

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Теоретическая и прикладная
физика

ВЫПУСК 2

2014

ФГУП

«РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР – ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

**Теоретическая и прикладная
физика**

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

ВЫПУСК 2

Издается с 1984 г.

Саров – 2014

Уважаемые читатели!

Редакция н/т сборника «Вопросы атомной науки и техники» серии «Теоретическая и прикладная физика» информирует о том, что начиная со 2-го полугодия 2008 г. журнал распространяется согласно новым правилам подписки.

Теперь подписаться на сборник можно во всех отделениях связи России по каталогу Агентства «Роспечать», раздел «Периодические издания НТИ», подписной индекс 72246.

Цена одного журнала – 200 руб.

В год издается 3 выпуска.

По всем вопросам обращаться по адресу:

607188 г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, 37, РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИТМФ.

Редакция журнала ВАНТ, сер. «Теоретическая и прикладная физика».

Тел. (83130)7-54-96; e-mail: kul@otd68.vniief.ru

Главный редактор Ю. А. Трутнев

Редакционная коллегия:

Е. Н. Аврорин – зам. главного редактора, М. В. Горбатенко, В. П. Копышев, Н. В. Лычагина –
ответственный секретарь, Б. А. Надыкто – зам. главного редактора, А. В. Певницкий,
В. А. Симоненко, В. П. Соловьев, С. А. Холин

ФОРМУЛИРОВКА КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ БЕЗ ПЕРЕНОРМИРОВОК МАСС И КОНСТАНТ СВЯЗИ ФЕРМИОНОВ

В. П. Незнамов*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Предложена формулировка квантовой теории поля без перенормировок масс и констант связи фермионов. Контрчлены, компенсирующие во всех порядках теории возмущений расходящиеся величины в собственно-энергетических диаграммах фермионов и в диаграммах поляризации вакуума, возникают в соответствующих гамильтонианах при проведении специального унитарного преобразования, зависящего от времени.

Ключевые слова: теория квантовых полей, гамильтониан, зависящее от времени унитарное преобразование, перенормировка массы, перенормировка заряда.

Введение

Как известно, в квантовой теории поля при вычислении матричных элементов, содержащих диаграммы Фейнмана с замкнутыми петлями фермионных и бозонных линий, возникают расходящиеся величины. Для выделения конечных выражений в перенормируемых теориях разработана специальная процедура. В ней присутствуют перенормировки масс и констант взаимодействия элементарных частиц. В процедуре перенормировок принимается, что наблюдаемые экспериментально массы и константы взаимодействия элементарных частиц состоят из «голых» и добавочных частей:

$$m_{phys} = m_0 + \Delta m; \quad (1)$$

$$q_{phys} = q_0 + \Delta q. \quad (2)$$

Каждая из частей (m_0 и Δm ; q_0 и Δq) является бесконечной, но в сумме (равенства (1) и (2)) они являются конечными и равными наблюдаемым значениям m_{phys} и q_{phys} в экспериментах. Эта загадочная процедура вместе с двумя другими перенормировочными константами $Z_1 = Z_2$ позволяет устранять бесконечные выражения во всех

порядках теории возмущений и с беспрецедентной точностью рассчитывать физические величины, фиксируемые в экспериментах. Процедура перенормировок широко представлена в монографиях и учебниках по квантовой теории поля (см., например, [1–5]).

В данной работе автор предлагает отказаться от разбиения масс и констант взаимодействия фермионов на две бесконечные части и все время работать с конечными m_{phys} и q_{phys} . Компенсация бесконечностей во всех порядках теории возмущений будет происходить за счет энергетических сдвигов в гамильтонианах, вызываемых специальными унитарными преобразованиями, зависящими от времени.

Дальнейшее рассмотрение в работе будет проводиться на примере квантовой электродинамики (КЭД), сформулированной в гамильтоновом виде. В этом случае $m_{phys} = m$ – масса электрона (или позитрона); $q_{phys} = e$ – заряд электрона.

В разделе 1 работы обсуждаются некоторые свойства унитарных преобразований, зависящих от времени. В разделе 2 рассматривается замена процедуры перенормировки массы и заряда электрона соответственно в собственно-энергетических

*E-mail: neznamov@vniief.ru.

диаграммах фермионов и в диаграммах поляризации вакуума. В Заключение обсуждаются полученные результаты.

Ниже будем использовать систему единиц $\hbar = c = 1$; метрика пространства Минковского берется в виде*

$$g^{\mu\nu} = \text{diag}[1, -1, -1, -1];; x = (\mathbf{x}, t); p^\mu = i \frac{\partial}{\partial x_\mu}.$$

1. Унитарные преобразования, зависящие от времени

Первоначально рассмотрим квантовую механику электрона, взаимодействующего с электромагнитным полем.

В этом случае уравнение Дирака можно записать в виде

$$p_0 \Psi_D = H_D \Psi_D = (\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} + \beta m + e \alpha_\mu A^\mu) \Psi_D, \quad (3)$$

где $\Psi_D(x)$ – четырехкомпонентная волновая функция электрона; $A^\mu(x)$ – четырехвектор электромагнитного поля; H_D – дираковский гамильтониан;

α^i, β – матрицы Дирака; $\alpha^\mu = \begin{cases} 1, & \mu = 0; \\ \alpha^i, & \mu = i = 1, 2, 3; \end{cases}$

e – заряд электрона.

Пусть $R(t)$ – некоторое зависящее от времени унитарное преобразование волновой функции $\Psi_D(x)$. Тогда

$$\Psi_R(x) = R(t) \Psi_D(x). \quad (4)$$

Уравнение Дирака (3) преобразуется к виду

$$p_0 \Psi_R(x) = H_R \Psi_R(x), \quad (5)$$

где

$$H_R = R(t) H_D R^+(t) - i R(t) \frac{\partial R^+}{\partial t}. \quad (6)$$

Все другие преобразованные операторы O_R равны

$$O_R = R O R^+. \quad (7)$$

Уравнение (5) эквивалентно первоначальному уравнению (3).

Действительно

$$p_0 \Psi_R(x) = p_0 (R \Psi_D(x)) = H_R R \Psi_D(x),$$

*Значки с греческими буквами принимают значения 0, 1, 2, 3, значки с римскими буквами принимают значения 1, 2, 3.

$$\begin{aligned} R p_0 \Psi_D(x) + \left(i \frac{\partial}{\partial t} R \right) \Psi_D(x) &= \\ &= R H_D R^+ R \Psi_D(x) - i R \frac{\partial R^+}{\partial t} R \Psi_D(x). \end{aligned}$$

Умножая слева на оператор R^+ и учитывая, что $\frac{\partial R^+}{\partial t} R = -R^+ \frac{\partial R}{\partial t}$, приходим к исходному уравнению Дирака (3).

Далее рассмотрим гамильтониан некантованных электрон-позитронных полей, взаимодействующих с классическими электромагнитными полями

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \int \Psi_D^+(x) H_D \Psi(x) d\mathbf{x} = \\ &= \int \Psi_D^+(x) (\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} + \beta m + e \alpha_\mu A^\mu(x)) \Psi_D(x) d\mathbf{x}. \quad (8) \end{aligned}$$

В выражении (8) опущен гамильтониан свободных электромагнитных полей; значок «+» означает эрмитовое сопряжение.

Применим к полям $\Psi_D(x), \Psi_D^+(x)$ унитарное преобразование $R(t)$

$$\Psi_R(x) = R(t) \Psi_D(x); \quad \Psi_R^+(x) = \Psi_D^+(x) R^+(t). \quad (9)$$

Гамильтониан (8) в R -представлении равен

$$\mathcal{H}_R = \int \Psi_R^+(x) H_R \Psi_R(x) d\mathbf{x}. \quad (10)$$

Перейдем в гамильтониане (10) к записи через поля $\Psi_D(x), \Psi_D^+(x)$. Тогда, учитывая (9) и (6), получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_R &= \int \Psi_D^+(x) R^+ \left(R H_D R^+ - i R \frac{\partial R^+}{\partial t} \right) R \Psi_D(x) d\mathbf{x} = \\ &= \int \left[\Psi_D^+(x) H_D \Psi_D(x) - \Psi_D^+(x) i \frac{\partial R^+}{\partial t} R \Psi_D(x) \right] d\mathbf{x}. \quad (11) \end{aligned}$$

Гамильтониан (10) отличается от исходного гамильтониана (8) энергетическим сдвигом $-i \frac{\partial R^+}{\partial t} R$. Этот сдвиг можно использовать в качестве замены стандартных процедур перенормировки массы и заряда электрона (позитрона) в квантовой электродинамике.

Отметим, что лагранжиан некантованных электрон-позитронных и электромагнитных полей

$$\mathcal{L} = \int \Psi_D^+ i \frac{\partial \Psi_D}{\partial t} d\mathbf{x} - \mathcal{H} \quad (12)$$

инвариантен относительно преобразования (4).

2. Компенсация расходящихся выражений в диаграммах собственной энергии электрона и фотона

В качестве унитарного преобразования в выражении (4) выбираем преобразование в виде

$$R(t) = \exp\left(i\beta\omega_m t + i\omega_e e \int \alpha_\mu A^\mu(x) dt\right), \quad (13)$$

где ω_m , ω_e – произвольные числовые параметры, которые могут быть сколь угодно большими. Будем предполагать, что ω_m , ω_e зависят от константы связи e .

Гамильтониан классических полей (11) в R -представлении для преобразования (13) становится равным

$$\mathcal{H}_R = \int \Psi_D^+(x) \left(\mathbf{a}\mathbf{p} + \beta m + e\alpha_\mu A^\mu(x) - \beta\omega_m - \omega_e e\alpha_\mu A^\mu(x) \right) \Psi_D(x) dx. \quad (14)$$

Гамильтониан (14) можно записать как сумму гамильтониана свободных полей H_0 и гамильтониана взаимодействия H_{int} .

$$H_0 = \int \Psi_D^+(x) (\mathbf{a}\mathbf{p} + \beta m) \Psi_D(x) dx, \quad (15)$$

$$H_{int} = \int \Psi_D^+(x) \left(e\alpha_\mu A^\mu(x) - \beta\omega_m - \omega_e e\alpha_\mu A^\mu(x) \right) \Psi_D(x) dx. \quad (16)$$

Далее, учитывая разбиение (14) на (15) и (16), можно стандартными способами провести квантование электрон-позитронных и электромагнитных полей и перейти к квантовой электродинамике.

Если в терминологии [5] определить $-i\Sigma(p)$ как сумму всех одночастично-неприводимых (ОЧН) диаграмм с двумя внешними фермионными линиями, то контрчлен с Δm в гамильтониане взаимодействия КЭД, появляющийся из-за разбиения (1) и компенсирующий расходящиеся выражения в собственно-энергетических частях диаграмм Фейнмана во всех порядках теории возмущений, равен

$$\Delta m = \Sigma(p^2 = m^2). \quad (17)$$

В низжайшем (втором) порядке теории возмущений

$$\Delta m^{(2)} = \Sigma^{(2)}(p^2 = m^2). \quad (18)$$

Очевидно, что если в гамильтониане (16) параметр ω_m выбрать равным

$$\omega_m = \Delta m, \quad (19)$$

то аналогичная компенсация расходящихся выражений в собственно-энергетических частях диаграмм Фейнмана произойдет за счет унитарного преобразования (13) без разбиения массы электрона на «голую» и добавочную части.

В существующей квантовой теории поля водится понятие «голой» и физической (наблюдаемой) констант взаимодействия элементарных частиц (см. равенство (2)). В квантовой электродинамике соотношение между ними определено равенством:

$$e = e_0 Z_3^{1/2}. \quad (20)$$

При конечном наблюдаемом в экспериментах заряде электрона «голый» заряд e_0 и величина Z_3 являются бесконечно большими.

Если определить

$$i\Pi^{\mu\nu}(q) = \left(q^2 g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu \right) \Pi(q^2) \quad (21)$$

как сумму всех ОЧН вставок в фотонный пропагатор, то перенормировочная константа Z_3 равна

$$Z_3 = \frac{1}{1 - \Pi(0)} = 1 + \Pi^{(2)}(0) + \Pi^{(4)}(0) + \dots \quad (22)$$

В формуле (21) q^μ – четырехимпульс фотона.

В нашем случае роль константы Z_3 может выполнить последнее слагаемое в гамильтониане (16), если принять равным

$$\omega_e = 1 - (1 - \Pi(0))^{-1/2}. \quad (23)$$

Тогда это слагаемое, как и Z_3 , будет компенсировать во всех порядках теории возмущений бесконечно большие величины, возникающие при расчетах ОЧН-диаграмм поляризации вакуума. В этом случае нет необходимости разбивать физический наблюдаемый заряд электрона на бесконечно большие «голую» и добавочную части.

Отметим, что слагаемые в показателе \exp в преобразовании (13) не коммутируют друг с другом. В этом случае согласно теореме Хаусдорфа [6], если коммутатор $[S_1, S_2]_- \neq 0$, то

$$e^{i(S_1+S_2)} \neq e^{iS_1} e^{iS_2}. \quad (24)$$

В нашем случае к полям $\Psi_D(x)$, $\Psi_D^+(x)$ необходимо применять суммарное преобразование (13) с двумя слагаемыми в показателе экспоненты.

Заключение

В работе на примере квантовой электродинамики показано, что при использовании унитарного преобразования, зависящего от времени и генерирующего энергетические сдвиги в соответствующих гамильтонианах взаимодействующих квантовых полей, можно во всех порядках теории возмущений избежать перенормировок массы и константы связи электрона (позитрона). В теории остается единственная перенормировочная константа $Z_1 = Z_2$. Полученные результаты применимы и к другим взаимодействиям Стандартной модели, сформулированной в гамильтоновом виде.

Энергетический сдвиг ω_m в гамильтониане (14) физически не наблюдаем (см. дискуссию об этом в [7]). Наоборот, сдвиг ω_e в (14) меняет константу электромагнитного взаимодействия и должен выбираться из условия согласия с экспериментом. В данной работе с самого начала предполагается использование экспериментально наблюдаемых масс и констант взаимодействия частиц со спином 1/2.

Конечно, в теории по-прежнему остается проблема вычисления конечных значений собственных энергий фермионов и эффектов поляризации вакуума. Не исключено, что решения проблемы можно достичь при выборе некоторого унитарного преобразования $R_1(t)$. Применение этого преобразования будет приводить к компенсации беско-

нечно больших величин в собственно-энергетических диаграммах фермионов и в диаграммах поляризации вакуума, а остающиеся конечные значения будут определять искомые величины. Поиск такого преобразования представляется автору актуальным.

Список литературы

1. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969.
2. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980.
3. Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1973.
4. Bjorken J. D., Drell S. D. Relativistic quantum mechanics. McGraw-Hill Book Company (1964) [Дж. Д. Бьеркен, С. Д. Дрелл. Релятивистская квантовая теория. Том 1, 2. М.: Наука (1978)].
5. Peskin M. E., Schroeder D. V. An introduction to quantum field theory. Addison-wesley publishing company, 1995 [Пескин М., Шредер Д. Введение в квантовую теорию поля. РХД (2001)].
6. Hausdorff F. Ber. Verh. Saechs. Akad. Wiss., Leipzig, Math. - Phys. Kl. 1906. Vol. 58. P. 19–48.
7. Gorbatenko M. V., Neznamov V. P. Ann. Phys. (Berlin), 1–6 (2014)/DOI 10.1002/andp.201300218.

Статья поступила в редакцию 22.08.2014

ОСОБЕННОСТИ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПРОЧНОСТИ И КОНЦЕПЦИИ НЕОБРАТИМОСТИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕННОСТИ

С. В. Михайлов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Получена аналитическая зависимость откольной прочности от градиента напряжения в волне растяжения, качественно соответствующая виду экспериментальных зависимостей. Выведен уточненный вариант формулы для определения толщины откола по первому участку убывания скорости свободной поверхности на экспериментальных диаграммах скорость–время. Отмечена неустойчивость результатов определения толщин отколов по этому участку осциллограмм, возможно обусловленная колебаниями значений параметра прочности материала, связанными с малыми вариациями технологии изготовления образцов. Кроме того, показано наличие зон сплошного разрушения между первым откольным слоем и остаточной частью образца. Дана трактовка обнаруженного в экспериментах эффекта убывания толщины откола в процессе его полета с позиции модели необратимого накопления поврежденности материала в процессе ударно-волнового деформирования.

Ключевые слова: ударно-волновое откольное разрушение, акустическое приближение, кинетическая теория прочности, накопление поврежденности.

В докладе [1] на XV Харитоновских чтениях была дана сводка результатов нескольких серий экспериментов по ударно-волновому откольному разрушению бериллия. Результаты этих экспериментов имеют особенности, которым в настоящей работе дается объяснение с точки зрения кинетической теории прочности [2] и представлений в рамках бинарной концепции разрушения [3] о необратимом накоплении поврежденности.

Как известно из результатов экспериментов по откольному разрушению металлов [4], растягивающее напряжение σ , при котором происходит откол, или откольная прочность металлов $\sigma_{\text{отк}}$, зависит от скорости падения напряжения $d\sigma/dt$ за фронтом выходящей на свободную поверхность материала ударной волны (УВ). На самом деле $\sigma_{\text{отк}}$ зависит от градиента напряжения $\nabla\sigma$ в волне растяжения, распространяющейся вглубь образца после выхода на его свободную поверхность УВ со спадающим профилем. В акустическом приближении [5] указанный градиент пропорционален скорости падения напряжения $\nabla\sigma \propto d\sigma/dt$.

Применим представления кинетической теории прочности [2] к описанию зависимостей $\sigma_{\text{отк}}(\nabla\sigma)$. Для этого воспользуемся известной формулой Журкова для долговечности материала τ под действием растягивающего напряжения σ :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}\right). \quad (1)$$

Здесь k – постоянная Больцмана; T – температура; τ_0 , U_0 и γ – константы вещества. Как отмечено в статье [4], в акустическом приближении растягивающее напряжение в сечении будущего откола *постоянно* во времени. Поэтому с помощью формулы (1) в акустическом приближении для откольного процесса можно получить следующую закономерность:

$$\nabla\sigma = \frac{kT}{\gamma c \tau(\sigma_{\text{отк}})}, \quad (2)$$

где $\tau(\sigma)$ берется из (1), а c – объемная скорость звука. Отсюда

$$\sigma_{\text{отк}} = \frac{U_0}{\gamma} + \frac{kT}{\gamma} \ln \left(\frac{c\gamma\nabla\sigma\tau_0}{kT} \right).$$

Полученная логарифмическая зависимость $\sigma_{\text{отк}}(\nabla\sigma)$ качественно соответствует типу приведенных в [4] для ряда металлов экспериментальных зависимостей откольной прочности от скорости падения напряжения $d\sigma/dt$ за фронтом нагружающего ударно-волнового импульса треугольной формы.

Зависимость (2) получается из следующих соображений. Если отсчитывать время от момента выхода УВ на свободную поверхность образца, то откол на расстоянии x от свободной поверхности произойдет в момент времени t :

$$t = \frac{x}{c} + \tau(\sigma(x)).$$

Как известно (смотри, например, [8]), если амплитуда ударной волны превышает удвоенное значение предела Гюгонио, то разгрузка ударной волны до нулевого давления переводит материал в пластическое состояние и соответственно дальнейшее его растяжение при взаимодействии падающей и отраженной волн разрежения происходит также в пластической, а не упругой области. Поэтому при разгрузке таких сильных УВ распространение вызывающей откол волны растяжения по направлению внутрь образца от свободной поверхности происходит с объемной скоростью звука c , а не с продольной скоростью c_l .

Откол произойдет в точке минимума [4]:

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1}{c} + \frac{d\tau}{d\sigma} \frac{d\sigma}{dx} = 0, \quad (3)$$

откуда, с учетом формулы (1), имеем (2). Кроме того, отколы должны успевать происходить и в уже отколовшемся слое в сечениях с координатой $x - \delta x$, значения которой можно найти из следующих соображений. Откол в сечении $x - \delta x$ должен происходить в момент времени $t_{\text{отк}}(x - \delta x) = \frac{x - \delta x}{c} + \tau(x - \delta x)$ через промежутки времени

$$\delta t_{\text{отк}}(\delta x) \equiv t_{\text{отк}}(x - \delta x) - t_{\text{отк}}(x) = \tau(x - \delta x) - \tau(x) - \frac{\delta x}{c} = \tau(x) \left[\exp\left(\frac{\gamma\delta x\nabla\sigma}{kT}\right) - 1 \right] - \frac{\delta x}{c} \quad (4)$$

после откола в сечении с координатой x . Откол в сечениях $x - \delta x$ будет успевать происходить,

если скорость распространения разрушения будет превышать скорость волн сжатия с образуемых в результате отколов свободных поверхностей, т. е. при

$$\frac{d\delta t_{\text{отк}}}{d\delta x} = \frac{1}{c} \left[\exp\left(\frac{\gamma\delta x\nabla\sigma}{kT}\right) - 1 \right] < \frac{1}{c_l},$$

где c_l – продольная скорость звука. Отсюда

$$\delta x < \delta x_* \equiv \frac{kT}{\gamma\nabla\sigma} \ln(c/c_l + 1). \quad (5)$$

Попробуем теперь с помощью данного подхода описать возникновение зоны сплошного откольного разрушения по другую сторону плоскости первоначального откола – по направлению вглубь образца, а не в сторону утонения возникающего откольного слоя. По аналогии с рассмотренным выше явлением утонения возникающего откола (смотри (4)), для зоны сплошного разрушения вглубь образца получаем следующую ($\delta t - \delta y$) зависимость:

$$\begin{aligned} \delta t = t_{\text{отк}}(x + \delta y) - t_{\text{отк}}(x) &= \tau(x + \delta y) - \tau(x) + \frac{\delta y}{c} = \\ &= \frac{\delta y}{c} - \tau(x) \left[1 - \exp\left(-\frac{A\gamma\delta y\nabla\sigma}{RT}\right) \right], \end{aligned}$$

где δy – приращение координаты x , соответствующее возникновению по направлению вглубь образца зоны сплошного разрушения. Соответственно обратная скорость распространения этой волны разрушения

$$\frac{d\delta t}{d\delta y} = \frac{1}{c} - \frac{1}{c} \exp\left(-\frac{A\gamma\delta y\nabla\sigma}{RT}\right) \leq \frac{1}{c_l}.$$

Отсюда
$$\delta y \leq \frac{kT}{\gamma\nabla\sigma} \ln \frac{c_l}{c_l - c}, \quad (6)$$

что для бериллия примерно вдвое больше зоны сплошного разрушения δx_* .

Заметим, что формально из (6) следует бесконечная (т. е. во всю толщину оставшейся части образца) ширина образующейся зоны сплошного откольного разрушения в материалах без упругопластики (в жидкостях). Однако для них в (6) уместно вместо продольной скорости звука c_l подставлять скорость ударной волны $D_{\text{отк}}$, распространяющейся от образующейся плоскости откола. Полагаем в акустическом приближении для материала с «кубической» формой зависимости давле-

ния от плотности [5] $D_{отк} = c + u_{отк}$, где массовая скорость за волной сжатия во фрагментах разрушающегося материала $u_{отк} = \nabla\sigma(x + \delta y)/(pc)$. Отсюда вместо (6) имеем

$$\delta y \leq \frac{kT}{\gamma \nabla\sigma} \ln \frac{\rho c^2}{\nabla\sigma}. \quad (6')$$

Последнее соотношение дает существенно большую при прочих равных условиях ширину зоны сплошного откольного разрушения для неупруго-пластичных материалов (жидкостей) по сравнению с упругими. Еще можно отметить, что как (6), так и (6') дают увеличение ширины зоны δy с уменьшением $\nabla\sigma$.

По поводу определяемой по данным методики VISAR толщины первоначально образующегося откольного слоя в первой серии опытов, описанных в работе [1], заметим следующее. Если определить толщину этого слоя h_0 по интервалу времени Δt_1 от начала движения свободной поверхности образца до минимума скорости перед вторичным ее максимумом на приведенной в [1] осциллограмме скорости свободной поверхности $u_{сн}(t)$, то нужно для этого использовать соотношение

$$\Delta t_1 = \frac{h_0}{c} + \frac{h_0}{c_l} + \tau(h_0),$$

а из (2) –
$$\tau(h_0 + \delta x_*) = \frac{RT}{A\gamma \nabla\sigma},$$

откуда с учетом (5)

$$\tau(h_0) = \frac{RT}{A\gamma c \nabla\sigma} \exp \frac{A\gamma \nabla\sigma \delta x_*}{RT} = \left(\frac{1}{c_l} + \frac{1}{c} \right) \frac{RT}{A\gamma \nabla\sigma};$$

$$h_0 = \frac{\Delta t_1 - \tau(h_0)}{\frac{1}{c} + \frac{1}{c_l}} = \frac{\Delta t_1}{\frac{1}{c} + \frac{1}{c_l}} - \frac{RT}{A\gamma \nabla\sigma}, \quad (7)$$

где h_0 – регистрируемая по первому участку убывания скорости толщина откольного слоя, получаемая по методике VISAR. Таким образом, первоначально образующийся откол, строго говоря, соответствует по толщине не минимуму, определяемому соотношением (3), а несколько смещенной в сторону уменьшения его толщине в соответствии с (7).

Заметим, что толщина откола для второй серии опытов работы [1] определялась в [3] по периоду реверберации упругой волны по первоначально образовавшемуся откольному слою, а не по первому участку убывания скорости на осциллограмме

$u_{сн}(t)$. И понятно, почему авторы работ [1, 4] поступили так: во втором опыте второй серии наблюдается выпадающий из общей закономерности выброс длительности Δt_1 в большую сторону в ~1,5 раза. Возможность такого выброса можно себе представить, исходя из формулы (5). Дело в том, что в книге [2] отмечена для металлов большая чувствительность входящего в эту формулу параметра γ к небольшим вариациям технологии изготовления образцов. Так, изменение температуры отжига в 1,3 раза для чистого алюминия приводила к изменению параметра γ в 1,6 раза (см. табл. 4 из [2]).

Заметим, что толщина откола h_0 , определяемая по первому участку убывания скорости $u_{сн}(t)$, соответствует моменту, когда свободная поверхность образца проходит расстояние $L_0 = \int u_{сн} dt \approx u_{ср0} h_0 / c$, где $u_{ср0}$ – средняя скорость свободной поверхности для первого участка. Толщина откола h_1 , определяемая по периоду реверберации упругой волны по первоначально образовавшемуся откольному слою, соответствует моменту, когда свободная поверхность проходит расстояние $L_1 = L_0 + u_{ср1}(h_0 + h_1)/c_l$, где $u_{ср1}$ – средняя скорость свободной поверхности для участка реверберации, h_1 – толщина откольного слоя в этот момент.

В таблице приведены результаты измерений толщин откольного слоя по первому и второму участку осциллограммы скорости свободной поверхности образца в опытах второй серии, описанных в работе [1] (см. также [6]). При толщинах h_0 в таблице поставлены знаки приближенного равенства, так как они определены без поправки в (7), связанной с запаздыванием разрушения.

Толщины отколов в зависимости от пройденного пути во второй серии опытов работы [1]

Номер опыта	L_0	h_0	L_1	h_1	$h_{рг}$	$h_{мнг}$
	мм					
1	0,35	≈1,0	0,75	1,0±0,1	1,1±0,1	1,2±0,2
2	0,55	≈1,5	1,05	1,0±0,1	1,1±0,1	1,2±0,2
3	0,45	≈1,2	0,95	1,2±0,1	1,2±0,1	1,2±0,2

Обозначения: $h_{рг}$ – толщина откола по данным рентгенографии из [3]; $h_{мнг}$ – толщина откола по данным манганиновой методики из [3].

Таким образом, во втором опыте второй серии экспериментов, описанных в работе [1], получено

уменьшение в $\sim 1,5$ раза толщины откольного слоя с момента его образования до момента, когда свободная поверхность образца дополнительно проходит расстояние $\Delta L = L_1 - L_0 \sim 0,5$ мм. «Доразрушение» откольного слоя происходит в упругой волне сжатия-растяжения. Понять причины такого доразрушения можно с точки зрения модели накопления сдвиговой поврежденности, описанной, например, в [3]. В этой модели вводится критерий разрушения на сдвиговых деформациях – так называемый деформационный запас сдвиговой прочности

$$\epsilon_{кр} = \int |\dot{\epsilon}_{сдв}|^{\max} dt,$$

где $|\dot{\epsilon}_{сдв}|^{\max}$ – максимальный в каждый данный момент модуль скорости накопления сдвиговой деформации в данной точке материала. Ввиду интегрирования модуля процесс накопления критериального параметра необратим. Последнее отличает данную модель от моделей с обратимыми критериями сдвиговых разрушений (например, [7]). Если накопление объемной поврежденности на упругих деформациях растяжения-сжатия разумно считать обратимым, то накопление сдвиговой поврежденности может происходить как на упругом, так и на пластическом участке деформирования, как в фазе растяжения, так и сжатия. Применительно к нашему случаю откольного разрушения к моменту возникновения первоначального откольного слоя (толщиной h_0) в каждом из сечений образца после прохождения по нему волны разрежения со стороны свободной поверхности накапливается некоторое значение критериального интеграла $\int |\dot{\epsilon}_{сдв}|^{\max} dt$, не достигающее, однако, критического значения. И лишь в упругой волне, идущей от возникшей откольной щели к свободной поверхности и обратно в тыльную сторону откольного слоя (т. е. на участке реверберации упругой волны по откольному слою) может происходить дополнительное «доразрушение» материала откольного слоя с его внутренней стороны за счет сдвиговых разрушений (возможность откола при накоплении сдвиговой поврежденности отмечена в [3]). В результате первоначально возникший откольный слой может утоняться.

Можно предположить, что утонение откольного слоя, зарегистрированное в экспериментах первой серии, описанных в работе [1], имеет тот же характер, а именно «доразрушение» откольного слоя происходит при (возможно не одной) реверберации упругой волны после образования пер-

вичного откольного слоя. Если ориентироваться на приведенный в [1] график усредненной зависимости толщины откола от пройденного свободной поверхностью образца пути в этой серии опытов, то за время реверберации упругой волны свободная поверхность проходит дополнительный путь $\sim 1,5$ мм. Успевает ли откольный слой на одном этом периоде реверберации утониться до конечной толщины $\sim 1,5$ мм или дальнейшее его «доразрушение» происходит на последующих периодах реверберации, из данных доклада [1] определить невозможно.

Итак, проведенное рассмотрение особенностей откольного разрушения бериллия на основе представлений о кинетической природе прочности твердых тел позволило дать уточненный вариант (7) формулы для определения толщины откола по первому участку убывания скорости свободной поверхности на осциллограммах $u_{сп}(t)$ и отметить неустойчивость результатов определения толщин отколов по этому участку осциллограмм, возможно обусловленную колебаниями значений параметра γ прочности материала, связанными с малыми вариациями технологии изготовления образцов. Кроме того, показано наличие зон сплошного разрушения между первым откольным слоем и остаточной частью образца. Дана трактовка обнаруженного в экспериментах [1] эффекта убывания толщины откола в процессе его полета с позиции модели необратимого накопления поврежденности материала в процессе ударно-волнового деформирования.

Список литературы

1. Аринин В. А., Батьков Ю. В., Крючков Д. В. и др. Особенности откольного разрушения в бериллии при взрывном нагружении // Сб. докл. на XV Харитоновских чтениях «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С. 446–451.
2. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
3. Вершинин В. Б., Михайлов С. В., Соколов С. С. Бинарный критерий разрушения для упругопластических сред / Сб. «Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2003. Вып. 5. С. 90–99.
4. Златин Н. А., Иоффе Б. С.. О временной зависимости сопротивления отрыву при отколе // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 8. С. 1740–1744.

5. Забабахин Е. И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 1997.

6. Arinin V. A., Kryuchkov D. V., Ogorodnikov V. A., Raevsky V. A., Panov K. N., Peshkov V. V., Skokov V. I., Tyupanova O. A.. Spall fracture of beryllium under shockwave loading // AIP Conf. Proc. 1426 «Shock Compression of Condensed Matter – 2011», 2012. P. 1073–1076.

7. Киселев А. Б. Математическое моделирование динамического деформирования и комбинированного микроразрушения термоупруговязкопластической среды // Вестник Моск. ун-та. Серия 1: Математика. Механика. 1998, № 6. С. 32–40.

8. Канель Г. И. Искажение волновых профилей при отколе в упругопластическом теле // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 2. С. 1–5.

Статья поступила в редакцию 16.07.2014

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРЕДОТВРАЩЕНИЯ СТОЛКНОВЕНИЯ АСТЕРОИДА АПОФИС С ЗЕМЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ

А. К. Шаненко

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Оценивается возможность предотвращения столкновения опасных космических объектов, в частности астероида Апофис, с нашей планетой с помощью ядерных взрывов. Рассматриваются два варианта воздействия: сообщить импульс, способный отклонить его траекторию на безопасное расстояние от Земли, или разрушить мощным взрывом на осколки, достаточно мелкие, чтобы встреча их с Землей не привела к катастрофе. Рассмотрена динамика разрушения астероида. Приводится распределение его осколков по размеру после воздействия ядерным зарядом определенного энерговыделения.

В итоге делается вывод, что для исключения опасного столкновения нашей планеты с астероидом Апофис необходимо заблаговременное упреждающее воздействие ядерными взрывами.

Ключевые слова: астероиды, перехват, отклонение, разрушение, удельная энергия разрушения.

В последнее время выяснилось, что на ближайшие два десятилетия наибольшую опасность для Земли представляют астероиды Апофис (диаметр – 340 м, масса – 50 млн. т) и 2012 DA14 (диаметр – 60 м). Серии наблюдений позволили определить предварительные их орбиты. Вычисления показали, что Апофис пройдет в критической близости от Земли в апреле 2029 г. Его второе сближение с Землей произойдет в 2036 г. При этом вероятность столкновения будет очень высока в случае, если при первом сближении в 2029 г. астероид окажется на расстоянии в 30404,5 км от нашей планеты (www.knlife.ru, 2010; <http://ru.wikipedia.org>, 2010).

Уникальная орбита астероида 2012 DA14, повторяющая траекторию движения Земли, позволила ученым РАН назвать объект «условным спутником Земли». Предполагается, что он пролетит на очень близком расстоянии – 26 тыс. 900 километров – от Земли, т. е. ниже орбит геостационарных спутников. Есть ненулевая вероятность столкновения с Землей.

Основное внимание в статье уделено ликвидации угрозы столкновения с Землей астероида Апофис.

Предотвращение столкновения астероидов с Землей можно представить в двух вариантах:

– орбита астероида известна, встреча с ним прогнозируется заранее и есть возможность заблаговременно предпринять действия по его перехвату, т. е. предотвратить угрозу;

– астероид обнаруживается неожиданно на небольшом расстоянии от Земли и меры по его перехвату приходится принимать в условиях ограниченного ресурса времени.

В обоих случаях предлагается использование ядерных зарядов с целью сообщить астероиду, обнаруженному на достаточном удалении от Земли, импульс, способный отклонить его траекторию на безопасное расстояние от Земли или разрушить астероид мощным взрывом на части, достаточно мелкие, чтобы встреча их с Землей не привела к катастрофе.

Общим для обоих случаев является необходимость применения мощных ядерных зарядов (ЯЗ) и ракетно-космических систем для доставки их к цели, а также эффективных средств космического мониторинга. Земляне обладают всеми этими средствами в полной мере и постоянно совершенствуют их с использованием достижений науки и техники.

С целью изучения поражающего воздействия ЯЗ на опасный космический объект (ОКО) необходимо проведение лабораторных модельных экспериментов и физико-математического моделирования процессов, связанных с взрывными воздействиями на ОКО.

Ниже рассмотрены возможные варианты предотвращения астероидной угрозы для нашей планеты.

В статьях [1, 2] была показана возможность использования ядерных взрывов для перехвата ОКО с целью отклонения их траектории или дробления при защите Земли от ожидаемого столкновения.

Путем аналитических исследований было показано, что для отклонения траектории астероида на расстояние L от точки падения с помощью взрыва на его поверхности под углом θ к направлению на Землю ему необходимо энерговыделение (рассматриваем случай $\theta = \pi/2$)

$$E_{\perp} = \left(\frac{2ML}{T\sqrt{4,2\pi a^2 b \rho \mu_0 \cdot 10^9}} \right)^{1/0,9} = 1,85 \cdot 10^{-7} \left(\frac{ML}{T\sqrt{\rho}} \right)^{1/0,9} \text{ [кТ]}, \quad (1)$$

где M – масса ОКО, T – время до падения, ρ – плотность породы, a и b – параметры. Величины в соотношении (1) выражены в единицах метр-тонна-секунда (1 кТ ТЭ = $4,2 \cdot 10^{12}$ Дж). На рис. 1 приведена зависимость, полученная с помощью расчетов по выражению (1).

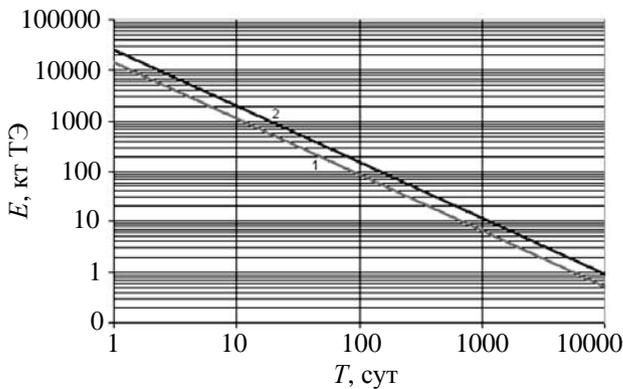


Рис. 1. Зависимость необходимого энерговыделения ядерного взрыва от ожидаемого времени до столкновения с Землей для отклонения центра масс астероида Апофис на три радиуса Земли (1); на пять радиусов (2)

Как следует из рисунка, при семилетнем резерве времени (2555 суток) энергозатраты составят 2,4–4,2 кТ ТЭ.

Рассмотрим тактику перехвата ОКО при ограниченном ресурсе времени после его обнаружения (рис. 2).

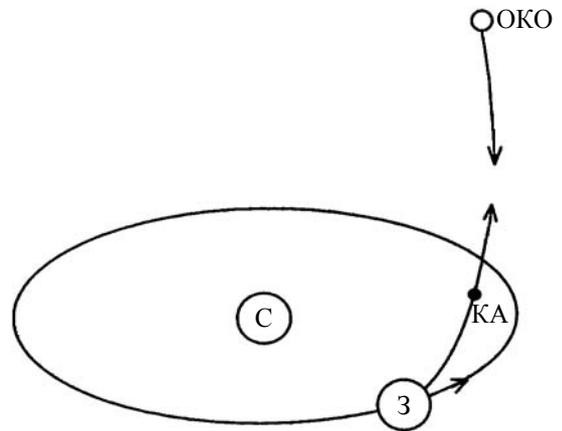


Рис. 2. Траектория типа «перехвата» при ограниченном ресурсе времени после его обнаружения. С – Солнце, З – Земля, КА – космический аппарат, ОКО – опасный космический объект

По данным работы [3] ОКО размером ≈ 100 м может быть обнаружен наземными оптическими средствами на расстоянии порядка миллиона километров, при этом разрешающая способность оптических приборов $\delta \approx 10^{-7}$ рад. Если астероид диаметром d движется со скоростью относительно Земли $V_{отн}$, то он будет обнаружен за время $T^* = d/V_{отн} \delta$ до столкновения.

Пусть в момент обнаружения с Земли в направлении на ОКО стартует перехватчик с ядерным зарядом. Его расстояние относительно центра Земли $r(t)$ описывается уравнениями:

$$\frac{dr}{dt} = W \quad \frac{dW}{dt} = -\frac{W_k^2 r_0}{2r^2}, \quad (2)$$

где W – скорость перехватчика; $W_k = \sqrt{2gr_0}$ – вторая космическая скорость; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ – ускорение силы тяжести на поверхности Земли; r_0 – радиус Земли. Начальные условия – $t = 0, r = r_0, W = W_0$.

Для перехвата астероида на достаточно большом расстоянии от Земли необходимо, чтобы перехватчику была сообщена скорость, превышающая вторую космическую, $W_0 > W_k$. Решая систему, находим время от момента взрыва до ожидаемого падения ОКО:

$$T = T^* \left(1 + \frac{\sqrt{W_0^2 - W_k^2}}{V_{\text{отн}}} \right)^{-1} = \frac{d}{V_{\text{отн}} \delta} \left(1 + \frac{\sqrt{W_0^2 - W_k^2}}{V_{\text{отн}}} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Полученные соотношения являются оценкой предельных возможностей коррекции траектории астероида с помощью взрыва, предполагающей немедленное обнаружение, оценку параметров (размер, удаленность, скорость) и старт перехватчика в момент появления ОКО в пределах области его обнаружения.

Пусть в гелиоцентрической системе координат ОКО движется со скоростью $V_{\text{ОКО}}$ по нормали к орбите Земли, скорость которой $V_3 = 30$ км/с. Скорость ОКО относительно Земли $V_{\text{отн}} = (V_{\text{ОКО}}^2 + V_3^2)^{1/2}$. Рассмотрим случай $V_{\text{ОКО}} = V_3$, $W_0 = 0,5V_3$.

В табл. 1 приводятся результаты оценок энерговыделения ядерных зарядов, применяемых в условиях ограниченного ресурса времени после обнаружения ОКО, для отклонения траектории ОКО на два радиуса Земли ($12,8 \cdot 10^3$ км).

Как видно из таблицы, в условиях дефицита времени требуется заметно большее энерговыделение, чем в условиях, когда ОКО находится под наблюдением и выбирается тактика воздействия на них.

При оценке разрушения использовалась модель Glenn L. A., Grady D. E. [4, 5] в основе которой лежит концепция, базирующаяся на соотношении баланса между поверхностной и кинетической энергией при расширении тела после динамического нагружения. Из энергетических соотношений определяется средний радиус фрагментов ξ расширяющегося жидкого тела в зависимо-

сти от его начального кинематического состояния, заданного плотностью ρ и скоростью изменения плотности $\dot{\rho}$.

$$\xi = 3 \left(\frac{10\rho\gamma}{3\dot{\rho}^2} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где γ – коэффициент поверхностного натяжения.

В твердом теле фрагментация происходит путем развития трещин, при этом $\gamma = K_{\text{кр}}^2 / 2\rho c^2$, где $K_{\text{кр}}$ – критическое значение коэффициента интенсивности напряжений в устье трещины при одноосной деформации, c – скорость звука в породе.

На самом деле, как показывают эксперименты, описанные в работах [6, 7] разрушение нагруженных тел не происходит на фрагменты одинакового размера. На рис. 3, взятом из указанных работ, представлена зависимость числа фрагментов базальтовой мишени от отношения массы осколка M к полной массе мишени M_t .

Как видим, по оси X откладывается отношение массы осколка к полной массе мишени, а по оси Y – число осколков, соответствующих тому или иному уровню фрагментации. Для нас представляет интерес результат опыта (светлые кружки) Nakamura и Fujiwara [8].

Анализируя зависимость, необходимо обратить внимание на следующие параметры, используемые при исследовании разрушения. Это отношение энергии, переданной мишени, к полной ее массе (удельная энергия) E/M_t , f_l – отношение массы самого большого фрагмента, оставшегося после разрушения, к полной массе мишени, Q^* – специфическая энергия на единицу массы мишени, приводящая к катастрофическому разрушению ($f_l - 0,5$).

Как видно из рис. 3, удельная энергия $E/M_t \approx 3604$ Дж/кг приводит к уровню разрушения базальтовой мишени ($R \approx 10$ см), равному $f_l \approx 0,31$.

Таблица 1

Энерговыделения ЯЗ, воздействующих на ОКО

$R_{\text{ОКО}}$, м	$M_{\text{ОКО}}$, т	$V_{\text{ОКО}}$, км/с	V_3 , км/с	T , с	$V_{\text{отн}}$, км/с	E_{\perp} , кт ТЭ
10	$1,42 \cdot 10^4$	30	30	$3,8 \cdot 10^3$	$30\sqrt{2}$	32
100	$1,42 \cdot 10^7$	30	30	$3,8 \cdot 10^4$	$30\sqrt{2}$	$5,34 \cdot 10^3$
1000	$1,42 \cdot 10^{10}$	30	30	$3,8 \cdot 10^5$	$30\sqrt{2}$	$8,9 \cdot 10^5$

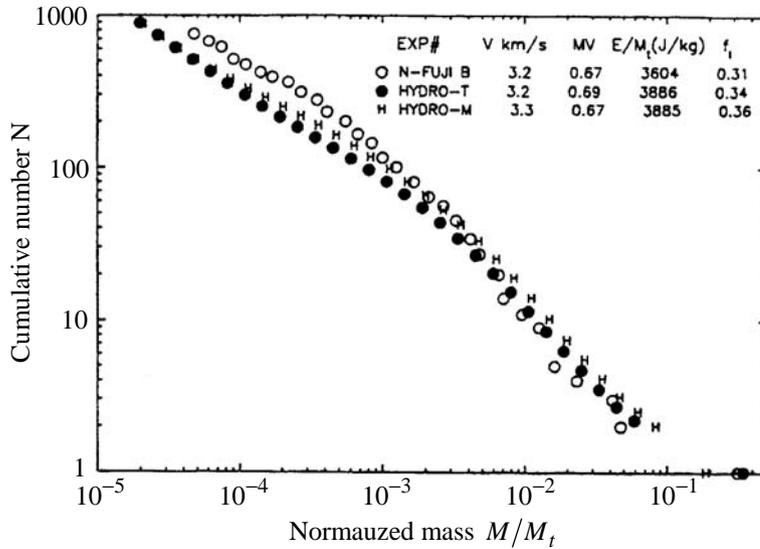


Рис. 3. Типичное распределение по относительной массе M/M_t осколков базальтовой мишени в экспериментах (светлые кружки) и в компьютерном расчете с использованием модели Grady D.E., Kipp M. E.

Необходимо отметить, что в связи с невозможностью проведения экспериментов на полномасштабных моделях (астероиды), будем полагать, что процессы разрушения на базальтовых мишенях малых размеров в лабораторных экспериментах будут аналогичны и для больших космических тел, состоящих из базальта, при воздействии на них взрывами с одинаковой удельной энергией.

На рис. 4 приведена зависимость f_1 от значения E/M_t для базальта.

В связи с тем, что по данным астрономических исследований Апофис имеет плотность при-

близительно 3 т/м^3 , мы полагаем, что он состоит из базальта.

Согласно указанной зависимости, полученной на основании данных [6, 7], оценка энерговыделения ядерного взрыва, приводящего к разрушению астероида Апофис с $f_1 \sim 0,3$, дает значение $E \approx 1 \text{ Мт ТЭ}$. При этом учитывается, что при взрыве на поверхности космического тела коэффициент передачи энергии составляет (5–7) % от энергии взрыва. Пролонгация зависимости (см. рис. 4) дает возможность оценить энерговыделение для разрушения Апофиса с $f_1 \sim 0,2$. Оно составляет $E \approx 6 \text{ Мт ТЭ}$.

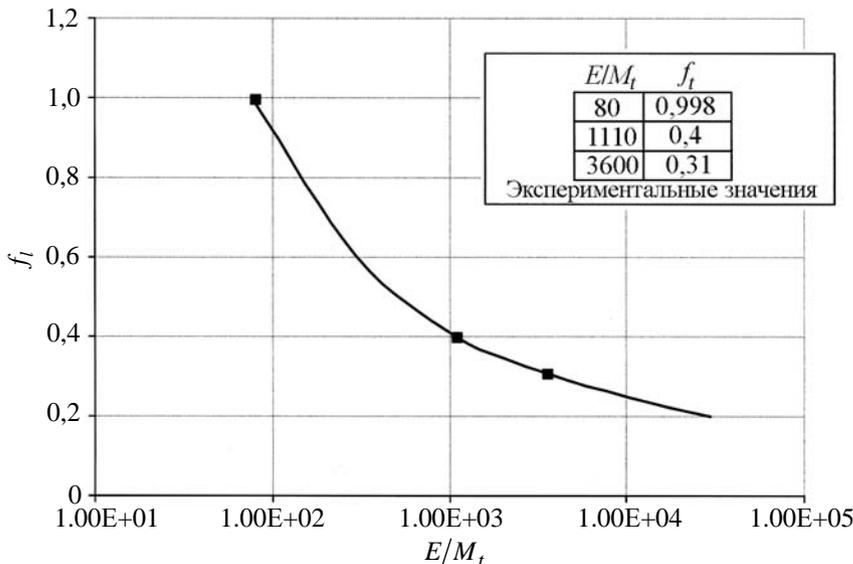


Рис. 4. Зависимость f_1 от значения E/M_t (Дж/кг) для базальта

Из зависимости, приведенной на рис. 3, получена зависимость числа фрагментов разрушенного астероида Апофис от их радиуса для случаев $f_l \sim 0,2$ и $f_l \sim 0,3$ (рис. 5).

Как видно из зависимости, после первого воздействия ядерным зарядом на Апофис образуются фрагменты: радиусом $R \sim 100$ м всего один, радиусом $R \sim 60$ м – два и радиусом $R \sim 35$ м – порядка десяти. Наиболее опасные для нашей планеты первые три осколка. Они должны быть также разрушены. Для этого понадобится дополнительно 3–4 носителя с ЯЗ энерговыделения 1–6 Мт ТЭ. В итоге, как показывают оценки, такое последовательное воздействие приведет к образованию совокупности осколков, радиусы которых будут лежать в диапазоне $0 < R < 40$ м. При этом образуется около 15 осколков радиусом близким к 40 м. Такие фрагменты, как будет показано ниже, в значительной степени разрушаются атмосферой Земли, и их остатки сгорают, не достигнув ее поверхности.

Необходимо также отметить, что фрагменты расколотой мишени имеют примерно на 50 % меньшую прочность, чем исходное тело [6, 7]. Это, в свою очередь, приведет к дроблению на более мелкие фракции. К тому же средняя наиболее вероятная скорость разлета продуктов фрагментации от воздействия ЯЗ составляет $V_{фр} \approx 1$ м/с [6, 7],

что приведет за семь лет (2029–2036 гг.) к размыванию в поперечнике их скопления до радиуса более $2 \cdot 10^5$ км, что существенно превышает радиус Земли (6378 км).

В связи с этим вероятность попадания на нашу планету такого осколка невелика. В случае же вхождения в атмосферу Земли произойдет значительное его разрушение из-за аэродинамического сопротивления.

Основные результаты процесса фрагментации осколка радиусом 40 м в атмосфере Земли приведены в табл. 2 [9]. Рассматривается форма астероида: сфера – С и параллелепипед – П.

Как следует из таблицы, итогом фрагментации в атмосфере Земли одного из осколков астероида Апофис, образовавшегося после воздействия ядерным взрывом и имеющего радиус около 40 м, будет скопление многочисленных фрагментов с $D_n \sim 6–12$ см, числом до $10^8–10^9$ и располагающихся на высоте порядка $z_n \sim 34–38$ км в площади круга радиусом 35 м с нормалью сонаправленной маршевой скорости $V \sim 26$ км/с. Иными словами, возникает так называемое поле болидов.

В монографии [10] рассмотрены задачи о прямой торможении болида в верхних слоях атмосферы Земли и его абляция.

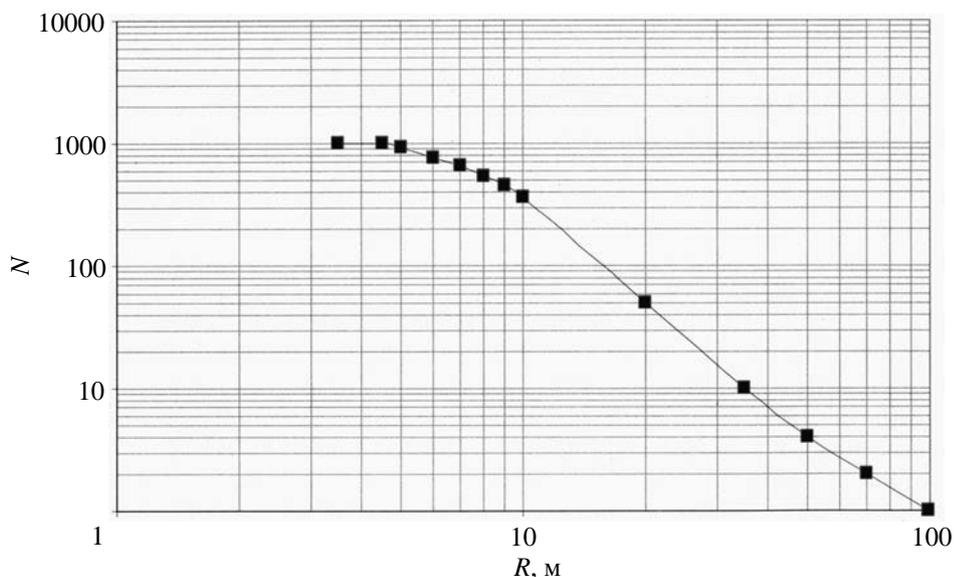


Рис. 5. Зависимость числа фрагментов N , разрушенного астероида Апофис от их радиуса R для случаев $f_l \sim 0,2$ и $f_l \sim 0,3$

Таблица 2

Параметры фрагментации осколка радиусом 40 м

Форма астероида	V_1 , м/с	z_1 , км	n	m	V_n , м/с	z_n , км	t_{fr} , с	δU_n , %	$V_{\eta n}$, м/с	R_n , км
С	29999,7	64,0	30	$1,07 \cdot 10^9$	26264,5	35,1	0,98	23,3	77,6	0,027
П	29999,7	65,7	30	$1,07 \cdot 10^9$	26101,1	36,7	0,98	24,3	59,1	0,019
С	29999,6	64,0	29	$5,37 \cdot 10^8$	26264,4	36,0	1,34	23,3	73,1	0,036
П	29999,6	65,7	29	$5,37 \cdot 10^8$	26101,0	37,6	1,35	24,3	55,7	0,025
С	29999,4	64,0	28	$2,68 \cdot 10^8$	26264,3	37,0	1,83	23,3	68,9	0,049
П	29999,4	65,7	28	$2,68 \cdot 10^8$	26100,9	38,5	1,84	24,3	52,5	0,033

В табл. 2 V_1 , V_n – начальная и конечная скорость фрагмента, n – количество фрагментаций, m – количество фрагментов, z_1 , z_n – высота начала и конца фрагментации, δU_n – относительная доля энергии фрагментов, выделяющейся в атмосфере, $V_{\eta n}$, R_n – скорость и радиус разлета фрагментов.

Согласно монографии уравнения метеорной физики в безразмерных переменных после исключения из них времени имеют вид:

$$m \frac{dv}{dy} = \alpha \rho v s; \quad \frac{dm}{dy} = 2\alpha \beta_1 \rho v^2 s. \quad (5)$$

Масштабом скорости v , массы m и площади миделева сечения тела s выбраны их значения при входе в атмосферу, которые, как сказано выше, обозначаются индексом e . Масштабами высоты полета y и плотности атмосферы ρ служит высота однородной атмосферы h_0 (около 8 км) и значения плотности на уровне моря соответственно.

В уравнения входят два безразмерных параметра:

$$\alpha = \frac{1}{2} C_d \frac{\rho_0 h_0 S_e}{M_e \sin \gamma}, \quad \beta_1 = \frac{C_h V_e^2}{2 C_d H^*}. \quad (6)$$

Параметр α называется коэффициентом торможения. Он пропорционален отношению массы столба атмосферы с поперечным сечением S_e вдоль траектории к массе тела. β_1 – параметр уноса массы. Он пропорционален отношению доли кинетической энергии единицы массы тела, поступающей к телу в виде тепла, к эффективной энтальпии испарения.

Для получения аналитического решения уравнений (5) принимаются также два условия: $\rho = \exp(-y)$ (барометрическая зависимость для изотермической атмосферы) и $S = m^\mu$, $\mu = \text{const}$ (режим абляции). Тогда решение уравнения (5) с начальными условиями $y = \infty$, $v = 1$, $m = 1$ имеет вид:

$$m = \exp \left[-\beta_1 (1 - v^2) \right], \quad y = \ln \alpha + \beta - \ln \frac{\Delta}{2};$$

$$\Delta = \overline{Ei}(\beta) - \overline{Ei}(\beta v^2), \quad \overline{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t dt}{t}; \quad (7)$$

$$\beta = (1 - \mu) \beta_1.$$

Величина параметра μ характеризует возможную роль вращения в полете. $\mu = 0$ – вращение отсутствует, $\mu = 2/3$ – абляция тела за счет вращения, происходит равномерно по всей поверхности, так что коэффициент формы тела $A = S/W$ (отношение площади миделева сечения к объему) сохраняется. Мы будем рассматривать вариант $\mu = 0$.

В работе [11] уделяется внимание идентификации динамических параметров болидов по фотометрическим измерениям, проводимым в Канадской и Прерийской (США) сетях. Осуществляется это путем аппроксимации данных наблюдений методом наименьших квадратов, т. е. максимального приближения экспериментальной траектории болида к теоретической траектории, полученной при оптимальном наборе параметров α и β_1 .

В нашем случае задача противоположная. В связи с известными массово-габаритными характеристиками рассматриваемых тел и скоростью их движения в атмосфере возможно рассчитать по соотношению (6) параметры α и β_1 , характеризующие торможение и абляцию метеорного тела в атмосфере. Известно [10], что значение эффективной энтальпии достаточно крупных болидов ($M_e > 5$ кг) лежат в относительно узких пределах от 1000 до 2000 Дж/г. С уменьшением массы раз-

брос значений возрастает, хотя большинство болидов имеют значение H^* в тех же пределах.

Принимая значение $C_d \approx 1$, $C_h \approx 0,1$ согласно [11], значение скорости движения болида в атмосфере $V = 25$ км/с получим значение $\alpha \approx 12$, значение $\beta_1 \approx 7,5 - 15$.

Наконец, рассмотрим значения высоты погасания метеора, которые получаются из условия $m_t = 0$ или $v = v_t$ с использованием полученных значений α и β_1 .

Простые выражения для высоты погасания y_t получаются, если воспользоваться асимптотическим выражением для решения (7) при $\beta_1 \gg 1$:

$$v = 1, \quad m = 1 - 2\alpha\beta_1 \exp(-y). \quad (8)$$

В случае (8) высота погасания определяется из условия $m_t = 0$

$$y_t = \ln(2\alpha\beta_1). \quad (9)$$

Вычисления показали, что $y_t = h/h_0 \approx 4,3$, т. е. $h \approx 34$ км. Поток болидов в количестве $10^8 - 10^9$, возникший на высотах 37–38 км, по результатам оценок сгорает на высоте 34 км. На рис. 6 представлена примерная картина, которая может возникнуть при этом в атмосфере Земли. Иными словами, имеется цилиндрический объем с радиусом основания 35 м и образующей 4000 м, содержащий каменную пыль с плотностью $0,046$ т/м³. Скорость каждой пылинки 25 км/с, и их векторы почти сонаправлены. Высота над Землей переднего торца цилиндра 34–35 км.



Рис. 6. Поток болидов в атмосфере Земли

В дальнейшем предполагается провести исследование движения по направлению к Земле та-

кого сгустка вещества (частички, молекулы, атомы, ионы) с очень большой кинетической энергией и оценить последствия воздействия на Землю.

Обсуждение результатов

Для исключения опасного столкновения нашей планеты с астероидом Апофис, что может вызвать крупномасштабную региональную катастрофу, необходимо заблаговременное упреждающее воздействие ядерными взрывами. Это предпочтительно сделать в 2029 г., когда астероид после сближения с Землей будет уходить от нее до 2036 г. Одним из вариантов воздействия будет сообщение Апофису импульса, способного отклонить его траекторию на безопасное расстояние от Земли. Но этот способ воздействия, на наш взгляд, менее надежен, чем разрушение астероида и рассредоточение его фрагментов по объему, имеющему радиус, значительно превышающий радиус Земли.

Для второго варианта, как показали оценки, понадобится около четырех-пяти ядерных зарядов с энерговыделением 1 Мт ТЭ и столько же носителей. Возможным сценарием воздействия может также стать использование зарядов с энерговыделением 6 Мт ТЭ, что приведет к более высокому уровню разрушения ($f_l \sim 0,2$) и к фрагментации на осколки меньших размеров.

Необходимо исследовать также с помощью лабораторных экспериментов возможность группового воздействия на астероид Апофис ядерными взрывами.

Очень важным аспектом предотвращения астероидно-кометной опасности являются вопросы эффективности воздействия ядерным оружием на опасные космические объекты. Для решения этой проблемы необходимо создание ЯЗ высокой надежности при использовании их в условиях космоса с энерговыделениями от единиц тонн до десятков мегатонн. Тактика воздействия ЯЗ на опасные космические объекты должна выбираться согласно информации об их орбитальных и геофизических характеристиках.

Для более детальных исследований разрушающего воздействия ядерных взрывов на опасные космические тела необходимы ряд лабораторных экспериментов с использованием легкогазовых пушек ЛГУ-16 для метания высокоскоростных элементов и моделирующих взрывов с целью воздействия на объекты исследования, имитирующие структуру астероида.

Немаловажным аспектом проблемы является также физико-математическое моделирование процессов, связанных с взрывными воздействиями на ОКО и взаимодействием его осколков с атмосферой, в целях обеспечения требуемой эффективности взрывов, а также оценки опасности последствий этих воздействий для Земли.

Проблема ОКО реальна, в мире ею занимаются всерьез, и Россия не может оставаться в стороне от общего развития.

Список литературы

1. Заграфов В. Г., Шаненко А. К. Использование ядерных взрывов для перехвата опасных космических объектов // Атомная энергия. 1996. Т. 80. Вып. 4. С. 293–300.

2. Заграфов В. Г., Шаненко А. К., Рыжанский В. А. Применение ядерных взрывов для воздействия на малые космические тела в случае опасности столкновения с Землей // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 5. С. 134–139.

3. Багров А. В., Микиша М. А., Рыхлова Л. В., Смирнов В. А. Оценка возможности раннего обнаружения опасных космических объектов наземными оптическими средствами с целью предотвращения их столкновения с Землей // Тез. докл. Межд. конф. «Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94)». Ч. I. 26–30 сентября 1994 г., г. Снежинск. С. 80.

4. Grady D. E. Local inertial effects in dynamic fragmentation // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. P. 322–325.

5. Glenn L. A., Chudnovsky A. Strain-energy effects on fragmentation // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59(4). P. 1379–1380.

6. Ryan E. V. Asteroid Fragmentation and Evolution of Asteroids // Annual Review of Earth and Planetary Sciences. 2000. Vol. 28. P. 367–389.

7. Ryan E. V. and Melosh H. J. Impact fragmentation: From the laboratory to asteroids // Icarus. 1998. Vol. 133(1). P. 1–24.

8. Nakamura A. and Fujiwara A. Velocity distribution of fragments formed in a simulated collisional disruption // Icarus. 1991. Vol. 92. P. 132–146.

9. Иванов А. Г., Рыжанский В. А. Хрупкие разрушения метеороидов в атмосферах планет. Монография. Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.

10. Стулов В. П., Мирский В. Н., Вислый В. И. Аэродинамика болидов. М.: Наука – Физматгиз. 1995.

11. Грицевич М. И., Попеленская Н. В. Траектории метеоров и болидов при больших параметрах уноса массы // Докл. АН РФ. 2008. Т. 418. Вып. 4. С. 477–481.

Статья поступила в редакцию 16.07.2014

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ КОМПАКТИРОВАНИЯ ПОВРЕЖДЕННОЙ МЕДИ

**И. Р. Трунин^{1,2}, И. А. Терешкина^{1,2}, А. М. Подурец^{1,2}, В. Г. Симаков², В. А. Брагунец²,
И. Н. Кондрохина², А. В. Воронин², А. Н. Баландина²**

¹СарФТИ НИЯУ «МИФИ», 607186, г. Саров Нижегородской обл.

²ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Выполнен полный цикл работы по исследованию откольного разрушения и компактирования медных образцов, включающий проведение экспериментов и металлографический анализ сохраненных образцов, проведение численных модельных расчетов и сравнение результатов численного моделирования и опытных данных.

Ключевые слова: откольное разрушение, поврежденность, пористая медь, компактирование, металлографический анализ.

Введение

Расчетное описание ударно-волновых явлений в средах с учетом процессов сжатия, растяжения, изменения прочности, разрушения и т. д. остается в настоящее время актуальной задачей.

И если для большинства указанных процессов построены модели уравнений состояния, определяющие уравнения сдвиговой прочности, модели откольного разрушения, то модели компактирования остаются пока на стадии их отработки. И здесь, в первую очередь, важным является не вид математической записи модели, а определение входящих в модель параметров.

В работе рассматриваются два способа оценки одного из основных параметров, входящего во все известные модели компактирования – давления компактирования. Давление компактирования – это граничное значение давления, при котором порошкообразный материал становится сплошным, а в поврежденном образце «залечиваются» внутренние дефекты.

На основании экспериментально-расчетного исследования ударной сжимаемости пористых образцов (первый способ) строилась модель сжатия (компактирования) пористого вещества, которая легла в основу модели компактирования поврежденной среды. Определению параметров этой модели для меди посвящен второй способ, который

был ранее предложен и отработан авторами на образцах из алюминия [1].

1. Определение давления компактирования поврежденной меди по результатам исследования ударной сжимаемости пористой меди

Для решения задачи компактирования поврежденной среды представим поврежденную среду как пористую, состоящую из сплошного вещества – матрицы и пор, и предположим, что материал становится пористым в результате волновых процессов, произошедших в первоначально сплошной среде. Тогда исследование процесса компактирования поврежденной среды сводится к изучению ударной сжимаемости пористого материала в области низких давлений, когда поры нельзя считать полностью закрытыми. В этой области малых давлений процесс сжатия пористых тел отличается от сжатия идеально пористого тела. Напомним, что в случае идеально пористого тела ударные адиабаты центрируются к начальной плотности сплошного вещества (ρ_0), и в холодном пористом теле компактирование (закрытие пор) может быть осуществлено при нулевом давлении. В отличие от идеально пористого тела ударные адиабаты реальных пористых веществ при малых давлениях

центрируются к их начальной плотности $\rho_{00} < \rho_0$, и дожатие пористого вещества до сплошного происходит при конечном, отличном от нуля, значении давления, которое называют давлением компактирования.

Широко известны классические работы по изучению сжимаемости пористых тел с целью получения информации об уравнении состояния веществ [2].

В современных моделях уравнения состояния обычно предполагается, что давление и внутренняя энергия могут быть разделены на упругие (холодные) и тепловые составляющие.

Исследования поведения пористых образцов при достаточно больших давлениях используются главным образом для получения информации о тепловых составляющих уравнения состояния, в частности, о таком важном параметре, как параметр Грюнайзена.

Область низких давлений представляет особый интерес, в том числе и с практической точки зрения, например, при исследовании динамического компактирования предварительно разрушенных и порошкообразных материалов.

В основе современного моделирования свойств пористых тел лежат следующие основные предположения [3]: пористость $k = \frac{\rho_s}{\rho}$ (отноше-

ние плотности матрицы к плотности пористого вещества) является функцией только давления и не зависит от температуры; поры не дают вклада во внутреннюю энергию, т. е. $E = E_s$, где E_s – энергия матрицы. На этих предположениях строилась, например, « $p - \alpha$ » модель [4].

Однако, как было показано в [5], совокупность этих двух предположений влечет за собой как следствие нарушение второго начала термодинамики. На самом деле, наибольшие сомнения вызывает предположение о равенстве энергий $E = E_s$, поскольку кроме внутренней энергии матрицы в пористом теле даже в условиях отсутствия сдвиговой компоненты упругой деформации среды, в целом, присутствует сдвиговая энергия, которая возникает, например, в результате микросдвигов в местах касания пор.

В отличие от « $p - \alpha$ » модели в термодинамической модели [5] дается другое определение внутренней энергии пористого тела. Согласно [5] новая энергия зависит и от уравнения состояния матрицы, и от функции пористости $k(P)$ и имеет вид:

$$E = kE_s + \int_{P_c}^P \frac{dP}{P} W_s, \quad (1)$$

где W_s – энтальпия матрицы, P_c – давление компактирования (закрытия пор).

Если в качестве уравнения состояния матрицы использовать уравнение состояния типа Ми–Грюнайзена с простейшими зависимостями холодных давления $P_{xs}(\delta_s)$ и энергии $E_{xs}(\delta_s)$ от плотности (или от сжатия матрицы δ_s) и с зависимостью тепловой энергии E_{Ts} только от температуры:

$$P_s = P_{xs} + P_{Ts} = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} (\delta^n - 1) + \Gamma \rho_0 \delta E_{Ts}, \quad (2)$$

$$E_s = E_{xs} + E_{Ts} = \frac{c_0^2}{n} \left(\frac{1}{n-1} \delta^{n-1} + \frac{1}{\delta} - \frac{n}{n-1} \right) + E_{Ts}, \quad (3)$$

где ρ_0 – начальная плотность матрицы, c_0 – начальная объемная скорость звука, Γ – параметр Грюнайзена (постоянный), то энтальпия матрицы имеет вид:

$$W_s = \frac{c_0^2}{n-1} (\delta^{n-1} - 1) + (\Gamma + 1) E_{Ts}.$$

Теперь остановимся на выборе функции пористости $k(P)$. Функция пористости, характеризующая сопротивляемость пор сжатию, должна обладать следующими свойствами. Это падающая функция давления от значения $k = k_0 > 1$ при $P = 0$ до $k = 1$ при $P = P_c$. Производная функции $k(P)$ входит под знак интеграла в выражении для энергии пор (1). Поэтому желательно иметь функцию пористости такой, чтобы интеграл вычислялся в конечном виде. Иначе, при расчетах течений (например, расчетах задач компактирования) в каждой точке на каждом временном шаге интеграл пришлось бы считать численно, используя приближенные вычислительные методы, что усложнило бы расчет задачи.

Простейшей и удовлетворяющей всем перечисленным выше условиям функцией является квадратичная:

$$k(P) = 1 + (k_0 - 1) \left(1 - \frac{P}{P_c} \right)^2, \quad (4)$$

где k_0 – начальная пористость.

Таким образом, выбрав уравнение состояния матрицы и функцию пористости $k(P)$, можно разделить энергию и построить ударную адиабату.

1.1. Построение ударных адиабат пористой меди

С энергией в виде (1) и с квадратичной функцией пористости (4) была разработана процедура расчета ударных адиабат пористых материалов [5], реализованная в специальной численной программе.

Для построения ударных адиабат пористой меди воспользовались экспериментальными данными по определению параметров ударного сжатия пористых образцов в области давлений компактирования P_c , т. е. в области тех минимальных давлений, при которых на адиабате заданной пористости плотность при ударном сжатии наиболее близка к нормальной [6–8].

Следует отметить, что экспериментов в интересующей нас области нагружения оказалось не слишком много как для меди, так и для других веществ.

На рис. 1–5 изображены расчетные ударные адиабаты сплошной ($k_0 = 1$) и пористой меди для различных значений начальной пористости k_0 , которые сравниваются с экспериментальными данными (P, ρ) из работ [6–8].

В расчетах использовались следующие параметры уравнения состояния (2), (3): $\rho_0 = 8,93 \text{ г/см}^3$, $c_0 = 3,9 \text{ км/с}$, $n = 5,16$, $\Gamma = 1,96$. Поскольку ударные адиабаты строятся в области малых давлений и, следовательно, температур, будет достаточно использовать параметры УРС при нормальных условиях. При высоких температурах (большие пористости и давления) коэффициент Грюнайзена Γ проявляет тенденцию к уменьшению, поэтому его значение корректировалось для $k_0 > 2$.

Параметры функции пористости P_c и k_0 определяются непосредственно из наилучшего описания расчетами экспериментальных данных.

Известно, что в окрестности давления P_c адиабаты меняют наклон с положительного (на первом участке – до давлений P_c) до отрицательного (при $k > 2$) при больших давлениях. Отсюда вытекает способ определения давлений P_c : увеличивая в экспериментах давление (с минимального) и определяя плотность сжатого вещества, находится точка или окрестность, где адиабата меняет наклон. Это и будет давлением компактирования, которое, как будет показано ниже, зависит от начальной пористости.

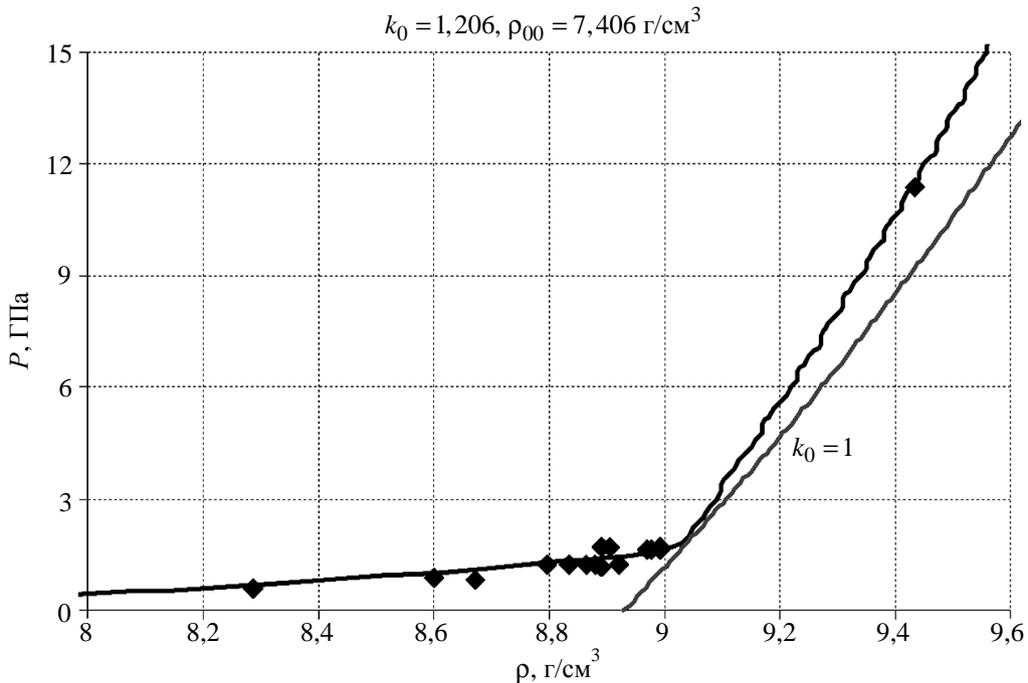


Рис. 1. Расчетная ударная адиабата пористой меди ($k_0 = 1,206$), сплошной меди ($k_0 = 1$) и экспериментальные данные

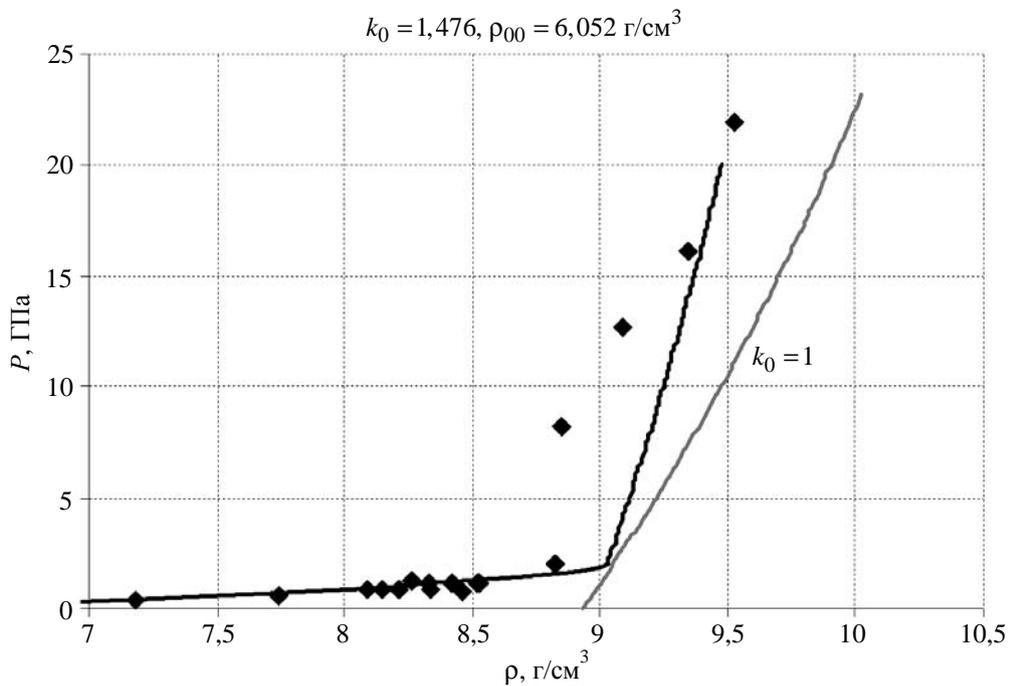


Рис. 2. Расчетная ударная адиабата пористой меди ($k_0 = 1,476$), сплошной меди ($k_0 = 1$) и экспериментальные данные

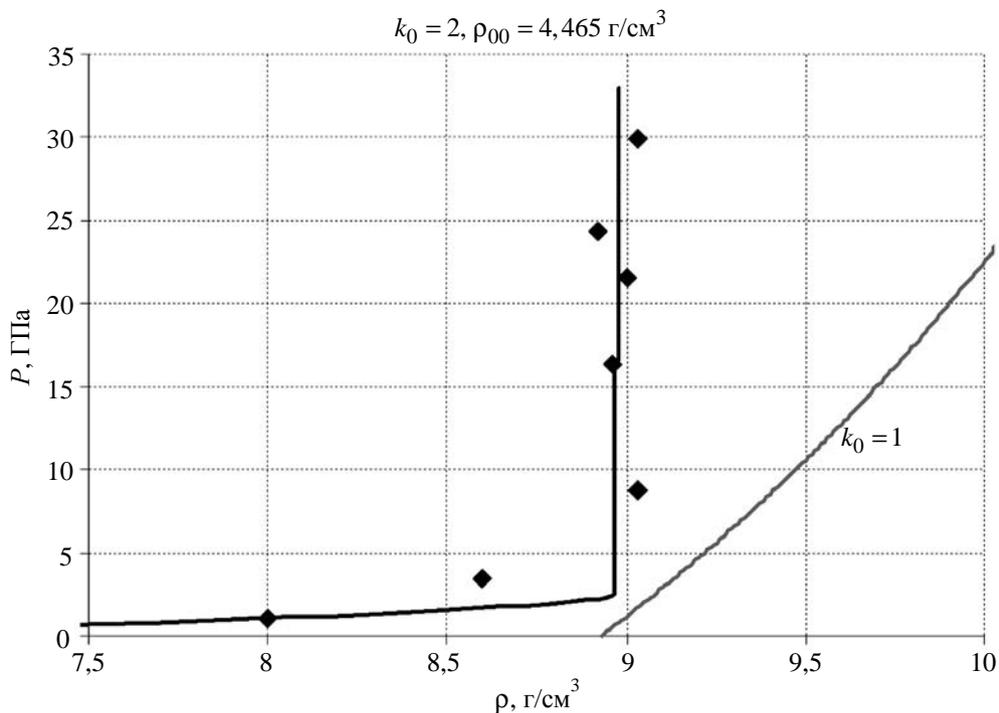


Рис. 3. Расчетная ударная адиабата пористой меди ($k_0 = 2$), сплошной меди ($k_0 = 1$) и экспериментальные данные

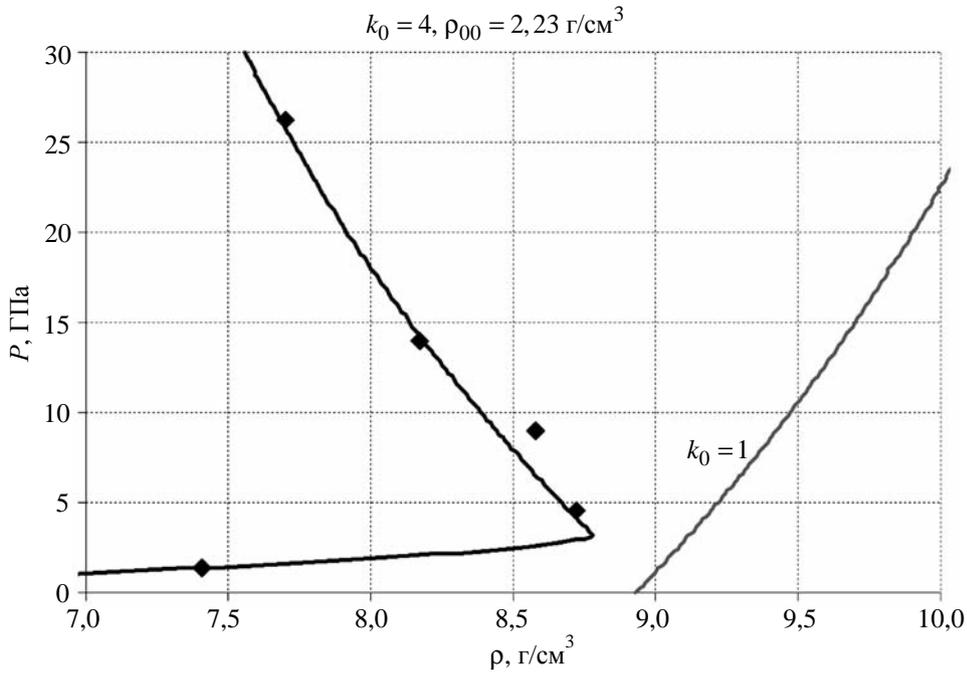


Рис. 4. Расчетная ударная адиабата пористой меди ($k_0 = 4$), сплошной меди ($k_0 = 1$) и экспериментальные данные

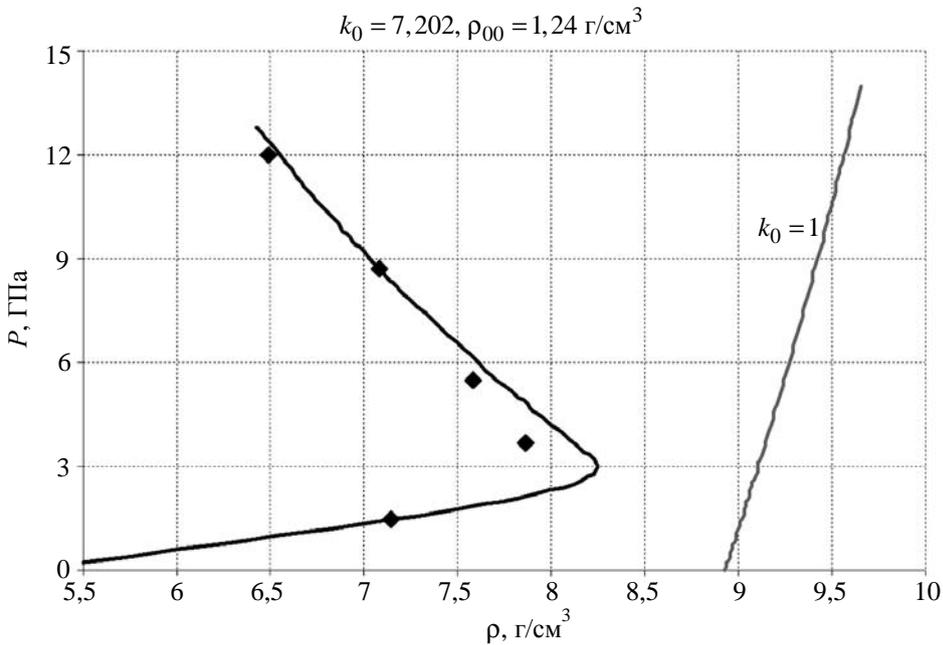


Рис. 5. Расчетная ударная адиабата пористой меди ($k_0 = 7,202$), сплошной меди ($k_0 = 1$) и экспериментальные данные

Из рис. 1–5 следует:

1) ударная адиабата пористого вещества состоит из двух ветвей: верхняя (при высоких давлениях) соответствует компактированному веществу, нижняя соответствует неполному закрытию пор. Переход от нижней ветви к верхней происхо-

дит в окрестности точки P_c , которая определяет давление компактирования пористого вещества;

2) с увеличением начальной пористости k_0 точка, соответствующая P_c , дальше отходит от ударной адиабаты сплошного вещества ($k_0 = 1$), и

значение P_c увеличивается. Так, наилучшего описания экспериментальных точек удалось добиться со следующими величинами P_c : при $k_0 = 1,206$ $P_c = 1,9$ ГПа; при $k_0 = 1,476$ $P_c = 2,0$ ГПа; при $k_0 = 2$ $P_c = 2,5$ ГПа; при $k_0 = 4$ $P_c = 3,3$ ГПа; при $k_0 = 7,202$ $P_c = 3,2$ ГПа;

3) при $k_0 > 2$ наклон верхнего участка ударной адиабаты меняется с положительного на отрицательный. Такое аномальное поведение ударной адиабаты связано с сильным разогревом пористых веществ в ударной волне, и доля тепловых энергии и давления может стать столь большой, что плотность сжатого вещества с возрастанием давления уменьшается, т. е. вещество, будучи сильно разогретым, расширяется. Для лучшего расчетного описания экспериментальных данных значение параметра Грюнайзена было уменьшено с $\Gamma = 1,96$ до $\Gamma = 1,33$, что соответствует существующим представлениям об уменьшении Γ при росте температуры.

Рассмотренный способ определения P_c сопряжен с проведением трудоемких экспериментов с пористыми материалами в низкой области давлений нагружения. Кроме того, используя данные об ударной сжимаемости пористых веществ при исследовании компактирования разрушенных материалов, делается предположение, что разрушенный образец имеет равномерную пористую структуру. Однако, как показывают металлографические исследования откольного разрушения, такое предположение не совсем корректно. Поэтому данные, полученные из исследования ударной сжимаемости пористых материалов, могут быть использованы как оценочные значения параметра P_c в задачах компактирования.

2. Определение давления компактирования по результатам экспериментально-расчетного исследования откольного разрушения и последующего компактирования меди

Согласно другому способу давление компактирования P_c определяется как амплитуда ударной волны, в результате прохождения которой по разрушенному образцу происходит его компактирование. Этот способ наиболее приближен к реальному процессу компактирования поврежденной

среды и позволяет кроме определения параметров численной модели провести ее тестирование.

Метод экспериментально-расчетного исследования компактирования был отработан на образцах из алюминия [1]. Согласно этому методу предварительно разрушенные образцы (опыты на откольное разрушение) в дальнейшем компактируются во второй серии ударных экспериментов, поэтому работа разбивается на 2 этапа:

1) на первом этапе проводится серия экспериментов, где в образцах создается внутренняя поврежденность;

2) на втором этапе сохраненные образцы с внутренней поврежденностью повторно нагружаются ударной волной. Таким образом, предварительно разрушенный образец будет компактироваться (будут «залечиваться» внутренние повреждения) проходящей ударной волной.

По такой же методике были проведены исследования компактирования меди.

2.1. Исследование откольного разрушения меди

2.1.1. Постановка экспериментов первого этапа. Схема постановки опытов приведена на рис. 6 (материалы ударника, экрана и кольца – медь, подложка – фторопласт; все размеры сборки приведены на рисунке). Разгон ударника осуществлялся в стволе легкогазовой пушки калибра 37 мм. Скорость полета ударника к мишени (экран+образец+подложка) определялась с помощью специального лазерного устройства, позволяющего проводить измерения скорости снаряда с относительной погрешностью ~1 % в диапазоне скоростей 100 ÷ 500 м/с.

Было проведено 3 эксперимента в одинаковой постановке, изменялась только скорость соударения ударника и мишени – $W_{уд} = 159, 198, 225$ м/с.

Выбор постановки опытов (размеры сборки, материал подложки, скорости соударения) определялся созданием в срединном сечении образца условий для возникновения растягивающих напряжений и необходимостью сохранения образцов для их дальнейшего металлографического анализа. Предварительно постановка экспериментов отрабатывалась численно по многомерной программе [9]. На рис. 7 для одной из рассматриваемых задач приведены результаты двумерного численного моделирования.

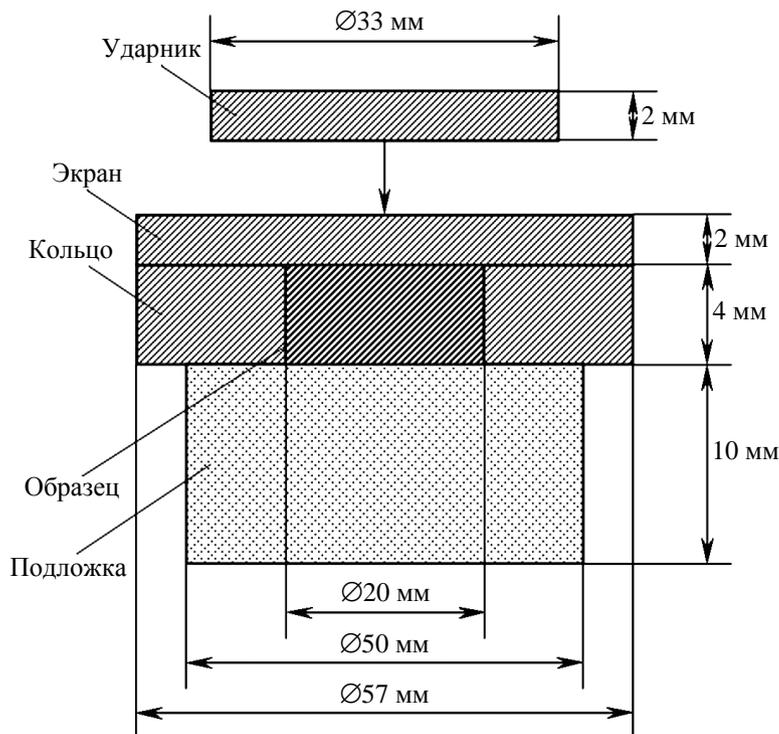


Рис. 6. Схема эксперимента

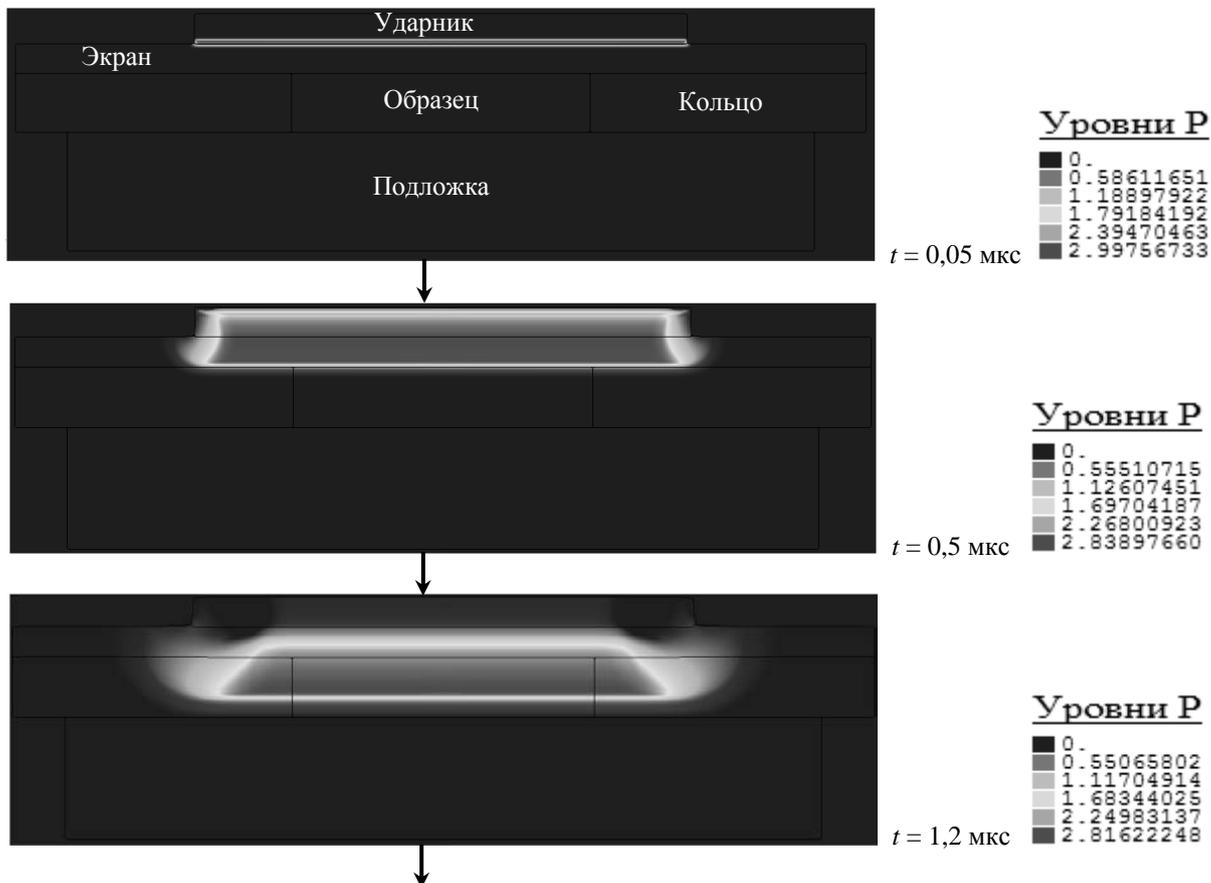


Рис. 7. Результаты двумерного расчета: распространение ударной волны, волн разрежения и образование области растягивающих напряжений в сборке; P , ГПа (см. также с. 27)

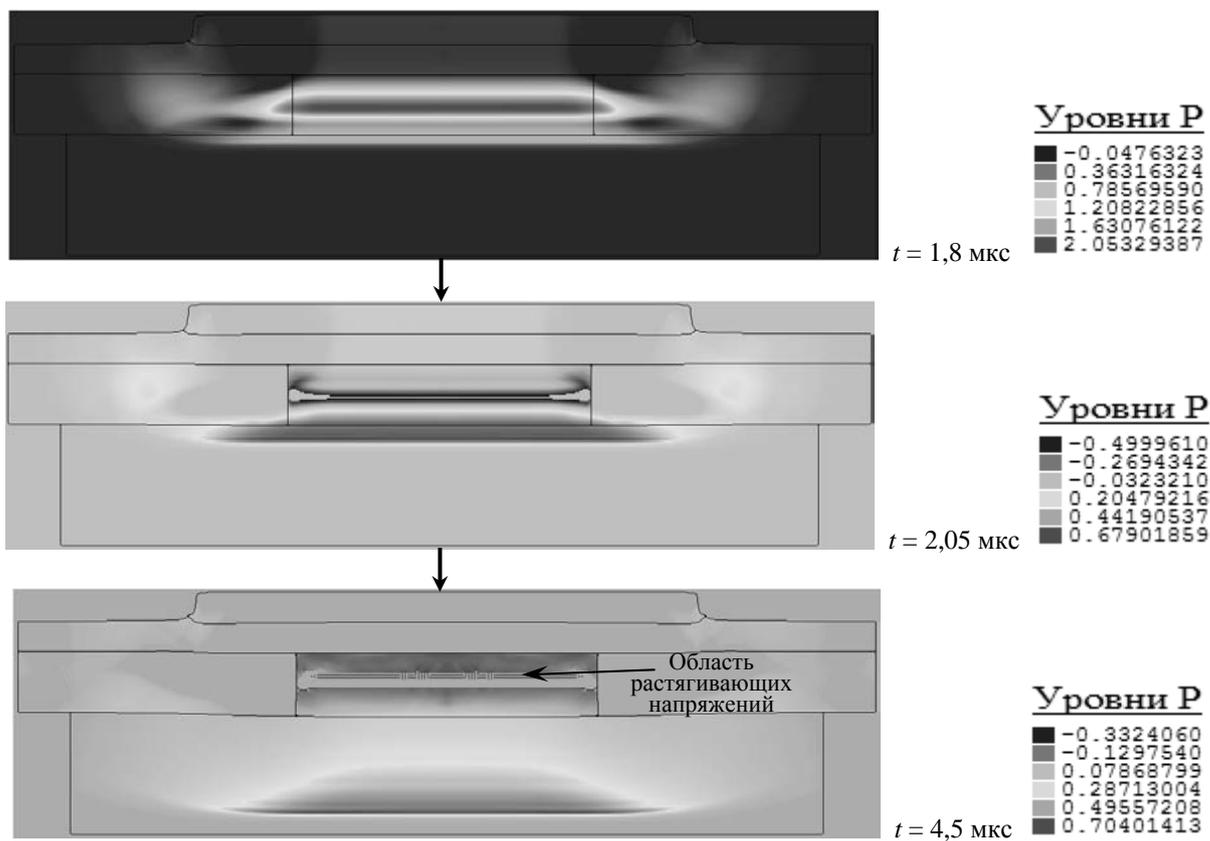


Рис. 7. Окончание

2.1.2. *Результаты экспериментов.* После каждого ударно-волнового эксперимента с зарегистрированной скоростью нагружения (соударения) сохраненный образец разрезался по диаметру, и исследовался шлиф его поперечного среза. В этих исследованиях определялись степень и характер

поврежденности. На рис. 8 приведены результаты металлографического анализа сохраненных в трех опытах медных образцов. В середине образцов образовалась зона, в которой видны следы повреждений – нарушения сплошной структуры материала образца.

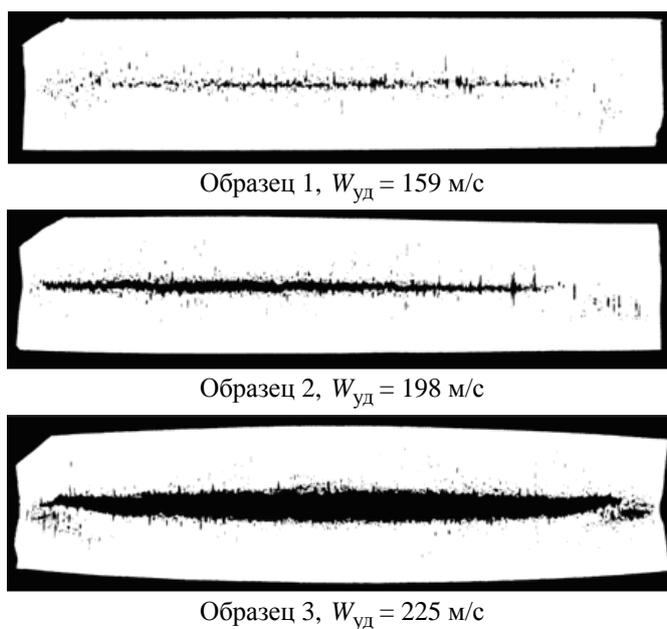


Рис. 8. Картина шлифов медных образцов при увеличении 50х

Как следует из рис. 8, с увеличением скорости нагружения возрастает поврежденность образцов: при $W_{уд} = 159$ м/с повреждения незначительные – видны отдельные дефекты, выстроенные примерно в одну линию, при $W_{уд} = 198$ м/с линия расширяется, а при $W_{уд} = 225$ м/с в середине образца образуется магистральная трещина.

Характер разрушения образцов – вязкий, с характерным дефектом, имеющим форму поры, вытянутой вдоль направления движения ударной волны и волны разгрузки (см. рис. 9, где показан фрагмент структуры образца 1 после опыта).

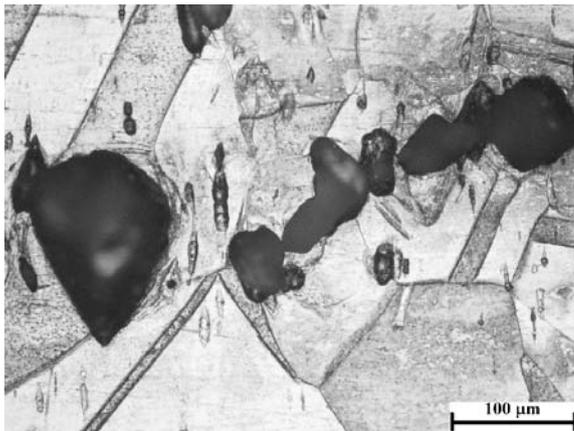


Рис. 9. Фрагмент структуры образца 1 после опыта при увеличении 200х

Объяснить такой характер разрушения нам пока не удастся. Есть лишь предположение, что вытянутость дефектов связана с предварительной обработкой заготовки, из которой вырезались образцы. Предварительная обработка заключалась в отжиге меди в течение 100 мин при температуре 500 °С. Известно, что при отжиге медь становится более пластичной и податливой и, возможно, при ударном нагружении более текучей в направлении распространения ударной волны.

Параллельно с экспериментом выполнялось численное сопровождение проведенных опытов. При моделировании задач соударения с учетом сдвиговой и откольной прочности материалов использовались уравнение состояния в форме Ми–Грюнайзена (уравнения (2), (3)), дислокационная релаксационная модель сдвиговой прочности [10] и кинетическая модель вязкого откольного разрушения [11]. Параметры модели разрушения приведены в [12].

2.1.3. *Результаты численного моделирования откольного разрушения меди.* Ниже для трех опытов со скоростями нагружения $W_{уд} = 159, 198, 225$ м/с представлены расчетная динамика роста поврежденности $\omega(x)$ по толщине образца и сравнение результатов расчетов с результатами металлографического анализа сохраненных после опытов образцов (см. рис. 10–12).

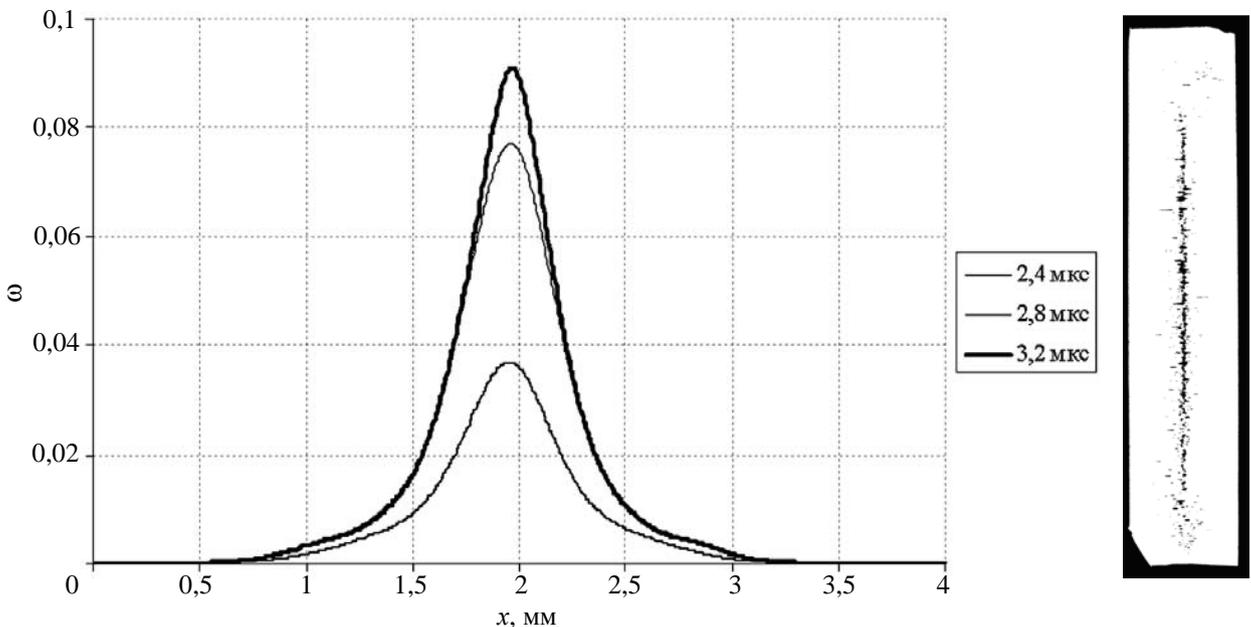


Рис. 10. Расчетное распределение поврежденности по толщине образца на различные моменты времени и результаты металлографического анализа ($W_{уд} = 159$ м/с)

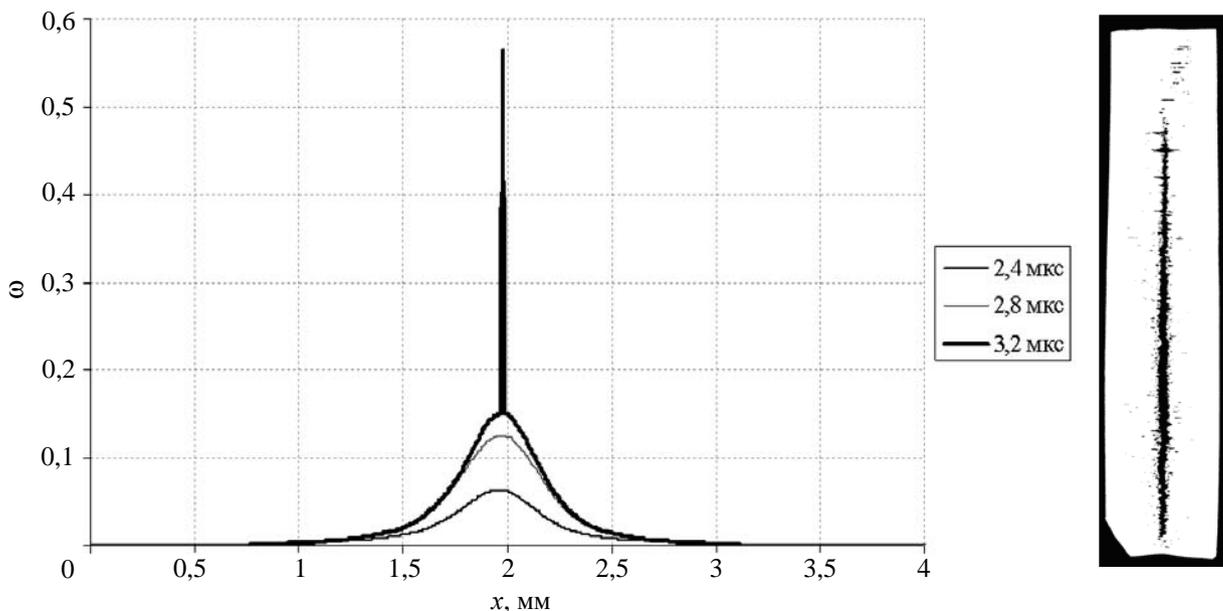


Рис. 11. Расчетное распределение поврежденности по толщине образца на различные моменты времени и результаты металлографического анализа ($W_{уд} = 198$ м/с)

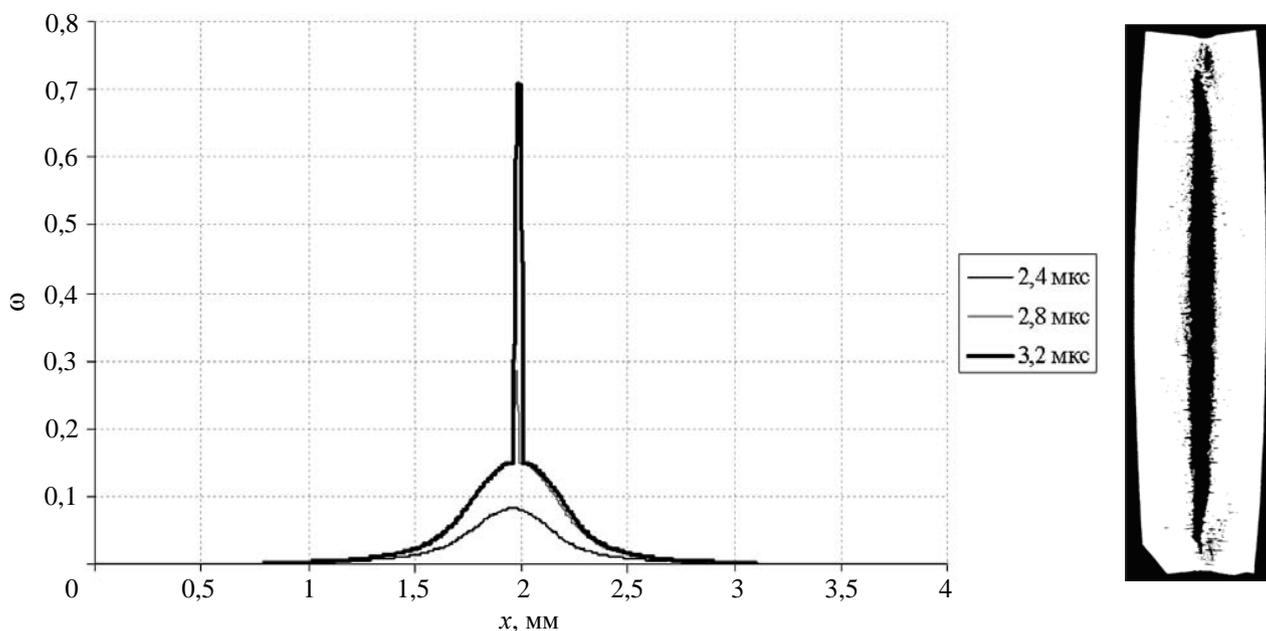


Рис. 12. Расчетное распределение поврежденности по толщине образца на различные моменты времени и результаты металлографического анализа ($W_{уд} = 255$ м/с)

Как видно из приведенных рисунков, с увеличением скорости соударения или соответствующей данной скорости амплитуде ударной волны (при $W_{уд} = 159$ м/с $\sigma_0 \approx 2,9$ ГПа; при $W_{уд} = 198$ м/с $\sigma_0 \approx 3,6$ ГПа; при $W_{уд} = 225$ м/с $\sigma_0 \approx 4,1$ ГПа) поврежденность увеличивается от $\omega_{max} \approx 0,09$ при $W_{уд} = 159$ м/с до $\omega_{max} \approx 0,15$ при $W_{уд} = 225$ м/с, превышая критическое значение поврежденности,

соответствующее разделению образца на части. Зона разрушения, как видно из рис. 10–12, находится в срединной области образцов, и толщины откольных слоев во всех опытах – $\delta_{отк}$ как в расчетах, так и при измерениях, сделанных по фотографиям поперечных срезов, составляют ~ 2 мм.

По результатам проведенного расчетно-экспериментального анализа данных по откольному разрушению меди для дальнейшего исследования на втором этапе (компактирование разрушенных

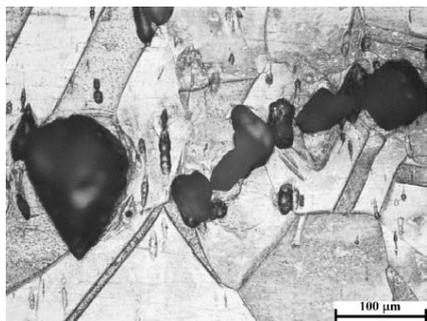
образцов при повторном нагружении) был выбран вариант постановки опыта, в котором скорость соударения медного ударника с мишенью составила ≈ 160 м/с. Всего было подготовлено 5 образцов, имеющих внутреннюю поврежденность как у образца 1 (см. рис. 8).

2.2. Исследование компактирования разрушенной меди

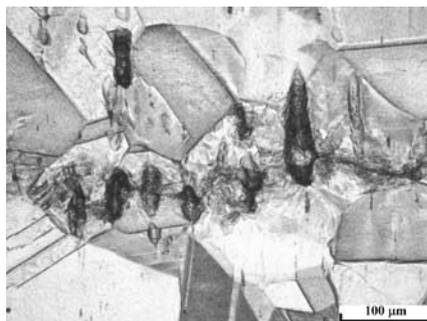
2.2.1. Постановка экспериментов второго этапа и результаты опытов. На втором этапе работы было проведено пять опытов, в которых образцы с заданной внутренней поврежденностью нагружались медным ударником со скоростями

111, 154, 211, 242, 410 м/с, как и в постановке опытов первого этапа (см. рис. 6). Отличие от схемы эксперимента первого этапа заключалось в замене фторопластовой подложки, расположенной за образцом, на медную, что позволило исключить образование волны разрежения на границе раздела образец-подложка и, следовательно, повторного образования откольного разрушения. Таким образом, предварительно разрушенный образец будет компактироваться (будут «залечиваться» внутренние повреждения) проходящей ударной волной.

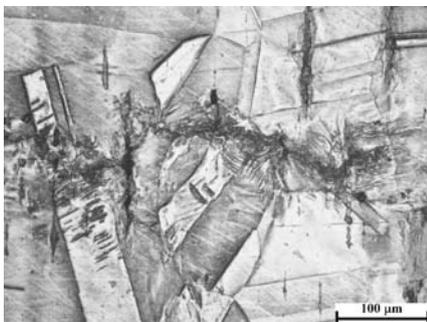
На рис. 13 приведены результаты металлографического анализа постопытных образцов после компактирования и образца-свидетеля с внутренней поврежденностью.



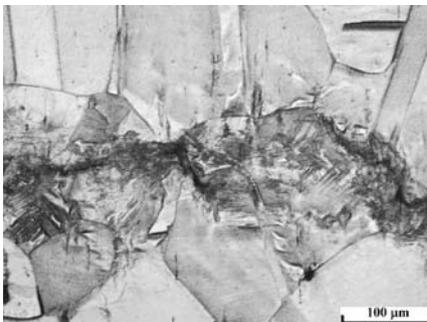
Фрагмент образца после опыта на откольное разрушение ($W_{уд} = 159$ м/с)



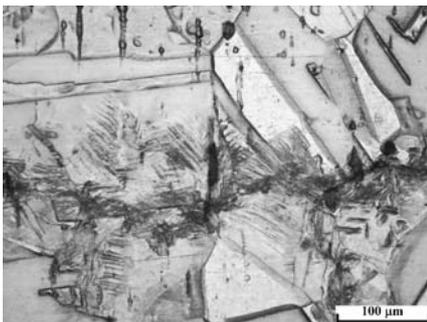
Фрагмент образца после опыта на компактирование ($W_{уд} = 111$ м/с)



Фрагмент образца после опыта на компактирование ($W_{уд} = 154$ м/с)



Фрагмент образца после опыта на компактирование ($W_{уд} = 211$ м/с)



Фрагмент образца после опыта на компактирование ($W_{уд} = 242$ м/с)



Фрагмент образца после опыта на компактирование ($W_{уд} = 410$ м/с)

Рис. 13. Результаты металлографического анализа медных образцов после опытов на компактирование и образца-свидетеля при увеличении 200х

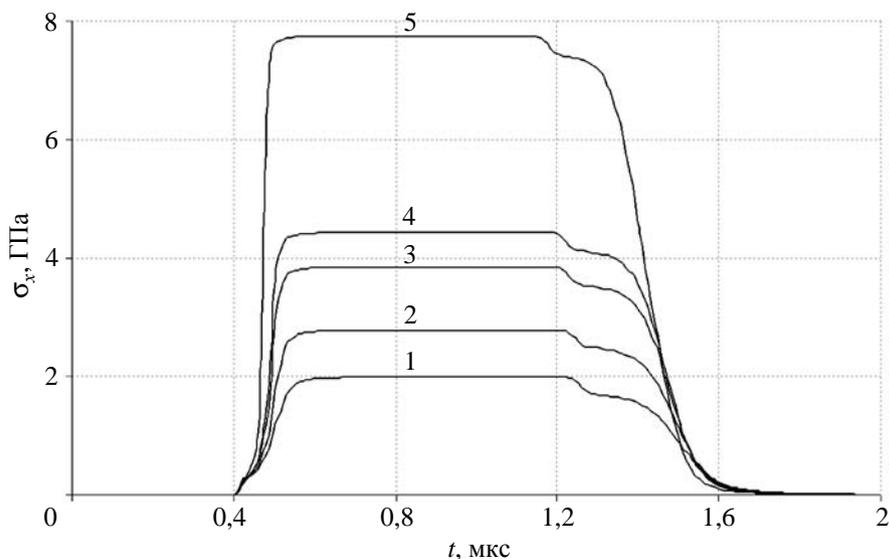


Рис. 14. Расчетные зависимости $\sigma(t)$ – входящие в образец импульсы:
1 – 111 м/с, 2 – 154 м/с, 3 – 211 м/с, 4 – 242 м/с, 5 – 410 м/с

На рис. 14 для каждого опыта на компактирование меди приведены расчетные профили ударных волн, по которым определялись соответствующие скоростям нагружения значения амплитуд ударных волн (σ_0).

Согласно полученным результатам при повторном нагружении медных образцов, имеющих внутреннюю поврежденность в виде цепочки дефектов, вытянутых вдоль направления движения ударной волны, структура материала в области поврежденности изменилась – дефекты сомкнулись, и в зоне бывшей поврежденности видна узкая полоса, которая образуется в результате смыкания стенок пор. По обе стороны трещины-полосы наблюдаются следы интенсивной деформации в виде областей повышенной травимости, а также участков зерен, покрытых рядами параллельных полос, имеющих, вероятно, двойниковую природу [13]. Полоса, затронутая следами интенсивной деформации, по ширине ~ 200 мкм соответствует ширине созданной в образцах зоны поврежденности. Такие изменения в структуре меди характерны для всех опытов на компактирование, в которых амплитуда ударной волны изменяется от ~ 2 до ~ 8 ГПа. Причем в опыте со скоростью нагружения $W = 110$ м/с ($\sigma_0 \approx 2$ ГПа) видны как следы компактирования, так и не сомкнувшиеся поры. По мнению авторов в данном опыте зарегистрировано начало процесса компактирования, а созданное в образце напряжение нагружения соответствует давлению компактирования P_c , полу-

ченному по результатам исследования ударной сжимаемости пористой меди.

Отметим также, что в достигнутом интервале напряжений не удалось получить полностью бездефектную структуру. Возможно, это связано с тем, что начальная поврежденность образца была слишком большая ($\omega_{\max} \approx 0,09$ – соответствует началу образования магистральной трещины, рис. 10), и процесс компактирования в данном случае проходил по механизму схлопывания свободных поверхностей, а тогда полностью скомпактированный образец все равно оставляет «след» аналогично случаю «склеенной чашки».

Все же отметим, что в проведенных экспериментах процесс залечивания дефектной структуры имеет место, а диапазон реализованных при этом давлений соответствует давлению компактирования, полученным при исследовании сжатия пористой меди.

Заключение

Для численного решения задач откольного разрушения и компактирования необходимо кроме построения физически обоснованных моделей знание параметров, входящих в эти модели. Причем наиболее достоверными являются параметры, определенные непосредственно из экспериментов, которые не используют для тестирования моделей.

К сожалению, в последнее время во многих случаях процедура нахождения параметров модели

сводится к верификации численных расчетов и экспериментальных зависимостей, пренебрегая при этом как физическим содержанием самой модели, так и полученными при этом значениями параметров модели.

В настоящей работе рассмотрены два способа определения оценочного значения параметра модели компактирования – давления компактирования. Давление компактирования – это граничное значение давления, при котором порошкообразный материал становится сплошным, а в поврежденном образце «залечиваются» внутренние дефекты.

Первый способ основан на экспериментально-расчетном исследовании ударной сжимаемости пористых образцов из меди. Здесь для разных начальных пористостей получены значения P_c : при $k_0 = 1,206$ $P_c = 1,9$ ГПа; при $k_0 = 1,476$ $P_c = 2,0$ ГПа; при $k_0 = 2$ $P_c = 2,5$ ГПа; при $k_0 = 4$ $P_c = 3,3$ ГПа; при $k_0 = 7,202$ $P_c = 3,2$ ГПа.

Отметим также, что процедура построения ударных адиабат пористых веществ легла в основу модели компактирования поврежденной среды.

Второй способ предполагает проведение серии экспериментов, в которых предварительно разрушенные образцы (опыты на откольное разрушение) компактируются во второй серии ударных экспериментов. При этом способе давление компактирования определяется как амплитуда ударной волны, при которой происходит «залечивание» поврежденного материала. Для меди в работе получено, что при воздействии на поврежденный образец ударной волной амплитудой ~ 2 ГПа начинается процесс компактирования – «залечивания» поврежденности, но при больших (до ~ 8 ГПа) значениях амплитуд ударных волн полностью бездефектную структуру медных образцов получить не удалось.

Список литературы

1. Симаков В. Г., Терешкина И. А., Трунин И. Р. и др. Экспериментальное исследование и математическое моделирование откольного разрушения и компактирования алюминия // Сборник докладов Международной конференции XV Харитоновские тематические научные чтения. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2013. С. 432–438.

2. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.

3. Herrmann W. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40, N 6. P. 2490.

4. Carrol M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 1626–1635.

5. Подурец М. А. Термодинамическая модель пористого тела // Математическое моделирование. 1996. Вып. 8, № 2. С. 29.

6. Boade R. R. Compression of porous copper by shock waves // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, N 12. P. 5693–5702.

7. Трунин Р. Ф., Симаков Г. В., Сутулов Ю. Н. и др. Сжимаемость пористых металлов в ударных волнах // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 3(9). С. 1024–1038.

8. Грязнов В. К., Жерноклетов М. В., Трунин Р. Ф. и др. Ударно-волновое сжатие сильно-неидеальной плазмы металлов и ее термодинамика // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. Вып. 4(10). С. 1242–1265.

9. Бахрах С. М., Величко С. В., Спиридонов В. Ф. и др. Методика ЛЭГАК-3D расчета трехмерных нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы ее реализации на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2004. Вып. 4. С. 41–50.

10. Гилман Д. Д. Динамика дислокаций и поведение материалов при ударном воздействии: Пер. с англ. Механика. 1970. Т. 120, № 2. С. 96–124.

11. Seaman L., Curran D., Shockey A. Computational models for ductile and brittle fracture // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47, N 11. P. 4814–4826.

12. Трунин И. Р., Терешкина И. А. Некоторые вопросы теории, эксперимента и численного моделирования откольного разрушения металлов: Препринт № 113. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013.

13. Подурец А. М., Раевский В. А., Ханжин В. Г. и др. Двойниковые структуры в меди после ударного и безударного высокоскоростного нагружения // ФГВ. 2011. Т. 47, № 5. С. 123–131.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ НА ГРАНИЦЕ ГАЗ-ЖИДКОСТЬ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ*

**Н. В. Невмержицкий, А. Л. Михайлов, В. А. Раевский, Э. Ляпеби¹, А. Осмон¹,
Е. Д. Сеньковский, Е. А. Сотсков, К. С. Вахмистров, Н. Б. Давыдов, О. Н. Апрельков,
Е. В. Левкина, О. Л. Кривонос, А. С. Соколова**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607186, г. Саров Нижегородской обл., e-mail: postmaster@ifv.vniief.ru
¹CEA, Франция, e-mail: Antoine.osmont@cea.fr

Представлены экспериментальные и расчетные результаты эволюции турбулентного перемешивания на границе воздух-жидкость под воздействием скользящей воздушной УВ. Эксперименты проводились на горизонтальной ударной трубе. Жидкость (вода, трибутилфосфат) в виде лужицы заливалась в кювету, расположенную на нижней стенке трубы. УВ в воздухе с давлением ≈ 10 атм создавалась при помощи взрыва ацетилен-кислородной смеси и распространялась касательно к поверхности жидкости. В результате на КГ воздух-жидкость развивалась неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, приводящая со временем к турбулентному перемешиванию веществ. Регистрация течения проводилась скоростной видеосъемкой. Получен характер роста ширины зоны перемешивания. Проведено сравнение экспериментальных результатов с результатами двумерного численного моделирования.

Ключевые слова: неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, ударная волна, контактная граница, зона турбулентного перемешивания.

Введение

Известно, что в сдвиговых течениях на контактной границе (КГ) веществ разной плотности (или в одной среде) развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца [1].

Для случая идеальных несжимаемых жидкостей при неустойчивости Кельвина–Гельмгольца малые начальные возмущения на контактной границе с длиной волны λ растут со временем экспоненциально с инкрементом [2]:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} U \frac{\sqrt{\delta}}{1+\delta}, \quad (1)$$

где U – относительная скорость скольжения слоев; $\delta = \rho_t / \rho_l$ – отношение плотностей тяжелой и легкой жидкостей.

Со временем рост возмущений приводит к образованию зоны турбулентного перемешивания. В автомодельном режиме ширину зоны турбулентного перемешивания для несжимаемых жидкостей можно оценить по формуле [3]:

$$L = 0,5\alpha_U f(\delta) |U_1 - U_2| t, \quad (2)$$

где U_1, U_2 – скорости веществ; t – время; α_U – константа роста ширины зоны перемешивания при сдвиговом течении.

По данным работы [4] для одинаковой плотности жидкостей ($\delta = 1$) скорость роста зоны перемешивания максимальна, при $\delta > 1$ функция $f(\delta)$ должна монотонно падать, однако это падение должно быть слабым. В этом случае константа α_U , определенная через константы $k - \varepsilon$ модели, составляет $\alpha_U = 0,1854$ (при $L = \alpha_U U t$). Близкое

*Работа выполнена по контракту № 4600223991 между ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ (Россия) и CEA Gramat (Франция).

значение (с учетом коэффициента 0,5 в формуле (2)) получено и в расчетно-теоретической работе [3], где утверждается, что в диапазоне чисел Атвуда $-0,75 \leq A \leq +0,75$ (при $\delta < 7$) влияние перепада плотностей на интенсивность роста зоны турбулентного перемешивания не проявляется, т. е. $f(\delta) = 1$, где $A = (\rho_t - \rho_l) / (\rho_t + \rho_l)$.

В экспериментальной работе по сдвиговому перемешиванию несжимаемых сред равных плотностей получен коэффициент $\alpha_U = 0,188 \div 0,172$ [5].

Данные по развитию турбулентного перемешивания при сдвиговых течениях, вызванных ударной волной на границе газ-жидкость (при $A \approx 1$), авторам не известны. Такие данные необходимы как для понимания физических процессов турбулентного перемешивания при высоком перепаде плотностей, так и для тестирования математических моделей.

В работе представлены результаты расчетно-экспериментальных исследований эволюции зоны турбулентного перемешивания при развитии неустойчивости Кельвина–Гельмгольца на границе газ-жидкость под действием скользящей воздушной ударной волны.

Техника экспериментов

Исследования проводились на горизонтальной воздушной ударной трубе [6], схема которой представлена на рис. 1.

Ударная труба состояла из камер высокого (драйвер) и низкого давлений. Камера высокого давления герметично отделялась от камеры низкого давления диафрагмой из полиэтилена или лавсана толщиной $\sigma \approx 0,1$ мм. Камера низкого давления состояла из входного и выходного каналов и измерительной секции с внутренним сечением 40×40 мм. Жидкость в виде лужицы зали-

валась в кювету, расположенную на нижней стенке трубы. В качестве жидкости использовались вода и трибутилфосфат (ТБФ), имеющие разные коэффициенты поверхностного натяжения ($\sigma_{\text{воды}} \approx 72$ эрг/см², $\sigma_{\text{ТБФ}} \approx 28$ эрг/см²) и вязкости ($\mu_{\text{воды}} \approx 1$ спз, $\mu_{\text{ТБФ}} \approx 3$ спз). Мениск жидкости преимущественно был вогнутым, его величина составляла 0,1–0,2 мм (см. таблицу). Начальные возмущения на контактной границе не задавались. Ими служили естественные возмущения, образовавшиеся преимущественно от звуковых волн. Их характерный размер оценивается $\leq 0,01$ мм.

Размеры кюветы – $100 \times 10 \times 1$ и $100 \times 10 \times 10$ мм; внутреннее сечение ударной трубы – (40×40) мм. Камера высокого давления, входной и выходной каналы изготавливались из стали. Измерительная секция была изготовлена из прозрачного оргстекла.

Во входном, выходном каналах ударной трубы и в измерительной секции находился воздух при атмосферных условиях. Для получения в воздухе ударной волны с избыточным давлением $\Delta P \approx 10$ атм драйвер ударной трубы заполнялся газовой взрывчатой смесью (ГВС) ацетилена и кислорода $C_2H_2 + 2,5O_2$ под избыточным давлением $1,5 \pm 0,05$ атм. Смесью инициировалась электроискровым разрядом (напряжением 60 кВ) на левом торце драйвера. После подрыва смеси образовывалась детонационная волна с давлением ≈ 66 атм. При выходе ее на диафрагму последняя разрушалась, происходил распад разрыва, и во входном канале трубы изначально формировалась полусферическая ударная волна, которая со временем выравнивалась и становилась плоской.

В стенках ударной трубы устанавливались два пьезокерамических датчика давления PS 01 (D1 и D2). По их временным показаниям и расстоянию между ними определялась скорость и давление ударной волны.

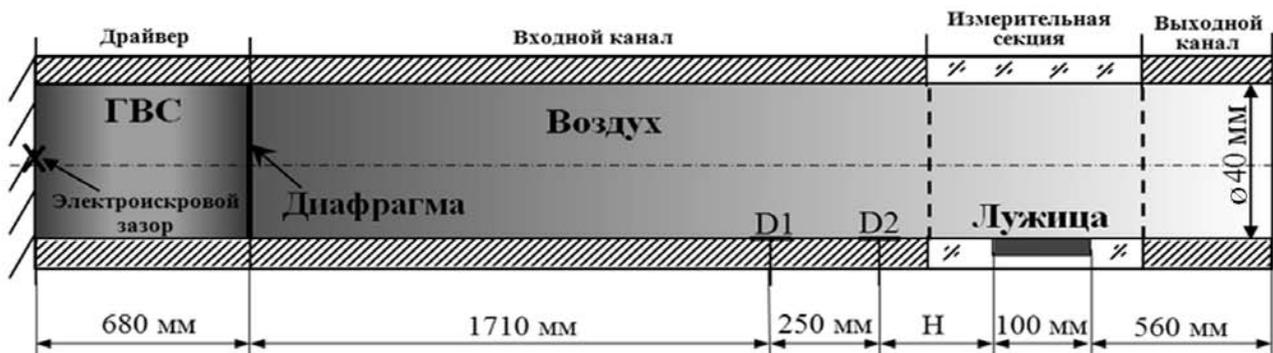


Рис. 1. Схема ударной трубы: D1 и D2 – датчики давления; Н – см. таблицу, с. 35

Регистрация процесса проводилась в проходящем свете и в режиме шлирен-метода видеокамерой FASTCAM SA5 с момента подачи высоковольтного импульса для инициирования ГВС. Шлирен-метод разрешает ударные волны в воздухе. При регистрации течения в проходящем свете волны не разрешаются.

Результаты экспериментов и их анализ

Параметры течения в воздухе за фронтом ударной волны определялись по общеизвестным газодинамическим уравнениям [7] при следующих начальных условиях: $\gamma = 1,4$, $\rho_0 = 0,001205 \text{ г/см}^3$, $P_0 = 1 \text{ атм}$ (10^5 Па), $C_0 = 342 \text{ м/с}$, $T_0 = 293 \text{ К}$ – показатель адиабаты, плотность, давление, скорость звука и температура при нормальных условиях (состояние газа перед фронтом ударной волны).

В проведенных экспериментах при $\Delta P/P_0 \approx 10$ за фронтом ударной волны в воздухе:

- массовая скорость потока $U_g \approx 790 \text{ м/с}$;
- плотность $\rho \approx 0,00475 \text{ г/см}^3$;
- температура $T_0 \approx 818 \text{ К}$;
- скорость ударной волны $D \approx 1050 \text{ м/с}$.

В таблице представлены некоторые условия проведения и результаты экспериментов.

Эксперименты с лужицей глубиной $\approx 1 \text{ мм}$. На рис. 2–3 представлены видеок кадры развития турбулентного перемешивания на контактной границе воздуха и жидкости под воздействием скользящей ударной волны. Во всех экспериментах длительность действия постоянного давления за фронтом волны составляла $\approx 0,7 \text{ мкс}$.

На рис. 4 приведены $X(t)$ -диаграммы движения воздушной ударной волны в области лужицы, полученные при обработке кинограмм опытов с регистрацией шлирен-методом. На рис. 5 представлены $Y(X)$ -диаграммы границ зоны перемешивания на определенные моменты времени для некоторых опытов, на рис. 6 – временные зависимости интегральной ширины зоны перемешивания L воздуха и жидкости (значения X отсчитываются от начала лужицы, Y – от ее верхней поверхности).

По видеок кадрам процесса (см. рис. 2) при регистрации шлирен-методом хорошо разрешается проходящая ударная волна и веер отраженных волн. Ударная волна регистрируется прямой линией. Это говорит о том, что она плоская.

За фронтом ударной волны в процессе регистрации не наблюдается вторичных ударных волн, но разрешаются волны, отраженные от краев лужицы.

Условия проведения и результаты экспериментов

Номер опыта	Жидкость	H	h	Режим регистрации	χ , мм	t_1	t_2	$t_{\text{л}}$	D , м/с	ΔP , атм
		мм				мкс				
2*	Вода	90	1	Проход. свет	+1,3	637	1001	1082	1107	11
49	Вода	90	1	Проход. свет	0	1508	1742	1831	1092	10,2
50	Вода	90	1	Проход. свет	0	1534	1769	1854	1064	10,1
51	ТБФ	90	1	Проход. свет	-0,1	1579	1815	1900	1059	10
52	ТБФ	90	1	Проход. свет	-0,1	1539	1774	1858	1060	10
53	Вода	110	10	Проход. свет	-0,2	1534	1768	1970	1068	10,2
54	ТБФ	110	10	Проход. свет	-0,2	1500	1737	1841	1054	9,8
63	ТБФ	90	1	Шлирен	-0,1	1578	1817	1903	1046	9,7
64	ТБФ	90	1	Шлирен	-0,1	1606	1844	1930	1050	9,8
65	ТБФ	90	1	Проход. свет	-0,1	1608	1846	1932	1050	9,8
66	ТБФ	90	1	Шлирен	-0,1	1621	1866	1947	1042	9,7
67	ТБФ	90	10	Проход. свет	-0,1	1608	1848	1931	1042	9,7

В таблице обозначено: * – расстояние от мембраны до лужицы 1250 мм; расстояние между датчиками – 403 мм; $t_1, t_2, t_{\text{л}}$ – время прихода ударной волны на датчики $D1, D2$ и лужицу соответственно; h – глубина лужицы жидкости; χ – высота мениска жидкости («-» – вогнутый, «+» – выпуклый); D – средняя скорость ударной волны в воздухе, определенная по t_1, t_2 и расстоянию между датчиками давления (погрешность определения скорости ударной волны оценивается в 5 %); ΔP – избыточное давление за фронтом ударной волны (определено по экспериментальной скорости D).

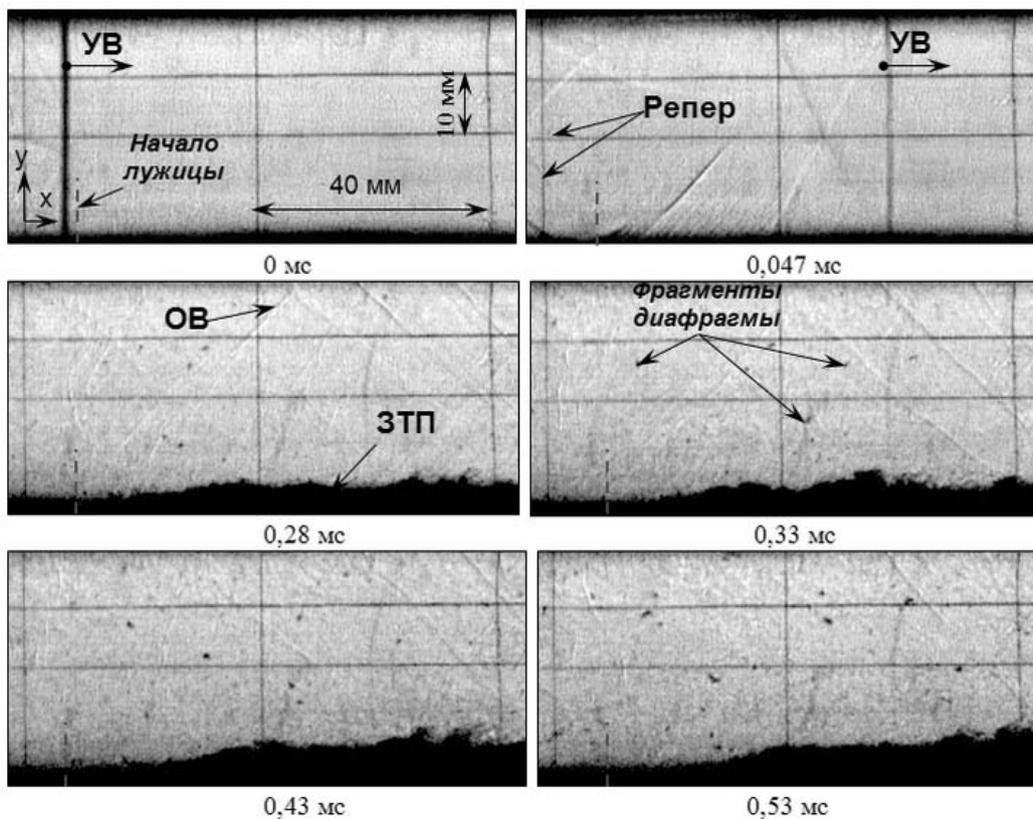


Рис. 2. Кинограмма эксперимента с лужицей ТБФ ($h = 1$ мм), опыт 64, шлирен-метод (время отсчитывается от прихода УВ на лужицу): УВ – ударная волна, ОВ – отраженная волна, ЗТП – зона турбулентного перемешивания

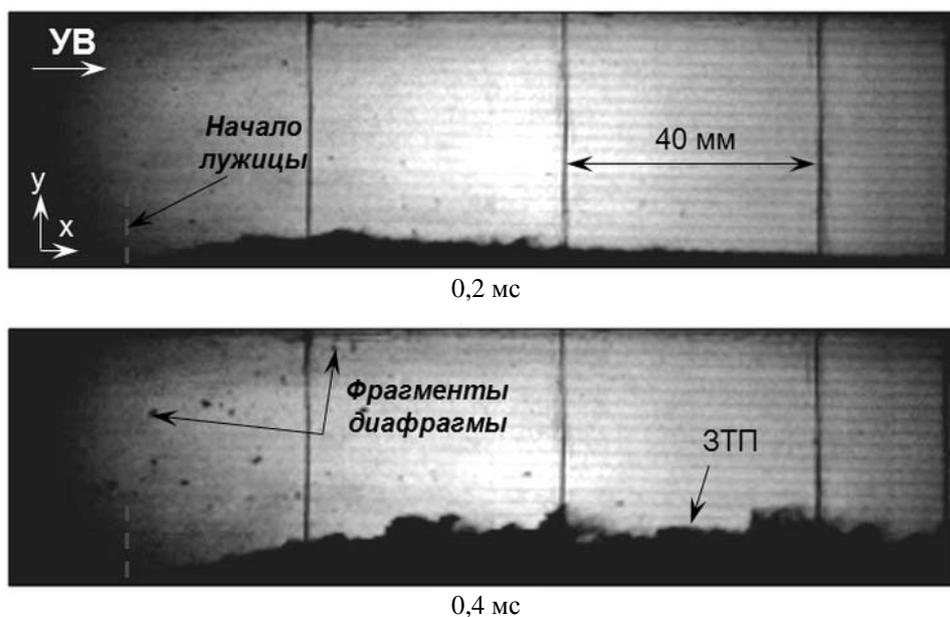


Рис. 3. Кинограмма эксперимента с лужицей воды ($h = 1$ мм), опыт 50, регистрация в проходящем свете (время отсчитывается от прихода УВ на лужицу): УВ – направление движения ударной волны, ЗТП – зона турбулентного перемешивания

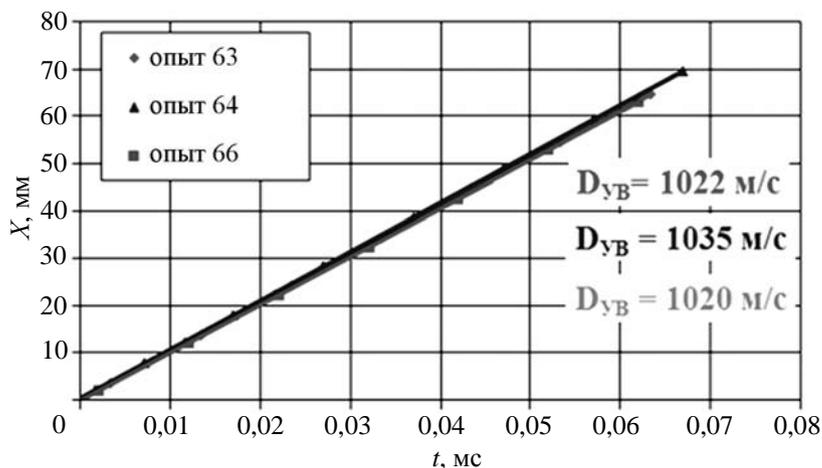


Рис. 4. $X(t)$ -диаграмма движения воздушной ударной волны

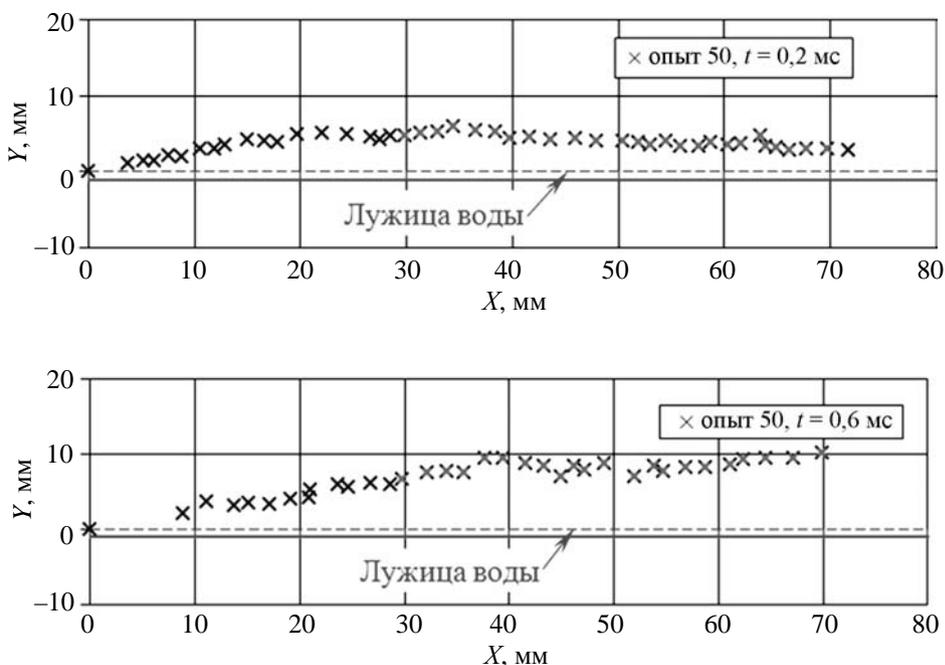


Рис. 5. $Y(X)$ -диаграммы верхней границы зоны перемешивания в опыте 50, вода, $h = 1$ мм

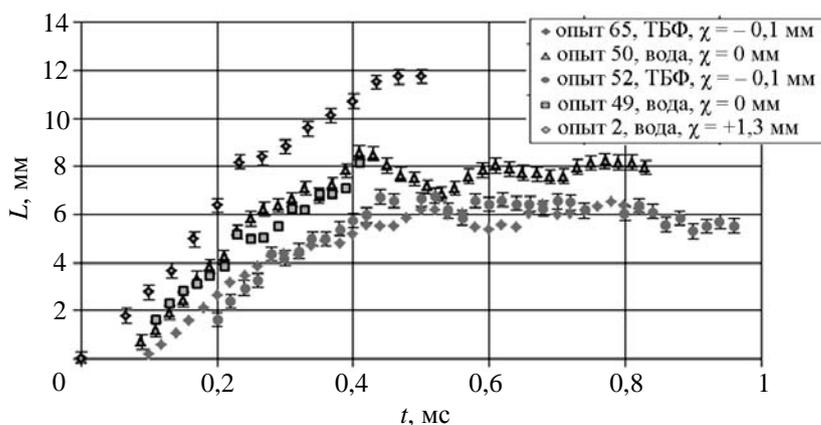


Рис. 6. Сравнительные зависимости роста ширины зоны перемешивания в экспериментах с глубиной лужицы $h = 1$ мм: диапазон измерений $30 \text{ мм} \leq X \leq 70 \text{ мм}$

При выпуклом мениске воды турбулентное перемешивание начинается практически сразу после прохождения ударной волны. При этом ширина зоны перемешивания в начале процесса значительно выше, чем при отсутствии мениска (см. рис. 6). При вогнутом мениске задержка развития зоны перемешивания составляет $\approx 0,1$ мс. Отметим, что после опыта кювета для лужицы была пустая.

Эксперименты с лужицей глубиной ≈ 10 мм. В этой серии экспериментов регистрация течения проводилась только в проходящем свете.

На рис. 7–8 представлены видеок кадры взаимодействия скользящей ударной волны с лужицей воды и ТБФ.

Как и в экспериментах с $h = 1$ мм, после прохождения ударной волны на контактной границе воздух-жидкость развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, приводящая к перемешиванию веществ. На видеок кадрах экспериментов хорошо разрешаются верхняя, нижняя границы зоны турбулентного перемешивания и вихревое течение.

На рис. 9 приведены $Y(X)$ -диаграммы верхней Y_1 и нижней Y_2 границ зоны перемешивания, на рис. 10 – временные зависимости интегральной ширины зоны L воздуха и жидкости и неперемешавшейся части жидкости H ; на рис. 11 – зависимости интегральной ширины зоны перемешивания L от произведения $U_g t$ (в опытах $A \approx 1$).

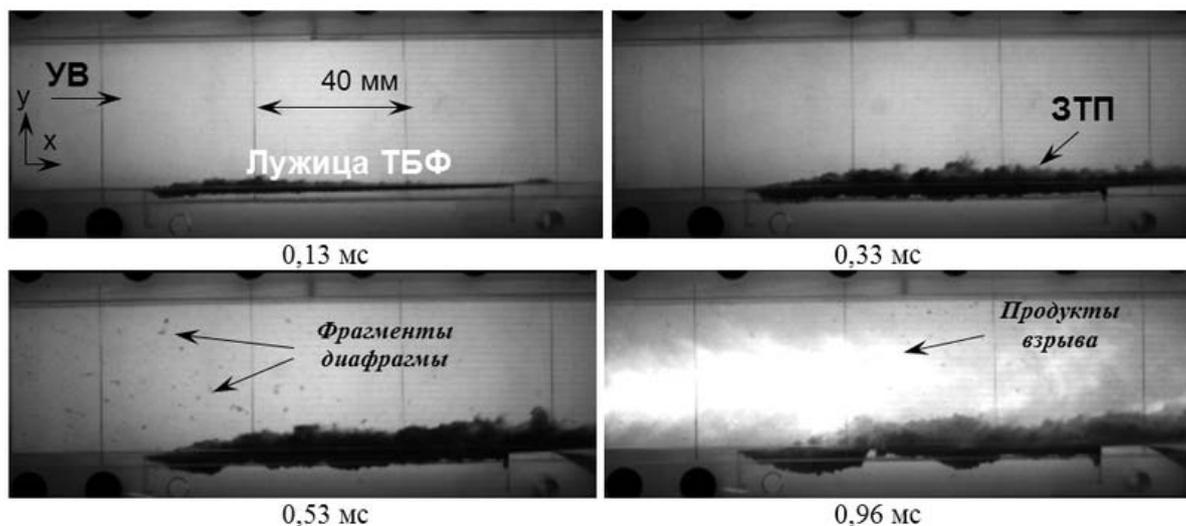


Рис. 7. Кинограмма эксперимента с лужицей ТБФ ($h = 10$ мм), опыт 54 (время отсчитывается от прихода УВ на лужицу): УВ – направление движения ударной волны; ЗТП – зона турбулентного перемешивания

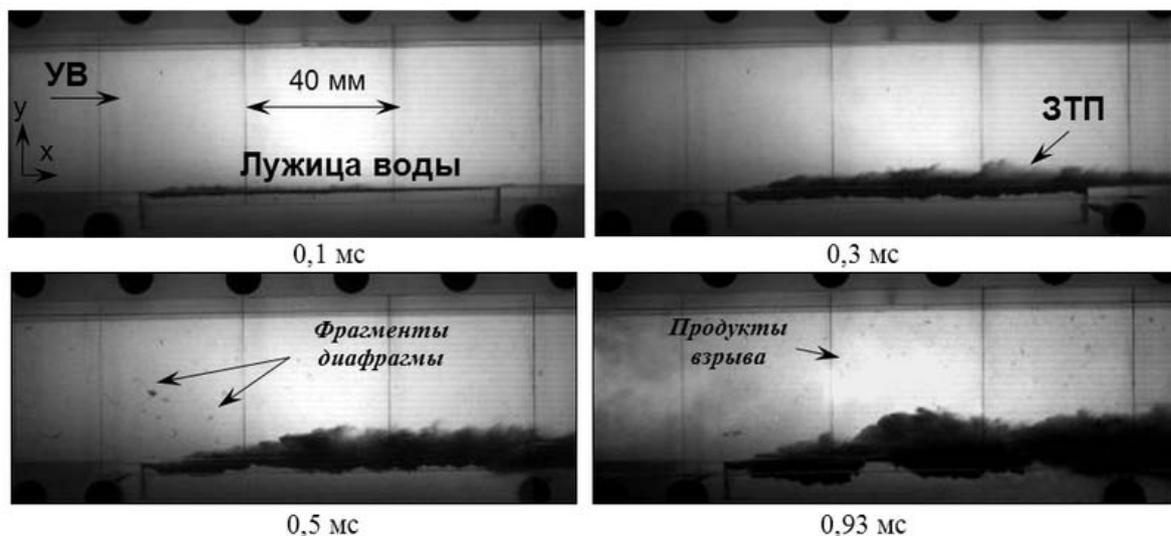


Рис. 8. Кинограмма эксперимента с лужицей воды ($h = 10$ мм), опыт 53 (время отсчитывается от прихода УВ на лужицу): УВ – направление движения ударной волны; ЗТП – зона турбулентного перемешивания

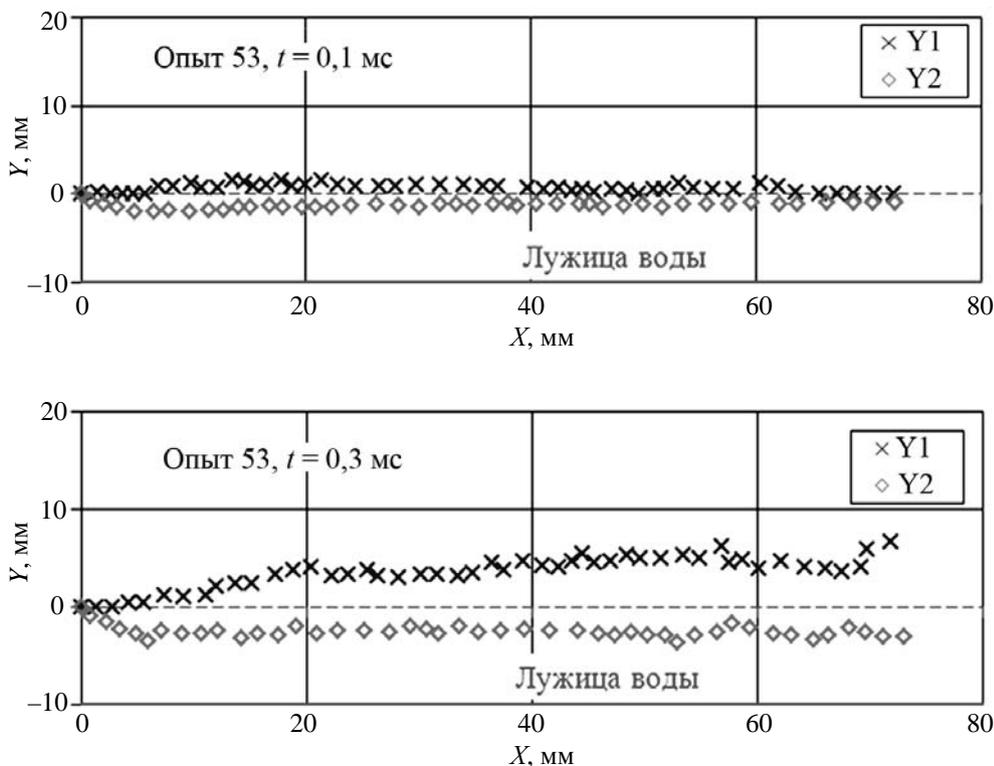


Рис. 9. $Y(X)$ -диаграммы границ зоны перемешивания в опыте 53 (вода, $h = 10$ мм):
 Y_1 – верхняя граница, Y_2 – нижняя граница

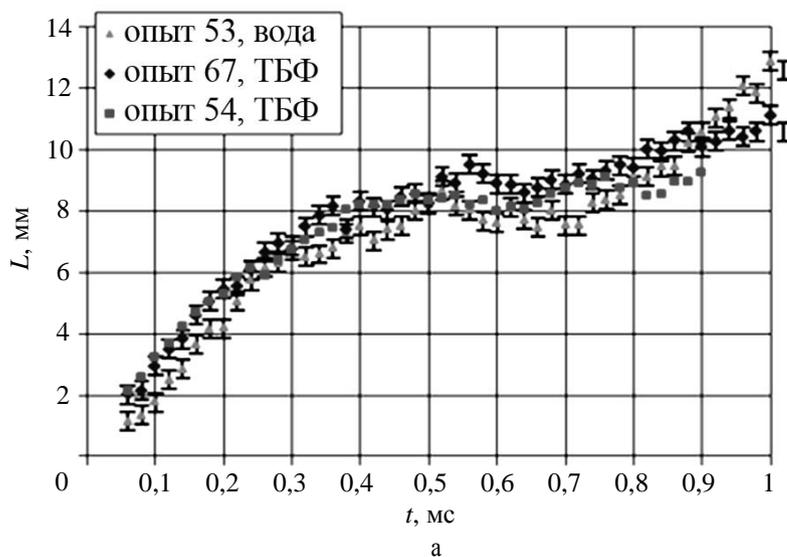


Рис. 10. Результаты обработки экспериментов с глубиной лужицы $h = 10$ мм (диапазон измерений $0 \text{ мм} \leq X \leq 70 \text{ мм}$): а – рост ширины зоны турбулентного перемешивания L (см. также с. 40)

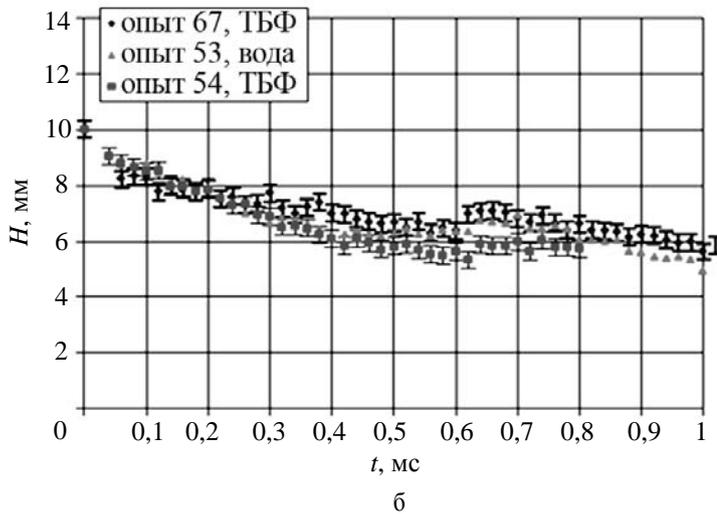


Рис. 10. Результаты обработки экспериментов с глубиной лужицы $h = 10$ мм (диапазон измерений $0 \text{ мм} \leq X \leq 70 \text{ мм}$): б – высота неперемешавшегося слоя жидкости H

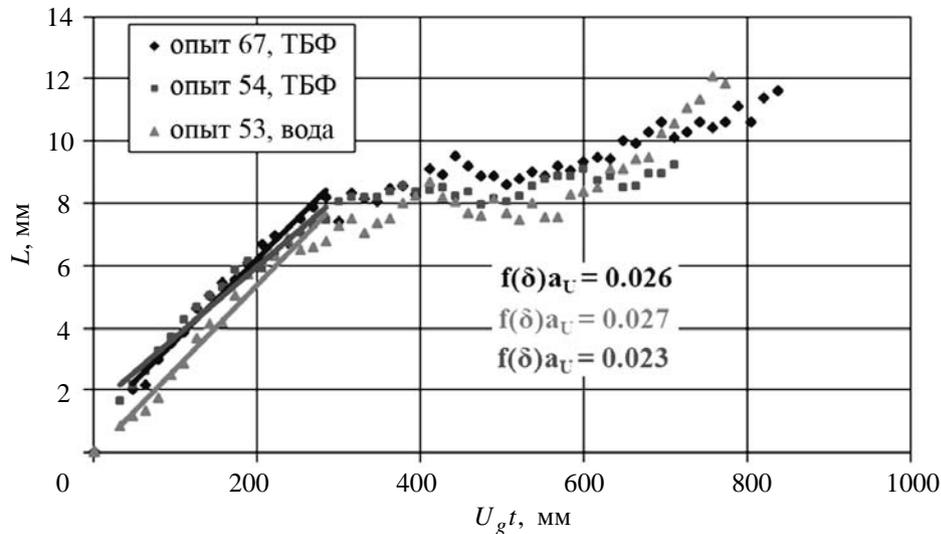


Рис. 11. Сравнительные зависимости ширины зоны турбулентного перемешивания от произведения $U_g t$ (диапазон измерений $0 \text{ мм} \leq X \leq 70 \text{ мм}$)

Скорость роста ширины зоны перемешивания при $0 \text{ мс} \leq t \leq 0,3 \text{ мс}$ составляет примерно 200 м/с . При $t \approx 0,9 \text{ мс}$ турбулентным перемешиванием охвачено почти 40% массы жидкости, при этом не наблюдается существенного различия в развитии перемешивания воды и ТБФ (см. рис. 10,б).

Отметим, что в представленных экспериментах перепад плотностей на контактной границе в отличие от [3] значителен: $\delta \approx 200$, число Атвуда $A \approx 0,99$. Зависимости L от произведения $U_g t$ только при $t < 0,3 \text{ мс}$ близки к линейным (см. рис. 11). Аппроксимируем этот участок прямой линией. Тангенс угла наклона этой линии к оси абсцисс

характеризует безразмерную скорость (темп) роста ширины зоны перемешивания для указанных δ и A . По графику средние значения $f(\delta)\alpha_U \approx 0,025$. Данное значение значительно ниже полученного в работе [3]. Такое различие можно, по-видимому, объяснить большим значением δ и/или трехмерным характером течения.

При $t > 0,3 \text{ мс}$ скорость роста ширины зоны перемешивания и выброс жидкости из лужицы значительно уменьшаются (см. рис. 10–11). Этот эффект может быть связан с ограниченностью размеров лужицы.

Численное моделирование экспериментов

Эксперименты с лужицей воды моделировались в двумерных расчетах по эйлеровой методике [8]. Геометрия расчетов – плоская. Такие процессы, как разогрев и испарение воды за счет теплопроводности, в этих расчетах не учитывались.

Расчеты проведены на неподвижной прямоугольной равномерной сетке с размером ячеек $\Delta x \cdot \Delta y$ 0,01·0,01 см. Граничные условия в расчетах – нижняя граница – «жесткая», верхняя и правая граница – свободное вытекание, на левой границе задавался втекающий воздушный поток (скорость 850 м/с, длительность 1000 мкс), который формировал ударную волну с давлением на фронте ~10 атм. Параметры потока во всех расчетах одинаковы. Уравнение состояния воздуха – идеальный газ с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$ и плотностью $\rho_0 = 0,00121$ г/см³, что соответствует температуре 25 °С и давлению 750 мм рт. ст. Уравнение состояния воды – Ми–Грюнайзена с параметрами $c_v = 10^{-3}$, $\rho_0 = 1$ г/см³, $c_0 = 1,5$, $n = 7,15$, $\gamma_1 = 1,105$, где c_v – теплоемкость при постоянном объеме, c_0 – скорость звука, n , γ_1 – параметры

уравнения. Уравнение состояния оргстекла – Ми–Грюнайзена с параметрами $c_v = 10^{-3}$, $\rho_0 = 1$ г/см³, $c_0 = 1,5$, $n = 7,15$, $\gamma_1 = 1,105$.

Длительность по времени расчета развития процесса составляла ≈ 1000 мкс, начиная с момента прихода ударной волны на границу лужицы. Далее в эксперименте на лужицу прилетают продукты взрыва, перемешанные с воздухом. Поэтому развитие процесса в расчетах на времена больше 1000 мкс не рассматривалось.

На рис. 12, 13 приведено сопоставление на одинаковые времена экспериментальных и расчетных картин выброса воды из лужицы глубиной 10 мм. Расчетные картины представлены в виде распределений плотностей ρ .

В расчетах, как и в экспериментах, наблюдается вихреобразование на контактной границе, т. е. развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. В расчетах получено, что на время $t = 940$ мкс в лужице глубиной 10 мм остается $\approx 80\%$ от начальной массы жидкости.

На рис. 14, 15 представлено распределение массовых скоростей в жидкости на глубине 5 мм от поверхности лужицы на времена 100 мкс и 500 мкс.

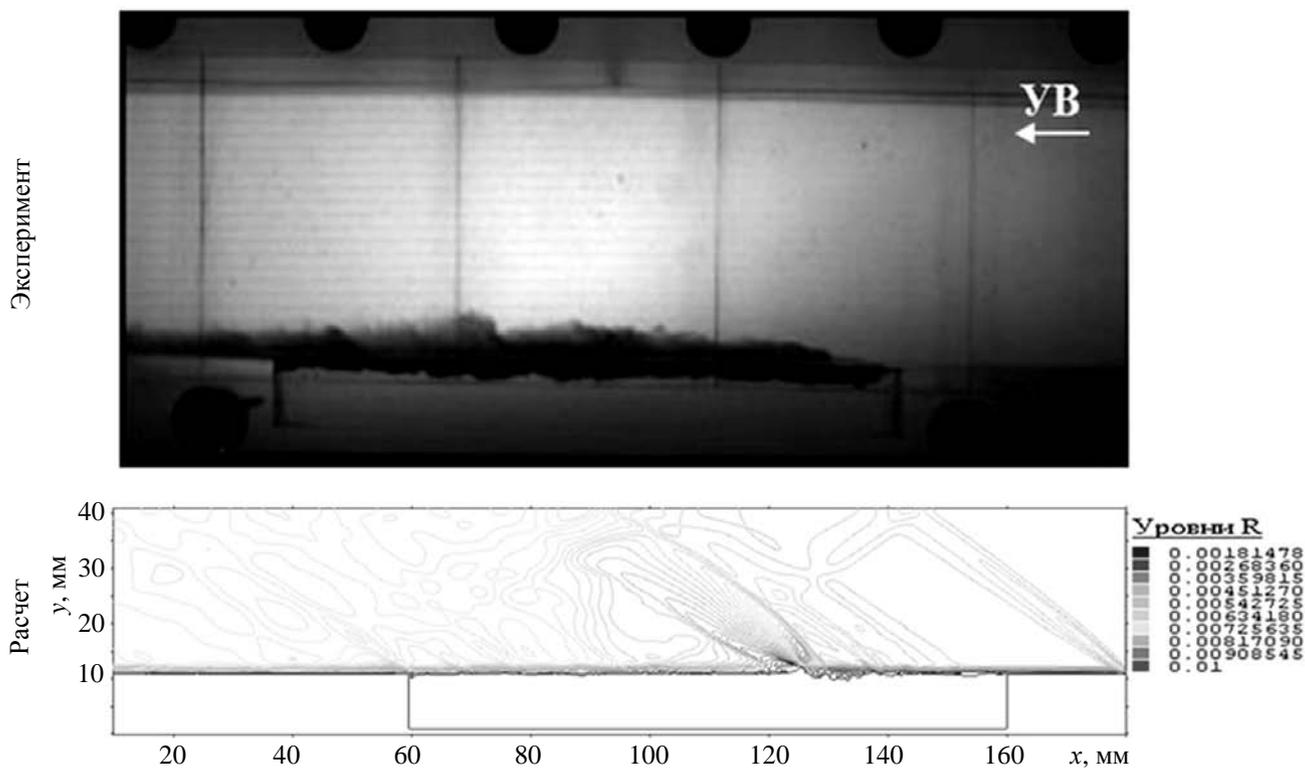


Рис. 12. Картина взаимодействия жидкости в лужице ($h = 10$ мм) с потоком воздуха ($t = 300$ мкс от момента нагружения лужицы)

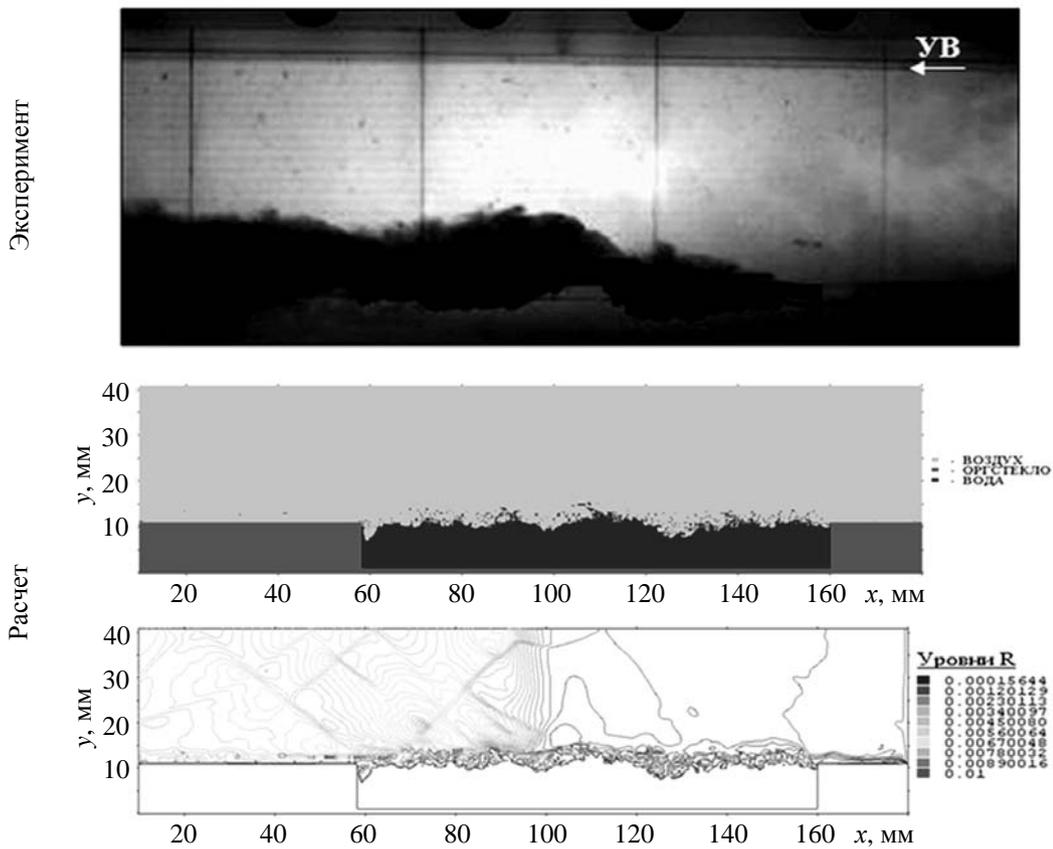


Рис. 13. Картина взаимодействия жидкости в лужице ($h = 10$ мм) с потоком воздуха ($t = 940$ мкс от момента нагружения лужицы)

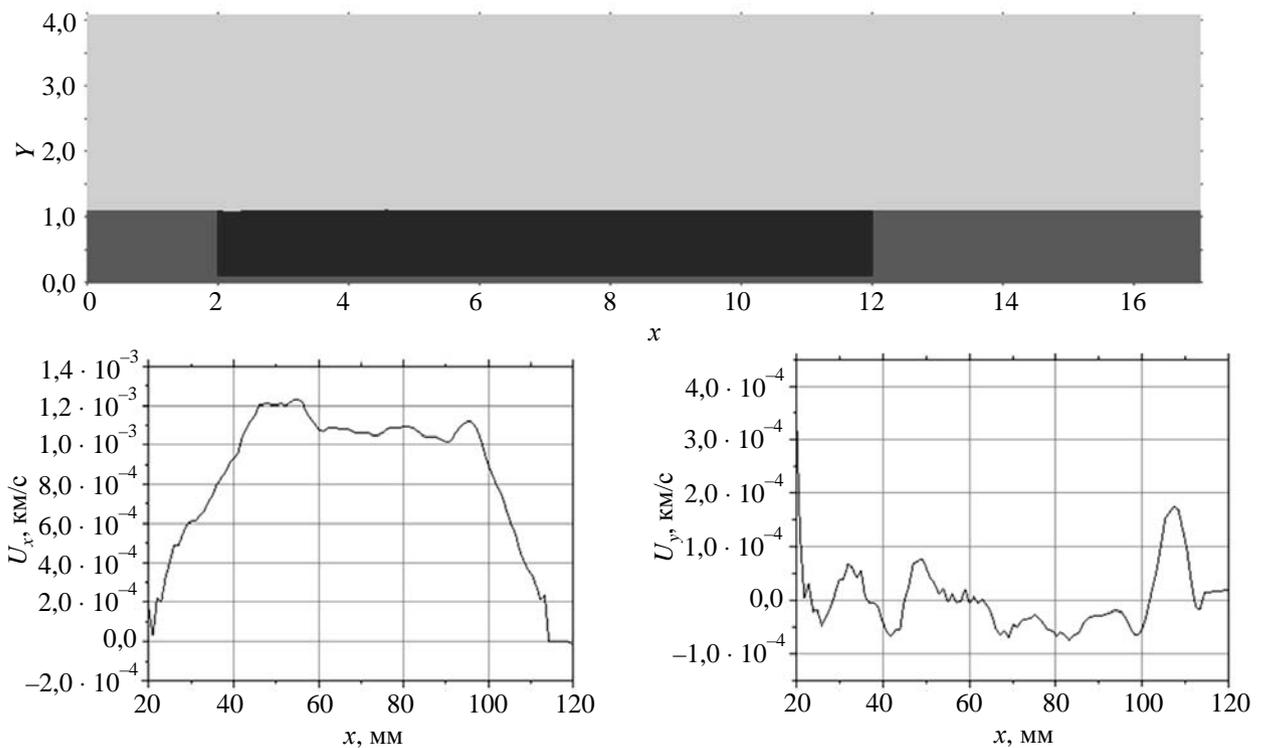


Рис. 14. Распределения массовых скоростей в воде на глубине 5 мм ($t = 100$ мкс от момента нагружения лужицы)

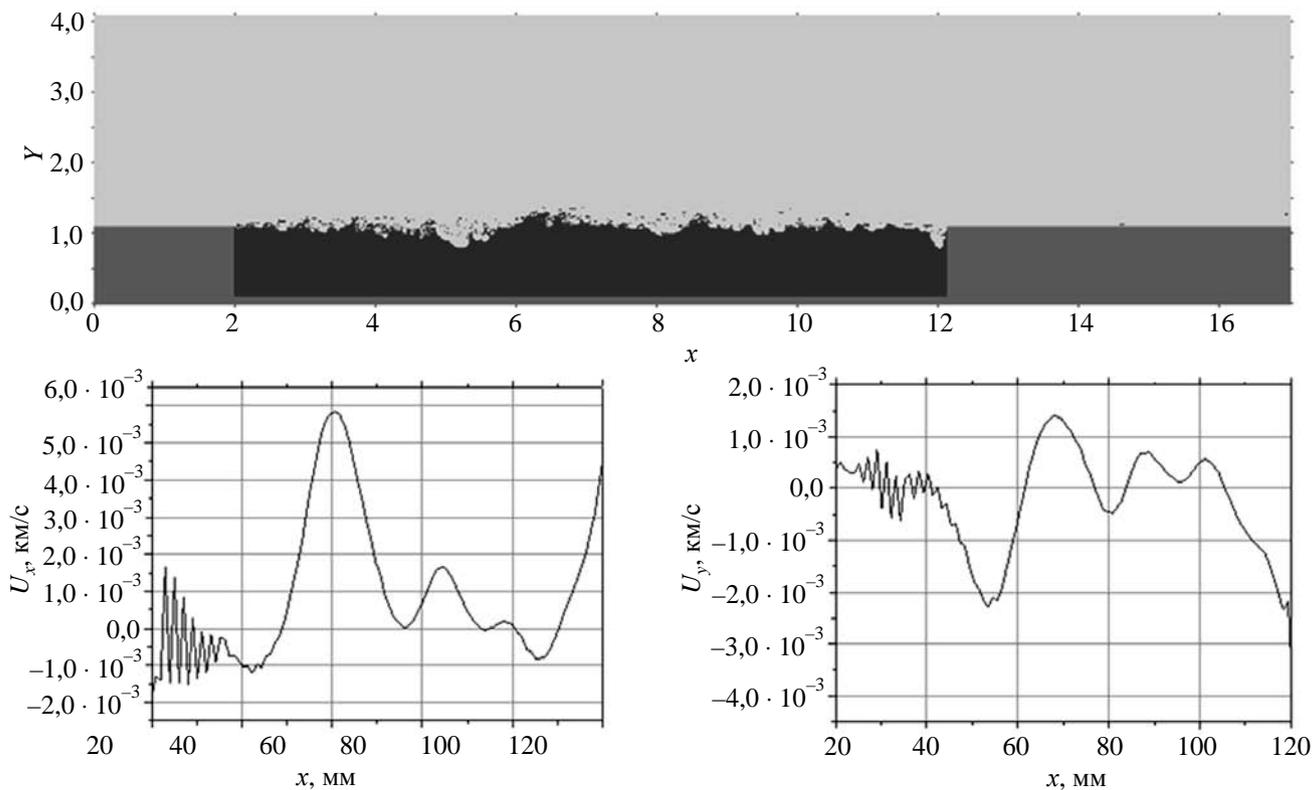


Рис. 15. Распределения массовых скоростей в воде на глубине 5 мм ($t = 500$ мкс от момента нагружения лужицы)

По графикам видно, что скорости U_x , U_y незначительны ($1 \div 6$ м/с) по сравнению с массовой скоростью потока воздуха (≈ 850 м/с).

На рис. 16 представлены расчетные и экспериментальные временные зависимости уменьшения высоты слоя жидкости H для лужицы глубиной $h = 10$ мм.

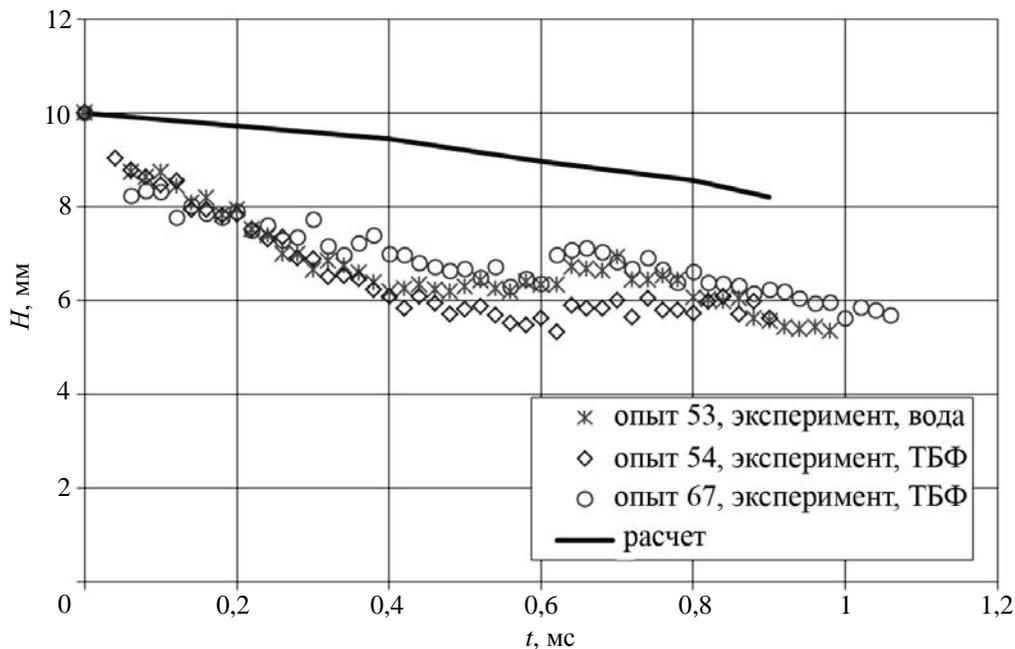


Рис. 16. Уменьшение высоты слоя жидкости H в расчетах и экспериментах

По графику видно, что высота неперемешавшейся части жидкости в эксперименте примерно на $\approx 30\%$ меньше, чем в расчетах. Расхождение, скорее всего, вызвано относительно крупным размером расчетных ячеек. В результате в расчетах недостаточно точно учитывалось турбулентное перемешивание. Кроме того, процесс перемешивания в экспериментах трехмерный, а расчеты – двумерные. Для описания полученных экспериментальных данных требуется трехмерное моделирование.

Заключение

Получены экспериментальные данные по развитию зоны турбулентного перемешивания на контактной границе газ-жидкость под воздействием скользящей воздушной ударной волны с давлением во фронте ≈ 10 атм. Результаты указывают на то, что скорость роста зоны перемешивания при перепаде плотностей на контактной границе $\delta \approx 200$ почти на порядок ниже по сравнению со скоростью роста зоны при $\delta = 1$.

Глубина проникновения зоны перемешивания в жидкость, полученная при двумерном численном моделировании, примерно на 30 % ниже, чем в проведенных экспериментах. Необходимо трехмерное расчетное моделирование представленных экспериментов.

Список литературы

1. Helmholtz H. L. F. Uber discontinuirlich Flus-sigkeits-Bewegungen. Monatsberichte Konigl. Preu β . Akad. Wiss. Berlin. 1868. P. 215.
2. Ландау Л. Д. Механика сплошных сред / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М., Л.: Гостехтеориздат. 1953. С. 177–178.
3. Еськов Н. С., Козловских А. С., Неуважаев Д. В. Численное моделирование развитой сдвиговой турбулентности // ПМТФ. 2000. Т. 412, № 1. С. 77–83.
4. Авраменко М. И. О k - ϵ модели турбулентности. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ. 2005. С. 76.
5. Brown G. L. On density effects and large structure in turbulent mixing layers / G. L. Brown, A. Roshko // J. of Fluid Mechanics. 1974. Vol. 64. P. 775–816.
6. Рахматулина Х. А., Семенова С. С. Ударные трубы. М.: Иностранная литература, 1962. С. 699.
7. Физика взрыва / Под ред. Орленко Л. П. Изд. 3. М.: Физматлит, 2004. С. 832.
8. Янилкин Ю. В., Шанин А. А., Ковалев Н. П. и др. Комплекс программ ЭГАК для расчетов двумерных течений многокомпонентной среды // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1993. Вып. 4. С. 69–75.

Статья поступила в редакцию 12.08.2014

Незнамов В. П. Формулировка квантовой теории поля без перенормировок масс и констант связи фермионов	3	Neznamov V. P. The formulation of quantum field theory with no renormalization of fermion masses and coupling constants	3
Михайлов С. В. Особенности ударно-волнового откольного разрушения с точки зрения кинетической теории прочности и концепции необратимости накопления поврежденности	7	Mikhailov S. V. Features of spallation by shockwave in context of kinetic tensile strength theory and conception of failure's irreversible accumulation	7
Шаненко А. К. О возможности предотвращения столкновения астероида Апофис с Землей с помощью ядерных взрывов	12	Shanenko A. K. A possibility to prevent the asteroid Apophis collision with Earth using nucle explosions	12
Трунин И. Р., Терешкина И. А., Подурец А. М., Симаков В. Г., В. А. Брагунец, Кондрохина И. Н., Воронин А. В., Баландина А. Н. Способы определения давления компактирования поврежденной меди	20	Trunin I. R., Tereshkina I. A., Podurets A. M., Simakov V. G., Bragunets V. A., Kondrokhina I. N., Voronin A. V., Balandina A. N. Methods for determination of pressure of damaged copper compaction	20
Невмержицкий Н. В., Михайлов А. Л., Раевский В. А., Ляпеби Э., Осмон А., Сеньковский Е. Д., Сотсков Е. А., Вахмистров К. С., Давыдов Н. Б., Апрелков О. Н., Левкина Е. В., Кривонос О. Л., Соколова А. С. Турбулентное перемешивание на границе газ-жидкость под воздействием скользящей воздушной ударной волны	33	Nevmerzhitskiy N. V., Mikhailov A. L., Raevskiy V. A., Lapebie E., Osmont A., Senkovskiy E. D., Sotskov E. A., Vakhmistrov K. S., Davydov N. B., Aprelkov O. N., Levkina E. V., Krivonos O. L., Sokolova A. S. Turbulent mixing at gas-liquid interface under effect of gliding air shock wave	33

Редактор *Н. П. Мишкина*

Компьютерная подготовка оригинала-макета *С. Н. Фролова*

Подписано в печать 14.10.2014 Формат 60×84 1/8

Офсетн. печ. Усл. печ. л. 6,3 Уч.-изд. л. 5,5

Тираж 200 экз. Зак. тип. 1463-2014 5 статей Индекс 3657

Отпечатано в ИПК ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской области, ул. Силкина, д. 23

ISSN 0234-0763 **ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ**

С е р и я :

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА

2014. Вып. 2. 1–45

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ СТАТЕЙ

К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть отпечатан на одной стороне листа формата А4 шрифтом Times New Roman 12 пунктов через 2 интервала, левое поле 3 см. Статья сопровождается дискетой 3,5' (zip100, zip250, cd-r/rw, USB Flash Drive) с электронным вариантом текста (шрифт 11 пунктов через 1 интервал) в редакторе Word for Windows версии 97. Статья должна быть составлена в следующем порядке: УДК; название статьи; инициалы и фамилии авторов; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – все вышперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; пронумерованные рисунки и подписи (на отдельном листе); таблицы с нумерационным и тематическим заголовками, каждая таблица на отдельном листе, а в электронном виде представляется отдельным файлом. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры («...»). Название файла должно состоять из фамилии первого автора и краткого названия статьи.

2. Файлы иллюстраций должны быть представлены отдельно – в виде файлов, в формате TIFF (.TIF) или JPEG (.JPG) (максимальное качество) с разрешением не менее 250 точек на дюйм (dpi или inch). Название файла иллюстрации должно включать фамилию первого автора и порядковый номер рисунка в статье, например: Dzyuba_03.tif. Не допускается представлять иллюстрации, созданные с использованием внутренних инструментов Word.

3. При написании статьи следует использовать общепринятые термины, единицы измерения и условные обозначения. Все употребляемые авторами обозначения должны быть определены при их первом появлении в тексте. Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: латинские буквы (*A, I, d, h* и т. п.) набираются курсивом, греческие буквы (α, β, γ), названия функций (\sin, \cos, \exp), химических элементов (H_2O, H_2C_5OH) и единиц измерения (см, МВт/см², с) – прямым (обычным) шрифтом. Символы ($\mathfrak{R}, \varnothing, \otimes \in$ и т. п.) следует оговаривать на полях рукописи. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо.

4. Формулы создаются в виде целых математических выражений в формульном редакторе Word или редакторе Math Type 5.2 и нумеруются в круглых скобках. Нумерация формул должна быть сплошной по статье (не по разделам), нумерация типа (2а), (2б) нежелательна. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении.

5. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку, арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу в тексте. Библиографические ссылки оформляются по следующим правилам:

- для книг: фамилии и инициалы авторов, название книги, место издания, издательство (без кавычек), год (для трудов конференций – город, страна, год);
- для статей в журнале: фамилии и инициалы авторов, название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, страницы;
- для авторефератов диссертаций: фамилия и инициалы автора, название автореферата диссертации, степень, место защиты (город) и год;
- для препринтов: фамилии и инициалы авторов, название препринта, место издания, год и номер;
- для патентов: вид патентного документа (А.с. или Пат.), его номер, название страны, выдавшей документ, индекс международной классификации изобретения, название издания, в котором опубликована формула изобретения, год и номер издания;
- для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

При необходимости в заголовке библиографической ссылки на работу четырех и более авторов могут быть указаны имена всех авторов или первых трех с добавлением слов «и др.». В списке литературы инициалы должны стоять после фамилий.

б. В конце текста (перед списком литературы) указывается контактная информация обо всех авторах статьи: фамилия, имя, отчество (полностью), место работы, должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

Все материалы по статьям должны направляться по адресу:

607188, г. Саров Нижегородской обл., пр. Мира, 37, РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИТМФ, в редакцию журнала ВАНТ, сер. «Теоретическая и прикладная физика». Тел. (83130) 2-77-01. E-mail: Nadykto@vniief.ru