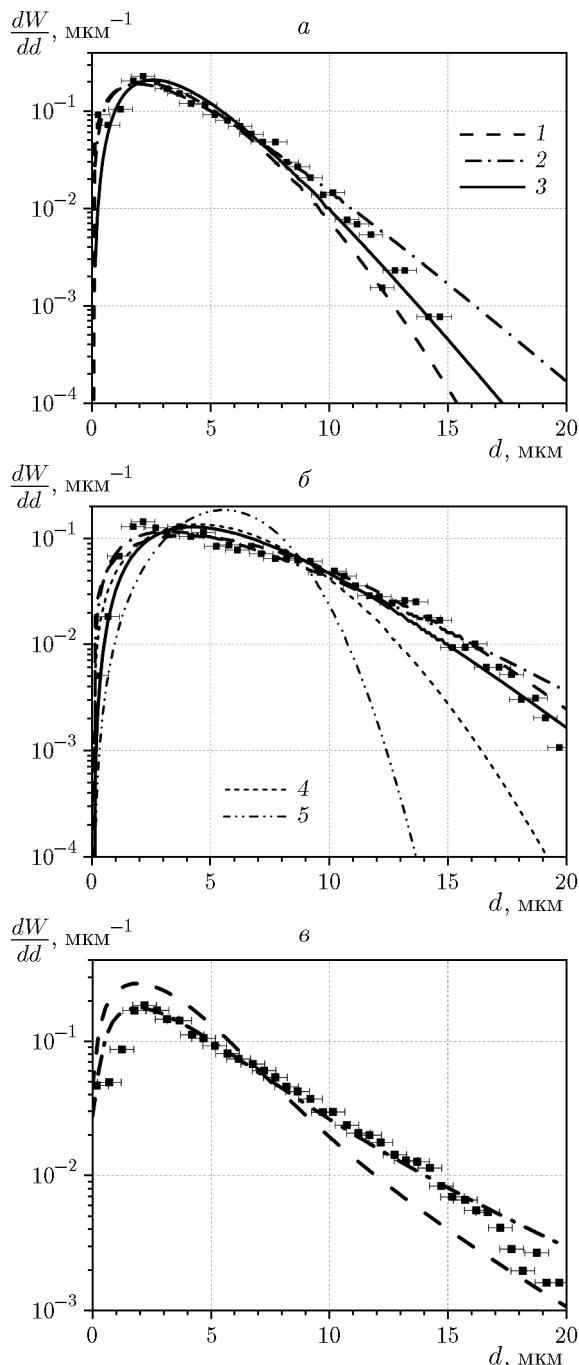


Рис. 5. Дифференциальные спектры размеров частиц, выброшенных с СП образца олова, нагруженного УВ амплитудой 30 ГПа, достаточной для плавления олова. Сравнение расчета и эксперимента [18]:

на глубине потока частиц, скорость которых превышает скорость СП образца: *a* — на 60 %,  $U_p/U_{FS} = 1.6$  — фронт потока частиц, *б* — на 20 %,  $U_p/U_{FS} = 1.2$ , *в* — на 10 ÷ 60 %,  $U_p/U_{FS} = 1.1 \div 1.6$  (не учитывались частицы, интервал скоростей которых  $U_p/U_{FS} = 1.35 \div 1.45$ );

окон поток выброшенного вещества с СП образца олова достигает требуемой для получения голограммических изображений прозрачности на уровне 85 % (рис. 5, *б*). Таким образом, в Лос-Аламосской национальной лаборатории впервые была получена структура выброшенного жидкого металла по всей глубине потока частиц. Этого удалось добиться за счет полировки образца с сохранением узкой полосы с возмущением и регистрацией процесса в моменты времени, необходимые при данных условиях эксперимента. Это позволяет протестировать модель для расчета спектра размеров частиц по всей глубине потока с учетом случайного разброса размеров частиц (2), (9)–(12).

На рис. 5 представлены дифференциальные спектры размеров частиц, рассчитанные для различных участков потока частиц при варьировании функций, отвечающих за случайный характер дробления, в сравнении с экспериментальными данными, полученными на различной глубине потока частиц. На рисунке приведено также полное дифференциальное распределение частиц по размеру, соответствующее интервалу скоростей  $U_p/U_{FS} = 1.1 \div 1.6$  (за исключением интервала  $U_p/U_{FS} = 1.35 \div 1.45$ , так как в работе [18] данные в этой области не представлены).

Экспериментальные распределения частиц по размеру на фронте потока частиц ( $U_p/U_{FS} = 1.6$ ) и вблизи СП образца олова ( $U_p/U_{FS} = 1.2$ ) отличаются. На фронте потока сосредоточены более мелкие частицы, вблизи СП образца вероятность нахождения крупных частиц увеличивается на порядок. Хорошее согласие между расчетом и экспериментом достигается при использовании в моделях (2), (9)–(12) Г-распределения с показателем  $k = 2 \div 3$  для учета случайного разброса размеров частиц. Можно использовать более простую функцию Розина — Раммлера с показателем  $n = 1.6$ , однако в таком варианте модели вероятность образования крупных фрагментов может быть занижена. В моделях  $\alpha = 3.8$  (см. (3), (4), (7)–(9)).

точки — эксперимент, линии — расчет: 1, 4, 5 — на основе нРМ с учетом распределения Розина — Раммлера,  $n = 1.6$  (1), 2 (4), 3 (5); 2, 3 — на основе нРМ с учетом Г-функции,  $k = 2$  (2), 3 (3)

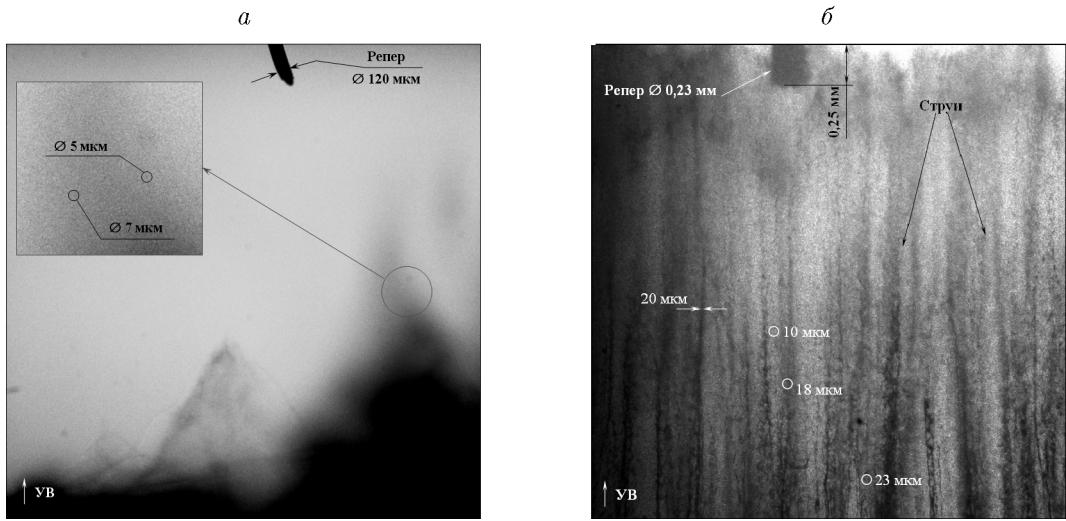


Рис. 6. Изображения (с применением методики МиОР [17]) потока частиц, выброшенных с СП образцов свинца, расплавленных после ударно-волнового воздействия:

*a* — при выбросе частиц со всей поверхности образца свинца диаметром 30 мм, *б* — при выбросе частиц из узкой полосы 0.5 мм на образце свинца

Некоторые особенности регистрации спектра размеров частиц, выброшенных с СП образцов из свинца, и результаты численных расчетов работы нагружающих устройств

Номер опыта	$A_0/\lambda$ , мкм	$a_0 k$	$H$ , мм	$t_1/t_2$ , мкс	$P_{SB}$ , ГПа	$dP/dx$ , ГПа/см	$U_{FS}$ , км/с	$\dot{\varepsilon}$ , $10^5 \text{ с}^{-1}$	$V_m$ , км/с	$\bar{d}_m$ ( $\alpha = 3.8$ )	$\beta$
1	19/90	0.66	0.25	7.0/7.6	34	179	1.85	7.7	1.21	1.9	0.009
2	14/110	0.40	0.55	4.6/6.0	44	78.6	2.26	2.86	0.9	2.6	0.005

### 3.2. Свинец

Для измерения спектра размеров частиц в РФЯЦ-ВНИИЭФ применяется методика микроскопической электронно-оптической регистрации (МиОР) [17]. Подсветка процесса проводится коротким одно- или двухимпульсным лазерным излучением с разнесеными по времени импульсами. Методика позволяет разрешать отдельные частицы размером от 3 мкм, движущиеся со скоростью до  $\approx 4$  км/с. Принципиально важные результаты были получены в 2016 г. после реализации идеи регистрации частиц, выброшенных с шероховатой «узкой» полосы шириной  $\approx 0.3 \div 1$  мм. На рис. 6 представлены изображения процесса пыления с СП образца из свинца, расплавленного после ударно-волнового воздействия, в условиях регистрации МиОР без применения (*a*) и с применением (*б*) метода «узкой» полосы. Уменьшение полосы с  $\approx 30$  до  $\approx 0.5$  мм привело к созданию оптически прозрачного потока частиц.

Образцы свинца [13, 17] нагружались зарядом взрывчатого состава на основе октогена че-

рез стальную пластину, разделяющую взрывчатое вещество и образец. Выброс частиц происходил в вакуум ( $\approx 0.1$  атм). Варьированием толщин взрывчатого вещества, стальной пластины и образца достигались разные уровни нагружения образцов. После ударно-волнового воздействия и последующей изоэнтропической разгрузки образец свинца находился в жидкой фазе.

В таблице приведены некоторые параметры регистрации размеров частиц: начальные возмущения  $A_0/\lambda$  на образце, соотношение  $a_0 k$ , ширина полосы  $H$ , с которой регистрируется выброс частиц, время  $t_1/t_2$  регистрации методикой МиОР, расчетная скорость СП образца  $U_{FS}$ , давление на фронте УВ  $P_{SB}$  и градиент давления за фронтом УВ  $dP/dx$ , градиент скорости в разгруженном образце  $\dot{\varepsilon}$ , скорость фронта частиц относительно скорости СП образца  $V_m$ , наиболее вероятный размер частиц на фронте потока  $\bar{d}_m$  при константе  $\alpha = 3.8$ , параметр  $\beta = 1/a_0 k^2 \Delta x$ .

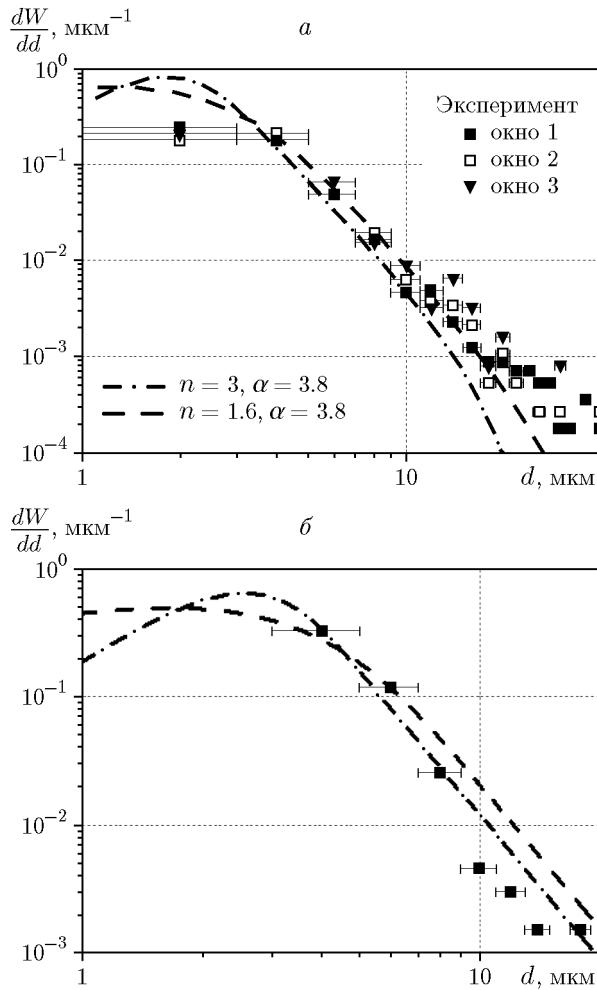


Рис. 7. Расчетный и экспериментальный дифференциальный спектры размеров частиц:  
а —  $P_{SB} = 34$  ГПа,  $\beta = 0.009$ , б —  $P_{SB} = 44$  ГПа,  $\beta = 0.005$

Результаты расчетов и экспериментальных данных по спектру размеров частиц представлены на рис. 7 и 8. Так как в эксперименте надежно разрешаются частицы размером от 3 мкм, то для сравнения расчетов с экспериментом была использована только часть расчетной кривой.  $\frac{dW}{dd}$  ( $d > 3$  мкм) нормировалась на общее число частиц с размером больше 3 мкм. Расчеты по модели воспроизводят экспериментальное распределение частиц по размерам. В качестве функции распределения частиц, ответственной за случайный характер дробления, использовано распределение Розина — Раммлера.

Экспериментальные спектры размеров частиц свинца описываются моделью при кон-

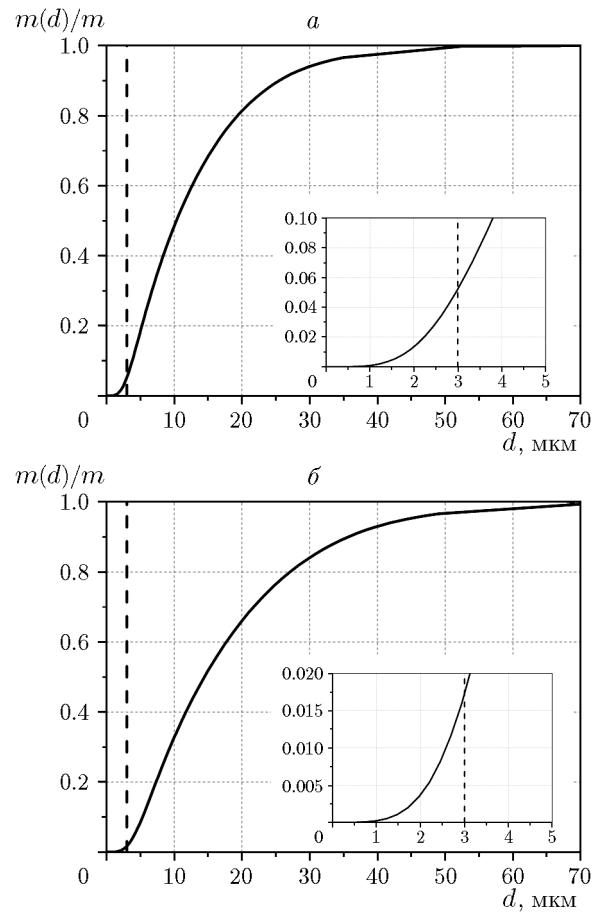


Рис. 8. Интегральные распределения массы частиц по размерам  $d$ :  
штриховая линия — предел разрешающей способности МиОР

стантах  $\alpha = 3.8$  и  $n = 1.6 \div 3$ , как и для случая с оловом [18]. Влияние параметра  $n$  в распределении Розина — Раммлера проявляется в области размеров частиц  $< 3$  мкм, недоступном на сегодняшний день для регистрации методикой МиОР. Однако, как показано на рис. 8, вклад частиц размером менее 3 мкм в общую выброшенную с поверхности массу вещества составляет  $2 \div 5$  %.

Из анализа результатов экспериментов по исследованию ударно-волнового пыления олова и свинца, индуцированного УВ интенсивностью, достаточной для плавления металла, можно сделать вывод, что модель, основанная на нРМ, описывает интегральные характеристики (выброшенную массу, пространственное распределение плотности потока) [3] и спектральные характеристики потока частиц. Плавление металлов происходило в волне раз-

грузки. Наилучшего согласия расчетные зависимости достигают при использовании констант  $\alpha = 3.8$ ,  $n = 1.6$ ,  $k = 2 \div 3$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведена полная система уравнений, описывающая «источник пыления» — распределение частиц по размерам и пространственно-временное распределение плотности и скоростей частиц. Представленная модель «пыления» жидкостей связывает массу частиц, распределения плотности и скоростей частиц в пространстве с распределением частиц по размеру и изменением этих зависимостей во времени. С помощью модели, основанной на физике неустойчивости Рихтмайера — Мешкова, при одинаковом наборе параметров удалось описать экспериментальные данные по спектру размеров частиц «источника пыления», полученные с использованием метода «узкой» полосы на образцах олова и свинца.

Автор выражает благодарность М. О. Лебедевой за помощь в подготовке рукописи статьи к печати.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики по государственному контракту № Н.4п.241.4Д.23.1085.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор данной работы заявляет, что у нее нет конфликта интересов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Richtmyer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Commun. Pure Appl. Math. — 1960. — V. 13, N 2. — P. 297–319. — DOI: 10.1002/cpa.3160130207.
2. Мешков Е. Е. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. — 1969. — № 5. — С. 151–158.
3. Georgievskaya A. B., Raevsky V. A. A model of a source of shock wave metal ejection based on Richtmyer–Meshkov instability theory // J. Dynamic Behavior Mater. — 2017. — V. 3, N 2. — DOI: 10.1007/s40870-017-0118-2.
4. Cherne F. J., Hammerberg J. E., Andrews M. J., Karkhanis V., Ramaprabhu P. On shock driven jetting of liquid from non-sinusoidal surfaces into a vacuum // J. Appl. Phys. — 2015. — V. 118, N 18. — 185901. — DOI: 10.1063/1.4934645.
5. Multiphase Flow Handbook / E. Michaelides, C. T. Crowe, J. D. Schwarzkopf (Eds). — 2nd ed. — Boca Raton: CRC Press, 2017. — DOI: 10.1201/9781315371924.
6. Михайлов А. Л., Огородников В. А., Сасик В. С., Раевский В. А., Лебедев А. И., Зотов Д. Е., Ерунов С. В., Сырунин М. А., Садунов В. Д., Невмержицкий Н. В., Лобастов С. А., Бурцев В. В., Мишанов А. В., Кулаков Е. В., Сатарова А. В., Георгиевская А. Б., Князев В. Н., Клешевников О. А., Антипов М. В., Глушихин В. В., Юртов И. В., Утенков А. А., Сеньковский Е. Д., Абакумов С. А., Пресняков Д. В., Калашник И. А., Панов К. Н., Аригин В. А., Ткаченко Б. И., Филяев В. Н., Андраманов А. В., Лебедева М. О., Игонин В. В. Экспериментально-расчетное моделирование процесса выброса частиц с ударно-нагруженной поверхности // ЖЭТФ. — 2014. — Т. 145, № 5. — С. 892–905. — EDN: SNVCXR.
7. Antipov M. V., Arinin V. A., Georgievskaya A. B., Gnutov I. S., Zamysov D. N., Kalashnikov D. A., Lebedeva M. O., Lebedev A. I., Mikhailov A. L., Ogorodnikov V. A., Panov K. N., Pupkov A. S., Rayevskiy V. A., Sokolova A. S., Syrunin M. A., Tkachenko B. I., Utenkov A. A., Fedorov A. V., Finyshin S. A., Chudakov E. A., Yurtov I. V. Experimental and computational damage and ejecta studies of Pb explosively shock loaded to  $P_{SL} \approx$  32-to 40-GPa // J. Dynamic Behavior Mater. — 2017. — V. 3, N 2. — P. 300–315. — DOI: 10.1007/s40870-017-0113-7.
8. Тен К. А., Прууэл Э. Р., Кашкаров А. О., Рубцов И. А., Антипов М. В., Георгиевская А. Б., Михайлов А. Л., Спирин И. А., Аульченко В. М., Шехтман Л. И., Жулянов В. В., Толочко Б. П. Регистрация выброса частиц из ударно-нагруженных металлов методами синхротронного излучения // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 5. — С. 103–111. — DOI: 10.15372/FGV20180514. — EDN: UXZFSS.
9. Georgievskaya A. B., Raevsky V. A. Estimation of spectral characteristics of particles ejected from the free surfaces of metals and liquids under a shock wave effect // AIP Conf. Proc. — 2012. — V. 1426, N 1. — P. 1007–1010. — DOI: 10.1063/1.3686448.
10. Monfared S. K., Buttler W. T., Frayer D. K., Grover M., LaLone B., Stevens G.,

- Stone J. B., Turley W. D., Schauer M. M.** Ejected particle size measurement using Mie scattering in high explosive driven shockwave experiments // *J. Appl. Phys.* — 2015. — V. 117, N 22. — 223105. — DOI: 10.1063/1.4922180.
11. **Oro D. M., Hammerberg J. E., Buttler W. T., Mariam F. G., Morris C. L., Rousculp C., Stone J. B.** A class of ejecta transport test problems // *AIP Conf. Proc.* — 2012. — V. 1426, N 1. — P. 1351–1354. — DOI: 10.1063/1.3686531.
12. **Zellner M. B., Grover M., Hammerberg J. E., Hixson R. S., Iverson A. J., Macrum G. S., Morley K. B., Obst A. W., Olson R. T., Payton J. R., Rigg P. A., Routley N., Stevens G. D., Turley W. D., Veeser L., Buttler W. T.** Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces // *J. Appl. Phys.* — 2007. — V. 102, N 1. — 013522. — DOI: 10.1063/1.2752130.
13. **Огородников В. А., Михайлов А. Л., Ерунов С. В., Финюшин С. А., Зотов Д. Е., Невмержицкий Н. В., Быструев А. И., Сырунин М. А., Антипов М. В., Федоров А. В., Панов К. Н., Кулаков Е. В., Утенков А. А., Юртов И. В., Чудаков Е. А., Шмелев И. В., Яговкин А. О., Чапаев А. В., Романов А. В., Мишанов А. В., Давыдов Н. Б., Глушкин В. В., Калашник И. А., Сеньковский Е. Д., Бодров Е. В., Руднев А. В., Замыслов Д. Н., Лебедева М. О.** Характеристики ударно-индущированных пылевых потоков с поверхности образцов из свинца и меди при давлении в ударной волне 45–50 ГПа и разгрузке в вакуум // *ЖЭТФ*. — 2019. — Т. 156, № 3(9). — С. 474–482. — DOI: 10.1134/S0044451019090104. — EDN: SHGUXM.
14. **Durand O., Soulard L.** Power law and exponential ejecta size distributions from the dynamic fragmentation of shock-loaded Cu and Sn metals under melt conditions // *J. Appl. Phys.* — 2013. — V. 114, N 19. — 194902. — DOI: 10.1063/1.4832758.
15. **Sorenson D. S., Minich R. W., Romero J. L., Tunnell T. W., Malone R. M.** Ejecta particle size distributions for shock-loaded Sn and Al metals // *J. Appl. Phys.* — 2002. — V. 92, N 10. — P. 5830–5836. — DOI: 10.1063/1.1515125.
16. **Malone R. M., Capelle G. A., Cox B. C., Frogget B. C., Grover M., Kaufman M. I., Pazuchanics P. D., Sorenson D. S., Stevens G. D., Tibbets A., Turley W. D.** High-resolution UV relay lens for particle size distribution measurements using holography // *Proc. of SPIE*. — 2008. — V. 7060. — 7060A. — DOI: 10.1117/12.793484.
17. **Невмержицкий Н. В., Раевский В. А., Сотсков Е. А., Сеньковский Е. Д., Давыдов Н. Б., Бодров Е. В., Фролов С. В., Анисифоров К. В., Георгиевская А. Б., Левкина Е. В., Кривонос О. Л., Кучкарева А. С., Гавриш А. Р., Ткаченко Б. И.** Некоторые особенности выброса частиц с поверхности ударно-нагруженного свинцового образца // *Физика горения и взрыва*. — 2018. — Т. 54, № 5. — С. 82–89. — DOI: 10.15372/FGV20180511. — EDN: UXZFRX.
18. **Sorenson D. S., Capelle G. A., Grover M., Johnson R. P., Kaufman M. I., LaLone B. M., Malone R. M., Marshall B. F., Minich R. W., Pazuchanics P. D., Smalley D. D., Stevens G. D., Tunnell T. W., Turley W. D.** Measurements of Sn ejecta particlesize distribution using ultraviolet in-line Fraunhofer holography // *J. Dynamic Behavior Mater.* — 2017. — V. 3, N 2. — P. 233–239. — DOI: 10.1007/s40870-017-0105-7.
19. **Zellner M. B., Dimonte G., Germann T. C., Hammerberg J. E., Rigg P. A., Stevens G. D., Turley W. D., Buttler W. T.** Influence of shockwave profile on ejecta // *AIP Conf. Proc.* — 2009. — V. 1195, N 1. — P. 1047–1050. — DOI: 10.1063/1.3294980.
20. **Grady D. E., Kipp M. E.** Mechanisms of dynamic fragmentation: Factors governing fragment size // *Mech. Mater.* — 1985. — V. 4, N 3-4. — P. 311–320. — DOI: 10.1016/0167-6636(85)90028-6.
21. **Разрушение разномасштабных объектов при взрыве** / под ред. А. Г. Иванова. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001.
22. **Султанов Ф. М., Ярин А. Л.** Перколяционная модель процесса диспергирования и взрывного дробления жидких сред: распределение капель по размерам // *ПМТФ*. — 1990. — N 5. — С. 48–54.
23. **Villermaux E.** Fragmentation // *Annu. Rev. Fluid Mech.* — 2007. — V. 39. — P. 419–446. — DOI: 10.1146/annurevfluid.39.050905.110214.
24. **Анисифоров К. В., Георгиевская А. Б., Левкина Е. В., Невмержицкий Н. В., Раевский В. А., Сеньковский Е. Д., Сотсков Е. А.** Расчетно-экспериментальное исследование процесса дробления капли жидкости под действием воздушной ударной волны // *ЖЭТФ*. — 2023. — Т. 164, № 6. — С. 1070–1086. — DOI: 10.31857/S0044451023120192. — EDN: MYJPPQ.

Поступила в редакцию 26.10.2023.

После доработки 29.01.2024.

Принята к публикации 21.02.2024.