

ФРАГМЕНТАЦИЯ СТАЛЬНОЙ СФЕРЫ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ ПО ТОНКОМУ ВЫСОКОПОРИСТОМУ ЭКРАНУ

В. В. Сильвестров

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, silver@hydro.nsc.ru

Получено распределение по размеру числа фрагментов, возникающих при разрушении стальной частицы при ударе по нормали по тонкому экрану со скоростью $2,5 \div 7,3$ км/с. Для уменьшения числа крупных фрагментов экрана в запреградном облаке осколков использованы высокопористые пластинки из мелкодисперсного порошка меди. При увеличении давления соударения от 30 до 160 ГПа происходит изменение характера фрагментации стального ударника: от нерегулярной фрагментации вблизи порога разрушения частицы до более однородного разрушения при максимальной скорости удара. Основным результатом эксперимента — при уменьшении размера фрагментов плотность распределения числа фрагментов увеличивается и не стремится к нулю. Выполнен анализ данных в рамках экспоненциальных распределений Грэди и Гилварри.

Ключевые слова: высокоскоростной удар, фрагментация, стальная сфера.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на то, что проблеме фрагментации твердого тела при динамическом разрушении посвящено множество работ (см., например, библиографию в [1, 2]), однозначного решения она не имеет. Нет единого мнения даже по виду функциональной зависимости распределения числа фрагментов по размеру. Используются как степенной закон, так и различные экспоненциальные соотношения, связывающие число частиц с линейным размером фрагмента x или его массой m .

Разрушение высокоскоростных частиц из металла при ударе по тонкому экрану описывается линейным экспоненциальным распределением [1, 3, 4]. Эта модель основана на простых статистических предположениях и, на первый взгляд, подтверждена данными, полученными при рентгенографировании запреградного облака осколков. Но при использовании этого экспериментального метода информация о мелких фрагментах, которые могут существенно влиять на распределение числа фрагментов по размерам, теряется, так как они просто не видны на пленке. Метод пластины-свидетеля использован в [5] для исследования запреградного осколочного поля при ударе стальной сферической частицы по экранам из дюралюминия;

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (номер проекта 00-01-00794) и гранта Президента РФ (номер НШ-2073.2003.1).

показано, что зависимость кумулятивного объема кратеров на мишени от их диаметра описывается уравнением Розина — Рамллера.

Данная работа проведена с целью получения информации по статистике разрушения компактной частицы при высокоскоростном ударе по тонкой пластинке (экрану). Частица, сталкиваясь при достаточно высокой скорости с экраном, разрушается на N_0 фрагментов. Количество фрагментов, их размер и, возможно, вид распределения числа фрагментов по размеру зависят от интенсивности соударения. Кроме фрагментов ударника в запреградном облаке присутствуют и фрагменты материала экрана, образующиеся из области пробоины. Задачами работы были: 1) получение информации по фрагментации собственно высокоскоростной частицы при ударе по тонкому экрану в широком диапазоне скоростей, от пороговых до обеспечивающих приближение к однородной фрагментации; 2) интерпретация данных в рамках существующих статистических подходов к динамической фрагментации твердых тел.

Фрагментация стальной сферической частицы при ударе по экрану исследуется при помощи метода пластины-свидетеля. Для снижения вклада крупных фрагментов экрана в запреградное облако осколков в качестве экранов использованы высокопористые пластинки из мелкодисперсного порошка меди. Основным результатом эксперимента — при уменьшении

размера фрагментов плотность их распределения монотонно увеличивается и не стремится к нулю, как это следует из теории, представленной в [1, 3], но качественно соответствует распределению, предложенному в [6].

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ СТАТИСТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Для интерпретации данных в рамках статистической теории фрагментации использованы два подхода, развитые в работах Грэди, Киппа [1, 3] и Гилварри [6]. Обе теории основаны на предположении, что имеет место однократная статистически однородная фрагментация и применима статистика Пуассона для описания разрушения твердых тел. При исследовании фрагментации часто используется разделение фрагментов по номинальному линейному размеру. Предположим, что все фрагменты геометрически подобны. Тогда плотность распределения числа фрагментов по их размеру записывается в виде

$$n(x)dx = q(x) \exp(-Q) \frac{dQ}{dx} dx, \quad (1)$$

где $q(x)$ — априорное число фрагментов, $Q(x)$ — предполагаемое число трещин, в результате раскрытия которых образуются фрагменты размером x . Но теории [1] и [6] определяют $q(x)$ и $Q(x)$ по-разному.

Теория Грэди [1]

Априорное число фрагментов предполагается постоянным и равным полному числу фрагментов N_0 :

$$q(x) = M_0/\mu = N_0, \quad (2)$$

где M_0 — масса тела, μ — средняя масса фрагментов. Число трещин, в результате раскрытия которых образуются фрагменты массой m и размером x , находится по формуле

$$Q = \frac{m}{\mu} = \left(\frac{x}{l}\right)^\alpha, \quad (3)$$

где l — среднее расстояние между трещинами, показатель степени $\alpha = 1, 2, 3$ определяется геометрической размерностью разрушаемого объекта. Из (1)–(3) следует выражение для плотности линейного экспоненциального распределения $n_{\text{ГК}}(x)$ в области линейного размера:

$$n_{\text{ГК}}(x) = \alpha \frac{N_0}{l} \left(\frac{x}{l}\right)^{\alpha-1} \exp\left[-\left(\frac{x}{l}\right)^\alpha\right]. \quad (4)$$

Для части кумулятивного объема фрагментов с размером не более x получим

$$\frac{V(\leq x)}{V_0} = 1 - \left[1 + \left(\frac{x}{l}\right)^\alpha\right] \times \exp\left[-\left(\frac{x}{l}\right)^\alpha\right] \xrightarrow{x \rightarrow 0} x^{2\alpha}. \quad (5)$$

При малом числе фрагментов ($N_0 < 20$) распределение (4) следует заменить биномиальным распределением $n_b(x)$, позволяющим в какой-то мере учесть эффект конечного размера разрушаемого тела [3]. В этом случае плотность распределения

$$n_b(x) = \alpha N_0 \left[1 - \frac{(x/l)^\alpha}{N_0 - 1}\right]^{N_0 - 2} \frac{x^{\alpha-1}}{l^\alpha}. \quad (6)$$

Распределение (4) было использовано Грэди и Киппом для описания динамической фрагментации ряда физических объектов, в том числе при разрушении высокоскоростной частицы при ударе по тонкому экрану при $\alpha = 2$ (удар свинец/свинец [1]) и $\alpha = 3$ (удары алюминий/ПММА и сталь/ПММА [4]).

Важным моментом в [1] является использование понятия статистически неоднородной фрагментации материалов, которое связано с тем, что в реальности разрушаемые объекты нагружаются неоднородно. В результате вероятность образования больших и маленьких фрагментов из разных частей тела не одна и та же и средний размер фрагментов будет зависеть от того, из какой части разрушаемого объекта образуются фрагменты. Поэтому для интерпретации данных было предложено использовать правило смесей Пуассона, согласно которому реальные данные могут описываться суммой распределений (4).

Теория Гилварри [6]

В этой теории априорное число фрагментов зависит от размера фрагмента:

$$q(x) = \frac{V_0}{v(x)} = \frac{V_0}{\lambda_v x^3}, \quad (7)$$

где $v(x) = \lambda_v x^3$ — объем фрагмента размером x , λ_v — фактор формы фрагмента. Например, для фрагментов в форме куба, шара

и тетраэдра $\lambda_v = 1, 0,57$ и $0,12$ соответственно. При $x \rightarrow 0$ априорное число фрагментов $q(x) \rightarrow \infty$. В этом заключены трудности физической интерпретации выводов теории Гилварри при малых x ; необходимо корректное введение нижнего предела применимости теории, определяющего минимальный размер фрагмента. Для распределения Грэди также существует проблема коррекции функции распределения в области малых размеров при разрушении одномерного тела [7]. Но при статистической интерпретации данных, обсуждаемых в настоящей работе, эта проблема в явном виде не возникает, так как интервал изменения x ограничен и снизу (минимальным размером идентифицируемого фрагмента), и сверху (размером наибольшего фрагмента).

В теории Гилварри предполагаемое число трещин определяется иначе:

$$Q = \frac{x}{k} + \left(\frac{x}{j}\right)^2 + \left(\frac{x}{i}\right)^3. \quad (8)$$

В рассмотрение вводятся не только объемные трещины, но и реберные и поверхностные дефекты, которые возникают на вновь образуемых поверхностях и линиях разрушения. Константы i, j, k имеют размерность длины. Из (1), (7), (8) получаем плотность распределения Гилварри $n_G(x)$ в области линейного размера:

$$n_G(x) = \frac{V_0}{\lambda_v} x^{-3} \exp\left\{-\left[\frac{x}{k} + \left(\frac{x}{j}\right)^2 + \left(\frac{x}{i}\right)^3\right]\right\} \times \left(\frac{1}{k} + 2\frac{x}{j^2} + 3\frac{x^2}{i^3}\right). \quad (9)$$

Для части кумулятивного объема фрагментов с размером не более x

$$\frac{V(\leq x)}{V_0} = 1 - \exp[-Q(x)] \xrightarrow{x \rightarrow 0} x^\alpha, \quad (10)$$

т. е. теория Гилварри предсказывает при $x \rightarrow 0$ более медленное уменьшение $V(\leq x)$, чем в случае распределения Грэди (5)*. Распределение Гилварри в форме (10) было использовано

* Представление данных в виде зависимости $V(\leq x)/V_0 = f(x)$ в двойных логарифмических координатах позволяет по наклону η аппроксимирующей кривой при малых x различать их соответствие той или иной теории. В случае преимущественно объемного разрушения ($\alpha = 3$) в теории Грэди $\eta \approx 6$, в теории Гилварри $\eta \leq 3$.

его автором для описания фрагментации стеклянных сфер при квазистатическом нагружении [8].

Зная плотность распределения (4), (6), (9), нетрудно получить формулы для кумулятивных распределений, например, зависимость числа фрагментов от линейного размера, площади или объема (массы) фрагмента:

$$N(\geq x|S|v) = \int_{x|S|v}^{\infty} n(x') dx'. \quad (11)$$

Предварительный анализ экспериментальных распределений «число фрагментов — размер» (полученных ниже) показал, что ни распределение Грэди, ни распределение Гилварри не описывают данные во всем исследованном диапазоне скоростей удара. Распределение Грэди занижает число мелких фрагментов. Распределение Гилварри, наоборот, предсказывает их большое количество, но занижает число крупных фрагментов вблизи порога разрушения. Анализ показал, что суперпозиция плотностей распределений Гилварри и Грэди является наиболее подходящей функциональной зависимостью для описания экспериментальных распределений во всем диапазоне скоростей удара. Эта бимодальная суперпозиция определяется как

$$n_{mm}(x) = \beta n_G(x) + (1 - \beta) n_{GK}(x). \quad (12)$$

Здесь часть начального объема (массы) тела, обозначаемая β , разрушается в соответствии с теорией Гилварри, другая часть тела $(1 - \beta)$ разрушается в соответствии с теорией Грэди. Это комбинированное распределение вполне удовлетворительно приближает данные, представленные ниже. В общем случае распределение (12) включает шесть свободных параметров: $\lambda_v, i, j, k; \beta, l$. Но в реальных случаях число значимых параметров, имеющих конечное значение, существенно меньше.

Был проведен предварительный анализ возможности выбора между распределениями Гилварри или Грэди при приближении тестовых данных. Предполагалось, что все фрагменты имеют сферическую форму и при разрушении твердого тела реализуется объемная фрагментация, которая описывается распределением (9) при $k = j = \infty$. Остальные параметры распределения: λ_v и i , интервал изменения x и его минимальное значение — близки

к тем, которые описывают экспериментальное распределение при скорости удара 7,3 км/с (см. ниже). Возникает вопрос, можно ли с удовлетворительной точностью описать эти данные бимодальным распределением Грэди на ограниченном интервале изменения x . Рассматривались дифференциальные представления данных, такие как плотности числа и объема фрагментов в зависимости от линейного размера фрагмента ($n(x)$ и $v(x)$), и типичные интегральные представления, такие как кумулятивное число фрагментов в зависимости от размера и объема фрагмента ($N(\geq x)$ и $N(\geq v)$), а также кумулятивный относительный объем фрагментов в зависимости от размера фрагмента ($V(\leq x)/V_0$).

Анализ показал, что интегральные представления данных $N(\geq x)$ и $N(\geq v)$ практически не чувствительны к функциональной форме обсуждаемых распределений при ограниченном снизу размере фрагментов. Представление $V(\leq x)/V_0$ более чувствительно к виду функции распределения, но при исследовании динамической фрагментации при высокоскоростном ударе объем фрагментов не измеряется, а оценивается с наибольшей погрешностью: $(\delta V/V) \cdot 100 \% \approx 35 \div 150 \%$ при $x \approx 0,2 \div 0,03$ мм. Это означает, что если использовать только интегральные представления данных, сделать объективный выбор между распределениями трудно. Единственный аргумент в пользу распределения Гилварри в данном примере — в два раза меньшее число подгоночных параметров.

Дифференциальные представления данных наиболее чувствительны к функциональной форме распределений. Точность оценки числа и линейного размера фрагментов в экспериментах (см. ниже) достаточно высока, и для плотности распределения числа фрагментов по размеру наблюдается значимая качественная разница в предсказаниях моделей при $x < 0,2$ мм. Это представление позволяет говорить о разном качественном поведении зависимости $n(x)$ при малых x , и возможен выбор между обсуждаемыми статистическими моделями фрагментации.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Высокоскоростная частица диаметром d_p со скоростью u_p ударяла по нормали по экрану толщиной t_b . За экраном образовывалось запреградное облако осколков, состоящее из

фрагментов ударника и материала экрана. Для регистрации отдельных фрагментов использовалась пластина-свидетель (мишень) размером 20×20 см, расположенная на достаточно большом расстоянии ($S_{off} \approx 75d_p = 150$ мм) от экрана для уменьшения числа перекрывающихся кратеров.

Стальной шарик диаметром 2 мм ускорился при помощи одноступенчатого взрывного ускорителя [9]. Скорость метаемой частицы измерялась в каждом опыте с использованием двух рентгеноимпульсных установок. При этом контролировались целостность частицы и ее конечный размер после ускорения. Из-за абляции диаметр ускоренного шарика уменьшался и составлял от 1,7 мм при максимальной скорости удара 7,3 км/с до 1,95 мм при минимальной скорости метания $2 \div 3$ км/с. Взрывной ускоритель устанавливался вертикально на расстоянии 60 см от экрана. Этого расстояния было достаточно для того, чтобы метаемый шарик вышел из струи продуктов детонации и взаимодействовал с экраном до прихода продуктов взрыва.

Использовались экраны двух видов: пластины из дюралюминия Д16 толщиной 1 мм и пористые пластинки толщиной $1,0 \div 1,1$ мм. Последние получали прессованием на бумажной подложке толщиной 10 мкм мелкодисперсного медного порошка ($10 \div 20$ мкм), зерна которого были окислены с поверхности. Плотность пористых пластинок составляла 4,0, 2,8 и 2,2 г/см³, их механическая прочность близка к нулю. Экран диаметром 100 мм поддерживался при помощи металлического фланца, который защищал мишень от действия продуктов взрыва.

Пространство между экраном и мишенью вакуумировалось до давления 1 Торр. В случае пластинок из пористой меди экран устанавливался внутри вакуумируемого пространства. На расстоянии 10 мм от поверхности экрана со стороны удара была расположена диафрагма из майлара толщиной 40 мкм для отделения вакуумируемого пространства от атмосферы. Метаемый шарик сначала пробивал диафрагму, а затем взаимодействовал с экраном. В контрольных опытах показано, что тонкая диафрагма не приводит к разрушению стального шарика диаметром 2 мм при скорости удара

4 ÷ 7 км/с.

Перед экспериментом пластина-свидетель из дюралюминия Д16 толщиной 10 мм полировалась. После опыта мишень слегка обрабатывалась наждачной бумагой только для того, чтобы убрать венчики кратеров, затрудняющие измерение площадей кратеров S_c на уровне начальной поверхности мишени. Затем при помощи оптического сканера с разрешением 600 точек/дюйм (42 мкм) были получены цифровые изображения мишеней, которые обрабатывались по специальной программе для подсчета числа кратеров, определения их координат и площадей. Профили кратеров в плоскости мишени были близки к круговым, поэтому в качестве характеристики кратера принят его диаметр, определяемый как $d_c = \sqrt{4S_c/\pi}$. Ввиду ограниченного линейного разрешения сканера, исходя из приведенных ниже оценок размеров фрагментов пористого экрана кратеры с $d_c < 0,1$ мм в последующем анализе не учитывались. Расчет параметров соударения в одномерном приближении: давления p_i и температуры ударного сжатия T_s для экранов из дюралюминия и медного порошка — проводился аналогично [10].

Оценка линейного размера фрагментов

Размер отдельных фрагментов оценивался по зависимости диаметра кратера от диаметра сферического фрагмента d_f в предположении, что все фрагменты в запреградном облаке геометрически подобны, имеют форму, близкую к сферической, и одинаковую скорость u_f . Для пары сталь/дюралюминий в интервале скоростей 2 ÷ 8 км/с принималось

$$d_c/d_f = 1,29 u_f^{0,52}, \quad (13)$$

где размерность скорости — км/с [11]. Согласно [12] скорость фрагментов можно оценить из закона сохранения импульса по формуле $u_f \approx \frac{m_p}{m_p + S_p t_b \rho_{00}} u_p$, где m_p , S_p — масса и площадь поперечного сечения ударника, ρ_{00} — плотность материала экрана. Например, для сферического ударника из стали диаметром 2 мм и экрана из меди толщиной 1 мм и плотностью 4 г/см³ получаем $u_f \approx 0,7 u_p$, т. е. при скорости удара 3 ÷ 5 км/с скорость основной части фрагментов составляет 2,1 ÷ 3,5 км/с. С учетом (13) $d_c/d_f \approx 1,9 \div 2,5$ для фрагментов

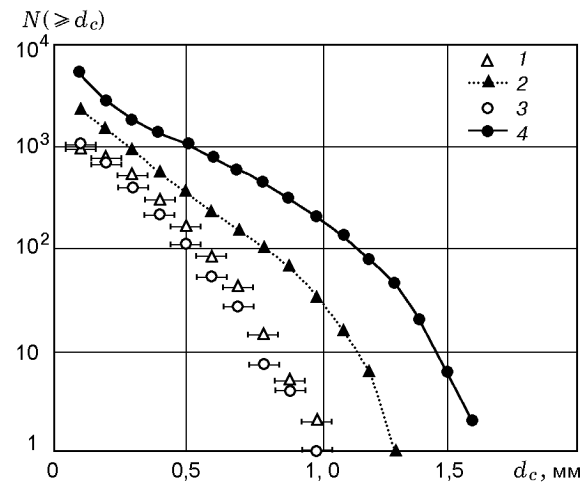


Рис. 1. Распределение кумулятивного числа кратеров по их диаметру для экранов из меди плотностью 4 г/см³ (1, 2) и дюралюминия (3, 4) при скорости удара 7,3 км/с:

давление воздуха — 1 атм (1, 3) и 1 Торр (2, 4)

из стали. Зная диаметр кратера, легко оценить размер фрагмента, образовавшего этот кратер: $d_f \approx (0,4 \div 0,5) d_c$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Всего было проведено 10 опытов в вакууме: 7 — с пористыми экранами, 3 — с экранами из дюралюминия. Порог разрушения стальной частицы определен в опытах на воздухе [10]. Пороговые значения скорости u_0 для стальной частицы диаметром 2 мм при толщине экрана 1 мм различаются в зависимости от материала экрана на 25 % и составляют 2,6 и 3,2 км/с. Пороговые значения давления p_0 отличаются на 80 %: для экранов из высокопористой меди $p_0 = 27 \div 28$ ГПа, что существенно ниже, чем для экрана из дюралюминия: $p_0 = 49$ ГПа.

Влияние воздуха

Влияние давления воздуха в пространстве между экраном и мишенью на распределение числа кратеров на пластине-свидетеле по их размеру показано на рис. 1 при скорости удара 7,3 км/с (ошибка определения диаметра кратера 0,06 мм). Наблюдается значительное влияние давления воздуха на число кратеров и вид распределения, причем это влияние существенно выше для экранов из дюралюминия, чем для экранов из пористой меди. Давление соударения в обоих случаях практически одинаково:

156 и 160 ГПа для экранов из пористой меди и дюралюминия соответственно.

В опытах в воздухе оба распределения сдвигаются на $0,3 \div 0,5$ мм в сторону кратеров меньшего диаметра, общее число кратеров уменьшается в $2 \div 5$ раз. При атмосферном давлении для обоих типов экранов вид распределений и общее число кратеров практически одинаковы: 1007 и 1016. В опытах в вакууме общее число кратеров составляет 2332 и 5278 для экранов из пористой меди и дюралюминия соответственно. Но обработать результаты эксперимента с экраном из дюралюминия в вакууме удовлетворительным образом не удалось, так как даже при расстоянии между экраном и мишенью $S_{off} \approx 75d_p$ на мишени наблюдается большое число перекрывающихся и неглубоких кратеров, что обусловлено вкладом фрагментов из материала экрана. Другими словами, выделить кратеры, образованные только фрагментами стальной частицы, не удается. Результаты экспериментов, представленные на рис. 1, косвенно доказывают, что вклад фрагментов экрана из высокопористой меди в общее число фрагментов в запреградном облаке существенно меньше, чем в случае экрана из дюралюминия.

Очевидно, что влияние воздуха проявляется в обгорании и аэродинамическом торможении фрагментов в промежутке между экраном и мишенью. Анализ показал, что при движении в воздухе при давлении 1 атм за счет абляции диаметр фрагмента из стали уменьшается на $0,06 \div 0,08$ мм на пути длиной 150 мм. В результате диаметр кратеров на мишени при скорости фрагментов $3 \div 5$ км/с уменьшается на $0,12 \div 0,20$ мм, причем эффект не зависит от диаметра фрагментов. Фрагменты размером $< 0,1$ мм «сгорают» или диспергируют на более мелкие. При тех же условиях размер фрагментов экрана из алюминия или меди, ввиду их более высокой теплопроводности и меньшей температуры плавления, уменьшается на $\approx 0,2$ мм, а диаметр кратера — на $0,5 \div 0,6$ мм, т. е. влияние абляции в этом случае в 3–4 раза значительнее, чем для фрагментов стального ударника.

Влияние аэродинамического торможения существенно только для фрагментов из стали размером менее 50 мкм и для фрагментов из алюминия размером менее 150 мкм. При скорости фрагментов $3 \div 5$ км/с диаметр образуемых ими кратеров уменьшается на $0,03 \div 0,06$ мм

при $d_c \leq 0,2$ мм и примерно на 0,1 мм при $d_c \leq 0,5$ мм для фрагментов из стали и алюминия соответственно. Аэродинамическое торможение фрагментов стального ударника искажает распределение числа кратеров по диаметру в области «мелкодисперсного хвоста»: сдвиг в сторону меньших значений диаметра при $d_c \leq 0,2$ мм, иначе говоря, видимое проявление «мелкодисперсного хвоста» уменьшается. Для фрагментов из стали размером более 50 мкм, т. е. при $d_c > 0,2$ мм, этот эффект практически не проявляется.

Для фрагментов экрана из алюминия этот эффект примерно «в три раза» значительнее: 25-процентное снижение скорости реализуется при $d_f \approx 0,2$ мм, а диаметр соответствующего кратера уменьшается на 0,1 мм при $d_c \leq 0,5 \div 0,6$ мм. Иначе, влияние аэродинамического сопротивления проявляется в искажении той части распределения $N_c(\geq d_c)$, которая обусловлена вкладом фрагментов из алюминия, а также в искажении распределения в области «мелкодисперсного хвоста».

Таким образом, аэродинамическое торможение и абляция фрагментов приводят к тому, что в опытах в воздухе относительно экспериментов в вакууме должны наблюдаться и наблюдаются (см. рис. 1, [10, рис. 3]) следующие эффекты: 1) уменьшение общего числа кратеров за счет «выхода из игры» части малых фрагментов; 2) уменьшение числа кратеров при фиксированном диаметре кратера за счет уменьшения размеров первоначальных фрагментов и переход их в разряд более мелких фрагментов, причем этот эффект должен проявляться сильнее в области мелких кратеров: $d_c < 0,2$ мм для стальных фрагментов и $d_c < 0,5$ мм для фрагментов из алюминия или меди; 3) неравномерный «сдвиг влево» всего распределения в сторону меньших размеров на величину от $0,1 \div 0,2$ до $0,5 \div 0,6$ мм. Воздух при атмосферном давлении действует как отсекающий мелких фрагментов, прежде всего фрагментов экрана из алюминия или меди. Абляция фрагментов при их движении в воздухе является основным эффектом, приводящим к сдвигу всего распределения в сторону кратеров меньшего размера.

Вышеприведенный анализ показывает, что объективные данные по фрагментации высокоскоростной частицы при соударении с тонким экраном могут быть получены только при вакуумировании пространства между

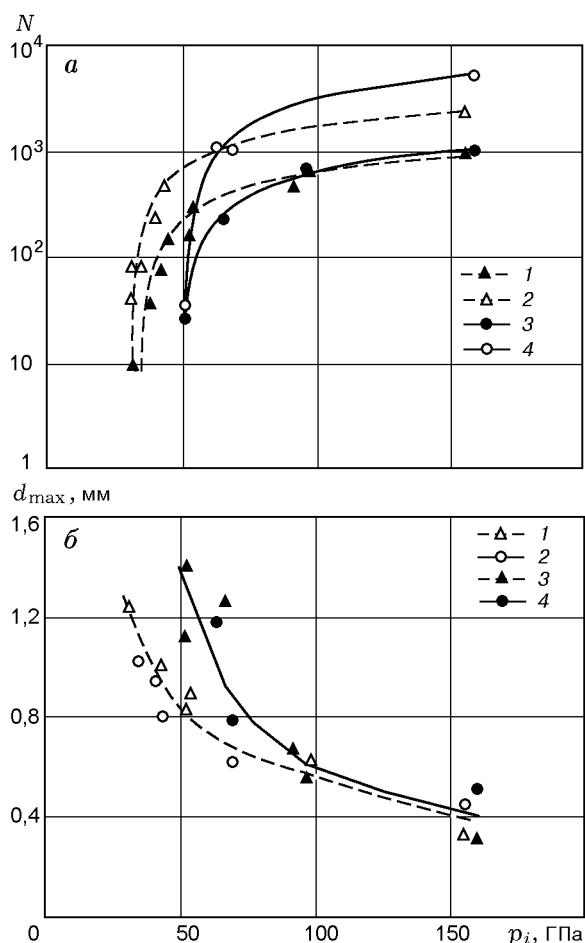


Рис. 2. Зависимость общего числа кратеров (а) и размера максимального фрагмента (б) от давления соударения для экранов из пористой меди (1, 2) и дюралюминия (3, 4):

давление воздуха — 1 атм (1, 3) и 1 Торр (2, 4)

экраном и мишенью.

Общее число кратеров

При скоростях соударения $u_p < 2,5$ км/с, при которых ударник не разрушается, на мишени наблюдается один кратер диаметром $d_c \approx 2,5 \div 3$ мм, глубиной $h_c = 3,5 \div 4$ мм, с форм-фактором $h_c/d_c \approx 0,7 \div 0,75 > 0,5$, образованный деформированным ударником. В случае экранов из дюралюминия на мишени наблюдаются дополнительные плоские кратеры с размерами $d_c \leq 1 \div 1,5$ мм, $h_c \leq 0,3 \div 0,5$ мм, $h_c/d_c \approx 0,2 \div 0,3 < 0,5$, образованные, безусловно, осколками «пробки» из материала экрана, выбиваемой ударяющей частицей. Эти кратеры расположены на дальней периферии кратерного поля.

При скоростях соударения выше пороговых на пластине-свидетеле наблюдается ансамбль кратеров. Общее число кратеров N_0 зависит от давления соударения и увеличивается с его ростом (рис. 2,а). Вблизи порога разрушения число кратеров составляет $\approx 10 \div 30$ и достигает $2300 \div 5300$ при максимальной скорости удара 7,3 км/с. Число кратеров определяется не только скоростью удара, но зависит и от материала экрана. Использование пористых экранов из меди при одинаковых значениях $p_i < 70$ ГПа приводит к существенному увеличению числа кратеров по сравнению с опытами с экранами из дюралюминия, причем при увеличении пористости материала экрана возрастает число более мелких кратеров.

Размер наибольшего фрагмента d_{\max} также зависит от давления соударения и уменьшается примерно в три раза при увеличении скорости удара от пороговых значений до максимальной (рис. 2,б). Как уже отмечалось в [10], влияние вакуумирования на величину d_{\max} находится в пределах повторяемости данных, но влияние материала экрана весьма значительно. Применение пористых экранов из меди при давлении соударения менее 70 ГПа приводит примерно к полторакратному уменьшению размера максимального фрагмента.

Причины появления большого числа мелких кратеров

Возникает вопрос, с чем связано увеличение числа кратеров в случае высокопористых экранов: с воздействием дополнительных, более мелких осколков экрана или с более интенсивным дроблением стального ударника. Существует ряд аргументов в пользу того, что в случае пористого экрана из мелкодисперсной меди запроеградное облако состоит, в основном, из осколков ударника. В облаке, конечно, имеются и фрагменты экрана, но их размер очень мал.

1. Несвязанный материал экрана. Если не предполагать увеличения размеров осколков экрана за счет процессов типа сварки взрывом или динамической паковки зерен порошка, то размер фрагментов экрана должен быть не больше размера исходных зерен: $10 \div 20$ мкм. При высокоскоростном ударе реализуются высокая температура ударного нагрева пористого вещества (до $(5 \div 10) \cdot 10^3$ К [10]), значительная расходимость течения, интенсивное воздействие волн разгрузки, поэтому проявление эф-

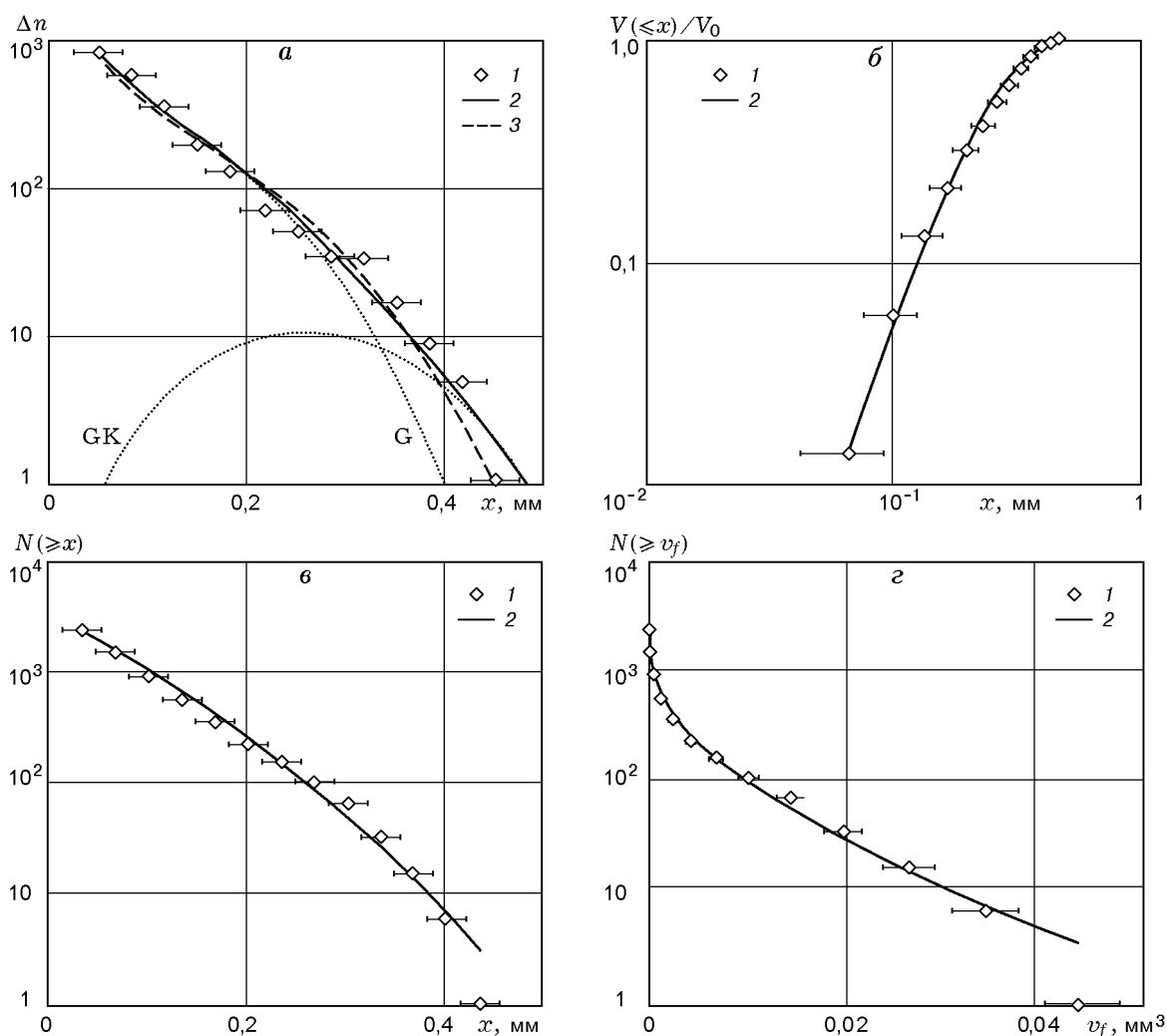


Рис. 3. Фрагментация стальной сферы диаметром 2 мм при ударе со скоростью 7,3 км/с по экрану из меди плотностью 4 г/см³:

1 — данные настоящей работы, 2 — аппроксимация комбинированным распределением (12), 3 — одно-модальное распределение Гилварри

фектов сварки или паковки маловероятно. При ударе медь/алюминий со скоростью ≈ 7 км/с размеры кратеров таковы: $h_c/d_p \approx 4$, $d_c/d_p \approx 4 \div 5$. Поэтому фрагменты экрана не способны привести к образованию кратеров с диаметром и глубиной более 50 ÷ 100 мкм.

2. Удар со скоростью ниже порога разрушения частицы. В опытах с пористыми экранами при скоростях удара 2,3 ÷ 2,5 км/с, при которых ударник не разрушается, на мишени наблюдается один кратер. При этом из материала экрана выбивается «пробка», осколки которой могли бы привести к образованию на мишени более мелких кратеров. Но дополнительных кратеров размером более 42 мкм (предел разрешения используемого сканера) обнаружено не

было. Высокая температура ударного сжатия материала пористого экрана, существенно превышающая температуру плавления меди даже вблизи порога разрушения частицы [10], приводит к плавлению материала экрана в области пробойны и диспергированию его на мельчайшие фрагменты, не способные вызвать заметного повреждения мишени.

3. Оценка размера фрагментов пористого экрана. Характерный радиус кратерного поля на пластине-свидетеле составляет $R_{cf} = 2 \div 3$ см вблизи порога разрушения частицы и $R_{cf} = 6 \div 7$ см при максимальной скорости удара. Скорость радиального расширения запреградного облака осколков можно оценить как $u_r \approx$

$R_{cf} \frac{u_p}{S_{off}}$, и она изменяется от 300 до 2700 м/с.

Предположим, что радиальная скорость осколков ударника и экрана одинаковая. Тогда скорость деформирования материала пористого экрана порядка $\dot{\epsilon} \approx u_r/t_b^* \approx 10^6 \div 10^7 \text{ с}^{-1}$, где $t_b^* \approx 0,3 \text{ мм}$ — толщина ударно-сжатого экрана. Оценку размера фрагментов из материала экрана, жидкой меди в области пробоины,

можно оценить по формуле $d_f \approx \sqrt[3]{\frac{48\gamma}{\rho\dot{\epsilon}^2}}$, где ρ ,

γ — плотность и коэффициент поверхностного натяжения для жидкой меди [13]. Принимая $\gamma = 1,4 \text{ Н/м}$, получим оценку размера фрагментов из меди от 5 до 20 мкм при высокой и низкой скоростях соударения. Диаметры соответствующих кратеров на мишени в $5 \div 2$ раза больше, т. е. около $25 \div 40 \text{ мкм}$, что меньше разрешения сканера, используемого для определения диаметров кратеров.

Таким образом, есть основания полагать, что 1) высокопористые экраны без прочности при разрушении не дают осколков размером более 20 мкм и позволяют исследовать фрагментацию собственно ударника, 2) при применении высокопористых экранов из мелкодисперсного медного порошка все кратеры диаметром $\geq 0,1 \text{ мм}$ образованы фрагментами стального ударника.

Максимальная скорость удара

Результаты измерений приведены на рис. 3. Погрешность оценки размера фрагмента составляет 25 мкм, объема фрагмента при $x \approx 0,2 \text{ мм}$ — 35 %. Плотность распределения числа фрагментов по их размеру представлена на рис. 3,а. В эксперименте плотность распределения числа фрагментов есть число наблюдаемых фрагментов с размером x в интервале $[x, x + dx]$, т. е. $\Delta n(x) = n(x) dx$, где $n(x)$ — истинная плотность распределения ($dx = 32 \text{ мкм}$ на рис. 3,а). Отметим, при уменьшении размера фрагментов плотность распределения числа фрагментов увеличивается и не стремится к нулю, как это следует из теории, но качественно соответствует распределению в [6]. Кривая 2 — аппроксимация данных распределением (12) при $\beta = 0,68$, $k = j = \infty$, $i = 0,24 \text{ мм}$ и $\alpha = 3$, $l = 0,3 \text{ мм}$. Видно, что «мелкодисперсный хвост» распределения при $x < 0,3 \text{ мм}$ хорошо описывается распределением Гилварри (кривая G), кото-

рое содержит только кубический член в (9), соответствующий объемной фрагментации. Для описания «крупнодисперсного хвоста» используется распределение Грэди (кривая GK). Бимодальная суперпозиция этих распределений хорошо описывает всю совокупность кумулятивных представлений данных при четырех значимых подгоночных параметрах (сплошные кривые на рис. 3,б–г). Только для самого крупного фрагмента при $x = 0,45 \text{ мм}$ расчетное значение существенно превышает наблюдаемое.

Из расчета следует, что 68 % объема стальной частицы разрушается в соответствии с теорией Гилварри при объемном факторе фрагмента $\lambda_v = 0,43$, т. е. форма фрагментов в среднем близка к неправильно-многограннику. Полное число фрагментов 2332, из них только 80 фрагментов (3,5 %) соответствуют распределению Грэди. Характерный средний размер фрагмента, определяемый значением x , при котором достигается максимум плотности функции распределения объема фрагментов в зависимости от их линейного размера ($\Delta V(x)/V_0 = f(x)$), составляет $x \approx 0,23 \text{ мм}$. Эффективная плотность числа объемных трещин по Гилварри $\gamma_v = 1/\lambda_v i^3 \approx 168 \text{ трещин/мм}^3$, по Грэди — в два раза меньше, $\gamma_v = 1/\lambda_v l^3 \approx 82 \text{ трещин/мм}^3$.

Возможен иной вариант приближения данных с тем же качеством, но выполненный только одним распределением Гилварри с двумя значимыми параметрами $\lambda_v = 0,32$, $i = 0,275 \text{ мм}$ и $j = k = \infty$. В этом случае 100 % объема ударника разрушается в соответствии с теорией Гилварри (кривая 3 на рис. 3,а). Плотность числа объемных трещин по Гилварри составляет $\gamma_v = 1/\lambda_v i^3 \approx 95 \text{ трещин/мм}^3$. Этот вариант аппроксимации соответствует однородной фрагментации в отличие от бимодального распределения (12), соответствующего неоднородной фрагментации. Но при давлениях соударения менее 100 ГПа описать экспериментальные распределения только распределением Гилварри не удастся, необходимо использовать комбинированное распределение (12).

Для удовлетворительного описания всех четырех представлений данных (см. рис. 3) только распределением Грэди необходимо использовать тримодальное распределение с пятью подгоночными параметрами при худшем качестве описания данных.

Скорость удара ≈ 4 км/с

На рис. 4 приведены результаты эксперимента для экрана из меди плотностью $2,8 \text{ г/см}^3$ при скорости ударника $4,15 \text{ км/с}$ и результаты аппроксимации данных распределением (12). Погрешность оценки размера фрагмента 30 мкм . Давление соударения 44 ГПа , что ниже порогового давления разрушения стальной частицы при ударе по экранам из дюралюминия [10]. При меньшей скорости удара уменьшается степень фрагментации стального ударника, т. е. увеличивается максимальный размер фрагментов (см. рис. 2, б). «Мелкодисперсный хвост» при $x < 0,2 \text{ мм}$ по-прежнему хорошо описывается распределением Гилварри (см. рис. 4, а, кривая G) при $\beta = 0,09$, $i = 0,3 \text{ мм}$, $k = 1 \text{ мм}$, $j = \infty$. Отметим появление вклада линейного члена в уравнении (9) с параметром $k < \infty$. Для описания «крупнодисперсного хвоста» использовано распределение Грэди (4) с $l = 0,48 \text{ мм}$, $\alpha = 3$ (кривая GK на рис. 4, а). Сумма этих распределений (сплошные линии на рис. 4) вполне удовлетворительно описывает всю совокупность представлений данных (рис. 4, а–з).

Из расчета следует, что при более низкой скорости удара только 9% объема стальной частицы разрушается по теории Гилварри при $\lambda_v \approx 0,34$, т. е. форма фрагментов в среднем также близка к неправильному многограннику. Число фрагментов в эксперименте 473 , из которых уже 87 фрагментов (18%) соответствуют распределению Грэди. Характерный средний размер фрагмента оценивался по рис. 4, б и составил $x \approx 0,6 \text{ мм}$. Плотность числа объемных трещин по Гилварри уменьшается до $\gamma_v \approx 30 \text{ трещин/мм}^3$, а плотность трещин на линиях разрушения — $\gamma_l = 1/\lambda_l k \approx 2 \text{ трещин/мм}$.

Давление соударения вблизи порога разрушения

Значительный интерес представляют данные по фрагментации вблизи порога разрушения частицы, так как возможна проверка выводов теории при достаточно малом числе фрагментов. Априори ясно, что основной объем ударника разрушается согласно теории Грэди. При малом числе фрагментов линейное экспоненциальное распределение заменялось биномиальным распределением (6).

На рис. 5 приведены данные двух экспериментов: в вакууме для экрана из меди плотно-

стью $2,8 \text{ г/см}^3$, $u_p = 3,7 \text{ км/с}$, $p_i = 35 \text{ ГПа}$ (рис. 5, а) и в воздухе для экрана из меди плотностью $4,0 \text{ г/см}^3$, $u_p = 2,85 \text{ км/с}$, $p_i = 32 \text{ ГПа}$ (рис. 5, б). Комбинированное распределение (12) достаточно хорошо описывает данные на рис. 5 при $\beta = 0,02$ и $0,026$, $\lambda_v \approx 0,52$. «Мелкодисперсный хвост» описывается распределением Гилварри (кривая G), но только $2 \div 2,6 \%$ объема стальной частицы разрушается по теории Гилварри. По-прежнему необходим учет линейного члена в уравнении (9). Плотность активируемых объемных трещин уменьшается до 10 трещин/мм^3 , что на порядок меньше, чем при максимальной скорости удара. Для описания «крупнодисперсного хвоста» использовано биномиальное распределение (6). Сумма этих распределений вполне удовлетворительно описывает всю совокупность представлений данных при пяти подгоночных параметрах.

Таким образом, анализ экспериментальных данных показывает, что фрагментация стальной частицы достаточно хорошо описывается суперпозицией распределений Гилварри и Грэди (12). Вклад распределения Гилварри увеличивается с ростом степени фрагментации, о которой можно судить по общему числу осколков и размеру наиболее крупного фрагмента (см. рис. 2), и достигает $68 \div 100 \%$ при максимальной скорости удара. С уменьшением скорости удара вклад распределения Грэди, наоборот, растет и достигает $97 \div 98 \%$ вблизи порога разрушения ударника.

Разрушение высокоскоростной частицы из стекла

Были проведены два эксперимента в вакууме с частицами из стекла «Крон» диаметром $2,35 \text{ мм}$ при скорости удара $3 \div 4 \text{ км/с}$. Результаты опыта при $u_p = 3,1 \text{ км/с}$ для экрана из меди плотностью $2,8 \text{ г/см}^3$ ($p_i = 14 \text{ ГПа}$) приведены на рис. 6. Видно, что суперпозиция распределений Гилварри и Грэди (точки 3) очень хорошо описывает фрагментацию хрупкой частицы при следующих пяти значимых параметрах: $\lambda_v \approx 0,5$, $i = 0,25 \text{ мм}$, $k = 0,475 \text{ мм}$, $\beta = 0,83$, $l = 0,34 \text{ мм}$ и $j = \infty$. Из общего числа фрагментов $N_0 = 4141$ только 52 ($1,3 \%$) соответствуют распределению Грэди, но они составляют 17% объема частицы.

Стекло — хрупкий и менее прочный материал, чем сталь. Поэтому, несмотря на относительно невысокое давление соударения, так же как и для стальной частицы при максималь-

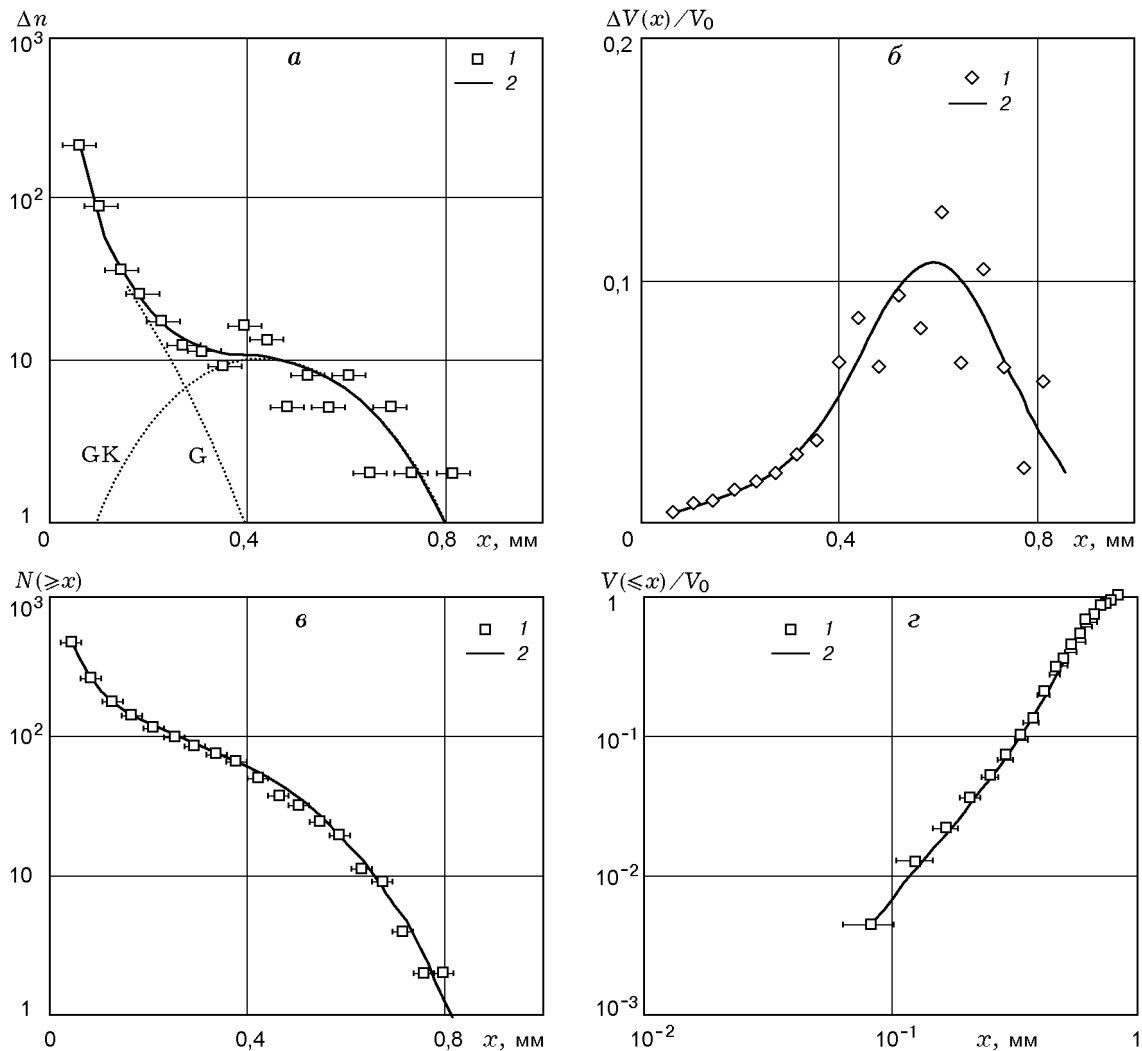


Рис. 4. Плотность распределения числа (а) и объема (б) фрагментов при скорости удара 4,15 км/с ($dx = 42$ мкм), кумулятивные число (в) и объем фрагментов (г) в зависимости от размера фрагмента для экрана из пористой меди плотностью 2,8 г/см³:

1 — данные настоящей работы, 2 — аппроксимация комбинированным распределением (12)

ной скорости удара, возможен вариант описания данных бимодальным распределением Гилварри (кривые 2, G1, G2) при пяти значимых параметрах: $\lambda_v \approx 0,3$, $\beta = 0,22$ и для «крупнодисперсной» моды — $k = j = \infty$, $i = 0,36$ мм, для «мелкодисперсной» моды — $k = 1$ мм, $j = \infty$, $i = 0,2$ мм. То есть при увеличении относительной интенсивности соударения за счет меньшей прочности частицы роль распределения Гилварри возрастает.

Отметим еще раз, что во всех случаях фрагментации высокоскоростной частицы при ударе по тонкому экрану наблюдается увеличение плотности распределения числа фрагмен-

тов при уменьшении их размера (см. рис. 3, а, 4, а, 6, а).

Разрушение сферы из стекла при статическом нагружении

Суперпозиция (12) позволяет описать данные по однократной фрагментации стеклянных сфер диаметром 24 мм при их статическом сжатии (опыт 2 в желатине [8]) во всем диапазоне изменения размера фрагментов — от 20 мкм до 1 см (рис. 7, а). Распределение Гилварри очень хорошо приближает данные для «мелкодисперсного хвоста» с $x < 1$ см (кривая G) при $k = j = 4,75$ мм, $i = \infty$ и

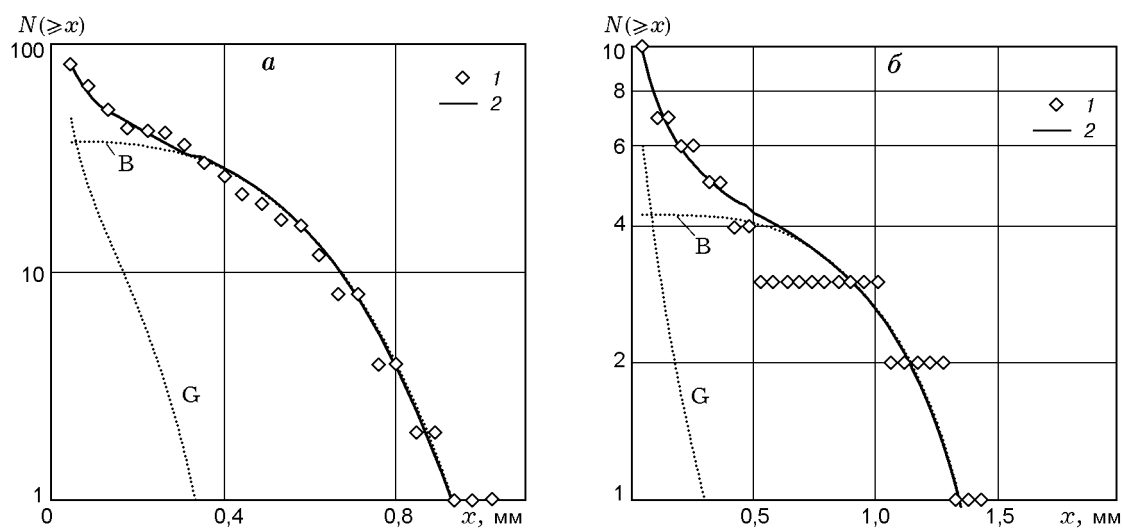


Рис. 5. Распределение кумулятивного числа фрагментов по их размеру для экрана из меди плотностью 2,8 (а) и 4,0 г/см³ (б) при скорости удара 3,7 (а) и 2,85 км/с (б):

1 — данные настоящей работы, 2 — приближение суперпозицией (12); приведены моды, соответствующие биномиальному распределению (В) и распределению Гилварри (G)

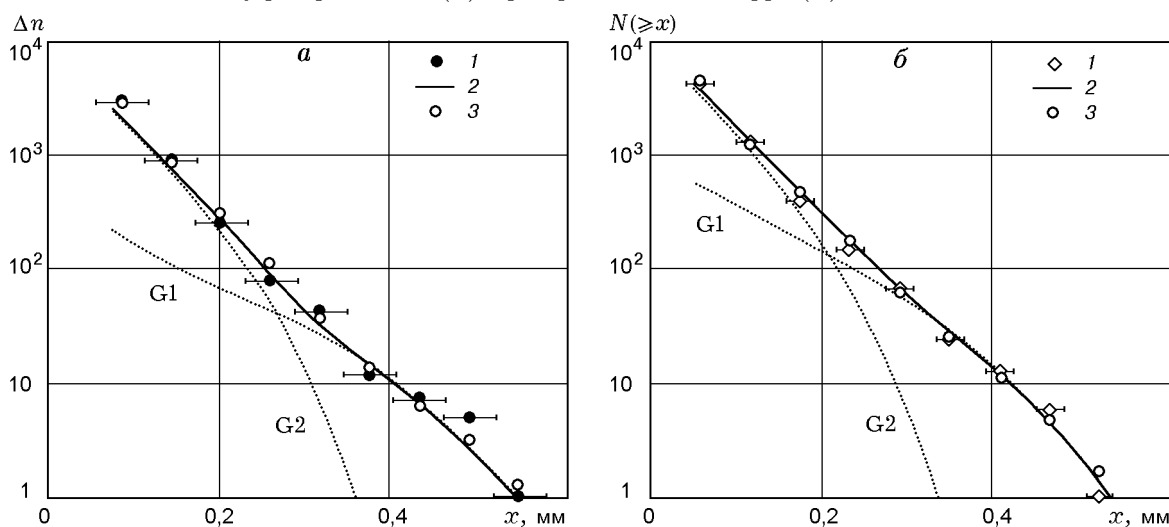


Рис. 6. Плотность распределения (а) и кумулятивное число фрагментов (б) при разрушении стеклянной сферы при ударе по экрану из меди плотностью 2,8 г/см³:

1 — данные настоящей работы, 2 — бимодальное распределение Гилварри, 3 — приближение комбинационным распределением (12)

$\beta = 0,2$, а биномиальное распределение (кривая В) при $l = 8,7$ мм, $\alpha = 3$ — данные для более крупных серповидных фрагментов, число которых невелико ($8 \div 10$). Отметим, что данные для «мелкодисперсного хвоста» не могут быть приближены никакой суперпозицией распределений Грэди ввиду малого наклона экспериментального распределения в координатах «кумулятивный объем — линейный размер» (см. рис. 7,а). До 20 % объема сферы разрушается по распределению Гилварри. Этот экспе-

римент является, по-видимому, одним из первых, результаты которого были использованы разными авторами для подтверждения как распределения Гилварри [8], так и степенной связи числа мелких фрагментов с их размером [2].

ФРАГМЕНТАЦИЯ ДРУГИХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

Остановимся на результатах других авторов, полученных при разрушении мишеней при высокоскоростном ударе. Анализ этих данных

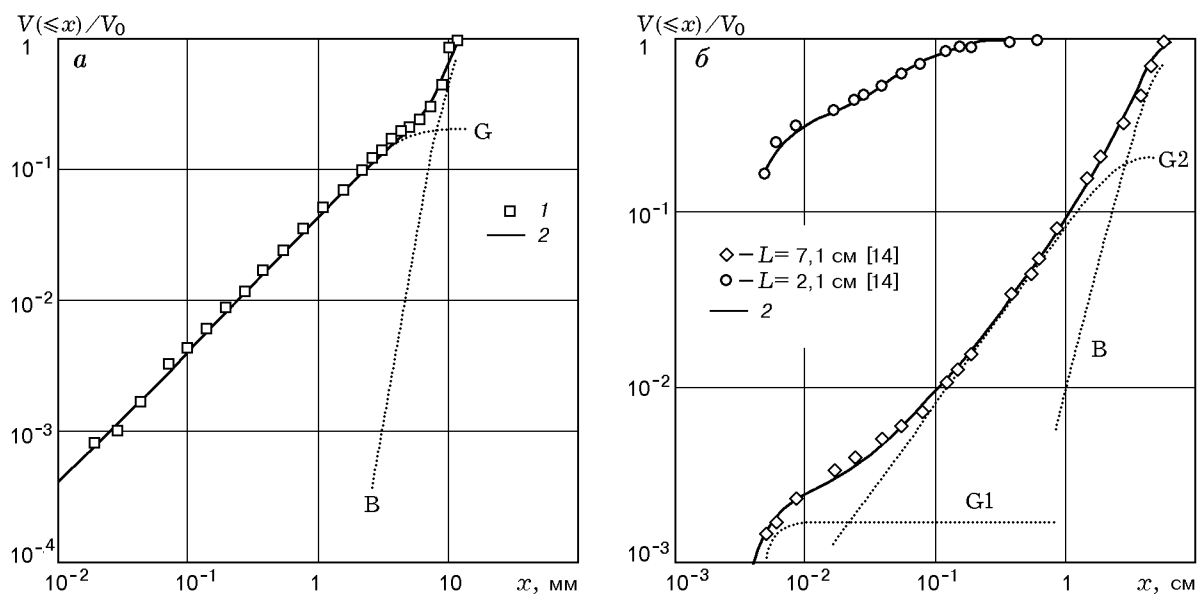


Рис. 7. Зависимость кумулятивного объема $V(\leq x)/V_0$ фрагментов от их линейного размера при статическом разрушении сферы из стекла (а) и при фрагментации мишеней из базальта при высокоскоростном ударе (б):

1 — данные [8], 2 — суперпозиция распределений Гилварри и биномиального

показывает, что распределение Гилварри оказывается полезным для интерпретации статистической составляющей и в этих примерах динамической фрагментации.

Разрушение мишеней из базальта

С помощью суперпозиции (12) хорошо описывается сложный случай фрагментации мишеней конечного размера, выполненных в виде кубиков с длиной ребра $L = 2 \div 7$ см из базальта, при ударе цилиндрическим снарядом из поликарбоната массой 0,37 г со скоростью 2,6 км/с [14]. Ранее данные в ограниченном диапазоне $x \approx 0,01 \div 0,1$ см (рис. 7,б) были использованы для подтверждения степенного закона распределения числа фрагментов по их размеру [2, 14].

Априори ясно, что в этом случае реализуется неоднородное нагружение мишени. Можно выделить три области в мишени: 1 — вблизи точки удара, 3 — вблизи боковой поверхности мишени и промежуточная между ними область 2. При общем числе фрагментов $400 \div 900$ из области 3 образуется $5 \div 20$ относительно крупных фрагментов, размер которых сравним с размером мишени (см. рис. 2 в [14]). На рис. 7,б приведены результаты для двух мишеней с $L = 2,1$ (мишень 11) и $L = 7,1$ см (мишень 28).

Тримодальная суперпозиция, аналогичная (12) с тремя членами, намного лучше, чем бимодальное степенное распределение, приближает экспериментальные данные во всем диапазоне изменения размеров фрагментов на три порядка — от 50 мкм до 5 см. Эта суперпозиция включает два распределения Гилварри (9) для описания фрагментации областей 1, 2 и одно биномиальное распределение (6) для описания фрагментации области 3. На рис. 7,б для мишени 28 приведены кривые, соответствующие вкладу каждой из мод: 78,9 % объема мишени разрушается согласно биномиальному распределению (кривая В) с $l = 35,5$ мм, $\alpha = 3$; по распределению Гилварри (кривая G1), включающему линейный и квадратичный члены в (8) с $i = \infty$, $j = k = 28$ мм, разрушается 20,9 % объема мишени, и только 0,2 % объема мишени разрушается по второму распределению Гилварри, включающему только кубический член (кривая G2) с $i = 50$ мкм. При аппроксимации данных для меньшей по размеру мишени 11 вклад области 3 не ощущается и достаточно использовать бимодальное распределение Гилварри с тремя значимыми параметрами: $i = 55$ мкм, $\beta = 22,4$ % для «мелкодисперсной» моды и $k = 0,77$ мм — для «крупнодисперсной».

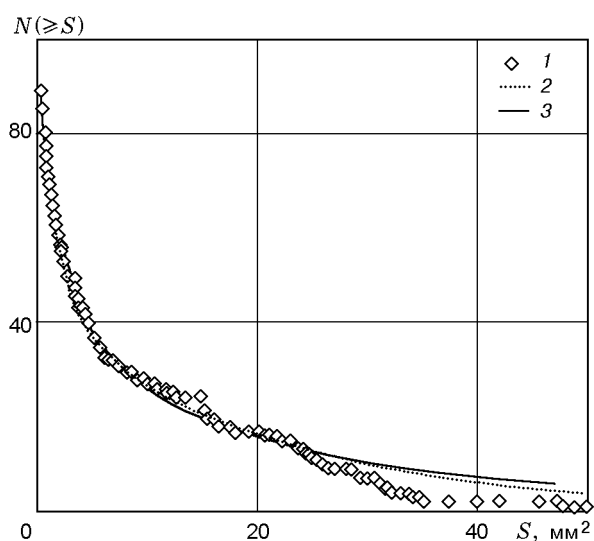


Рис. 8. Фрагментация материалов ударника и экрана при ударе свинец/свинец:

1 — эксперимент [1], 2 — бимодальное распределение Грэди, 3 — одномодальное распределение Гилварри

Ниже приведено три примера фрагментации менее прочных материалов, чем сталь, стекло или базальт. При интенсивном нагружении в условиях высокоскоростного удара, уменьшении прочности материалов (удар свинец/свинец или удар по алебаstrу) или размера области разрушения (кратер в мишени) для описания статистической компоненты экспериментальных распределений достаточно использовать одно- или бимодальное распределение Гилварри, переформулированное в терминах площади или массы фрагмента [15].

Высокоскоростной удар свинец/свинец

Данные по кумулятивному числу фрагментов в запреградном облаке, возникающем при ударе цилиндрической частицы из свинца со скоростью 1,5 км/с по пластинке из свинца, приведены на рис. 8 [1]. Для описания статистики использовано билинейное экспоненциальное распределение кумулятивного числа $N(\geq S)$ в зависимости от видимой на рентгенограмме площади фрагмента S . Основанием для рассмотрения площади в качестве характеристики размера фрагментов является то, что на ранней стадии запреградное облако можно рассматривать как тонкостенный пузырь со стенкой толщиной $\approx 0,3$ мм, образованный из высокопластичного материала ударника и преграды, который затем разрывается на отдельные

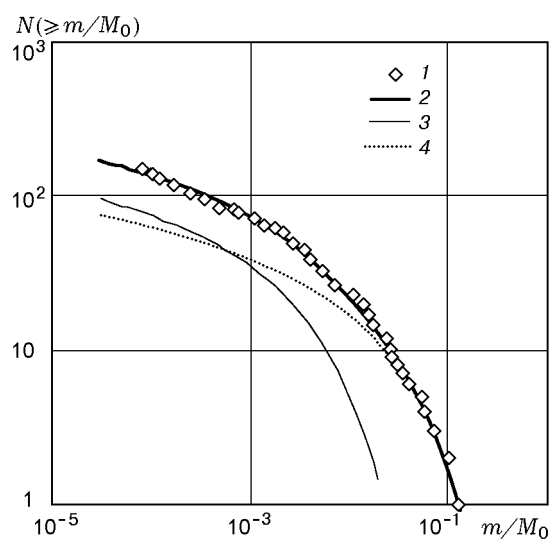


Рис. 9. Фрагментация плоских мишеней из алебаstrа при боковом высокоскоростном ударе:

1 — данные [16], 2 — бимодальное распределение Гилварри и 3, 4 — его отдельные моды

плоские фрагменты.

Аппроксимация данных распределением Грэди (4) с четырьмя параметрами показана кривой 2 на рис. 8. Кривой 3 представлен расчет по одномодальному распределению Гилварри, для описания фрагментации тонкой двухмерной пленки использована формула (8) из [15]:

$$n(S) = \frac{S_0}{S} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{S}{\sigma_1} \right)^{1/2} + \frac{S}{\sigma_2} \right] \right\} \times \left(\frac{1}{2\sigma_1} \left(\frac{S}{\sigma_1} \right)^{-1/2} + \frac{1}{\sigma_2} \right), \quad (14)$$

с двумя значимыми параметрами $S_0 = 1100 \text{ мм}^2$, $\sigma_2 = 55 \text{ мм}^2$ и $\sigma_1 = \infty$. Наблюдается одинаковое качество описания данных, но распределение Гилварри предпочтительнее, ввиду меньшего числа значимых подгоночных параметров.

Разрушение мишеней из алебаstrа

В [16] приведены результаты по фрагментации плоских мишеней из алебаstrа, выполненных в виде пластин размером $\approx 300 \times 300$ мм и толщиной $3 \div 5$ мм, при боковом ударе со скоростью 4 км/с по торцу пластинки сферической частицей из нейлона массой 0,21 г. На рис. 9

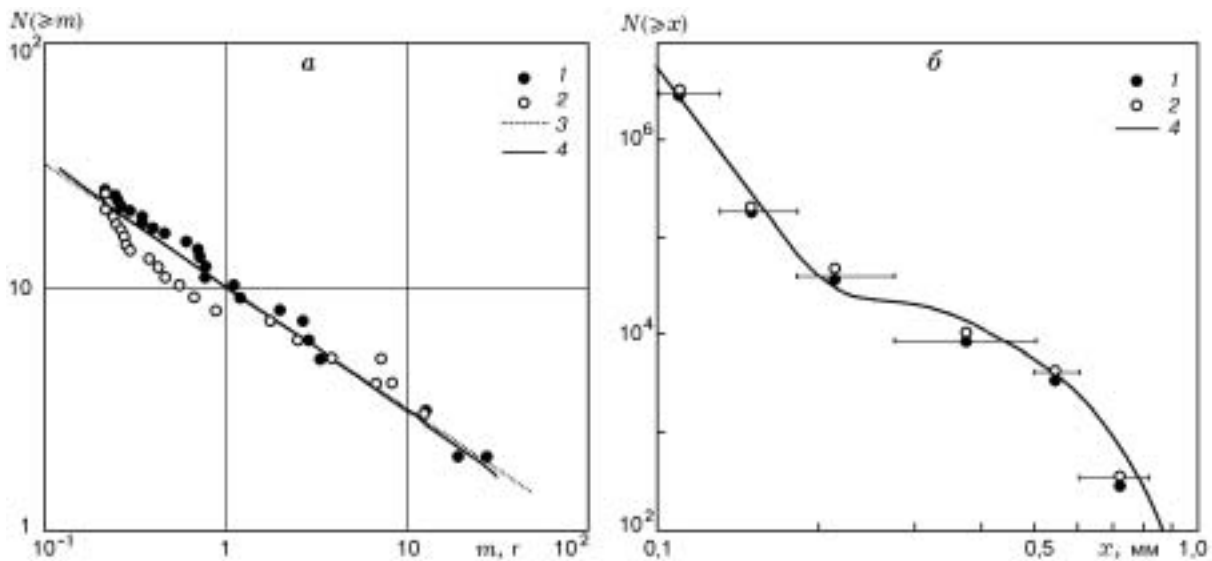


Рис. 10. Фрагментация «габбро» при ударе сферой из стали (1) или свинца (2) со скоростью ≈ 5 км/с:

распределения: а — кумулятивное число — масса фрагмента при $m > 0,1$ г, б — кумулятивное число — номинальный диаметр фрагмента при $m < 0,1$ г; 3 — степенной закон с показателем 0,5, 4 — приближение распределением Гилварри

для опыта 279 приведена зависимость кумулятивного числа фрагментов от их относительной массы m/M_0 (M_0 — масса мишени). Ранее для приближения данных при $m/M_0 \leq 0,002$ был использован степенной закон $N(\geq m) \approx m^{-\alpha}$ с показателем $\alpha \approx 0,1 \div 0,3$. Линией 2 на рис. 9 изображено приближение данных бимодальным распределением Гилварри во всем диапазоне масс фрагментов при $m/M_0 \leq 0,1$, для которого плотность распределения для отдельной моды определяется по формуле (4) из [15]:

$$Q(m) = \left(\frac{m}{\mu_1}\right)^{1/3} + \left(\frac{m}{\mu_2}\right)^{2/3} + \frac{m}{\mu_3},$$

$$n(m) = \frac{M_0}{m} \exp(-Q(m)) \times \left[\frac{1}{3\mu_1} \left(\frac{\mu_1}{m}\right)^{2/3} + \frac{2}{3\mu_2} \left(\frac{\mu_2}{m}\right)^{1/3} + \frac{1}{\mu_3} \right]. \quad (15)$$

Для обеих мод (кривые 3, 4) значимы только члены, соответствующие объемному разрушению мишени, т. е. для обеих мод $\mu_1 = \mu_2 = \infty$. 20 % объема мишени разрушается по первой моде с $\mu_3 = 0,012M_0$, а остальные 80 % разрушаются по второй моде с $\mu_3 = 0,085M_0$. По-видимому, невысокая прочность

материала мишени и интенсивное нагружение ударом высокоскоростной частицы позволяют отказаться от использования распределения Грэди для описания «крупнодисперсной» моды в суперпозиции (12).

Фрагментация «габбро» при высокоскоростном ударе

В [17] исследовалась фрагментация горной породы «габбро», выбрасываемой из области кратера, образующегося при ударе высокоскоростной сферической частицы из стали или свинца (диаметр сферы 3,2 мм, скорость удара 5,2 и 4,6 км/с соответственно). Результаты для крупных фрагментов (массой более 0,1 г), для которых масса измерялась, и для более мелких фрагментов (массой менее 0,1 г), для анализа которых использовался ситовый метод, а их число оценивалось в предположении сферичности, приведены на рис. 10,а и 10,б соответственно.

Эти данные анализировались авторами в рамках степенного распределения [2, 17]. Однако использование распределения Гилварри для описания статистической составляющей фрагментации (формулы (9) и (15)) уместно и в этом случае. Результаты приближения одно- (рис. 10,а) и бимодальным (рис. 10,б) распределениями представлены сплошными кривыми

и говорят сами за себя. Эти данные интересны тем, что авторы зарегистрировали «мелкодисперсный хвост» при $x \leq 0,2$ мм (см. рис. 10, б), в котором число фрагментов увеличивается на два порядка при уменьшении размера фрагментов в два раза и который аналогичен наблюдаемому при фрагментации высокоскоростной частицы при ударе по тонкому экрану.

Отметим, что монотонный рост плотности распределения числа фрагментов при уменьшении их массы наблюдался в [18] при фрагментации материала мишеней из оргстекла, выбираемого из области ударного кратера, образующегося при ударе цилиндриками из полиэтилена со скоростью 3,2 и 5,26 км/с. Данные допускают статистическую интерпретацию в рамках степенного закона с показателем степени -1 , который следует из формулы (15) при $\mu_1 = \mu_2 = \infty$ и $\mu_3 \gg m$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что экраны из высокопористого металлического порошка могут использоваться для исследования фрагментации собственно высокоскоростной частицы при ударе по тонкой пластинке. При фрагментации сферической частицы диаметром 2 мм из стали при скорости удара $2,5 \div 7,3$ км/с и размере фрагментов менее $0,2 \div 0,3$ мм наблюдается «мелкодисперсный хвост», в котором плотность числа фрагментов растет при уменьшении линейного размера фрагмента.

Анализ данных в рамках двух статистических теорий фрагментации показывает, что бимодальная суперпозиция распределений Гилварри и Грэди позволяет вполне удовлетворительно описать данные в широком диапазоне скоростей удара как для частиц из стали, так и для высокоскоростных частиц из стекла. Чем выше интенсивность соударения и меньше прочность материала ударника, тем большая его часть разрушается в соответствии с распределением Гилварри. «Мелкодисперсная» часть распределения хорошо описывается распределением Гилварри, «крупнодисперсная» — распределением Грэди.

При переходе к менее прочным материалам (мишени из алебаstra, соударение свинец/свинец, ударник из стекла) при достаточно интенсивном нагружении наблюдается тенденция к увеличению роли распределения Гилварри, соответствующего самоорганизующейся фрагментации. Для описания эксперимен-

тальных распределений достаточно использовать одно- или бимодальное распределение Гилварри. Другие примеры использования этого распределения для статистического описания данных при динамической фрагментации различных объектов приведены в [15].

Автор признателен А. В. Пластинину и П. В. Лаврухову за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Grady D. E., Kipp M. E.** Geometric statistics and dynamic fragmentation // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 58, N 3. P. 1210–1222.
2. **Turcotte D. L.** Fractals and fragmentation // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91, N B2. P. 1921–1926.
3. **Grady D. E.** Particle size statistics in dynamic fragmentation // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 68, N 12. P. 6099–6105.
4. **Kipp M. E.** Target response to debris cloud incidence // *Shock Compression of Condensed Matter-1993 / Proc. ARS Topical Conference at Colorado Springs, Colorado (USA). Amer. Inst. of Phys., 1994. Pt 2. P. 1849–1852.*
5. **Мержиевский Л. А.** О распределении по размерам кратеров, образованных запреградным осколочным полем // *Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1970. № 5. С. 33–37.*
6. **Gilvarry J. J.** Fracture of brittle solids. I. Distribution function for fragment size in single fracture (Theoretical) // *J. Appl. Phys.* 1961. V. 32, N 3. P. 391–399.
7. **Grady D. E.** Fragmentation of solids under impulsive stress loading // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86, N B2. P. 1047–1054.
8. **Gilvarry J. J., Bergstrom B. H.** Fracture of brittle solids. II. Distribution function for fragment size in single fracture (Experimental) // *J. Appl. Phys.* 1961. V. 32, N 3. P. 400–410.
9. **Титов В. М., Швецов Г. А.** Лабораторные методы высокоскоростного метания твердых тел взрывом // *Физика горения и взрыва.* 1970. Т. 6, № 3. С. 401–404;
Урушкин В. П., Горшков Н. Н., Титов В. М. Методика имитации в лабораторных условиях удара каменных метеоритов // *Физика горения и взрыва.* 1977. Т. 13, № 3. С. 439–442.
10. **Лаврухов П. В., Пластинин А. В., Сильвестров В. В.** Разрушение стальной сферической частицы при соударении с высокопористыми экранами // *Физика горения и взрыва.* 2001. Т. 37, № 6. С. 102–112.
11. **Harrison W., Loupias C., Outrebon P., Turland D.** Experimental data and hydrocode calculations for hypervelocity impacts of stainless steel into aluminum in the 2–8 km/s range //

- Intern. J. Impact Engng. 1995. V. 17, N 1–6. P. 363–374.
12. **Титов В. М., Фадеенко Ю. И.** Сквозное пробивание при метеоритном ударе // Космич. исслед. 1972. Т. 10, № 4. С. 589–595.
 13. **Kipp M. E., Grady D. E., Swegle J. W.** Experimental and numerical studies of high-velocity impact fragmentation // SANDI 93-0773. 1993.
 14. **Fujiwara A., Kamimoto G, Tsukamoto A.** Destruction of basaltic bodies by high-velocity impact // Icarus. 1977. V. 31, N 2. P. 277–288.
 15. **Сильвестров В. В.** Применение распределения Гилварри для описания статистики фрагментации твердых тел при динамическом нагружении // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 2. С. 111–124.
 16. **Kadano T.** Fragment mass distribution of platelike objects // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78, N 8. P. 1444–1447.
 17. **Lange M. A., Ahrens T. J., Boslough M. B.** Impact cratering and spall failure of gabbro // Icarus. 1984. V. 58. P. 383–395.
 18. **Пилюгин Н. Н., Виноградов Ю. А., Ермолаев И. К.** О моделировании разрушения космических тел при высокоскоростном ударе // Астроном. вестн. 2001. Т. 35, № 2. С. 156–166.

Поступила в редакцию 15/IV 2003 г.