

УДК 533.7

Результаты исследований процесса выброса частиц со свободной поверхности металлов под действием ударной волны

К. Н. Панов, М. В. Антипов,
А. Б. Георгиевская, В. В. Игонин,
М. О. Лебедева, А. А. Утенков,
В. Д. Садунов, И. В. Юртов

Объектом исследования являлось ударно-волновое «пыление». Представлены результаты экспериментального измерения параметров пылевых потоков, выбрасываемых из свинцовых пластин с начальными параметрами $A_0 = 30-40$ мкм, $\lambda = 120$ мкм под действием ударных волн с амплитудами $P \sim 25$ ГПа со спадом давления за фронтом УВ $dP/dx \approx 75$ ГПа/см и $P \sim 45$ ГПа ($dP/dx \approx 350$ ГПа/см), полученные при помощи рентгенографической и пьезоэлектрической методик.

Введение

Процесс выброса частиц со свободной поверхности (СП) металлов под действием ударной волны (УВ) представляет большой интерес [1–3]. Выход УВ на СП вещества приводит к развитию микровозмущений на СП металлов и последующему образованию мелкодисперсной фракции, распределенной в пространстве по размерам и скоростям. Развитие процесса роста неустойчивости на СП металла и, соответственно, характеристики пылевого облака зависят от фазового состояния материала, реологических свойств вещества, условий нагружения и т. д.

Сотрудниками Лос-Аламосской национальной лаборатории (ЛАНЛ) [4–6] проведена серия экспериментов в области давлений, когда металл находится в смешанном твердо-жидком состоянии в волне разгрузки. Авторами работ экспериментально было показано, что масса выброшенных частиц не зависит от амплитуды давления УВ, а определяется только профилем УВ, выходящей на свободную поверхность, и параметрами начальных возмущений. Этот результат справедлив для металлов, переходящих в жидкое состояние после ударно-волнового воздействия.

Для получения распределения плотности потока частиц используют метод импульсной рентгенографии и метод пьезоэлектрического датчика. Обычно при исследовании «пыления» используют небольшие экспериментальные сборки с осевой симметрией [4–7]. При характерной плотности пылевого потока $\sim 0,01$ г/см³ и диаметре пылящей поверхности ~ 1 см получение изображения такого объекта рентгенографическим методом и его последующая обработка являются

сложной задачей. При осесимметричной постановке для определения распределения плотности традиционно применяют обратное преобразование Абеля [8–10]. Как известно, обратное преобразование Абеля является некорректной задачей, что вызывает некоторые трудности в его использовании. Во-первых, при малом отношении сигнал/шум на регистрируемом изображении, что имеет место в нашем случае, погрешность определения плотности может быть значительной и ее трудно определить. Во-вторых, на оси симметрии при стремлении радиуса к нулю решение является неустойчивым, что также приводит к значительной погрешности. Следовательно, при небольшом размере пылевого облака получить количественные данные, используя обратное преобразование Абеля, весьма проблематично.

Авторы настоящей работы предлагают использовать другой способ для регистрации методом импульсной рентгенографии облака частиц. Предлагаемый способ основан на двух принципах: необходимо набрать такое количества пыли в направлении рентгенографирования, чтобы ее изображение имело нужное качество для дальнейшей обработки, и отказаться от обратного преобразования Абеля при определении распределения плотности. Такой способ неоднократно и с успехом использовался при исследовании инициирования и развития детонации во взрывчатом веществе радиографическим методом [11, 12], в том числе и для определения плотности [13].

В статье описана постановка экспериментов, реализующая перечисленные принципы. Кроме того, в предложенной схеме экспериментов легко совмещаются две методики измерения плотности и массы частиц: методы импульсной рентгенографии и пьезоэлектрического датчика.

1. Методы измерений

1.1. Рентгенографический метод

Рентгенографический метод используется для получения распределения плотности потока частиц, выбрасываемых со свободной поверхности. В качестве источника использовалась установка мягкого спектра «Эридан-3» с граничной энергией излучения $E_{гр} \approx 1$ МэВ, длительностью импульса на полувысоте $\sim 0,1$ мкс и эффективным размером фокусного излучателя $f = 2$ мм. Регистрация изображения проводилась на пакет из фотохромных экранов из галогенида бария, активированного европием (Digital Complex for Computer Radiography – DC-CR), расположенных друг за другом. Итоговое рентгеновское изображение получалось путем суммирования 10 изображений по специально разработанному алгоритму [14].

1.2. Пьезоэлектрический метод

Метод пьезоэлектрических датчиков позволяет определять следующие характеристики пылевых потоков, налетающих на датчики: давление $P(t)$, оказываемое потоком на датчик; импульс $j(t)$, сообщаемый потоком датчику; плотность $\rho(t)$; скорость $u(t)$; массу пыли $m_T(t)$, налетевшей на торец датчика; удельную массу $m_{уд}(t)$, т. е. массу пыли, отнесенную к площади.

Экран пьезодатчика обеспечивает неупругий захват частиц, тормозящихся на его поверхности, и защиту пьезоэлемента от разрушения. Пьезоэлемент (ПЭ) обеспечивает преобразование импульса давления, формируемого в датчике, в электрический сигнал. Опорное тело датчика поддерживает пьезоэлемент в сжатом состоянии.

Пьезоэлектрический метод основан на возможности измерения давления, оказываемого налетающим на пьезодатчик пылевым потоком. При этом делаются следующие допущения:

- 1) поток пыли беспредельно сжимаем;

- 2) частицы пылевого потока выбрасываются со свободной поверхности образца одновременно;
- 3) скорости частиц в потоке постоянны;
- 4) движение частиц в потоке одномерно;
- 5) частицы взаимодействуют с экраном датчика неупруго.

Из этих допущений следует, что давление связано с плотностью пылевого потока соотношением

$$P(t) = \rho(t)u^2(t). \quad (1)$$

Из допущений 2 и 3 следует, что скорость ударяющихся о торец датчика фрагментов пылевого потока может быть определена по времени их соударения:

$$u(t) = \frac{h}{(t-t_0)} = \frac{h}{t}, \quad (2)$$

где t_0 – момент выхода ударной волны на свободную поверхность (в дальнейшем полагаем $t_0 = 0$), h – расстояние между свободной поверхностью и торцом датчика.

Таким образом, по измеренной в опыте зависимости генерируемого датчиком тока от времени $I(t)$ можно вычислить зависимость плотности пылевого потока от времени в месте расположения датчика:

$$\rho(t) = \frac{P(t)}{u^2(t)} = \frac{t^2}{d_{ij}Sh^2} \int_0^t I(t)dt, \quad (3)$$

где S – площадь активной поверхности пьезоэлемента, d_{ij} – пьезомодуль.

Зная $\rho(t)$ и $u(t) = \frac{h}{t}$, можно рассчитать удельную массу пыли $m_{уд}(t)$ и массу пыли, захваченной торцом датчика к моменту времени t :

$$m_{уд}(t) = h \int_0^t \rho(t)t^{-1}dt, \quad m(t) = hS \int_0^t \rho(t)t^{-1}dt. \quad (4)$$

На основе сделанных допущений была разработана математическая модель динамики движения пылевых потоков, которая позволяет по зарегистрированной пьезодатчиком зависимости плотности частиц в сечении потока, совпадающем с торцом датчика $\rho(x_d, t)$, рассчитать распределение плотности частиц в потоке $\rho(x, t^*)$ для любого другого момента времени $t^* > t_0$ или зависимость плотности частиц в любом сечении потока $x^* < x_d$ от времени $\rho(x^*, t)$.

Относительная погрешность измерений основных параметров потока частиц при доверительной вероятности $P = 0,95$: давления $P(t) \pm 25\%$; плотности $\rho(t)$ потока частиц $\pm 30\%$; скорости $u(t)$ налетающих на торец датчика частиц $\pm 2\%$; удельной массы $m_{уд}$ частиц $\pm 30\%$.

В данной работе использовался датчик, в котором основой является поляризованный пьезо-керамический (ЦТС-21) элемент с размерами 5×1 мм. Опорное тело изготавливалось из стали 3 в форме цилиндра $\varnothing 5 \times 30$ мм. ПЭ и опорное тело располагались внутри стального корпуса, имеющего наружный диаметр 6 мм. Перед ПЭ находился латунный экран толщиной 1 мм, электрически связанный с нижним электродом ПЭ и корпусом.

Для проверки качества изготовления и определения фактической чувствительности датчики калибровались при помощи копра.

2. Постановка экспериментов

Схема экспериментальной сборки приведена на рис. 1. Особенность постановки эксперимента состояла в том, что нагружение плоского образца осуществлялось с помощью заряда ВВ протяженной формы – в виде параллелепипеда. Инициирование заряда проводилось по центральной линии вдоль протяженного направления. Это позволило получить облако пыли протяженной формы. Таким способом можно добиться нужного качества сигнала для дальнейшей обработки. При этом распределение плотности исследуемого объекта $\rho(x, y)$ в данной постановке находится простым делением оптической толщины $Z = \rho L$ (ρ – плотность, L – протяженность образца в направлении рентгенографирования) на протяженность пылящего участка L . При этом не используется более сложное обратное преобразование Абеля, как в случае цилиндрической геометрии.

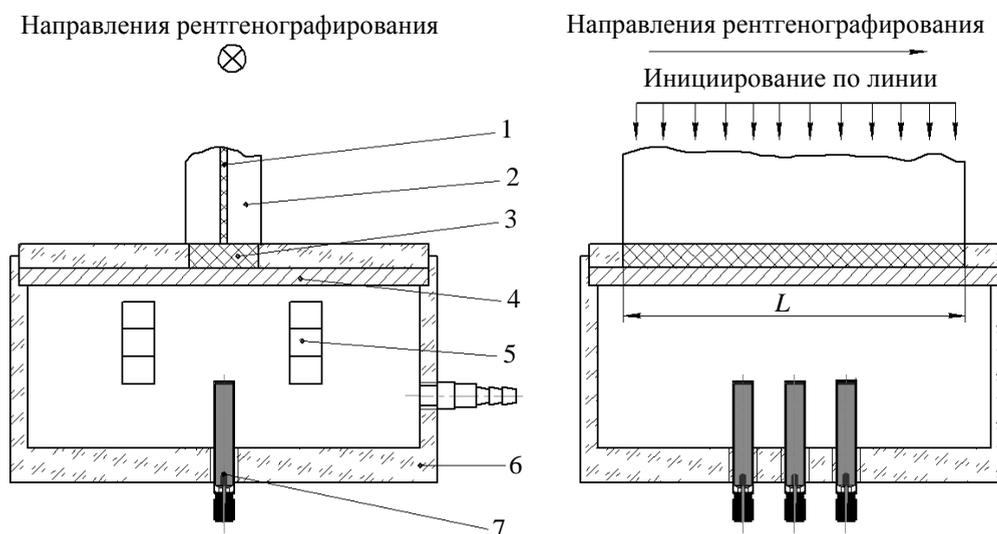


Рис. 1. Схема экспериментальной сборки: 1 – лист ПВВ; 2 – корпус; 3 – заряд ВВ; 4 – исследуемый образец; 5 – свинцовый клин; 6 – герметизирующий вакуумируемый корпус; 7 – пьезодатчики

Погрешность определения плотности зависит от погрешности перевода изображения, получаемого на системе регистрации, в изображение вида $Z(x, y)$ с помощью оптического клина и от погрешности, связанной с предположением однородности распределения потока пыли по длине L вдоль направления рентгенографирования. В предложенной постановке суммарная погрешность определения распределения плотности не превышает $\sim 10\%$.

Нагружение образцов осуществлялось зарядом из пластифицированного октогена размером $D \times Ш \times В = 100 \times 20 \times 10$ мм. Заряд ВВ иницировался по линии листом из пластического ВВ на основе ТЭНа толщиной 2 мм. Лист находился между двумя пластинами из пенопласта. Иницирование листа осуществлялось линейным генератором детонационной волны. В качестве образцов использовались свинцовые диски толщиной 1 и 5 мм. На образцы наносились кольцевые возмущения с параметрами $A_0 = 30$ мкм, $\lambda = 120$ мкм. Измерения шероховатости проводились на оптическом микроскопе с погрешностью ± 4 мкм.

Амплитуда ударной волны, выходящей на свободную поверхность, зависела от толщины образца и составляла $P \sim 45$ ГПа для образца толщиной 1 мм и $P \sim 25$ ГПа – для образца толщиной 5 мм.

3. Результаты экспериментов

3.1. Рентгенографическая методика

В описанной постановке (см. п. 2) выполнены три методических опыта. В опыте № 1 толщина образца составляла 1 мм, в опыте № 2 – 5 мм. Рентгенографирование проводилось вдоль линии инициирования заряда ВВ (протяженность пылящего участка $L \sim 100$ мм). Опыт № 3 повторял постановку опыта № 2, но рентгенографирование сборки осуществлялось поперек линии инициирования. С помощью поперечного рентгенографирования пылящего участка его протяженность возможно определить непосредственно в опыте – для более точной оценки распределения плотности. Во всех экспериментах во внутреннем объеме сборки создавалось разрежение до 3–8 мм рт. ст.

В опытах № 1 и № 2 устанавливались по три пьезоэлектрических датчика. Датчики располагались напротив центральной части нагружаемой области. Расстояние между торцами датчиков и СП составляло 30 мм, между датчиками – 15 мм. В опыте № 3 пьезодатчики не устанавливались.

Рентгеноснимки, полученные в опытах, представлены на рис. 2, отмечены также интервалы времени от момента инициирования заряда ВВ до момента рентгенографирования. В исследуемых сборках устанавливался контактный датчик на заряде, время срабатывания которого во всех экспериментах составило $24,5 \pm 0,1$ мкс.

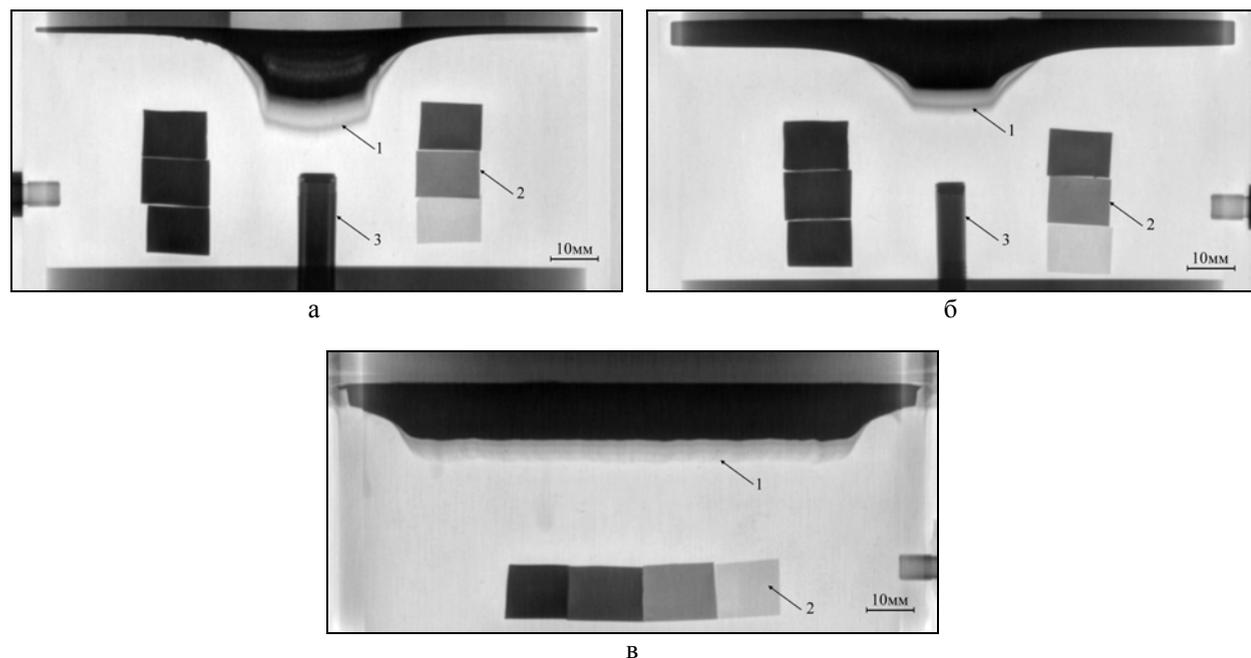


Рис. 2. Рентгеноснимки опытов: а – опыт № 1, толщина образца 1 мм; б – опыт № 2, толщина образца 5 мм; в – опыт № 3, толщина образца 5 мм; 1 – пыль, 2 – свинцовый клин, 3 – пьезодатчик

Из рис. 2,а,б видно, что в опытах № 1 и 2 сигнал достаточен для проведения количественных измерений. Характер распределения плотности внутри потока пыли одинаков: по мере удаления от СП плотность уменьшается, за областью с падением плотности имеется область с уплотнением. В опыте № 3 при поперечном рентгенографировании передний фронт пылящего облака регистрируется очень слабо из-за малого предметного контраста. В опыте заметно влияние боковой разгрузки, при этом протяженность плоского участка, с которого происходит пыление, $L \sim 94$ мм.

3.2. Количественные результаты обработки рентгеновских изображений

Метод оценки распределения плотности потока частиц, выбрасываемых со СП, основан на фотометрическом способе определения «оптической» толщины $Z = \rho L$ просвечиваемого объекта [15]. Для этого матрица изображения из отсчетов АЦП $D(x, y)$ с помощью эталонной зависимости $D(Z)$, полученной по изображению свинцового клина, пересчитывается в матрицу «оптических» толщин $Z(x, y)$.

Распределение плотности пыли $\rho(x, y)$ находится из соотношения $\rho(x, y) = \frac{Z(x, y)}{l}$, где l – длина пылящего участка в направлении рентгенографирования, измеряемая по рентгеноснимкам, полученным при поперечном рентгенографировании пылящего участка; $l = 100$ и 94 мм для образцов толщиной 1 и 5 мм соответственно.

На рис. 3 показано распределение плотности от координаты для опытов № 1 и 2. Начало координат $X = 0$ мм соответствует положению СП свинца в исходном состоянии. Измерения проводились только в центральном сечении (срез шириной 50 точек \times 100 мкм = 5 мм). На графике показана также граница просвеченной и непросвеченной областей.

Проинтегрировав кривые на рис. 3, получим значения масс пыли, выбрасываемых с единицы площади (1 см^2). На рис. 4 приведены зависимости выбрасываемых масс для опытов № 1 и 2 от координаты. После выхода УВ на СП, сопровождающегося процессом пыления, понятие границы СП – пыль перестает существовать. Интегрирование зависимостей проводилось до границы просвечиваемой области. Для сравнения результатов экспериментов по массе выброшенной пыли, полученных по разным методикам, необходимо выбрать координату, до которой проводится сравнение (интегрирование). Например, для опыта № 1 масса пыли, находящаяся правее координаты $X = 16$ мм, составляет $M = 3,2 \text{ мг/см}^2$.

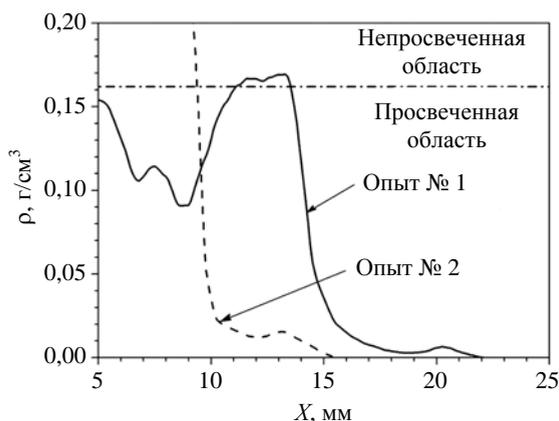


Рис. 3. Распределение плотности

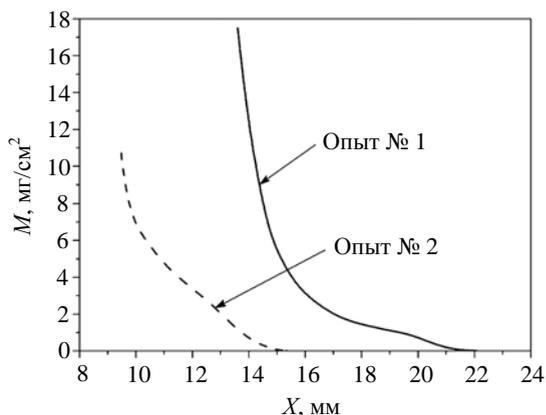


Рис. 4. Зависимость выбрасываемых масс пыли от координаты

В табл. 1 приведены значения перемещений $S_{\text{пыли}}$, пройденных фронтом облака пыли, и значения выброшенных масс пыли M при $X = 16$ мм для опыта № 1, при $X = 10$ мм для опыта № 2 и времени $T_{\text{ВВ-}\gamma}$ от момента инициирования ВВ до момента рентгенографирования. Время от момента инициирования ВВ до момента выхода УВ на СП определяется расчетным образом и составляет 1,4 мкс для опыта № 1 и 2,5 мкс для опыта № 2.

Таблица 1

	$T_{\text{ВВ-}\gamma}$, мкс	$S_{\text{пыли}}$, мм	M , мг/см ²
Опыт № 1 (от $X = 16$ мм)	7,2	22,0	3,2
Опыт № 2 (от $X = 10$ мм)	7,28	15,3	6,9

3.3 Пьезоэлектрическая методика

На рис. 5, 6 показаны обработанные импульсы пьезодатчиков, зарегистрированные в опытах. Маркерами обозначены моменты удара первых частиц (T_1) и удара свободной поверхности либо очень плотной части потока ($T_{\text{уд}}$), которое определялось по резкому увеличению сигнала на зависимостях $I(t)$.

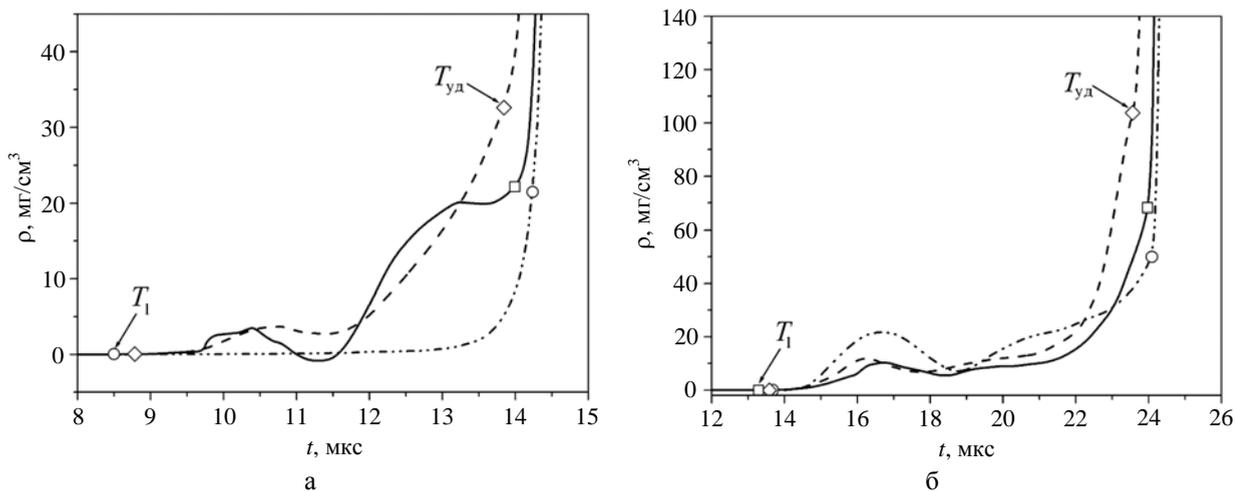


Рис. 5. Зависимости плотностей пылевого потока от времени: а – толщина образца 1 мм; б – 5 мм; --- – датчик № 1; — — датчик № 2; - · - · - датчик № 3

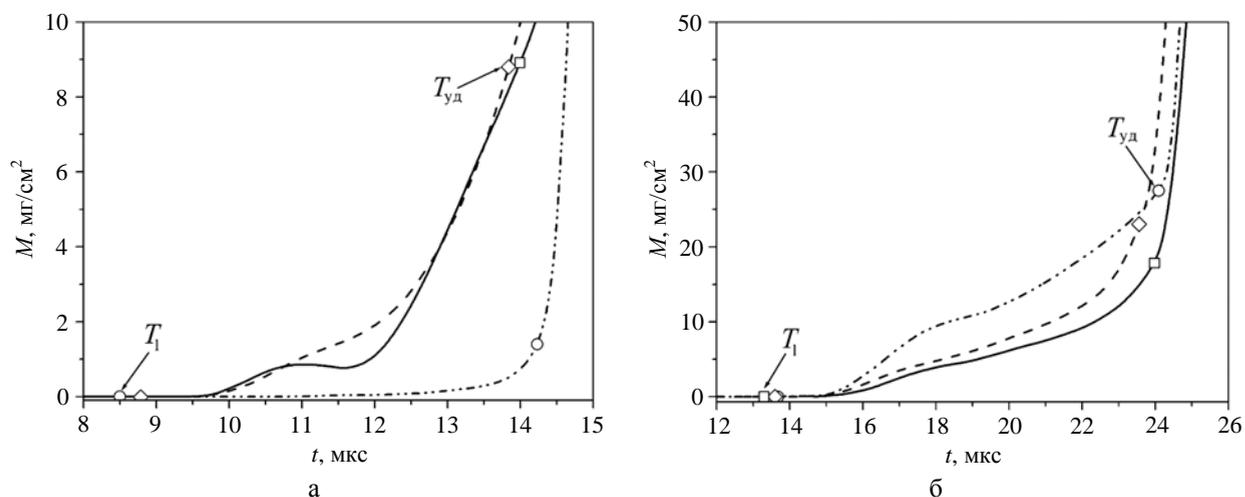


Рис. 6. Зависимость удельной массы частиц пыли от времени: а – толщина образца 1 мм; б – 5 мм; --- – датчик № 1; — — датчик № 2; - · - · - датчик № 3

В табл. 2 представлены значения параметров пылевых потоков, определенные на фронте и перед ударом свободной поверхности.

Таблица 2

Опыт	№ 1, толщина образца 1 мм				№ 2, толщина образца 5 мм			
Расчетное давление в образце, ГПа	45				25			
№ датчика	1	2	3	Средн. знач.	1	2	3	Средн. знач.
T_1 , мкс	8,78	8,50	8,50	8,59	13,60	13,30	13,69	13,53
$T_{уд}$, мкс	13,85	14,00	14,24	14,03	23,57	23,98	24,10	23,88
M , мг/см ²	8,8	8,9	1,4	8,85*	23	27,5	18	22,8
$1,22M$, мг/см ²	10,7	10,9	1,7	10,8*	28	33,6	22	27,8

Примечание: * – данные третьего датчика не учитывались. T_1 – время удара по датчику первых частиц относительно момента выхода УВ на СП образца; $T_{уд}$ – время удара плотной части образца об экран датчика относительно момента выхода УВ на СП образца; M – удельная масса частиц в потоке налетевших на датчик к моменту удара по нему образца, $1,22M$ – то же с учетом расходимости потока частиц.

В опытах были получены сигналы, характерные для опытов по регистрации пылевых потоков. Передняя (низкоамплитудная) часть сигналов связана с действием пылевых потоков, а высокоамплитудная вызвана ударом плотной части образца.

В первом опыте с толщиной образца 1 мм на сигнале датчика № 2 (см. рис. 5,а) виден короткий высокоамплитудный всплеск; он свидетельствует о разрушении пьезоэлемента, после которого генерация сигнала в большой степени определялась процессами, проходившими в пьезоэлементе. Показания датчиков № 1 и № 2 близки между собой. Показания датчика № 3 значительно отличаются и при дальнейшем анализе не рассматриваются.

Следует отметить, что из-за применявшегося в опытах способа инициирования ВВ на СП выходили цилиндрически расходящиеся ударные волны и пылевой поток также был цилиндрически расходящимся. При этом часть частиц, выброшенных со СП, в зонах проекций датчиков пролетала мимо датчиков, поэтому измеренные датчиком параметры пылевого потока справедливы только для мест расположения датчиков, а расчет зависимостей плотности от координаты, сделанный в предположении одномерного потока, дает заниженные значения плотности. При помощи расчетных данных об углах, под которыми начинает двигаться СП при выходе на нее ударной волны, выполнена оценка удельных масс частиц, выброшенных с поверхностей образцов. По расчетной оценке масса частиц, выброшенных со СП, оказалась больше массы частиц, налетевших на датчики, на ~22 % (см. табл. 2).

3.4. Обсуждение результатов

На рис. 7, 8 показаны распределение плотности и зависимости массы выброшенных частиц от координаты, полученные с помощью рентгенографической и пьезоэлектрической методик для опытов № 1 и № 2. Пересчет временных зависимостей, полученных с использованием пьезодатчиков, в зависимости по пространству проходил с допущениями, перечисленными выше.

На зависимостях $\rho(X)$ на фронте облака пыли обе методики фиксируют характерный подъем плотности, который может быть связан с присутствием дополнительной моды возмущений (более мелкие возмущения) на исследуемой поверхности.

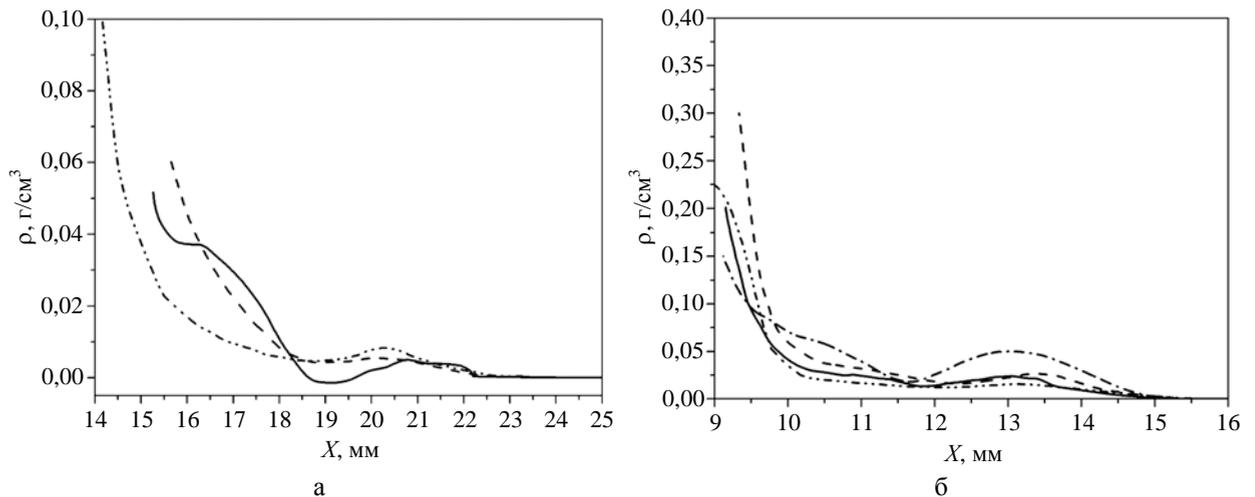


Рис. 7. Распределение плотности от координаты: а – опыт № 1, б – опыт № 2; ···· – рентгенография; пьезоэлектрическая методика: — — — центральный датчик, - - - - боковой датчик

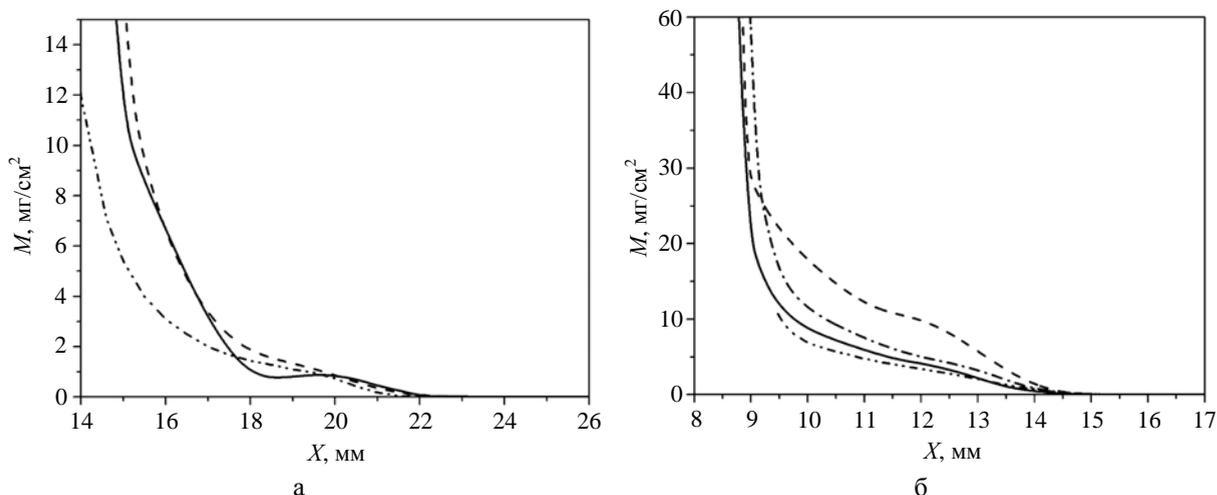


Рис. 8. Зависимости массы выброшенных частиц пыли от координаты: а – опыт № 1, б – опыт № 2; — · — – рентгенография; пьезоэлектрическая методика: — — — – центральный датчик, - - - – боковой датчик

В табл. 3 приведены значения удельной массы выброшенной пыли, измеренные разными методиками и приведенные к одной пространственной координате ($X = 16$ и 10 мм для опытов № 1 и № 2 соответственно). В скобках для пьезоэлектрической методики указаны значения, увеличенные на 22 %.

Таблица 3

	Рентгенографический метод, M (мг/см ²)	Пьезоэлектрический метод, M (мг/см ²)
Опыт № 1 (от $X = 16$ мм)	3,2	6,7 (8,2)
Опыт № 2 (от $X = 10$ мм)	6,9	12,8 (15,6)

Несмотря на некоторые расхождения, экспериментальные данные, полученные по двум методикам, удовлетворительно согласуются друг с другом. Получены близкие значения количества выброшенных частиц пыли, их распределения в пространстве и скоростей.

Заключение

В статье представлены результаты экспериментов, проведенных в постановке, специально предложенной для повышения точности рентгенографической методики при исследовании процессов выброса частиц со свободной поверхности металлов под воздействием ударно-волнового нагружения. Предложенная постановка экспериментов позволила оценить распределение плотности внутри пылевого потока с погрешностью ~ 10 %.

Приведены результаты измерений параметров пылевых потоков, выбрасываемых из свинцовых пластин с начальными параметрами $A_0 = 30$ мкм, $\lambda = 120$ мкм под действием ударных волн с амплитудами $P \sim 25$ ГПа со спадом давления за фронтом УВ $dP/dx \approx 75$ ГПа/см и $P \sim 45$ ГПа ($dP/dx \approx 350$ ГПа/см). Для опыта № 1 со спадом давления за фронтом $dP/dx \approx 75$ ГПа/см удельная

масса выброшенных частиц от координаты $X = 16$ мм составляет $M \sim 3,2$ мг/см² (рентгенографический метод), $M \sim 8,2$ мг/см² (пьезоэлектрический метод). Для опыта № 2 со спадом давления за фронтом $dP/dx \approx 350$ ГПа/см удельная масса выброшенных частиц от координаты $X = 10$ мм составляет $M \sim 6,9$ мг/см² (рентгенографический метод), $M \sim 15,6$ мг/см² (пьезоэлектрический метод). Результаты, полученные двумя методиками, удовлетворительно согласуются между собой. При приближении к более плотной (непросвеченной) части образца наблюдается некоторое расхождение между методиками как в распределении плотности частиц, так и в удельной массе.

Предложенная постановка экспериментов оказалась оптимальной как для рентгенографической, так и для пьезоэлектрической методики и может быть рекомендована для проведения будущих исследований.

Список литературы

1. Asay J. R., Mix L. P., Perry F. C. Ejection of material from shocked surfaces // *Appl. Phys. Lett.* 1976. Vol. 29, N 5. P. 284–287.
2. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц // *ФГВ.* 1998. Т. 34, № 6. С. 103–107.
3. Лебедев А. И., Игонин В. В., Низовцев П. Н., Раевский В. А. Исследование неустойчивости свободной поверхности твердых тел при ударно-волновом воздействии // *Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ.* 2001. Вып. 1. С. 590–597.
4. Zellner M. B., Grover M., Hammerberg J. E. et al. Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 102. P. 013522.
5. Zellner M. B., McNeil W. V., Hammerberg J. E. et al. Probing the underlying physics of ejecta production from shocked Sn samples // *Ibid.* 2008. Vol. 103. P. 123502.
6. Zellner M. B., Dimonte G., Germann T. C. et al. Influence of shockwave profile on ejecta // *Proc. of conf. «SCCM-2009».* P. 1047–1050.
7. Михайлов А. Л., Огородников В. А., Сасик В. С. и др. Экспериментально-расчетное моделирование процесса выброса частиц с ударно-нагруженной поверхности // *ЖЭТФ.* 2014. Т. 145. С. 892–906.
8. Zellner M. B., Grover M., Hammerberg J. E. et al. Pressure effects on the ejection of material from shocked tin surfaces // *Proc. of conf. «SCCM-2007».* P. 613–616.
9. Ferm E. N. Fesseha Mariam and LANSCE Proton Radiography Team. Proton radiography observations of the failure of a detonation wave to propagate to the end of a conical explosive charge // *Proc. of conf. «Shock Compression of Condensed Matter – 2005».* P. 968.
10. Molitoris J. D., Garza R. G., Andreski H. G. et al. An experimental investigation of detonation corner-turning using high resolution radiography // *13th Symp. (Int.) on Detonation.* Maryland, California, 2006. P. 1040.
11. Комрачков В. А., Ковтун А. Д., Макаров Ю. М. Применение импульсной рентгенографии для исследования ударно-волнового инициирования ТАТБ // *ФГВ.* 1999. Т. 35, № 2. С. 96–101.

12. Антипов Ю. М., Афонин А. Г., Василевский А. В. и др. Протонная радиографическая установка на 70 ГэВ ускорителе ГНЦ ИФВЭ: Препринт ИФВЭ 2009-14. Протвино, 2009.
13. Панов К. Н., Комрачков В. А., Целиков И. С. Метод исследования кинетики разложения ВВ за фронтом ударной волны // ФГВ. 2008. Т. 44, № 6. С. 99–106.
14. Аринин В. А., Ткаченко Б. И. Применение проективных преобразований при метрологической обработке изображений // Труды РНТОРЭС им. А. С. Попова. Сер. Цифровая обработка сигналов и ее применение. 2006. Вып. VII-2. С. 464.
15. Schall R. Untersuchungen an Detonationsstoßwellen in Leichtmetallen zur Bestimmung der Zustandsgleichung der Metalle // Zeitschrift für Angewandte Physik. 1950. II Band, Hef 6.

Results of Investigations of Particle Ejection from a Free Surface of Metals under a Shock Wave Effect

K. N. Panov, M. V. Antipov, A. B. Georgievskaya, V. V. Igonin, M. O. Lebedeva,
A. A. Utenkov, V. D. Sadunov, I. V. Yurtov

The investigation was concerned with the particles ejected from the metal free surface loaded with the shock wave (ejecta). The results of the first experiments to improve the technique of ejecta characteristics measuring have been presented. The free surfaces of the lead samples had periodic perturbations with the initial amplitude $A_0 = 30-40 \mu\text{m}$ and the wavelength $\lambda = 120 \mu\text{m}$. Particle ejection was induced with the shock wave which had the pressure amplitude $P \sim 25 \text{ GPa}$ and pressure decay behind shock wave front $dP/dx \approx 75 \text{ GPa/cm}$ in one series of experiments and $P \sim 45 \text{ GPa}$, $dP/dx \approx 350 \text{ GPa/cm}$ in the other. All results were obtained with pulsed X-ray radiography and piezoelectric pins method.