

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТЕНКИ ВЗРЫВНЫХ КАМЕР ИМПУЛЬСНЫХ ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

В. О. Соловьёв¹, Б. Д. Христофоров²

¹Институт машиноведения им. А. А. Благонравова РАН, 101990 Москва, vosolovev@imash.ru

²Институт динамики геосфер РАН, 119334 Москва, khrist@idg.chph.ras.ru

Разработаны расчетные и экспериментальные методы моделирования (с использованием действия взрыва и удара) волновых процессов в стенках взрывной камеры импульсных ядерных энергетических установок при воздействии мощного рентгеновского излучения. Как показывает сравнение, экспериментальные и расчетные параметры ударных волн при взрывном и ударном нагружении различных материалов удовлетворительно согласуются между собой. Разработанными методами проведено исследование поведения жидкой теплозащитной пленки $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ на стенке взрывной камеры, когда импульс отдачи, вызванный испарением, является основным фактором нагрузки. Рассмотрены возможности снижения взрывных нагрузок на стенки.

Ключевые слова: моделирование, рентгеновское излучение, взрыв, удар, теплоноситель, разрушение, ядерный реактор.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с предложениями по созданию импульсных ядерных энергетических установок (ЯЭУ), использующих реакции синтеза и деления, проводятся исследования ударно-волновых процессов в жидкометаллических теплоносителях и жестких стенках камеры реактора при воздействии различных поражающих факторов, включая импульсы рентгеновского излучения (РИ). Для определения способов снижения динамических нагрузок, увеличения ресурса работы и уточнения технических требований к взрывным камерам разрабатывались методы экспериментального и математического моделирования этих процессов применительно к установкам [1–3] с тротиловым эквивалентом (ТЭ) 0.2 ÷ 25 000 т. Приведены результаты экспериментальных исследований и расчетов поведения различных материалов под действием взрыва и высокоскоростного удара для моделирования механического и теплового действия РИ на стенки и теплоноситель разрабатываемых взрывных камер импульсных ЯЭУ.

В работе [2] для импульсной ЯЭУ, работающей с частотой 2 Гц, рассчитаны взрывы с ТЭ ≈ 0.2 т замороженной смеси D + T (началь-

ная плотность $\rho_0 = 0.05$ г/см³, масса 1.57 мг) внутри трубки из урана ²³⁸U (массой 214 г) с внутренним радиусом $r = 1$ мм. Трубка обжимается адиабатически, примерно в 30 раз по радиусу. Обжатие производится внешней свинцовой оболочкой массой 5.5 г под действием полого пучка тяжелых ионов платины, разогнанных на ускорителе до энергии ≈ 100 ГэВ на ядро. Характерные параметры импульса РИ и его значений на стенках взрывной камеры с минимальным радиусом $R = 4$ м: полная энергия $\epsilon = 40$ МДж, средняя мощность $W = 40$ ТВт, длительность пика $\tau \approx 50$ нс, полная длительность $t_0 = 1$ мкс, удельная энергия $E = \epsilon/4\pi R^2 = 20$ Дж/см², мощность излучения $w = 20$ МВт/см², пиковая мощность $W_{\text{max}} = 240$ ТВт, максимальная температура $T_{\text{max}} = 180$ эВ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСА РИ НА ПРЕГРАДЫ

Моделирование механического действия РИ взрывом и ударом основано на общности описывающих эти процессы уравнений механики сплошной среды [4–6]. В случае плоской геометрии

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} &= 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial m} = 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{p \partial v}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial m} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-08-00389).

$$e = e(p, v), \quad w = w_r + w_e, \quad v = 1/\rho,$$

здесь u — массовая скорость; $e, e(p, v)$ — внутренняя энергия и уравнение состояния вещества, Дж/кг; p — давление; ρ — плотность; m — лагранжева координата; w_e, w_r — поглощенная и отраженная удельные мощности облучения, Вт/м². Начальные и граничные условия задачи:

$$t = 0: \quad 0 < m < M_0, \quad u = 0, \quad v = v_0, \quad p = 0,$$

где M_0 — граница области, охваченная возмущением, кг/м². Уравнения (1) описывают гидродинамические процессы при воздействии любого типа излучения при заданном значении плотности поглощенной энергии dw_e/dm (в Вт/кг). В первом приближении $w_e(t, m) = w_0(t)(1 - K)f(m) = w_a(t)f(m) \approx w_a(t) \exp(-m/m_0)$, где K — коэффициент отражения. Тогда $dw_e/dm = -w_e/m_0$, где m_0 — массовый пробег излучения в веществе. Фактически основная задача физики взаимодействия излучения с веществом заключается в определении m_0 и w_e . Доля поглощенного на поверхности толстой преграды потока излучения $w_a/w_0 < 1$, вследствие отражения и рассеяния части падающего излучения. При воздействии мягкого РИ на металлы и диэлектрики $w_a/w_0 \approx 0.8 \div 0.9$ [3, 6, 7]. Определяющими безразмерными параметрами задачи о взаимодействии излучения с веществом приняты следующие: E_a/E_v — отношение поглощенной удельной энергии РИ в веществе массой m_0 к энергии ее испарения $E_v = m_0 Q_v$ [Дж/м²], где Q_v — теплота испарения преграды, Дж/кг; $\tau_1 = t_0/t_1$ ($t_1 = \Delta_0/a = m_0/\rho a$) и $\tau_2 = t_0/t_2$ ($t_2 = \Delta_0^2/\chi = m_0^2/\rho^2 \chi$) — характерные безразмерные времена распространения звуковых и тепловых волн в нагретом слое m_0 , t_0 — время облучения, a — скорость звука, $\chi = K_t/\rho c_p$ — температуропроводность, K_t — теплопроводность, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг · К). За время облучения t_0 концентрация выделившейся в слое m_0 энергии уменьшается из-за ее уноса в преграду гидродинамическими возмущениями и теплопроводностью, характерные времена этих процессов $t_1 = m_0/\rho a$ и $t_2 = m_0^2/\rho^2 \chi$.

При $E_a/E_v < 1$ концентрации поглощенной энергии недостаточно для испарения вещества и в нем из-за быстрого нагрева резко повышается давление и образуются ударные волны

(УВ), которые могут вызвать откольные разрушения. Давление в УВ определяется уравнением Ми — Грюнайзена [4, 6]

$$p = p_x + p_t = p_x + \Gamma e \rho, \quad (2)$$

где p_x, p_t — упругая и тепловая составляющие давления, Γ — коэффициент Грюнайзена. В прогретой излучением области $p_x = 0$ и $p \approx p_t$. Давление на фронте УВ при $w_a = \text{const}$ определяется выражениями

$$p = \Gamma e \rho = \Gamma w_a t_0 \rho / m_0 \quad \text{при} \quad \tau_1 \ll 1, \quad (3)$$

$$p = \Gamma e \rho = \Gamma w_a / a \quad \text{при} \quad \tau_1 \gg 1,$$

причем для этих двух случаев в процессе облучения области повышенного давления равны $m = m_0$ и $m = \rho a t_0$ соответственно. При характерных временах облучения РИ $t_0 > 10^{-7}$ с условие $\tau_1 \ll 1$ обычно реализуется при воздействии жесткого РИ на металлы и диэлектрики. Условие $\tau_1 \gg 1$ может иметь место для любых твердых тел и излучений. Влияние теплопроводности при $E_a/E_v < 1$ можно не учитывать, так как скорость звука в веществе много больше скорости тепловой волны.

При $E_a/E_v > 1$, $\tau_2 \ll 1$ происходит объемное (при $\tau_1 \ll 1$) или поверхностное (при $\tau_1 \gg 1$) испарение вещества. Время начала испарения $t_v = Q_v m_0 / w_a$. При $\tau_2 > 1$ существенно влияние теплопроводности, поскольку масса прогретого вещества $m_1 = \rho(\chi t_0)^{0.5} > m_0$. Для испарения надо, чтобы $w_a t_0 > m_1 Q_v$. Унос испаренного вещества массой m_v вызывает удельный импульс отдачи I_0 и давление на преграду p :

$$I_0 = K_1 (2m_v (E - m_v Q_v))^{0.5}, \quad p \approx I_0 / t_0. \quad (4)$$

Здесь K_1 — безразмерный параметр, характеризующий эффективность преобразования подведенной энергии в механический импульс. Проведенные исследования показали, что при параметрах импульса РИ, взятых из [2, 3], испарение преграды наступает практически мгновенно и нагрузки на преграду (3) можно не учитывать.

КРИТЕРИИ И МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При ядерных взрывах [1] РИ поглощается в слое облученной поверхности толщиной $10^{-6} \div 10^{-5}$ м за время $10^{-7} \div 10^{-6}$ с. При микровзрывах [2, 3] свинцовая оболочка заряда, нагретая взрывом до температур порядка 10^6 К,

Параметры моделирующих устройств и нагрузок

Удар алюминиевых пластин						Взрыв ТГ 50/50, $\rho = 1680 \text{ кг/м}^3$, $Q = 4.87 \text{ МДж/кг}$				
V , км/с	Δ , см	I , Па·с	E , Дж/см ²	τ , мкс	p , ГПа	Δ , см	E , Дж/см ²	p , МПа	I , МПа·с	τ , мкс
5.9	0.008	1 274	376	0.02	74.3	5	40.91	31 700	0.561	17.70
5.9	0.013	2 071	611	0.03	74.3	2.5	20.45	31 700	0.281	8.85
5.9	0.06	9 558	2 820	0.18	74.3	1.25	10.23	31 700	0.140	4.42
1.72	0.05	2 322	200	0.15	15.1	0.5	4.09	31 700	0.056	1.77
1.1	0.019	549	30	0.05	9.7	0.3	2.45	31 700	0.034	1.06
						0.2	1.64	31 700	0.022	0.71

излучает в сплошном спектре и РИ поглощается в слое $10^{-8} \div 10^{-6}$ м. Быстрый нагрев при поглощении РИ может вызвать испарение, резкое повышение давления и привести к уносу испаренного и раздробленного поверхностного слоя преграды, к разрушению и расслоению теплозащитного покрытия, отколам на внутренней поверхности несущей оболочки и деформации корпуса взрывной камеры под действием импульса отдачи и из-за возбуждения УВ. При распространении плоской УВ ее импульс сохраняется. На больших по сравнению с длиной волны расстояниях УВ имеет треугольную форму, а ее амплитуда p_{\max} и длина λ определяются лишь свойствами материала и величиной полного импульса отдачи I_0 [4–6]: $p_{\max} = \rho a (I_0 a / \rho X b)^{0.5}$, $\lambda = 2(I_0 X b / \rho a)^{0.5}$, где X — эйлерова координата фронта УВ, м; b — характеристика материала. Моделирование механического действия РИ взрывом накладных зарядов ВВ и ударом пластин воспроизводит в преграде параметры плоской УВ, близкие натурным, когда импульс взрыва или удара равен импульсу отдачи.

Взрывные методы и принципиальные схемы устройств для плоского нагружения преград приведены в [4]. Для моделирования применялось действие взрыва плоских зарядов ТГ 50/50 толщиной $2 \div 50$ мм и удары алюминиевых пластин толщиной $0.08 \div 0.6$ мм. Генераторами плоских УВ служили взрывные линзы диаметром 60, 84 и 100 мм и разные взрывные сборки для разгона пластин, конструкции которых могли модифицироваться в зависимости от заданных параметров взрыва и удара. Плоская детонация в зарядах толщиной $2 \div 5$ мм возбуждалась ударом алюминиевых пластин толщиной 0.08 мм, разогнанных до скорости 5.5 км/с. В устройстве для

разгона пластин основная масса ВВ, состоящая из взрывной линзы и заряда ТГ толщиной 12.5 мм, отделялась от разгоняющей пластину заряда ТГ толщиной 3 мм латунным экраном толщиной 3 мм. Экран отсекал продукты взрыва основной массы взрывчатых веществ (ВВ) и снижал давление продуктов взрыва за ударником до 4 ГПа. Искривление и перекося УВ в преградах при разных способах нагружения не превышал 0.5 мм на диаметре 50 мм.

Характерные параметры моделирующих устройств и нагрузки при взрывном и ударном нагружении алюминия приведены в таблице, где V — скорость ударника, Δ — толщина ударника или заряда ВВ, I , E — удельные импульс и энергия удара или взрыва, $\tau = 2\Delta/a$, $p = I/\tau$ — длительность и среднее давление при ударе, a — скорость звука в алюминии. Скорость свободной поверхности мишени измерялась электроконтактными или емкостными датчиками, массовая скорость в УВ — электромагнитным методом. Параметры УВ определялись из уравнений сохранения на фронте по результатам измерений на относительных расстояниях от поверхности преграды $0 < X/\Delta < 200$ при ударе и $0 < X/\Delta < 10$ при взрыве. В расчетах приняты значения: $D = 7.65$ км/с, $u = 1.99$ км/с, $p = 26.6$ ГПа, $\gamma = 3$, которые достаточно точно определяют течение за фронтом детонации и близки к реальным: $D = 7.65$ км/с, $u = 2.07$ км/с, $p = 26.6$ ГПа, $\gamma = 2.8$ [4].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТОВ ДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА И УДАРА

На рис. 1 приведены результаты измерений зависимости массовой скорости u на фронте УВ от параметра $(1 + X/\Delta)\rho$ при взрыве литого заряда ТГ 50/50 на поверхности

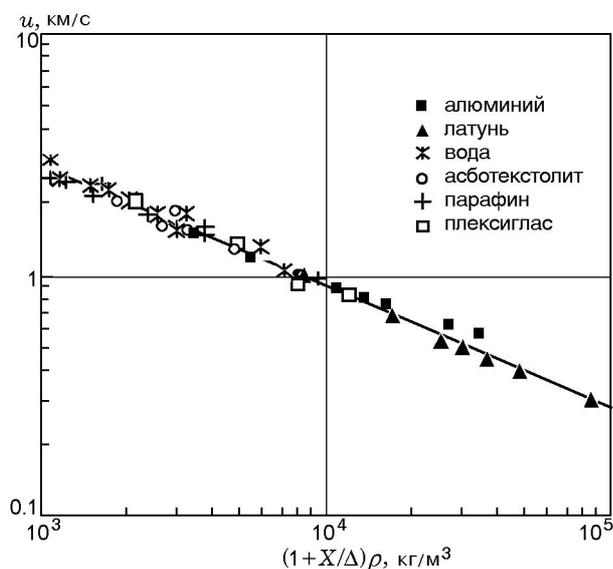


Рис. 1. Зависимость массовой скорости на фронте плоской УВ в разных материалах от параметра $(1 + X/\Delta)\rho$ при взрыве заряда ТГ 50/50

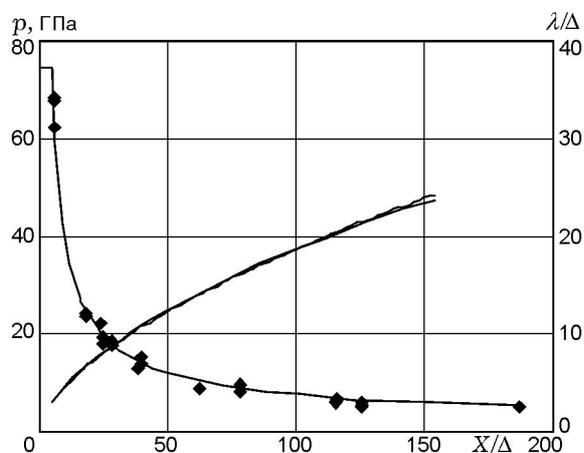


Рис. 2. Зависимости максимального давления и относительной длины ударной волны от относительного расстояния при ударе по алюминию со скоростью 5.9 км/с алюминиевыми ударниками:

кривые — расчет по предложенному уравнению состояния

алюминия, латуни, воды, асботекстолита ($\rho = 1650 \text{ кг/м}^3$), парафина, плексигласа. На границе с зарядом $u_{\max} = 90.1/\rho^{0.5}$. Для воды, алюминия и латуни $u_{\max} = 2.85, 1.73, 0.98 \text{ км/с}$ при $\rho = 1000, 2700, 8400 \text{ кг/м}^3$. Прямая линия на графике описывается эмпирической зависимостью

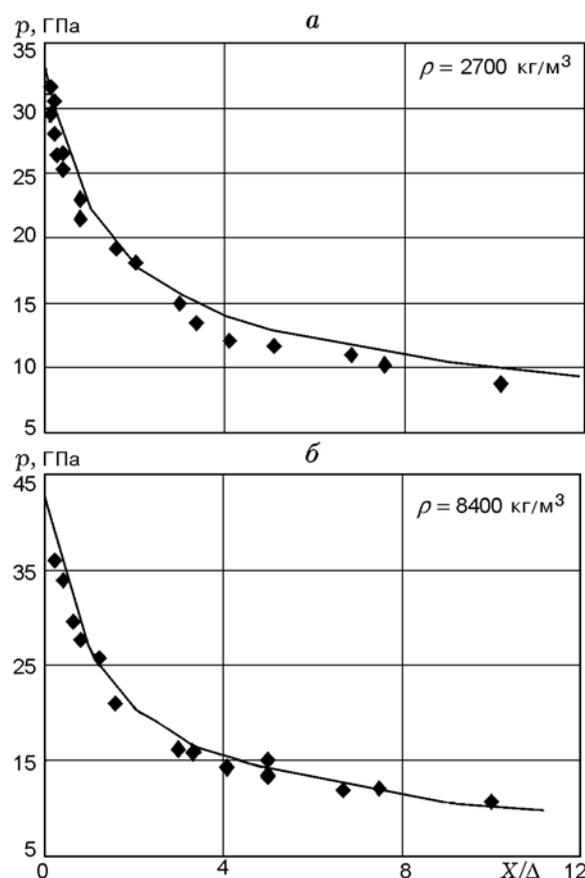


Рис. 3. Зависимости максимального давления в УВ от относительного расстояния при нагружении алюминия (а) и латуни (б) взрывом плоских зарядов ТГ 50/50:

кривые — расчет по предложенному уравнению состояния

$$u = 90.1/[(1 + X/\Delta)\rho]^{0.5}. \quad (5)$$

На рис. 2, 3 показаны результаты измерений и расчетов параметров УВ при взрыве и ударе. На рис. 2 приведены зависимости максимального давления p и приведенной длины λ/Δ УВ в алюминии от приведенного расстояния X/Δ при ударе со скоростью 5.9 км/с ударниками разной толщины. На рис. 3 представлены зависимости максимального давления $p(X/\Delta)$ при взрывном нагружении алюминия и латуни плотностью $\rho = 2700$ и 8400 кг/м^3 . Отмечается хорошее согласие результатов расчетов и опытов.

При определении параметров фронта УВ по результатам измерений предполагалось, что измеренная скорость свободной поверхности преграды $V = 2u$, как это принято в [4, 6]. Давление на фронте определялось по формуле $p =$

$\rho u D$. В расчетах применялись ударные адиабаты в виде линейных соотношений между волновой и массовой скоростями $D = 5.35 + 1.35u$ для алюминия и $D = 3.76 + 1.43u$ для латуни [4]. В качестве уравнения состояния во всей области течения использовались ударные адиабаты в виде линейного соотношения между волновой и массовой скоростями $D = a + bu$; приращением энтропии на фронте УВ и прочностью материала, который считался жидким, пренебрегалось. Затухание УВ рассчитывалось в приближении централизованной простой волны с прямыми характеристиками, исходящими из одной точки на границе мишени [4–6].

Согласие результатов модельных экспериментов и расчетов позволяет применять предложенные уравнения состояния и методику расчета параметров УВ в материалах взрывной камеры импульсного ЯЭУ при действии РИ. Для зависимости $u(X)$ при взрыве, ударе и действии импульса отдачи при РИ получена расчетная формула

$$X = (a + bu)I(u)/\rho b u^2, \quad (6)$$

где $I(u) = \int_0^t p dt$ — импульс давления на границе вещества к моменту t , когда массовая скорость на границе равна u . Значения параметров нагрузки переносятся на фронт УВ по прямым характеристикам со скоростью звука, большей скорости фронта. Длительность нагружения преграды $t \approx 2\Delta_0/a$ обычно много меньше длительности УВ. Поэтому для определения параметров УВ при $t > 2\Delta_0/a$ можно полагать $I(u) = I_0$, где I_0 — полный импульс нагрузки или импульс отдачи из-за разлета испаренного слоя Δ преграды при действии РИ. Тогда

$$u = [(a + bu)I_0/\rho b X]^{0.5}. \quad (7)$$

На больших расстояниях X , где $u \ll a$,

$$X = aI_0/\rho b u^2, \quad u = ((a/b)I_0/\rho X)^{0.5}. \quad (8)$$

Проведенный анализ показал, что указанная методика расчета ограничена сверху давлениями $p \approx 1.5\rho a^2$, превышающими 100 ГПа для алюминия, а снизу — пределом упругости материала. Мягкое РИ поглощается в тонком слое поверхности вещества и не влияет на его характеристики при распространении УВ, что повышает точность моделирования взрывом и ударом.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ РИ ПРИ ИСПАРЕНИИ ПРЕГРАДЫ

Рассмотрим действие РИ плотностью $E = 0.20$ МДж/м² на первую преграду из жидкой пленки теплоносителя $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ толщиной 0.002 м, температурой 823 К, плотностью 9 060 кг/м³ [2, 3]. Температура плавления пленки $T = 507$ К, теплота ее испарения $Q = 0.941$ МДж/кг, скорость звука $a = 2$ км/с. Температура РИ в максимуме планковского спектра $T_{\max} < 180$ эВ из-за экранировки свинцовой оболочкой заряда, которая нагревается взрывом до температуры около 10^6 К и при расширении излучает как черное тело.

При энергии квантов $50 \div 500$ эВ [2, 3] глубина поглощения РИ в пленке $\Delta_0 \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$ м много меньше ее толщины $2 \cdot 10^{-3}$ м и для расчета параметров УВ можно применить формулы (8), где $a = 2$ км/с, $b = 1.5$, принятые в [4] для свинца. При определении импульса отдачи I_0 пренебрегаем потерями, полагая $K_1 = 1$, тогда $I_0 = (2m_{v,s}(E - m_{v,s}Q_v))^{0.5}$, где $m_{v,s}$ — испаренная масса пленки. Из условия $dI_0/dm_{v,s} = 0.71(E - 2m_{v,s}Q_v)/(m_{v,s}E - m_{v,s}^2Q_v)^{0.5} = 0$ определяем максимальную испаренную массу m_{\max} , отсюда $m_{\max} = E/2Q_v = 0.106$ кг/м², $\Delta_{\max} = m_{\max}/\rho = 0.000012$ м — это на 2 порядка меньше толщины жидкой пленки $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ и на 2–3 порядка больше глубины поглощения РИ, что может быть обусловлено прогревом тепловой волны. В результате получаем $I_0 = (2(m_{\max}E - m_{\max}^2Q_v))^{0.5} = (E^2/2Q_v)^{0.5} = 146$ Па·с, среднее давление $p = I_0/t_0 = 146$ МПа при $t_0 = 1$ мкс.

На рис. 4 приведены расчетные зависимости давления на фронте УВ при воздействии РИ на жидкую пленку теплоносителя $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$. Показаны результаты расчета при максимальной глубине проникания РИ, когда $I_0 = 146$ Па·с [2], а также для условий синтеза [3] при энергии РИ 17 МДж и значении $I_0 = 27$ Па·с. Кроме того, приведены результаты расчета для установки [2], когда испаренная масса и импульс отдачи определяются волной теплопроводности и зависят от времени. При этом полный импульс отдачи $I_0 = 101$ Па·с. Параметры фронта УВ при $X = 0.002$ м, $I_0 = 146$ и 101 Па·с определены по формулам (8): $u = ((a/b)I_0/\rho X)^{0.5} = 104$ и 86.7 м/с, $p = \rho u a = 1.87$ и 1.57 ГПа соответственно.

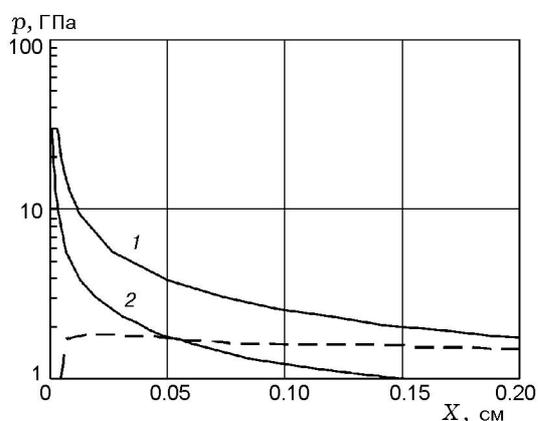


Рис. 4. Расчетные зависимости давления на фронте УВ при воздействии РИ в испарительном режиме на жидкую пленку теплоносителя: сплошные линии — максимальный импульс отдачи: 1 — для данных [2], 2 — для данных [3]; штриховая — расчет с учетом испарения в волне теплопроводности для данных [2]

Воздействие рассчитанных давлений на жидкую теплозащитную пленку РИ на установках [2, 3] ведет к ее разрушению, и УВ перейдет в жесткую стенку. При учете возможной экранировки излучения парами при $t > 0.1$ мкс параметры УВ в преграде могут быть много меньше рассчитанных выше. Характерное давление в веществе при быстром нагреве $p \approx \rho E$. При одинаковых значениях энергии E , поглощенной в единице массы, давление в парах, пропорциональное плотности ρ , на три порядка меньше, чем в стенках камеры. Для уточнения параметров УВ необходимы реальные зависимости $E(t)$ для РИ с энергией квантов до 500 эВ в пике и около 50 эВ в интервале $0.1 \div 1$ мкс при общей энергии, большей, чем в пике. В интервале $t < 0.1$ мкс энергия РИ в основном поглощается в преграде и испаряет ее, создавая импульс отдачи с УВ с высокой амплитудой. При $t > 0.1$ мкс энергия РИ в основном поглощается в парах, давление которых на преграду много меньше, чем в УВ. Меняя толщину свинцовой оболочки заряда, можно регулировать нагрузку на стенки камеры в допустимых пределах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования ударно-волновых процессов в жидкометаллических теплоносителях и жестких стенках взрывной камеры импульсных ЯЭУ при воздействии различных поража-

ющих факторов ядерных микровзрывов нами разработаны критерии и методы моделирования механического действия импульса РИ с помощью взрыва и удара. В расчетах УВ пренебрегалось приращением энтропии на фронте и прочностью материала, который считался жидким. В качестве уравнения состояния во всей области течения использовались ударные адиабаты. Определены границы применимости и погрешности расчетов в области высоких и низких давлений. Экспериментальное моделирование проведено ударом и взрывом при начальных давлениях до ≈ 100 ГПа. Сравнение опытных и расчетных данных при взрывном и ударном нагружении разных материалов показывает их удовлетворительное согласие. Разработанными методами определены параметры УВ в жидкой теплозащитной пленке из $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ в импульсной ЯЭУ при разных условиях нагружения РИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Г. А., Волошин Н. П., Ганев А. С., Крупин Ф. П., Литвинов Б. В., Кузьминых Б. Ю., Свааухин А. И., Шибаршов Л. И. Взрывная дейтериевая энергетика. Снежинск, 1997.
2. Субботин В. И., Медин С. А., Орлов Ю. Н., Шимкевич А. М. Энергетические характеристики гибридной ЯЭУ на основе тяжелоионного термоядерного синтеза. М., 2006. (Препринт / РАН. ИПМ; № 47).
3. Медин С. А., Орлов Ю. Н., Суслин В. М. Расчет динамики испарения защитной пленки первой стенки реактора ИТС. М., 2006. (Препринт / РАН. ИПМ; № 62).
4. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко и др. М.: Физматлит, 2004. Т. 2.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 2001.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 1966.
7. Бонюшкин Е. К., Завада Н. И., Новиков С. А., Учаев А. Я. Кинетика динамического разрушения металлов в режиме импульсного объемного разогрева. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998.

Поступила в редакцию 3/ХП 2007 г.