



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 94 за 2017 г.



ISSN 2071-2898 (Print)  
ISSN 2071-2901 (Online)

Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В.,  
Рагимли О.Р.

Сходящаяся ударная волна  
для зажигания  
предварительно сжатой  
мишени лазерного  
термоядерного синтеза

**Рекомендуемая форма библиографической ссылки:** Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Рагимли О.Р. Сходящаяся ударная волна для зажигания предварительно сжатой мишени лазерного термоядерного синтеза // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2017. № 94. 20 с. doi:[10.20948/prepr-2017-94](https://doi.org/10.20948/prepr-2017-94)  
URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2017-94>

**Ордена Ленина  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ  
имени М.В.Келдыша  
Российской академии наук**

**С.Ю. Гуськов, Н.В. Змитренко, О.Р. Рагимли**

**Сходящаяся ударная волна для  
зажигания предварительно сжатой  
мишени лазерного термоядерного  
синтеза**

**Москва — 2017**

*Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Рагимли О.Р.*

**Сходящаяся ударная волна для зажигания предварительно сжатой мишени лазерного термоядерного синтеза**

Исследуется формирование сходящейся ударной волны в однородной сферической мишени, внешний слой которой нагревается потоком моноэнергетических быстрых электронов с заданной энергией частиц. Абляционное давление, генерирующее волну, образуется при сферическом разлете слоя нагретого вещества, оптическая толщина которого остается постоянной в течение всего процесса нагрева и равной произведению начальной глубины прогрева на толщину слоя. Исследования выполнены на основе численных расчетов по одномерной гидродинамической программе применительно к одному из наиболее перспективных методов зажигания мишени лазерного термоядерного синтеза – зажиганию предварительно сжатой мишени ударной волной.

**Ключевые слова:** газовая динамика, сходящаяся ударная волна, ЛТС, энерговыделение, флора, пик плотности

*Sergey Yurievich Guskov, Nikolay Vasilievich Zmitrenko, Orkhan Rahim oglu Rahimly*

**A converging shock wave for ignition of a pre-compressed target of laser thermonuclear fusion**

The formation of a convergent shock wave in a homogeneous spherical target is studied, the outer layer of which is heated by a stream of monoenergetic fast electrons with a given particle energy. The ablation pressure generating the wave is formed by the spherical expansion of a layer of a heated substance, the optical thickness of which remains constant throughout the heating process and is equal to the product of the initial depth of heating by the thickness of the layer. The investigations were performed on the basis of numerical calculations on a one-dimensional hydrodynamic program with reference to one of the most perspective methods of ignition of a target of laser thermonuclear fusion - the ignition of a pre-compressed target by a shock wave.

**Key words:** gas dynamics, shock wave converging, LTF, self-similarity, energy release, flora, shock ignition, peak of density

## 1. Введение.

Одним из перспективных методов зажигания мишени лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) является воздействие на предварительно сжатую сферическую мишень дополнительным мощным лазерным импульсом, инициирующим сходящуюся ударную волну (УВ) [1]-[2], которая и должна обеспечить термоядерное зажигание. Такая схема в литературе носит название «зажигание сфокусированной ударной волной», или «shock ignition». Такой подход в ряде случаев (массы, размеры мишени, динамика сжатия) оказывается энергетически более выгодным, чем традиционное искровое зажигание. Отличительная особенность физических условий задачи состоит в том, что поглощение лазерного импульса большой мощности, которая требуется для генерации зажигающей ударной волны, сопровождается трансформацией большей части энергии импульса в энергию быстрых электронов. Тем самым, принципиальным вопросом метода «shock ignition», который требует исследования, является генерация ударной волны при нагреве сферической мишени потоком быстрых электронов.

В работе [3] нами было рассмотрена похожая задача о схождении сферической УВ, вызванной выделением энергии в среде за счет объемного источника тепла. Данная работа посвящена исследованию генерации и динамики сходящейся УВ в условиях генерации зажигающей ударной волны в подходе «shock ignition» с помощью быстрых электронов. Зажигание предварительно сжатой мишени ИТС ударной волной предполагает использование лазерного импульса, состоящего из двух частей. Первая, протяженная во времени, часть предназначается для предварительного сжатия мишени, а вторая, более короткая и значительно более интенсивная, для генерации зажигающей ударной волны. На стадии зажигания интенсивность излучения на поверхности предварительно сжатой мишени должна составлять не менее  $10^{15}$  Вт / см<sup>2</sup>. Сценарий зажигания предполагает, что при таких условиях облучения значительная часть лазерной энергии трансформируется в абляционное давление, обеспечивающее генерацию ударной волны. В работе [4] на основании результатов многих численных расчетов суммированы требования к реализации зажигания ударной волной мишени в виде оболочки из DT-льда, рассчитанной на энергию лазерного импульса 130 кДж. Согласно данным этой работы, за время около 10 нс мишень должна быть сжата до плотности около 10 г / см<sup>3</sup> при ее радиусе около 250 мкм. Генерация зажигающей ударной волны, должна осуществляться при воздействии излучения с мощностью порядка 110 ТВт, что соответствует интенсивности излучения на поверхности предварительно сжатой мишени около  $14 \times 10^{15}$  Вт / см<sup>2</sup>. При такой мощности поглощенного излучения скорость зажигающей ударной волны составляла около 290 км / с. Необходимая для поддержания давления зажигающей ударной волны по крайней мере до ее столкновения с отраженной от центра первой ударной волной, которое

наблюдается на радиусе около 70 мкм, длительность второй мощной части импульса составляла около 600 пс. Согласно численным расчетам [5] энергия быстрых электронов при указанных выше условиях взаимодействия мощной части импульса с плазмой может составлять от 30 до 100 кэВ [5]. Для определенности будем полагать, что быстрые электроны – моноэнергетические с энергией 50 кэВ. Пробег таких электронов в полностью ионизованной DT-плазме с плотностью  $10 \text{ г / см}^3$  составляет 3 мкм ( $l_e \sim T_e^2 / 4\pi e^4 N L_e$ , где  $T_e$  – электронная температура,  $e$  – заряд электрона,  $L_e$  – кулоновский логарифм,  $N$  – плотность ионов).

Постановка задачи состоит в следующем. Имеется однородный шар, внешний слой которого нагревается потоком моноэнергетических быстрых электронов заданной мощности. Энергия быстрых электронов, а значит и их массовый пробег в шаре, остаются постоянными в течении всего процесса нагрева. Параметрами задачи в указанной постановке являются: начальный радиус и плотность шара; энергия быстрого электрона, которая определяет начальную толщину нагреваемого слоя; поверхностная плотность нагреваемого слоя, которая остается постоянной и равной произведению начальных значений плотности шара и глубины прогрева; плотность потока энергии быстрых электронов. Основная цель работы состоит в выяснении свойств динамики зажигающей ударной волны применительно к условиям «shock ignition», представленным в [6] для мишени «HiPER»: мощность источника быстрых электронов 100-200 ТВт, энергия 30-50 кэВ, которые соответствуют их массовому пробегу  $0.001\text{-}0.003 \text{ г/см}^2$ . Помимо этого в работе исследуется временная эволюция абляционного давления при нагреве внешнего слоя шара с заданной поверхностной плотностью, которые сравниваются с аналитическим решением задачи [7], а также общие свойства сходящейся ударной волны, инициируемой при таком режиме нагрева, в частности выход на автомоделный режим кумуляции Ландау–Станюковича–Гудерлея [8].

Численные расчеты выполнены с использованием гидродинамического кода FLORA [9]. Расчеты выполнялись без учета электронной теплопроводности в однотемпературном приближении. В результате построены зависимости от времени давления, температуры и плотности за фронтом волны абляции (на границе разлетающегося вещества) и за фронтом сходящейся ударной волны. Определены диапазоны изменения параметров предварительно сжатой мишени и потока быстрых электронов, которые отвечают формированию ударной волны, способной обеспечить инициирование волны термоядерного горения в центре мишени. Таким образом, для исследования и определения основных характеристик процесса здесь используется наиболее простая, но физически оправданная модель. Дальнейшее развитие предлагаемой тематики состоит в обращении к более полной модели плазмы [10] и модели генерации и энерговклада быстрых электронов.

## 2. Постановка задачи

Положим, что имеется однородный шар, заполненный веществом, начальный радиус и плотность которого соответственно равны  $R_0$  и  $\rho_0$ . Допустим, во внешнем сферическом слое шара в течение времени  $t_m$  поглотилась тепловая энергия  $E_{\text{п}}$  посредством действия внешнего источника с постоянной мощностью  $W$ . В результате этого сферический слой начинает разлетаться, и образуется абляционное давление. Пусть поглощение происходит таким образом, что оптическая толщина  $\mu$  нагреваемого слоя вещества не меняется в течение всего процесса. Нагревание приводит к увеличению температуры этого слоя, и, как следствие, давления в нем. В остальной части вещества начальная температура постоянна и равна  $T_0$ . Если предположить также, что механизмы теплопроводности отсутствуют, то распространение поглощенной в узком внешнем слое мишени энергии будет происходить гидродинамическим путем, т.е. в виде сходящейся УВ, распространяющейся внутрь шара, и волны разлета наружу.

Математическая модель для этой задачи (система уравнений) в лагранжевых массовых координатах в сферически-симметричном случае есть

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} (r^2 v), \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -r^2 \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial r}{\partial x} = \frac{1}{\rho r^2}, \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + p \frac{\partial}{\partial x} (r^2 v) &= \frac{Q}{\rho}, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{R}{\gamma - 1} T, \quad p = R \rho T, \\ \frac{Q}{\rho} &= \begin{cases} \frac{W}{m_Q}, & t < t_m, \\ 0, & t \geq t_m \end{cases}, \end{aligned}$$

где  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей,  $R$  – газовая постоянная,  $r_{\text{в}}(t)$  – координата границы с вакуумом,  $r_{\text{к}}$  – внутренняя координата границы нагреваемого слоя, которую получаем из условия:

$$\mu = \int_{r_{\text{к}}}^{r_{\text{в}}} \rho r dr = \rho_0 \Delta_0, \tag{2}$$

$\Delta_0 = r_{\text{в}}(0) - r_{\text{к}}(0)$  – начальная глубина нагрева,  $Q \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{см}^3} \right]$  – энергосвечение быстрых электронов,  $m_Q = \int_{r_{\text{к}}}^{r_{\text{в}}} \rho r^2 dr$  – масса (на 1 стерадиан) области

энерговыведения. Считается, что энерговыведение происходит однородно по фиксированной толщине  $\mu$ .

### 3. Постановка вычислительной задачи. Кратко о расчетах.

Расчеты, посвященные исследованию генерации сходящейся УВ при нагреве внешнего слоя однородной мишени потоком быстрых электронов, выполнены по программе FLORA [9]. Условия для проведения расчетов были выбраны следующим образом: начальный радиус и плотность мишени в виде однородного DT-шара – соответственно  $R_0 = 250$  мкм и  $\rho_0 = 10$  г/см<sup>3</sup>; начальная глубина прогрева шара  $\Delta_0 = 3$  мкм; постоянное, не меняющееся со временем, значение оптической толщины области поглощения энергии –  $\mu = 0.003$  г/см<sup>2</sup>. В качестве значения отношений удельных теплоемкостей было выбрано значение для одноатомного газа ( $\gamma = 5/3$ ). Газовая постоянная  $R = 766.4$ , что соответствует веществу DT. Уравнение состояния вещества есть идеальный газ ( $p = \rho RT$ ). Масса мишени есть

$$M_0 = \frac{4\pi}{3} \rho_0 R_0^3 \cong 654.5 \times 10^{-6} \text{ (654.5 мкг)}$$

Проведенные расчеты можно представить таблицей 1.

Таблица 1

$t_m$ (пс)	$W$ (ТВт)		
	50	110	200
200	<b>10 кДж</b>	<b>22 кДж</b>	<b>40 кДж</b>
600	<b>30 кДж</b>	<b>66 кДж</b>	<b>120 кДж</b>
1000	<b>50 кДж</b>	<b>110 кДж</b>	<b>200 кДж</b>

$W$  – мощность поглощенной энергии,  $t_m$  – время действия внешнего источника, на пересечении  $W$  и  $t_m$  задана  $E = Wt_m$  – полная поглощенная энергия.

### 4. Генерация сферической УВ при нагреве шара быстрыми электронами

Обсудим результаты расчета в базовой постановке задачи, отвечающей длительности  $t_m = 6 \times 10^{-4}$  мкс и мощности источника быстрых электронов 110 ТВт (средняя ячейка, Таблица 1).

На малых временах, не превосходящих 20 пс, происходит распространение

плоской волны разгрузки в нагреваемом слое. На рис. 1, рис. 2 и рис. 3 изображены, соответственно, профили плотности, давления и температуры в нагреваемом слое в различные моменты времени. Справа и слева навстречу друг другу идут волны разгрузки (рис. 1). Давление достигает максимума в 10 пс и равняется 2.6 Гбар, затем начинает уменьшаться, а температура монотонно растет во всей области.

Моменты 20-30 пс соответствуют переходу от плоского разлета вещества к квази-плоскому. На рис. 10 отчетливо видно, как разлетевшаяся масса в вышеприведенные моменты меняет свой закон распространения на более быстрый. Синяя линия отвечает за плоский разлет, оранжевая – за квазиплоский, зеленая – за сферический. К этому моменту уже движением охвачен весь нагреваемый слой (рис. 4, рис. 5 и рис. 6). Плотность заметно уменьшается, за исключением внутренней границы нагреваемого слоя, – это связано с возникающим «пиком» плотности в начале процесса. Давление, соответственно, начинает падать, а температура увеличивается, за исключением левой границы. Область нагрева подхватывает все новые массы вещества и там, естественно, температура почти такая же, как и начальная. Поэтому температура на внутренней границе, положение которой меняется со временем, уменьшается (рис. 6). Теперь представим профили плотности и давления во всей расчетной области. Значение плотности на фронте УВ увеличивается в 4 раза (рис. 12), как и должно быть для показателя адиабаты  $5/3$ . Давление пока что падает (рис. 13). Из рис. 14 видно, что температура поднимается только в области энерговыделения, а внутри мишени, в силу отсутствия теплопроводности, растет только за счет нагрева на фронте УВ.

После 270 пс все происходит уже иначе. Именно в этот момент закон разлета сменяется на «сферический» (рис. 10). На рис. 7, рис. 8 и рис. 9 изображены эволюции пространственных распределений плотности, давления и температуры соответственно за период времени 270 – 600 пс. К 600 пс давление на внутренней границе энерговыделения уменьшилось до 600 Мбар и связь области нагрева с УВ теряется, и она распространяется по своим внутренним законам. Как мы покажем ниже в численном эксперименте, существует оптимальное время действия  $t_m$ , больше которого не имеет смысла нагревать слой. В конкретном расчете длительность воздействия выбрана таким образом, чтобы давление зажигающей ударной волны поддерживалось, по крайней мере, до ее столкновения с отраженной от центра первой ударной волной, которое происходит при радиусе мишени около 70 мкм. В данной работе этот нюанс не учитывается. К этому моменту «пик» плотности уже почти не проявляется (рис. 15), давление уменьшается по более медленному закону, начинает чувствоваться центр мишени (рис. 16), а температура все еще растет (рис. 17).

После 600 пс, когда уже крайний слой мишени перестал греться, скорость абляции начинает увеличиваться (рис. 11). Здесь испаренная масса определяется таким образом, что после прекращения действия нагрева (импульса) происходит разлет и неиспаренная масса начинает разлетаться. Представим «предельную»

ситуацию: почти мгновенный нагрев. Импульс прекращается, и создалась область с высокой температурой, почти начальной плотностью и, следовательно, заметным давлением. Испаренная масса (т.е. масса тех ячеек, где  $\rho < \rho_0$ , либо  $v > 0$ ) пока еще очень мала. А дальше начинается разлет созданной конфигурации и масса тех частей мишени, где  $\rho < \rho_0$  или  $v > 0$  растет.

## 5. Анализ пика плотности за внутренней границей нагреваемого слоя

В начале убедимся в правильности приведенных расчетов. Для этого следует поставить и решить одномерную задачу о распаде разрыва в конфигурации, типичной для численных задач о нагреве плоского слоя быстрыми электронами. Вначале предположим конфигурацию распределения динамических величин, типичную для постановки задач распада разрыва. В начальный момент времени параметры среды слева и справа от разрыва постоянны и равны соответственно:  $\rho_0, p_0, v_0 = 0$  и  $\rho_1, p_1, v_1 = 0$ , где  $p_1 \gg p_0$ .

Построение решение, этой идеализированной модели приводит к решению нелинейного уравнения (3).

$$A\sqrt{y} + y^B = 1, \quad (3)$$

где  $y = \frac{p}{p_1}$ ,  $A = \frac{\gamma-1}{2} \sqrt{\frac{2\rho_1}{\gamma(\gamma+1)\rho_0}}$ ,  $B = \frac{\gamma-1}{2\gamma}$ ,  $p$  – искомое давление. Определив  $p$ , находим скорость на УВ и плотность  $\rho'_1$  за волной разрежения по формулам.

$$v = \sqrt{\frac{2}{\gamma+1} \frac{p}{\rho_0}}, \rho'_1 = \rho_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{1/\gamma}.$$

Для нашей задачи плотности справа и слева равны ( $\rho_0 = 10$  г/см<sup>3</sup>) и  $\gamma = 5/3$ .

Нелинейное уравнение (3) несложно решить численно, например итерациями. Для  $\rho_0 = 10$  г/см<sup>3</sup> и  $\gamma = 5/3$ :  $p \cong 0.4456p_1$ ,  $\rho'_1 \cong 10(0.4456)^{0.6} \approx 6.16$  г/см<sup>3</sup>.

Проверим решение, задав в качестве начальной энергии энергию, поглощенную в течение первых 6 пс (из нашей задачи). За 600 пс поглощается 66 кДж ( $p = 220$  Гбар), за 6 пс в объеме создается приблизительно 2 Гбар давления. Получим  $p \approx 891$  Мбар на УВ. Расчеты по FLORA с большой точностью совпадают с этими теоретическими данными (рис. 21, рис. 22).

### а) Нагрев внешнего слоя плоской мишени

Расчеты (мощность источника б.э. 110 ТВт, время действия источника 600 пс, массовый пробег 0.003 г/см<sup>2</sup>) для плоского случая нашей задачи подтверждают, что «пик» плотности образуется независимо от геометрии задачи (рис. 26 – рис. 28). «Пик» образуется сразу перед внутренней границей

нагреваемого слоя (НС), величина его достигает максимума около 100 пс, а далее начинает уменьшаться (в НС «пик» плотности отсутствует рис. 23). Проследим за давлением на внутренней границе НС. На рис. 19 изображен график зависимости скорости роста или уменьшения давления от времени. Видно, что к 40 – 50 пс скорость роста давления стабилизируется. Заметим, что этот момент соответствует времени, когда уже все вещество вовлечено в движение (рис. 20), т.е. соответствует моменту встречи волны разгрузки, идущей за УВ, и волны разгрузки от границы вакуума. Начиная с  $\sim 70$  пс рост давления начинает заметно замедляться, и уже к 100 пс скорость роста меняет знак (начиная с этого момента давление начинает уменьшаться, рис. 18). Плотность в области «пика» увеличивается, пока давление во внутренней границе НС растет. В статье [7] показано, что давление на внутренней границе НС линейно растет до тех пор, пока волна разгрузки не прошла слой с толщиной, равной начальной глубине прогрева, а затем давление уменьшается как  $\sim t^{-1/2}$ . Это объясняет, почему именно после 100 пс «пик» начинает затухать. Волна разгрузки «вытягивает» массу из области «пика», и давление уменьшается (рис. 18). Этот переход можно увидеть на рис. 25, после 100 пс скорость абляции повышается.

### **в) Задача о поршне,двигающемся в газ**

Происхождение «пика» плотности может пояснить классическая задача о поршне,двигаемом в газ. В нашей задаче давление на границе до 100 пс растет почти линейно (рис. 18). Следовательно, условие на поршне можно задать законом  $P_0 t$ , где  $P_0$ -размерная постоянная, которая приблизительно равняется отношению давления в момент 100 пс, деленному на время 100 пс.

$$P_0 \approx \frac{P(100\text{пс})}{100\text{ пс}} = 0.09 \frac{\text{Гбар}}{100\text{ пс}} = 9 \times 10^5 \text{ Мбар/мкс.}$$

Решения представлены на рис. 29 и рис. 30. Плотность за фронтом волны монотонно растет. При увеличении числа точек расчетной области, как и в задаче в), «пик» увеличивается: рис. 30 – 600 точек, рис. 31– 2000 точек, рис. 32 – 4000 точек. Максимумы этих «пиков» почти совпадают с пиками из задачи в) (рис. 26, рис. 27 и рис. 28). Данная задача имеет автомодельное решение [11]. В этом решении плотность у поршня стремится к бесконечности, а в численных расчетах бесконечный пик плотности реализуется лишь с той подробностью, какую предоставляет сетка. Это и иллюстрируют рис. 27–рис. 28.

## **6. Сравнение численных результатов с теоретическими.**

В работе [7] в аналитической форме был получен временной закон изменения термодинамических представителей на внутренней границе нагреваемого слоя в течение всего процесса нагрева сферической мишени потоком лазерноускоренных быстрых электронов:

$$\rho = \rho_0 \times \begin{cases} 1, & 0 \leq \tau \leq 1, \\ \tau^{-3/2}, & 1 \leq \tau \leq \tau_s \\ (\tau_s \tau)^{-3/4}, & \tau_s \leq \tau \leq \tau_m \end{cases} \quad (4)$$

$$T = T_h \times \begin{cases} \tau, & 0 \leq \tau \leq \tau_s, \\ \tau_s^{3/2} \tau^{-1/2}, & \tau_s \leq \tau \leq \tau_m \end{cases} \quad (5)$$

$$P = P_h \times \begin{cases} \tau, & 0 \leq \tau \leq 1, \\ \tau^{-1/2}, & 1 \leq \tau \leq \tau_s \\ \tau_s^{3/4} \tau^{-5/4}, & \tau_s \leq \tau \leq \tau_m \end{cases} \quad (6)$$

где  $\tau = t/t_h$ ,  $\tau_s = t_s/t_h$ ,  $\tau_m = t_m/t_h$   $t_h$  – время прохождения волной разгрузки слоя с толщиной, равной начальной глубине прогрева  $\Delta_0$ , после чего начинается плоский разлет нагреваемого слоя,  $t_s$  – момент перехода от плоского разлета слоя к сферическому:

$$t_h = \frac{(4\pi)^{1/3} R_0^{2/3} \mu}{(\beta_p W)^{1/3} \rho_0^{2/3}}, t_s = \left(\frac{\beta_s}{\beta_p}\right)^{1/3} \left(\frac{R_0}{\Delta_0}\right)^{2/3} t_h, t_m = \frac{1}{3^{1/3}} \left(\frac{\beta_p}{\beta_s}\right)^{1/3} \left(\frac{R_0}{\Delta_0}\right)^{4/3} t_h, \quad (7)$$

$T_h$  и  $P_h$  – значения температуры и давления в момент времени  $t_h$ :

$$T_h = \left(\frac{\beta_p W}{4\pi C_V^{3/2} R_0^2 \rho_0}\right)^{2/3}, P_h = \rho_0 R T_h, \quad (8)$$

$\beta_s$  ( $\beta_p$ ) – доля тепловой составляющей вложенной энергии (при плоском разлете):

$$\beta_p = \frac{3(\gamma - 1)}{3\gamma - 1}, \beta_s = \frac{5(\gamma - 1)}{5\gamma + 1}, \quad (9)$$

(для  $\gamma = 5/3$  равны соответственно 0.5 и 0.36).

Для наших входных данных для заданной мощности  $W = 110$  ТВт решение (4)-(6) примет следующий вид:

$$\rho = 10 \text{ г/см}^3 \times \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq 15.7, \\ (t/15.7)^{-3/2}, & 15.7 \leq t \leq 268 \\ (17t/15.7)^{-3/4}, & 268 \leq t \leq 600 \end{cases} \quad (10)$$

$$T = 0.318 \text{ кэВ} \times \begin{cases} t/15.7, & 0 \leq t \leq 268, \\ 70.5(t/15.7)^{-1/2}, & 268 \leq t \leq 600 \end{cases} \quad (11)$$

$$P = 2.44 \text{ ГБар} \times \begin{cases} t/15.7, & 0 \leq t \leq 15.7, \\ (t/15.7)^{-1/2}, & 15.7 \leq t \leq 268 \\ 8.15(t/15.7)^{-5/4}, & 268 \leq t \leq 600 \end{cases} \quad (12)$$

- a)  $\sim 16$  пс (плоский разлет и волна разгрузки идет от края мишени до внутренней границы прогреваемого слоя);
- b)  $16 - \sim 270$  пс (квазиплоский разлет, и движением охвачен весь нагреваемый слой);
- c)  $\sim 270 - 600$  пс стадия сферического разлета нагреваемого слоя;

На рис. 33, рис. 34 и рис. 35 показана эволюция плотности давления и температуры соответственно за весь период энерговыделения. Синие кривые соответствуют аналитическим, зеленые – численным, а оранжевые – средним значениям соответствующих величин.

## 7. Выход УВ на автомоделный режим вблизи центра

Усиление параметров за фронтом УВ за счет кумуляции наблюдается уже приблизительно к 1 нс. Плотность за фронтом начинает монотонно расти (рис. 36). Если понаблюдать за соответствующим профилем давления (рис. 37), то заметим, что начиная с 1 нс видно явное проявление «сферичности». Приблизительно до 1 нс давление падает до 900 МБар, а дальше начинает постепенно возрастать благодаря кумуляции.

На рис. 38 можно увидеть, как меняется температура на фронте УВ для разных  $t_m$ . Синяя кривая отвечает за длительность источника 200 пс, полная поглощенная энергия составляет 22 кДж, максимальная температура достигается в момент схождения  $t_f = 2089.9$  пс и равна приблизительно 30 кэВ. Отсутствие зеленой кривой связано с совпадением расчетов для  $t_m = 600$  пс и 1 нс, хотя полная и поглощенная энергия сильно отличаются: 66 кДж и 110 кДж (Таблица 1). Следовательно, времена схождения здесь также совпадают  $t_f = 1849.9$  пс, максимальная температура 47 кэВ. Это можно объяснить так: УВ полностью

формируется уже к 600 пс и стремится в центр, а дальнейшие возмущения области нагрева не могут догнать фронт. Время схождения отчетливо можно увидеть на рис. 40.

На рис. 39 и рис. 41 показано, как изменяется давление на фронте со временем. Рисунки показывают, что явные проявления «сферичности» начинаются в разные моменты в зависимости от  $t_m$ . Для  $t_m = 200$  пс –  $t_c \approx 1$  нс,  $t_m = 600$  пс и 1 нс –  $t_c \approx 1.4$  нс. Также здесь можно увидеть, что после отражения зеленая и красная кривые начиная с 2 нс не совпадают. Это связано с тем, что отраженная волна идет по разным возмущенным фонам. Они получаются разными в силу разных поглощенных энергий с края мишени.

Пунктирными линиями на графиках отмечен выход на автомоделный режим. Закон схождения УВ в этой области совпадает с законом, определенным ранее Гудерлеем для «чистой» газодинамики.

Таблица 2

$t_0$	$P_0$					
	50		110		200	
	$T$	$P$	$T$	$P$	$T$	$P$
$2 \times 10^{-4}$	8.7	$9 \times 10^5$	30	$2.8 \times 10^6$	47.5	$3.6 \times 10^6$
$6 \times 10^{-4}$	16	$1.6 \times 10^6$	47.5	$3.7 \times 10^6$	77	$8.2 \times 10^6$
$10^{-3}$	27.5	$2.3 \times 10^6$	47.5	$3.7 \times 10^6$	77	$8.2 \times 10^6$

## 8. Заключение

На основе одномерного гидродинамического моделирования в работе представлены результаты расчетов модельной задачи, описывающей нагрев мишени излучением лазерного импульса без учета электронной теплопроводности за счет вклада энергии быстрыми электронами. Обсуждаются особенности генерации и динамики ударной волны при нагреве сферической мишени быстрыми электронами применительно к зажиганию мишени ЛТС. Было выяснено, что по мере схождения к центру ударная волна выходит на известный автомоделный режим. Получены необходимые оценки величин (давления, температуры) параметров, определяющих зажигание.

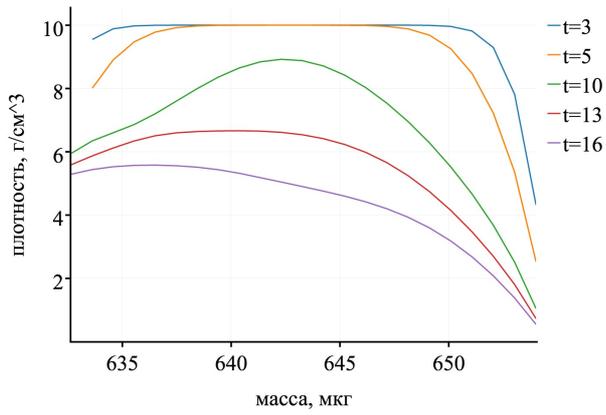


Рис. 1.

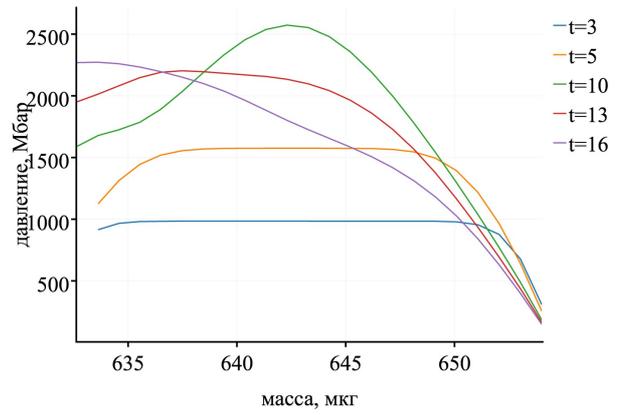


Рис. 2.

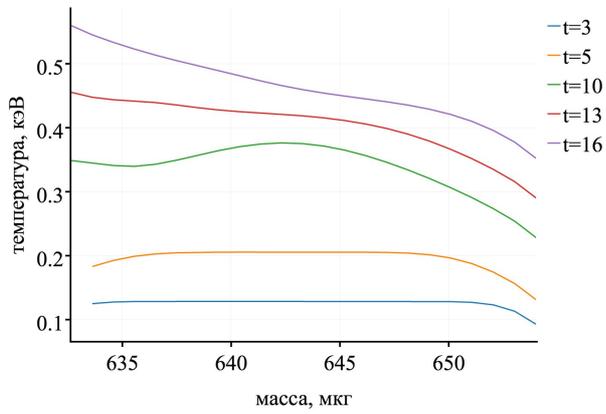


Рис. 3.

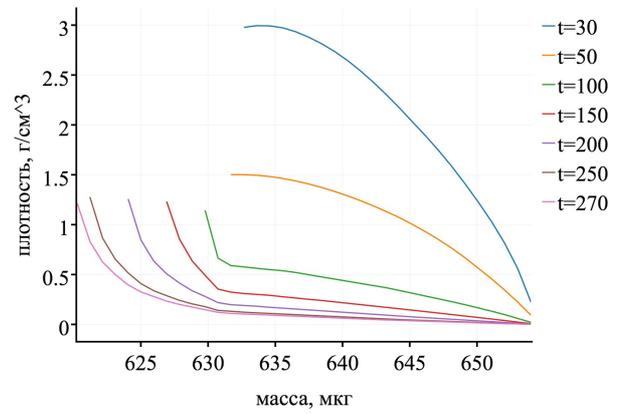


Рис. 4.

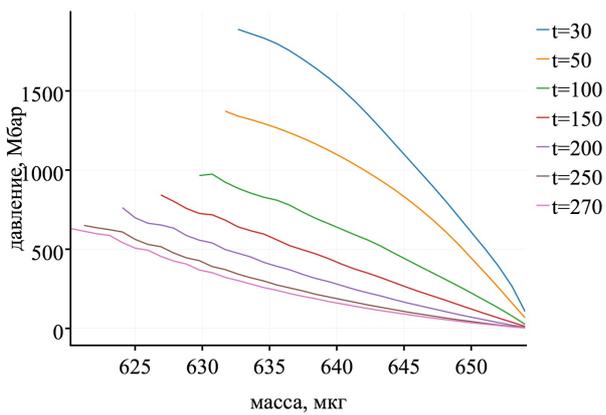


Рис. 5.

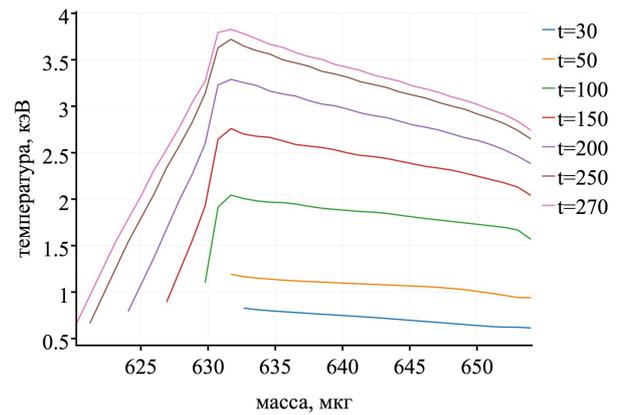


Рис. 6.

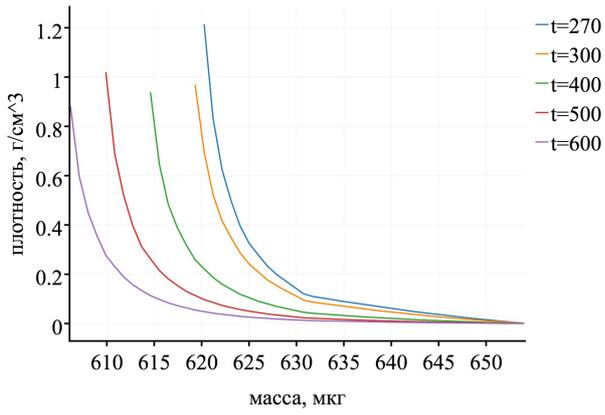


Рис. 7.

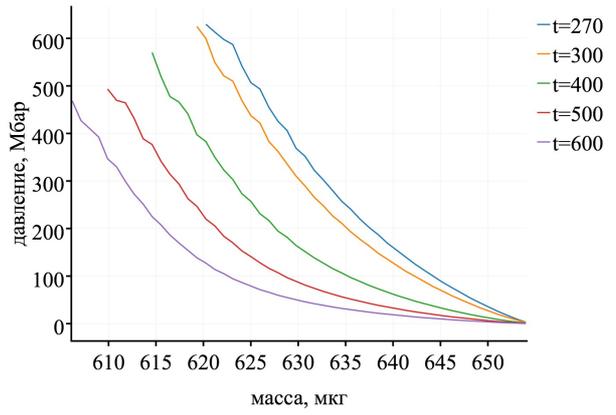


Рис. 8.

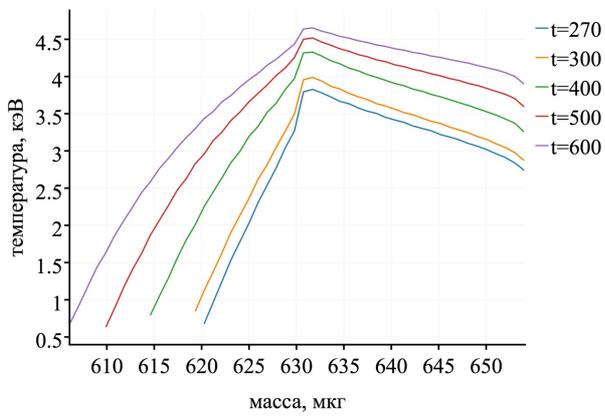


Рис. 9.

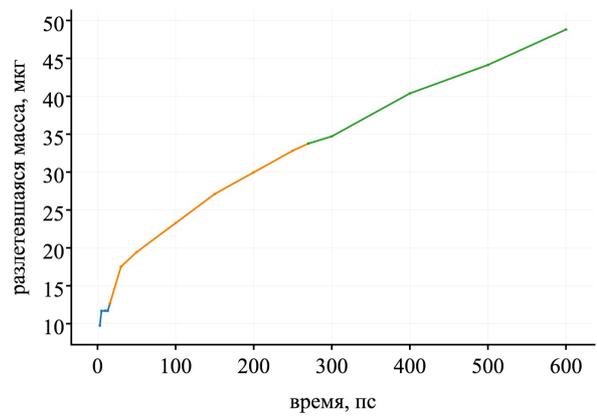


Рис. 10.

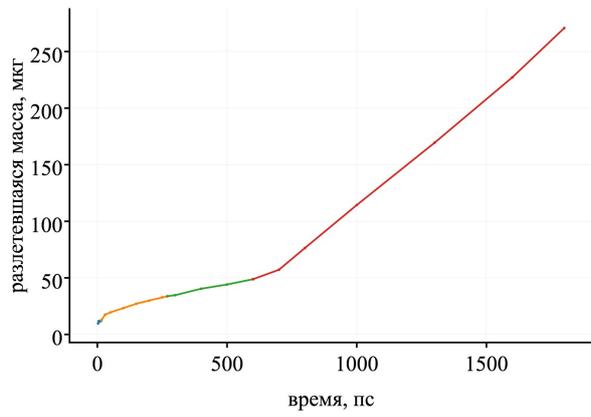


Рис. 11.

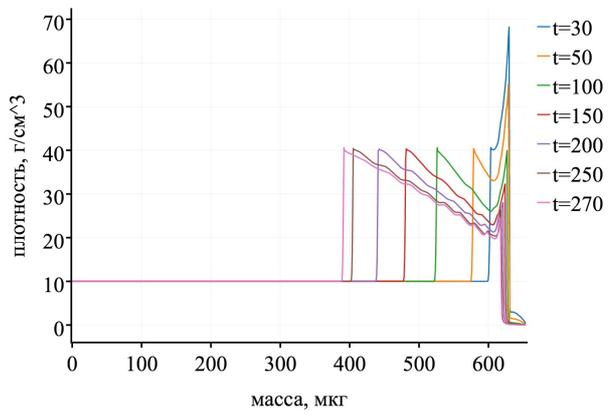


Рис. 12.

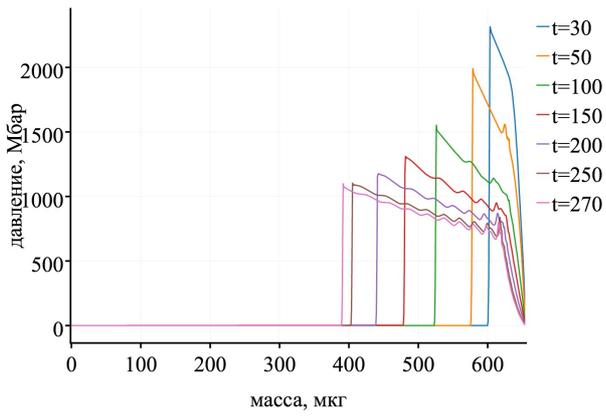


Рис. 13.

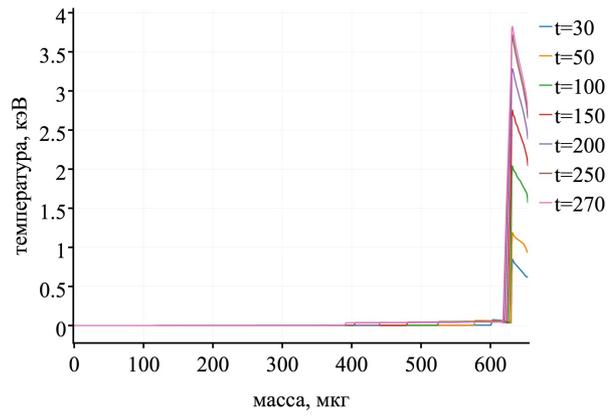


Рис. 14.

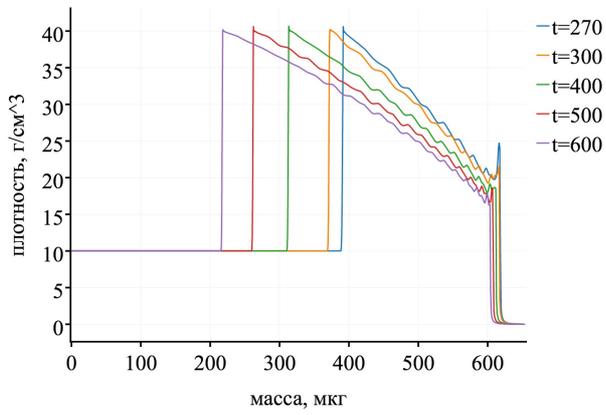


Рис. 15.

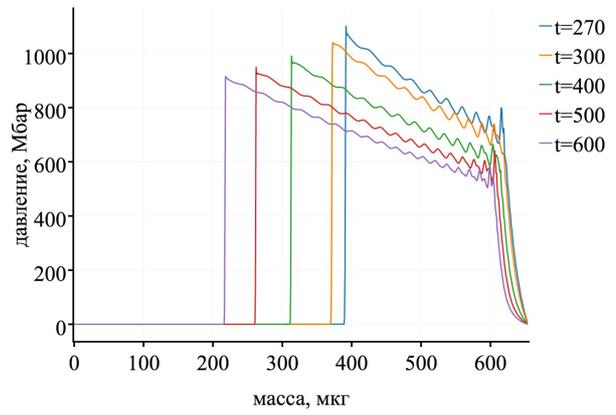


Рис. 16.

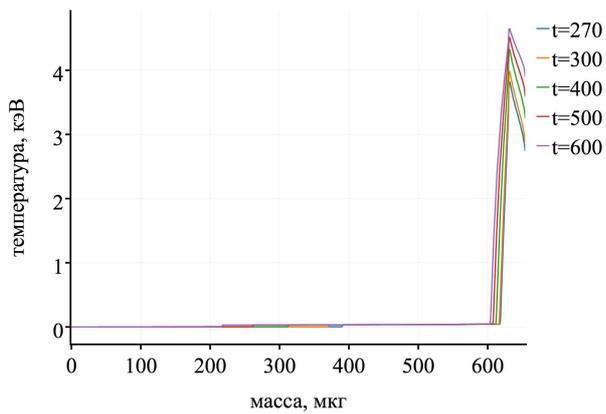


Рис. 17.

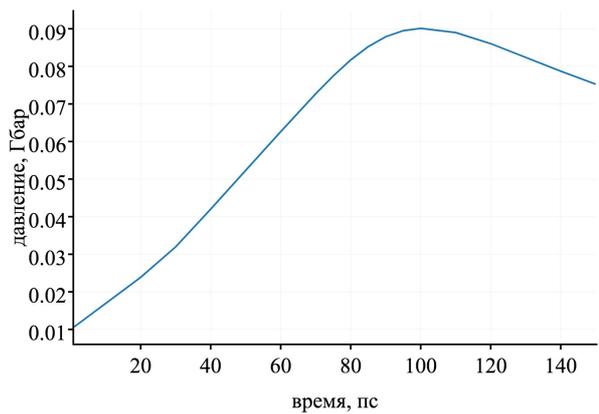


Рис. 18. Эволюция давления на внутренней границе НС.

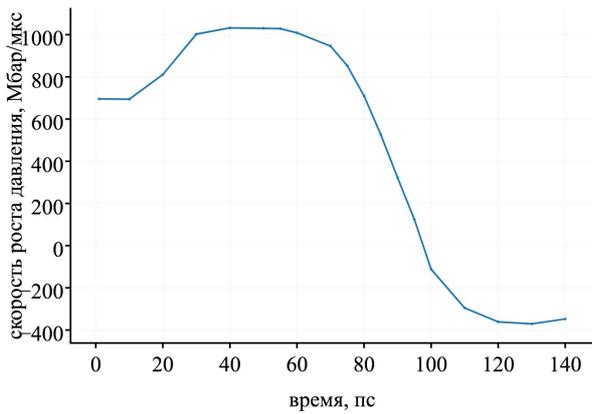


Рис. 19. Скорость роста (уменьшения) давления на внутренней границе НС.

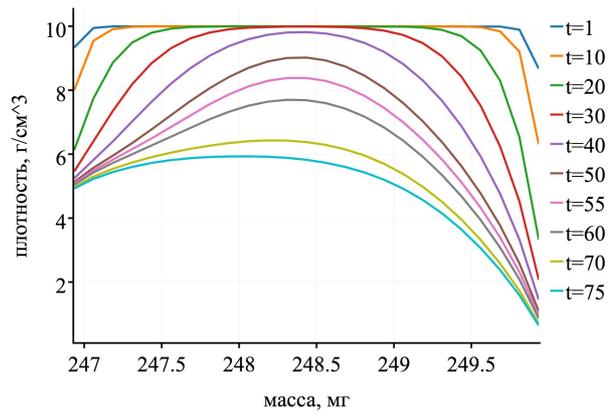


Рис. 20. Эволюция плотности в зоне энерговыделения от массовой координаты (время в пс).

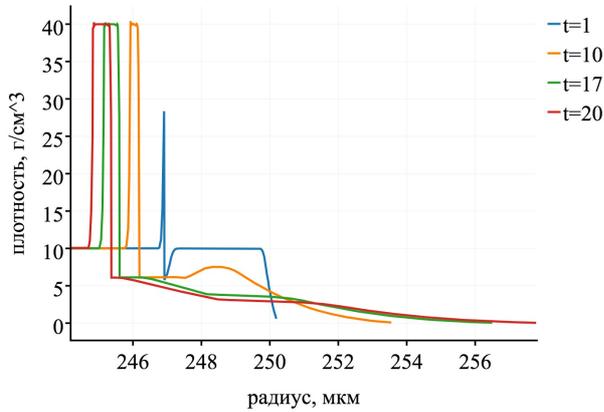


Рис. 21. Профили плотностей для задачи о распаде разрыва до 20 пс.

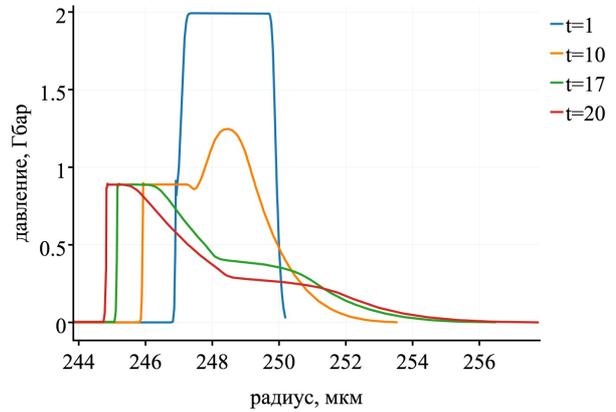


Рис. 22. Профили давлений для задачи о распаде разрыва до 20 пс.

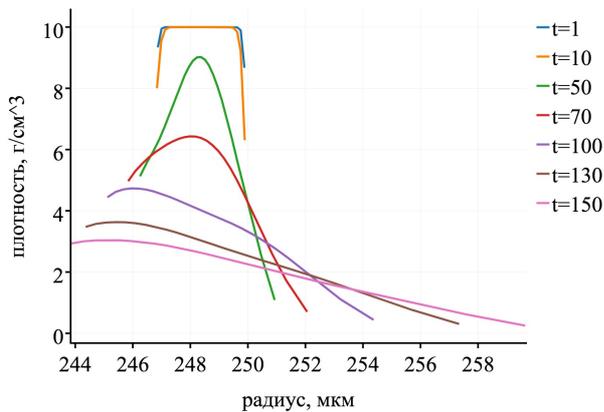


Рис. 23. Профиль плотности по радиусу в области энерговыделения.

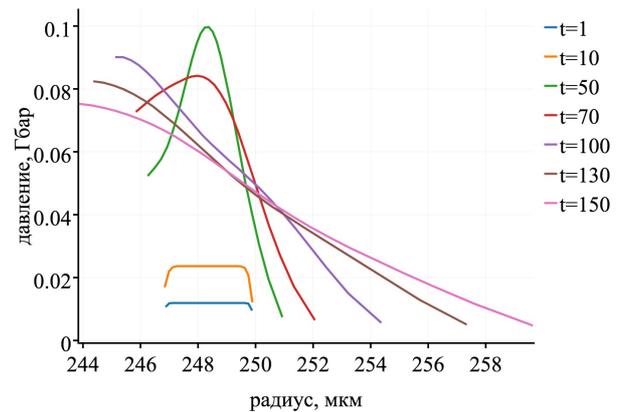


Рис. 24. Профиль давления по радиусу в области энерговыделения.

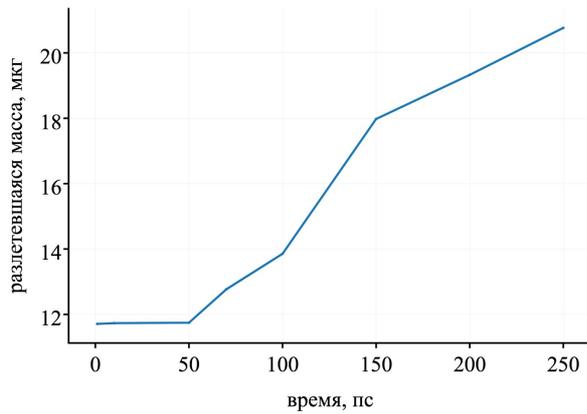


Рис. 25. Зависимость разлетевшейся массы от времени.

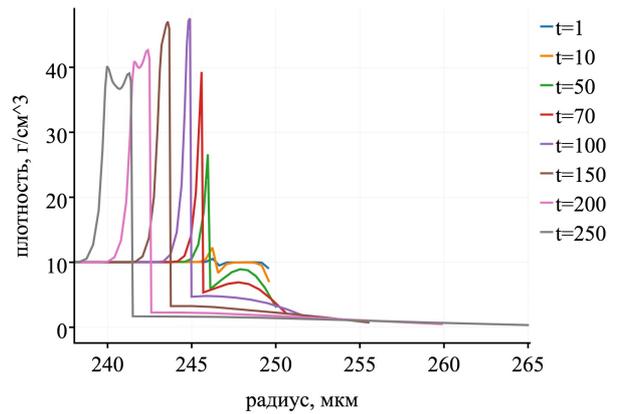


Рис. 26. Профиль плотности по радиусу во всей области (600 точек).

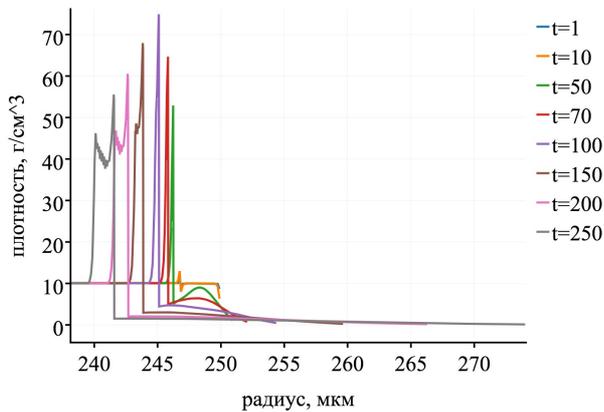


Рис. 27. Профиль плотности по радиусу во всей области (2000 точек).

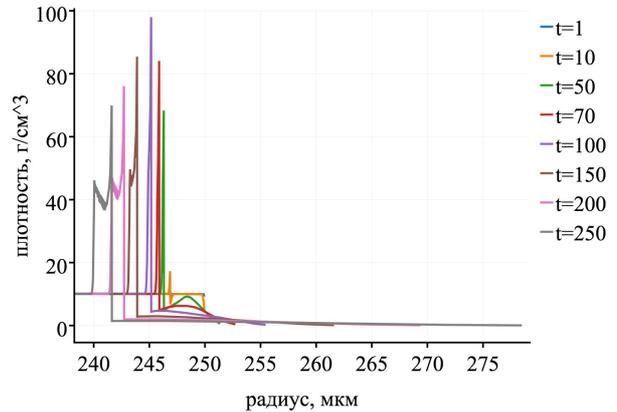


Рис. 28. Профиль плотности по радиусу во всей области (4000 точек).

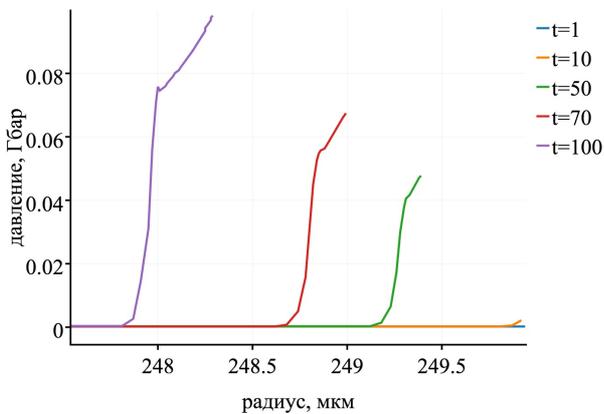


Рис. 29. Профили давления для задачи о поршне.

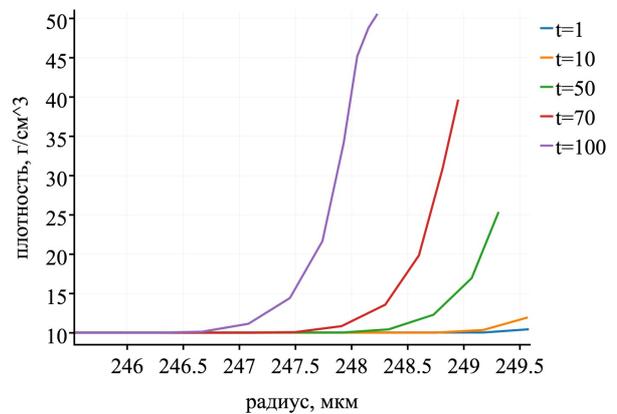


Рис. 30. Профили плотности для задачи о поршне, сетка: 600 точек.

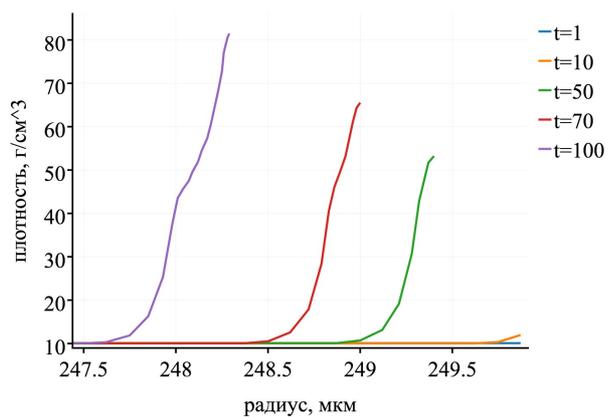


Рис. 31. Профили плотности для задачи о поршне, размер сетки 2000 точек.

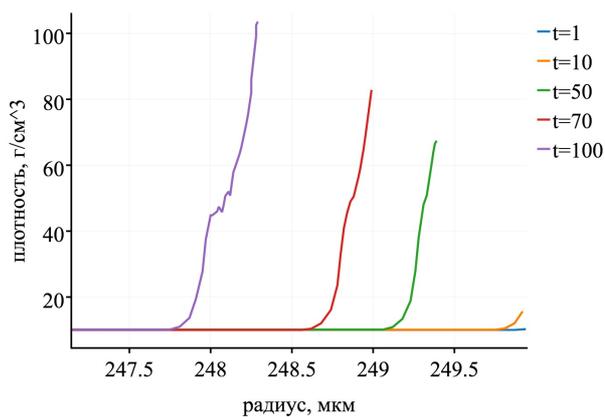


Рис. 32. Профили плотности для задачи о поршне, сетка: 4000 точек.

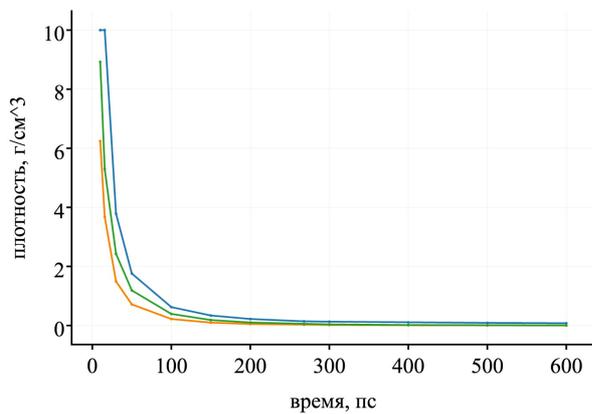


Рис. 33.

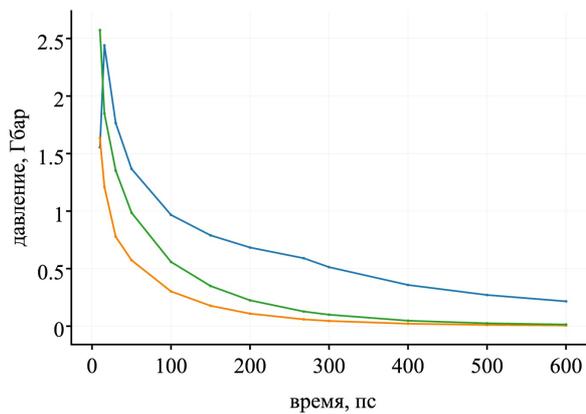


Рис. 34.

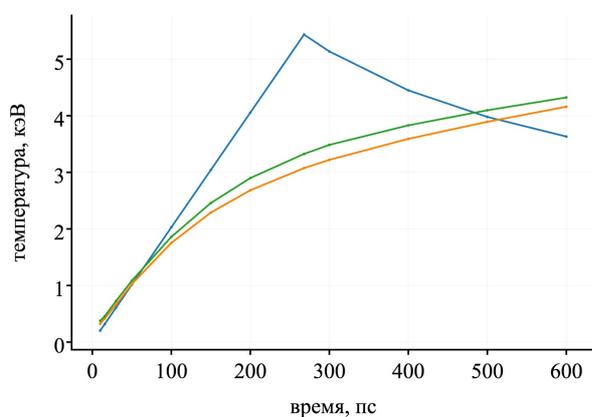


Рис. 35.

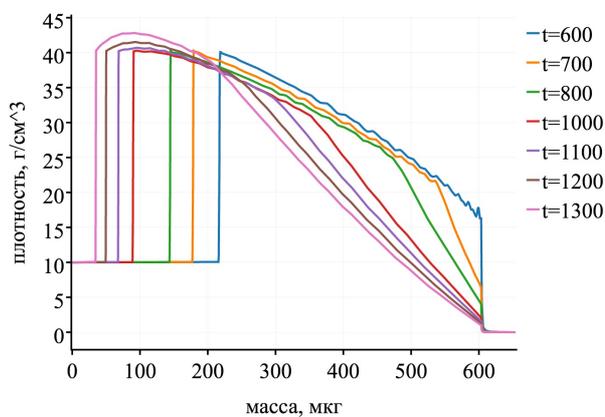


Рис. 36.

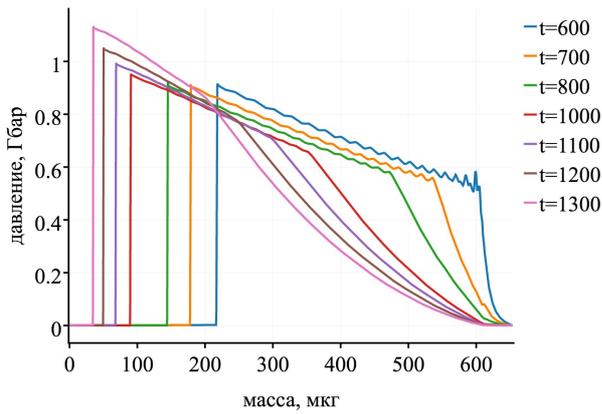
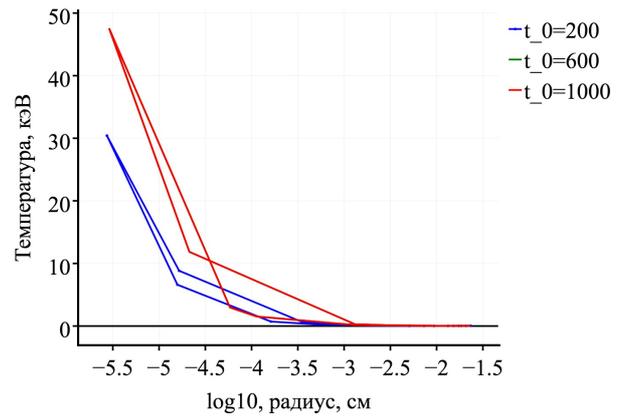
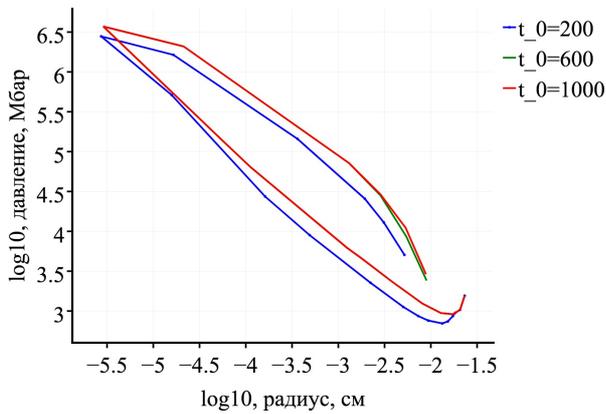
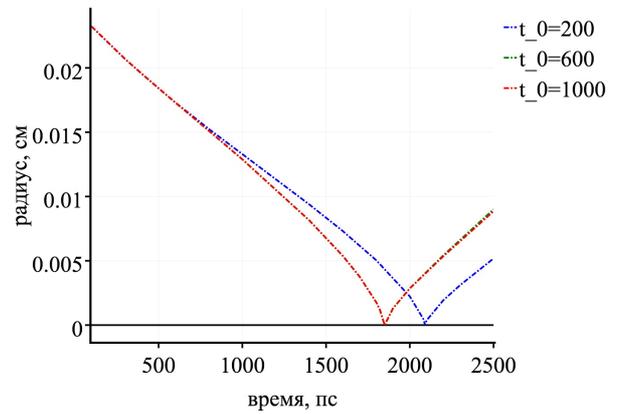
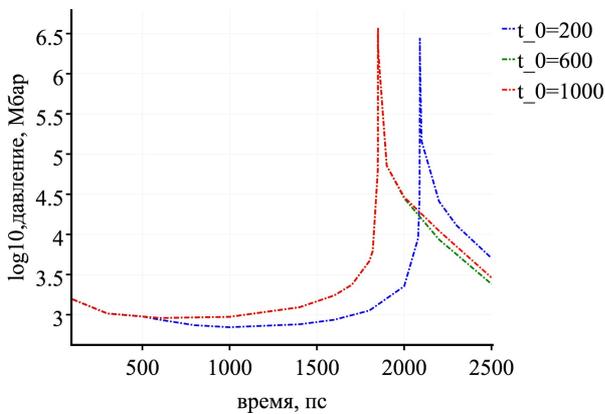


Рис. 37.

Рис. 38. Эволюция температуры на фронте УВ от логарифма радиуса,  $t_0$  – длительности действия источника.Рис. 39. Эволюция логарифма давления на фронте УВ от логарифма радиуса,  $t_0$  – длительности действия источникаРис. 40. График радиуса фронта УВ от времени,  $t_0$  – длительности действия источникаРис. 41. График эволюции логарифма давления на фронте УВ от времени,  $t_0$  – длительности действия источника.

## Оглавление

1. Введение.....	3
2. Постановка задачи.....	5
3. Постановка вычислительной задачи. Кратко о расчетах.....	6
4. Генерация сферической УВ при нагреве шара быстрыми электронами.....	6
5. Анализ пика плотности за внутренней границей нагреваемого слоя.....	8
6. Сравнение численных результатов с теоретическими.....	9
7. Выход УВ на автомодельный режим вблизи центра.....	11
8. Заключение.....	12
Литература.....	20

## Литература

- [1] В.А. Щербаков, Физика плазмы 9, 409 (1983).
- [2] R. Betti, C.D. Zhou, K.S. Anderson, L.J. Perkins, W. Theobald, and A.A. Solodov, Phys. Rev. Lett. 98, 155001 (2007).
- [3] Змитренко Н.В., Рагимли О.Р. Схождение ударной волны при наличии в среде энерговыделения //Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша – 2016. – №55. – 18 с. URL: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2016-55>
- [4] M. Lafon, X. Ribeyre, and G. Schurtz, Phys. Plasmas 20, 052704 (2010).
- [5] O. Klimo, V.T. Tikhonchuk, X. Ribeyre, G. Schurtz, C. Riconda, S. Weber, and J. Limpouch, Phys. Plasmas 18, 082709 (2011).
- [6] X. Ribeyre, S.Yu. Gus'kov, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai and V.T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas 20, 062705 (2013).
- [7] С.Ю. Гуськов. Письма в ЖЭТФ, Т.103, с.557, 2016
- [8] G. G u d e r l e y, Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstosse in der Nahe des Kugelmittelpunktes bzw. der Zylinderachse, Luftfahrtforschung 19, № 9 (1942).
- [9] С.А. Гайфулин, А.В. Захаров, Н.В. Змитренко, В.Я. Карпов, А.П. Михайлов, Т.В. Мищенко, А.А. Самарский. Программный комплекс для расчета уравнений одномерной газовой динамики с теплопроводностью. В кн. Пакеты прикладных программ. Вычислительный эксперимент. М. Наука, 1983, с.50-70
- [10] С.И. Брагинский. Явление переноса в полностью ионизованной двухтемпературной плазме, ЖЭТФ, Т.33, с. 459, 1957.
- [11] А.А. Самарский, Ю.П. Попов. Разностные методы решения задач газовой динамики, М., Наука, 1992 г., с. 424.