

ругости графита. Вычислена угловая зависимость скорости звука относительно оси ортотропии, предсказано ослабление эффекта ортотропии под давлением.

Эффект упрочнения кристаллитов под действием облучения может быть легко учтен соответствующей перенормировкой параметров модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Simmons J.** Radiation Damage in Graphite. London: Pergamon Press, 1965.
2. **Островский В.С., Виргильев Ю.С., Костиков В.И., Шипков Н.Н.** Искусственный графит. М.: Металлургия, 1986.
3. **Kelly B.** Radiation damage in graphite and its relevance to reactor design. — *Progress in Nucl. Energy*, 1978, v. 2, p. 219—269.
4. **Shtrombakh Ya.I., Gurovich B.A., Platonov P.A., Alekseev V.M.** Radiation damage in graphite and carbon-graphite materials. — *J. Nucl. Mater.*, 1995, v. 225, p. 273—301.
5. **Kelly B., Martin W., Nettley P.** Dimensional changes in pyrolytic graphite under fast-neutron irradiation. — *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, 1966, v. 1260, p. 37—49.
6. **Kelly B., Martin W., Nettley P.** Dimensional changes in polycrystalline graphites under fast-neutron irradiation. — *Ibid.*, p. 51—71.
7. **Hall G., Mansde B., Fok S., Smart J.** The relationship between irradiation induced dimensional change and the coefficient of thermal expansion: a modified simmons relationship. — *Nucl. Engng Des.*, 2003, v. 222, p. 319—330.
8. **Baker C., Kelly A.** The effect of neutron irradiation on the elastic moduli of graphite single crystals. — *Phil. Mag.*, 1964, v. 9, p. 927—951.
9. **Лебедев И.Г.** О влиянии масштабного фактора на формоизменение графитов при нейтронном облучении. — *Труды НИИАР*, 1966, вып. 1(2), с. 23.
10. **Платонов П.А., Гурович Б.А., Штромбах Я.И., Карпухин В.И.** Трансмиссионное электронно-микроскопическое исследование структурных изменений в поликристаллическом конструкционном графите после высокотемпературного облучения: Препринт ИАЭ-4233/11, 1985.
11. **Berre C., Fok S., Marsden B. e.a.** Numerical modeling of the effects of porosity changes on the mechanical properties of nuclear graphite. — *J. Nucl. Mater.*, 2006, v. 352, p. 1—5.
12. **Hall G., Marsden B., Fok S.** The microstructural modeling of nuclear grade graphite. — *Ibid.*, 2006, v. 353, p. 12—18.
13. **Tsang D., Marsden B.** The development of a stress analysis code for nuclear graphite components in gas-cooled reactors. — *Ibid.*, v. 350, p. 208—220.

Поступила в Редакцию 5.06.08

УДК 621.039.59+551

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЯЧЕИСТУЮ СТРУКТУРУ СТенок КАМЕРЫ ЯЭУ

*Соловьев В.О. (Ин-т машиноведения РАН им. А.А. Благонравова),
Христофоров Б.Д. (Ин-т динамики геосфер РАН)*

В связи с предложениями по созданию импульсных ядерных энергетических установок, использующих реакции синтеза и деления, исследуются ударно-волновые процессы в жидко-металлических теплоносителях и жестких стенках камеры реактора при воздействии рентгеновского излучения и других поражающих факторов [1—4]. Для определения способов

снижения динамических нагрузок, увеличения ресурса и уточнения технических требований к взрывным камерам разработаны методы экспериментального и математического моделирования этих процессов применительно к установкам с тротильным эквивалентом от 25 тыс. до 0,2 т, отличающимся в 10^5 раз [2—4].

В настоящей статье приведены результаты моделирования взрывом и ударом механического и теплового воздействия рентгеновского излучения на теплоноситель и материалы стенок разрабатываемых взрывных камер импульсных ЯЭУ, включающих конструкционные теплозащитные материалы с ячеистой структурой, рассмотрены возможности снижения нагрузок на стенки камер и повышения теплоотбора металлическим теплоносителем при его продавливании через ячеистую структуру стенок как рентгеновским излучением, так и другими продуктами реакции.

В работе [3] рассчитаны ядерные взрывы замороженной D + T-смеси начальной плотностью $0,05 \text{ г/см}^3$, массой $1,57 \text{ мг}$ внутри трубки внутренним радиусом 1 мм из $214 \text{ мг } ^{238}\text{U}$ с тротильным эквивалентом $0,2 \text{ т}$, частотой 2 Гц . Смесь обжимается адиабатически в 30 раз по радиусу внешней свинцовой оболочкой массой $5,5 \text{ г}$ посредством пучка тяжелых ионов платины, разогнанных на ускорителе до энергии около 100 ГэВ на ядро. Характерные параметры импульса рентгеновского излучения взрыва следующие: полная энергия 40 МДж , средняя мощность 40 ТВт , максимальная мощность 240 ТВт , температура 180 эВ , длительность пика излучения 50 нс , полная длительность 1 мкс . На стенках взрывной камеры радиусом 4 м удельная энергия 20 Дж/см^2 , мощность излучения 20 МВт/см^2 .

Моделирование механического воздействия рентгеновского излучения взрывом и ударом основано на общности описывающих эти процессы уравнений механики сплошной среды [5—7]. Для плоской геометрии

$$\begin{aligned} \partial u / \partial t + \partial P / \partial m &= 0; \quad \partial v / \partial t - \partial u / \partial m = 0; \\ \partial e / \partial t + P \partial v / \partial t + \partial w / \partial m &= 0; \\ e &= e(P, v); \quad w = w_r + w_e; \quad v = 1/\rho, \end{aligned} \quad (1)$$

где u — массовая скорость, м/с ; P — давление, Па ; m — массовая координата, кг/м^2 ; v — удельный объем, $\text{м}^3/\text{кг}$; $e, e(P, v)$ — внутренняя энергия и уравнение состояния вещества, Дж/кг ; w_e, w_r — поглощенная и отраженная удельная

мощность облучения соответственно, Вт/м^2 ; ρ — плотность, кг/м^3 . Начальные и граничные условия: $t = 0, 0 < m < M_0, u = 0, v = v_0, P = 0$, где M_0 — граница области, захваченная возмущением, кг/м^2 . Уравнения (1) описывают гидродинамические процессы при воздействии любого типа излучения при заданной плотности поглощенной энергии — dw_e/dm . В первом приближении $w_e(t, m) = w_0(t)(1 - K)f(m) = w_n(t)f(m) \approx w_n(t)\exp(-m/m_0)$, где K — коэффициент отражения. Тогда $dw_e/dm = -w_e/m_0$, где m_0 — массовый пробег излучения в веществе. Фактически основная задача взаимодействия излучения с веществом заключается в определении массового пробега излучения m_0 и поглощенной удельной мощности w_e . Доля поглощенного на поверхности толстой преграды потока излучения $w_n/w_0 < 1$ вследствие отражения и рассеяния части падающего излучения. При воздействии низкоэнергетического рентгеновского излучения на металлы и диэлектрики $w_n/w_0 \approx 0,8—0,9$ [3, 7, 8]. Определяющими безразмерными параметрами приняты E_n/E_u ($E_u = m_0 Q_u$) — отношение поглощенной удельной энергии рентгеновского излучения в веществе массой m_0 к энергии ее испарения, $\tau_1 = t_0/t_1$ ($t_1 = \Delta_0/a = m_0/\rho a$), $\tau_2 = t_0/t_2$ ($t_2 = \Delta_0^2/\chi = m_0^2/\rho^2 \chi$) — характерное безразмерное время распространения звуковых и тепловых волн в нагретом слое m_0 , t_0 — время облучения, a — скорость звука, $\chi = K_t/\rho C_p$, K_t — коэффициент температуро- и теплопроводности соответственно. За время облучения t_0 концентрация выделившейся в слое m_0 энергии уменьшается из-за ее уноса в преграду гидродинамическими возмущениями и теплопроводностью с характерным временем этих процессов $t_1 = m_0/\rho a$, $t_2 = m_0^2/\rho^2 \chi$.

При $E_n/E_u < 1$ концентрации поглощенной энергии недостаточно для испарения вещества, в нем из-за быстрого нагрева резко повышается давление и образуются ударные волны, которые могут вызвать откольные разрушения. Давление ударной волны определяется уравнением Ми—Грюнайзена [5, 7]

$$P = P_x + P_t = P_x + \Gamma e_r,$$

где P_x, P_t — упругая и тепловая составляющие давления соответственно; Γ — коэффициент Грюнайзена. В прогретой излучением области $P_x = 0$ давление пропорционально P_t . Давление

на фронте ударной волны при $w_n = \text{const}$ определяется выражениями

$$\begin{aligned} P &= \Gamma_{\text{ер}} = \Gamma w_n t_0 \rho / m_0 \text{ при } \tau_1 \ll 1; \\ P &= \Gamma_{\text{ер}} = \Gamma w_n / a \text{ при } \tau_1 \gg 1, \end{aligned} \quad (2)$$

причем для этих двух случаев области повышенного давления $m = m_0$, $m = \rho a t_0$. При характерном времени облучения $t_0 > 10^{-7}$ с условие $\tau_1 \ll 1$ обычно реализуется при воздействии на металлы и диэлектрики высокоэнергетического рентгеновского излучения. Условие $\tau_1 \gg 1$ может иметь место для любых твердых тел и излучения. Влияние теплопроводности при $E_n/E_u < 1$ можно не учитывать, так как скорость звука в веществе намного больше скорости тепловой волны.

При $E_n/E_u > 1$, $\tau_2 \ll 1$ происходит объемное (при $\tau_1 \ll 1$) или поверхностное (при $\tau_1 \gg 1$) испарение вещества. Время начала испарения $t_u = Q_u m_0 / w_n$. При $\tau_2 > 1$ существенно влияние теплопроводности, так как масса прогретого вещества $m_1 = \rho(\chi t_0)^{0,5} > m_0$. Для испарения необходимо $w_n t_0 > m_1 Q_u$. Унос испаренного вещества вызывает удельный импульс отдачи и давление на преграду:

$$I_0 = K_1 [2m(E_n - mQ_u)]^{0,5}; \quad P \approx I_0/t_0,$$

где K_1 — безразмерный параметр, характеризующий эффективность преобразования подведенной энергии в механический импульс. Исследования показали, что при параметрах импульса рентгеновского излучения [3, 4] преграда испаряется почти мгновенно и нагрузки на нее, определенные по формуле (2), можно не учитывать.

При крупных ядерных взрывах [2] рентгеновское излучение поглощается в слое облученной поверхности толщиной 10^{-5} — 10^{-6} м за время 10^{-6} — 10^{-7} с. При микровзрывах [3, 4] излучает нагретая до температуры $\sim 10^6$ К свинцовая оболочка заряда в сплошном спектре, и рентгеновское излучение поглощается в слое толщиной 10^{-6} — 10^{-8} м. Быстрый нагрев при поглощении рентгеновского излучения может вызвать испарение, резкое повышение давления и привести к уносу испаренного и раздробленного поверхностного слоя преграды, разрушению и расслоению теплозащитного покрытия, отколу на внутренней поверхности несущей оболочки и деформации корпуса взрывной камеры под воздействием импульса отдачи и вследствие возбу-

ждения ударной волны. При распространении плоской ударной волны ее импульс сохраняется. На большом по сравнению с длиной волны расстоянии ударная волна имеет треугольную форму, ее амплитуда и длина определяются лишь свойствами материала и полным импульсом отдачи I_0 [5—7]: $P_m = \rho a (I_0 a / \rho \chi \beta)^{0,5}$, $\lambda = 2(I_0 \chi \beta / \rho a)^{0,5}$, где χ — Эйлерова координата фронта ударной волны, м; β — характеристика материала. Моделирование механического воздействия рентгеновского излучения взрывом и ударом воспроизводит в преграде параметры ударной волны, близкие натурным, когда импульс взрыва или удара равен импульсу отдачи.

Взрывные методы и принципиальные схемы устройств для плоского нагружения преград аналогичны приведенным в работах [5, 9]. Рентгеновское облучение моделировали воздействием взрыва плоских зарядов из смеси литого тротила с гексогеном (ТГ50/50) толщиной 2—50 мм и ударами алюминиевых пластин толщиной 0,08—0,6 мм. Генераторами плоских ударных волн служили взрывные линзы диаметром 60, 84, 100 мм и разные взрывные сборки для разгона пластин. Плоская детонация в зарядах толщиной 2—5 мм возбуждалась ударом алюминиевых пластин толщиной 0,08 мм, разогнанных до скорости 5,5 км/с. В устройстве для разгона пластин основная масса взрывчатого вещества, состоящая из взрывной линзы и заряда толщиной 12,5 мм, отделялась от разгоняющего пластину заряда толщиной 3 мм латунным экраном толщиной 3 мм. Экран отсекал продукты взрыва основной массы взрывчатого вещества и снижал давление продуктов взрыва за ударником до 4 ГПа. Искривление и перекося ударной волны 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 табл. 1, где W — скорость ударника; Δ — толщина ударника и заряда взрывчатого вещества; I , E — удельный импульс и энергия удара или взрыва; $\tau = 2\Delta/a$, $P = I/\tau$ — длительность и среднее давление при ударе; a — скорость звука в алюминии. При взрыве за время $\tau \approx \Delta/D$ набирается около 0,8 удельного импульса I . В расчетах приняты скорость детонации и вещества на фронте $D = 7,65$ км/с, $u = 1,99$ км/с, давление $P = 26,6$ ГПа, показатель адиабаты продуктов взрыва $\gamma = 3$, которые достаточно точно опреде-

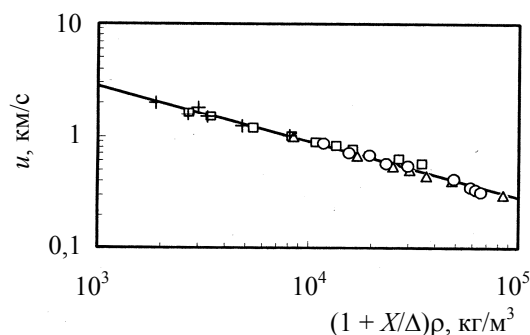
ляют течение за фронтом детонации и близки к приведенным в работе [5] $D = 7,65$ км/с, $u = 2,07$ км/с, $P = 26$ ГПа, $\gamma = 2,8$. На границе заряда с алюминиевой преградой давление $P = 31,7$ ГПа, импульс $I = 1,04$ ($P_n \Delta/D$) МПа·с, для стали-3 $I = 1,13$ ($P_n \Delta/D$) МПа·с, где $P_n = \rho_0 D^2/4 = 24,6$ ГПа [5].

Т а б л и ц а 1. Параметры моделирующих устройств и нагрузок на преграду

Δ , см	I , Па·с	E , Дж/см ²	τ , мкс	P , ГПа	W , м/с
Удар алюминиевых пластин					
0,008	1180	376	0,016	74,3	5,9
0,013	1920	611	0,026	74,3	5,9
0,06	8870	2820	0,129	74,3	5,9
0,05	2320	200	0,15	15,1	1,72
0,019	549	30	0,05	9,7	1,1
Взрыв ТГ50/50, $\rho = 1680$ кг/м ³					
5	0,17	40,91	6,54	31,7	
2,5	0,084	20,45	3,26	31,7	
1,25	0,042	10,23	1,63	31,7	
0,5	0,017	4,09	0,65	31,7	
0,2	0,0067	1,64	0,26	31,7	

Скорость свободной поверхности мишени измеряли электроконтактными и емкостными датчиками, массовую скорость ударной волны — электромагнитным методом на относительном расстоянии от поверхности преграды $0 < X/\Delta < 200$ при ударе и $0 < X/\Delta < 10$ при взрыве.

На рис. 1 приведены результаты измерений при взрыве в виде зависимости массовой скорости на фронте ударной волны в различных материалах от параметра $(1 + X/\Delta)\rho$. На границе с зарядом $u_m = 90,1/\rho^{0,5}$. Для алюминия, стали-3, латуни при $\rho = 2700, 7850, 8400$ кг/м³,

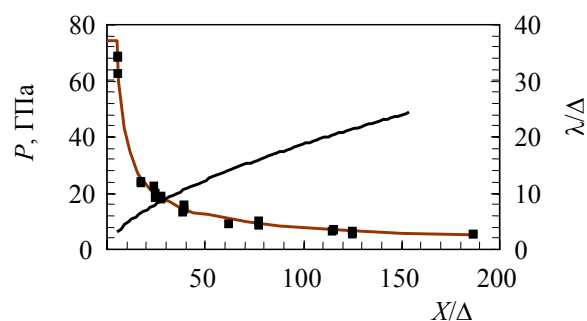


Р и с. 1. Зависимость массовой скорости на фронте плоской ударной волны в алюминии (□), латуни (Δ), асботекстоли- те плотностью 1650 кг/м³ (+), стали-3 (○) от параметра $(1 + X/\Delta)\rho$ при взрыве ТГ50/50 на поверхности материала

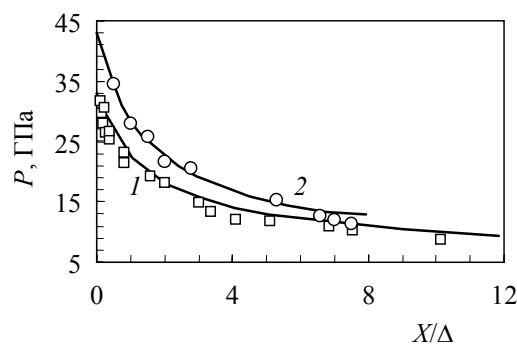
$u_m \approx 1,73, 1,02, 0,8$ км/с соответственно. Прямая линия на графике описывается эмпирической зависимостью $u = 90,1/[(1 + X/\Delta)\rho]^{0,5}$.

На рис. 2, 3 показаны результаты измерений и расчетов параметров ударной волны при ударе и взрыве в разных материалах, которые согла- суются в пределах точности измерений. При определении параметров ударной волны в алю- минии и стали применяли ударные адиабаты в виде $N = 5,35 + 1,5u$, $N = 4,2 + 1,16u$ соответ- ственно, где N , u — скорость фронта и вещества, км/с. Предполагали, что измеряемая скорость свободной поверхности преграды $W = 2u$. В исследованном диапазоне давления эти соотно- шения выполняются с достаточной точностью [5, 7]. Давление на фронте определяли по фор- муле $P = \rho u N$.

В расчетах в качестве уравнения состояния во всей области течения использовали ударные адиабаты, пренебрегали приращением энтропии на фронте ударной волны и прочностью мате- риала, который считали жидким. Затухание ударной волны рассчитывали в приближении централизованной простой волны с характери-



Р и с. 2. Зависимость максимального давления и приведен- ной длины ударной волны от приведенного расстояния при ударе со скоростью 5,9 км/с алюминиевыми ударниками по алюминию: ■ — модельный эксперимент; — — расчет



Р и с. 3. Зависимость максимального давления ударной волны от приведенного расстояния при взрывном нагруже- нии алюминия (1) и стали-3 (2): ○, □ — модельный экспе- римент

ками, исходящими из одной точки на границе мишени [5—7]. Согласие модельных экспериментов и расчетов позволяет применять предложенные уравнения состояния в виде линейных (N, u) соотношений между волновой и массовой скоростью и методику расчета параметров ударной волны в материалах взрывной камеры импульсных ЯЭУ при действии рентгеновского излучения. Для зависимости массовой скорости от расстояния при взрыве, ударе и воздействии импульса отдачи при рентгеновском облучении получена расчетная формула

$$X = (a + \beta u)I(u)/\rho\beta u^2,$$

где $I(u) = \int_0^t P dt$ — импульс давления на границе

вещества к моменту t , когда массовая скорость на границе равна u . По характеристикам параметры нагрузки переносятся на фронт ударной волны со скоростью звука, которая больше скорости фронта. Длительность нагружения преграды $t \sim 2\Delta/a$ обычно намного меньше длительности ударной волны. Поэтому для определения параметров ударной волны при $t > 2\Delta/a$ можно положить $I(u) = I_0$, где I_0 — полный импульс нагрузки или импульс отдачи из-за разлета испаренного слоя Δ преграды при воздействии рентгеновского излучения. Тогда $u = [(a + \beta u)I_0/\rho\beta X]^{0.5}$.

На большом расстоянии X , если $u \ll a$,

$$u = [(a/\beta)I_0/\rho X]^{0.5}. \quad (3)$$

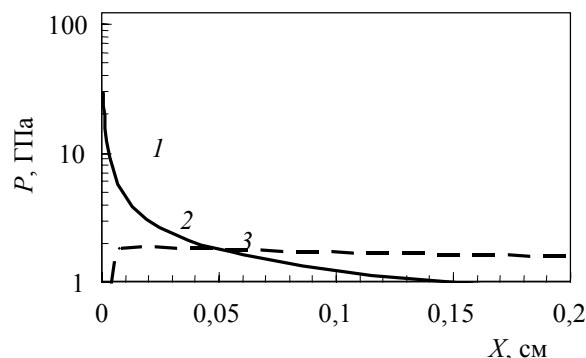
Анализ показал, что указанная методика расчета ограничена сверху давлением $P \approx 1,5 \rho a^2$, превышающим 100 ГПа для алюминия, снизу — пределом упругости материала. При давлении, сравнимом с прочностью, параметры ударной волны затухают сильнее, чем в таком расчете. Это можно учесть, введя упругую разгрузку. В стали-3 аналогичный эффект наблюдается вблизи фазового перехода при $P \approx 13$ —14 ГПа. Низкоэнергетическое рентгеновское излучение поглощается в тонком слое поверхности вещества и не влияет на его характеристики при распространении ударной волны, что повышает точность моделирования взрывом и ударом.

Рассмотрим воздействие рентгеновского излучения плотностью $0,2 \text{ МДж/м}^2$ на первую преграду из жидкой пленки теплоносителя $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ толщиной $0,002 \text{ м}$, температурой 823 К , плотностью 9060 кг/м^3 [3, 4]. Этот теплоноситель

обладает оптимальными теплофизическими характеристиками и безопасен при эксплуатации [1, 3]. Температура плавления пленки $T_n = 507 \text{ К}$, теплота испарения $Q_u = 0,941 \text{ МДж/кг}$, скорость звука $a = 2 \text{ км/с}$. Температура рентгеновского излучения в максимуме планковского спектра $T_m < 180 \text{ эВ}$ вследствие экранировки свинцовой оболочкой заряда, которая нагревается взрывом до температуры около 10^6 К и, расширяясь, излучает аналогично черному телу.

При энергии квантов 50 — 500 эВ [3, 4] глубина поглощения рентгеновского излучения $\Delta_0 \approx 10^{-7}$ — 10^{-8} м в пленке намного меньше ее толщины $2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и для расчета параметров ударной волны можно применить формулу (3), где $a = 2 \text{ км/с}$, $\beta = 1,5$, принятые в работе [5] для свинца. При определении импульса отдачи I_0 потерями пренебрежем. Полагая $K_1 = 1$, получим $I_0 = [2m(E - mQ_u)]^{0.5}$, где m — испаренная масса пленки. Максимальную испаренную массу $m_m = E/2Q_u = 0,06 \text{ кг/м}^2$ определим из условия $dI_0/dm = 0,71(E - 2mQ_u)/(mE - m^2Q_u)^{0.5} = 0$. Откуда $\Delta_m = m_m/\rho = 12 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ почти в 100 раз меньше толщины жидкой пленки $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ и в 100—1000 раз больше глубины поглощения рентгеновского излучения, что может быть объяснено прогревом тепловой волной, $I_0 = [2(m_mE - m_m^2Q_u)]^{0.5} = (E^2/2Q_u)^{0.5} = 146 \text{ Па}\cdot\text{с}$, среднее давление $P = I_0/t_0 = 146 \text{ МПа}$ при $t_0 = 1 \text{ мкс}$.

На рис. 4 приведены расчетные зависимости (1), (2) максимального давления ударной волны от расстояния при воздействии рентгеновского излучения на жидкую пленку теплоносителя $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ на установках [3, 4], на которых максимальный полный импульс отдачи равен 146 и 27 Па·с соответственно. Кривой 3 обозначены



Р и с. 4. Расчетная зависимость давления на фронте ударной волны от расстояния при воздействии рентгеновского излучения в испарительном режиме на жидкую пленку теплоносителя $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ для максимального импульса отдачи на установках [3, 4] (1, 2) и с учетом испарения в волне теплопроводности для установки [3] (3)

результаты расчета для установки [3], когда испаренная масса и импульс отдачи определяются волной теплопроводности и зависят от времени. При этом полный импульс отдачи $I_0 = 101$ Па·с. Рассчитанное давление на тыльной стороне пленки при $X = 0,2$ см превышает 1 ГПа, поэтому произойдет разрушение пленки, и ударная волна перейдет на жесткую стенку камеры.

При учете возможной экранировки излучения парами при $t > 0,1$ мкс параметры ударной волны в преграде могут быть намного меньше расчетных. Характерное давление в веществе при быстром нагреве $P \sim \rho E$. При одинаковой энергии, поглощенной в единице массы, давление паров, пропорциональное плотности, будет в 1000 раз меньше, чем в стенках камеры. Для уточнения параметров ударной волны необходимы реальные временные зависимости $E(t)$ для рентгеновского излучения с энергией квантов до 500 эВ в пике и ~50 эВ в интервале 0,1—1 мкс при общей энергии больше, чем в пике. В интервале $t < 0,1$ мкс энергия рентгеновского излучения в основном будет поглощаться в преграде и испарять ее, создавая импульс отдачи с ударной волной высокой амплитуды. При $t > 0,1$ мкс энергия рентгеновского излучения в основном будет поглощаться парами, давление которых на преграду намного меньше, чем в ударной волне. Меняя толщину свинцовой оболочки заряда, можно регулировать нагрузку на стенки камеры в допустимых пределах.

Оценим возможность снижения давления на стенку взрывной камеры за счет продавливания теплоносителя через ячеистую структуру стенки первого контура продуктами взрыва. Согласно данным [10] продавливание возможно при выполнении условия

$$P > C_x (S_0/S)(\rho U^2/2),$$

где P — давление продуктов взрыва на стенки камеры; S_0, S — суммарная площадь поверхности ячеек и стенки взрывной камеры соответственно; V — объем камеры; ρ, U — плотность и скорость продавливания теплоносителя через ячеистую структуру соответственно; $C_x \approx 1$ — коэффициент сопротивления. При продавливании теплоносителя в ячейки среднее давление $P = (\gamma - 1)Q/(V_0 + \Delta V)$, температура взрыва в камере $T = T_0(PV/P_0V_0) = (P/P_0)^{(\gamma-1)/\gamma}$, где T_0, P_0, V_0 — начальные значения параметров. Для

установки [3] энергия взрыва $Q = 840$ МДж (200 кг тротила), радиус взрывной камеры 4 м, ее начальный объем 268 м³, приращение объема $\Delta V = S_0L$, где L — глубина продавливания теплоносителя. Положим $S_0/S = 0,8$, показатель адиабаты продуктов взрыва $\gamma \approx 1,4$. При $P_0 = 0,1$ МПа, $T_0 = 300$ К, $L = 0$ давление взрыва в камере равно 1,25 МПа, температура 624 К. С ростом глубины продавливания давление и температура взрыва в камере уменьшаются (табл. 2).

Т а б л и ц а 2. Зависимость среднего давления и температуры взрыва в камере, отнесенные к их начальным значениям, от глубины продавливания теплоносителя в ячейки

$L, \text{ м}$	P/P_0	T/T_0
0	12,5	2,1
0,04	11,4	2,03
0,08	10,4	1,98
0,12	9,6	1,93

Максимальное давление и скорость продавливания теплоносителя в ячейки при наибольшем импульсе отдачи $I_0 = 146$ Па·с от воздействия рентгеновского излучения на пленку теплоносителя толщиной 0,002 м составляют $P = 1870$ МПа, $u = 104$ м/с. Большую эффективность ячеистых структур в снижении взрывных нагрузок можно ожидать при большой энергии взрывов, характерной для установки [2].

Таким образом, разработаны методы физического и математического моделирования механического действия импульса рентгеновского излучения на импульсных ЯЭУ взрывом и ударом. Сравнение опытных и расчетных данных при взрывном и ударном нагружении разных материалов показало их хорошее согласие. Разработанными методами определены параметры ударной волны в жидкой пленке теплоносителя $\text{Li}_{17}\text{Pb}_{83}$ в импульсных ЯЭУ при разных условиях нагружения рентгеновским излучением, рассмотрены возможности снижения взрывных нагрузок изменением толщины свинцовой оболочки заряда и включением в стенки камеры ячеистых структур и пористых материалов.

Авторы выражают благодарность В.И. Суботину и Ю.Н. Орлову за помощь в обсуждении постановки работы и ее результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-08-00389).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Субботин В.И., Долголева Г.В., Забродин А.В. и др. Энергетическая установка тяжелоионного ионного DT-синтеза с мишенями, содержащими делящиеся материалы. — Атомная энергия, 2005, т. 99, вып. 3, с. 190—198.
2. Иванов Г.А., Волошин Н.П., Ганеев А.С. и др. Взрывная дейтериевая энергетика. Снежинск, 1997. 150 с.
3. Субботин В.И., Медин С.А., Орлов Ю.Н., Шимкевич А.Л. Энергетические характеристики гибридной ЯЭУ на основе тяжелоионного термоядерного синтеза: Препринт № 47 ИПМ РАН, 2006. 28 с.
4. Медин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М. Расчет динамики испарения защитной пленки первой стенки реактора ИТС: Препринт № 62 ИПМ РАН, 2006. 28 с.
5. Физика взрыва. Т. 2. М.: Физматлит, 2004. 656 с.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 2001. 736 с.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 1966. 688 с.
8. Бонюшкин Е.К., Завада Н.И., Новиков С.А., Учасев А.Я. Кинетика динамического разрушения металлов в режиме импульсного объемного разогрева. Саров, РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1998. 275 с.
9. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках. Под ред. М.В. Жерноклетова. Саров, РФЯЦ — ВНИИЭФ, 2003.
10. Взрывные явления. Оценка и последствия. Пер. с англ. Под ред. Я.Б. Зельдовича, Б.Е. Гельфанда. М.: Мир, 1986. 319 с.

Поступила в Редакцию 10.04.08

УДК 539.164

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СЖАТОГО КСЕНОНА

*Даниленко В.Н., Ковальский Е.А., Скубо Ю.В., Соловьева С.Л., Федоровский С.Ю.
(ООО «Лаборатория спектрометрии и радиометрии»), Берлизов А.Н. (ИЯИ НАН Украины),
Власик К.Ф., Грачев В.М., Дмитренко В.В., Улин С.Е., Утешев З.М., Чернышева И.В. (МИФИ)*

Метод Монте-Карло давно и успешно используют для моделирования спектров. Одно из приложений, разработанное на этой основе, — виртуальная гамма-спектрометрическая лаборатория GammaLab [1, 2], которая позволяет моделировать спектры точечных и объемных источников произвольного радионуклидного состава, полученных с помощью полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов. Детекторы нового типа на основе LaBr₃, LaCl₃ или сжатого ксенона, разработанного в МИФИ [3, 4], уступают в разрешении детекторам на основе особо чистого германия, но лишены таких недостатков, как низкотемпературное охлаждение и высокая стоимость, и примерно в 5 раз превосходят по разрешению сцинтилляционные NaI-детекторы.

В настоящей статье проанализированы возможности гамма-спектрометров на основе сжатого ксенона для количественного анализа образцов сложного радионуклидного состава с применением комплекса GammaLab, изложены принципы и результаты моделирования экспе-

риментов с помощью детектора γ -излучения на основе сжатого ксенона.

Моделирование заключается в расчете спектра излучения источника в точке расположения детектора, его преобразовании с учетом аппаратных эффектов и передаче во внешнюю программу для отображения и дальнейшей обработки. Одним из возможных вариантов решения этой задачи является розыгрыш методом Монте-Карло цепочки распада радионуклида и переноса излучения в веществе контейнера и детектора. Такой способ приводит к длительным расчетам спектра каждого источника и не позволяет повторно использовать результаты вычислений. В настоящей работе применена схема с использованием подхода [5], которая заключается в построении универсальных функций отклика детектора на моноэнергетическое излучение, не зависящих от углового и пространственного распределения регистрируемого излучения. Матрица отклика детектора рассчитывается один раз методом Монте-Карло.