

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П.Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

**16**

Ю.А. МИХАЙЛОВ, М.А. ГРЕЧКО, О.А. ЖИТКОВА,  
М.А. ЖУРОВИЧ, А.В. КУЦЕНКО, И.Г. ЛЕБО,  
J. LIMROUCH, А.А. МАЦВЕЙКО, В.Б. РОЗАНОВ,  
Г.В. СКЛИЗКОВ, А.Н. СТАРОДУБ, В.Ф. ТИШКИН,  
А.М. ЧЕКМАРЕВ

**ВЛИЯНИЕ ПРЕДИМПУЛЬСА НА СГЛАЖИВАНИЕ  
АБЛЯЦИОННОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ  
НАГРЕВЕ ТОНКИХ ФОЛЬГ**

МОСКВА 2006

# **Влияние предимпульса на сглаживание абляционного давления при лазерном нагреве тонких фольг**

**Ю.А.Михайлов<sup>1</sup>, М.А.Гречко<sup>1</sup>, О.А.Житкова<sup>2</sup>, М.А.Журович<sup>1</sup>,  
А.В.Куценко<sup>1</sup>, И.Г.Лебо<sup>2</sup>, J. Limpouch<sup>3</sup>, А.А.Мацвейко<sup>1</sup>, В.Б.Розанов<sup>1</sup>,  
Г.В.Склизков<sup>1</sup>, А.Н.Стародуб<sup>1</sup>, В.Ф.Тишкин<sup>4</sup>, А.М.Чекмарев<sup>1</sup>**

1 - Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН (ФИАН), 2 - Московский институт радиоэлектроники и автоматики (МИРЭА), 3 – Czech Technical University at Prague, 4 – Институт математического моделирования РАН (ИММ)

## **Аннотация**

*Сообщаются результаты теоретических и экспериментальных исследований нагрева плазмы лазерным излучением с неоднородной пространственной структурой и исследованием симметризирующего (сглаживающего) воздействия лазерного предимпульса на однородность нагрева тонких фольг, моделирующих тонкостенные ЛТС - мишени. Продемонстрирована высокая эффективность метода сглаживания абляционного давления предимпульсом.*

## **1. Введение**

Для достижения больших коэффициентов усиления в лазерных термоядерных мишенях требуется сжимать ДТ-горючее в  $10^4$ - $10^5$  раз по отношению к его первоначальной плотности. Для этого сферические мишени облучают большим количеством лазерных пучков, стремясь обеспечить однородное облучение поверхности мишени и, как следствие, однородный нагрев её внешних слоев. При этом практически невозможно создать 100% однородность облучения мишени из-за неравномерного перекрытия пучков, интерференционных явлений в высококогерентных лазерных пучках, неоднородности усиления в лазерном тракте, дефектов в усилительных каналах лазера. Эти неоднородности облучения приводят к возмущению абляционного давления на границе испарения вещества. Из-за развития гидродинамических неустойчивостей в процессе сжатия первоначально малые

возмущения плотности и давления нарастают и, в конечном итоге, могут привести к нарушению симметрии ускоряемой оболочки термоядерной мишени, перемешиванию инерционных слоев оболочки с ДТ-горючим и резкому снижению термоядерного энерговыделения (см., например, [1,2]).

В [3] было предложено использовать симметризирующий лазерный предимпульс для уменьшения влияния неоднородности нагрева сферической мишени. В [4] на основании двумерных численных расчетов, выполненных по программе «АТЛАНТ», было показано, что за счет симметризирующего предимпульса с энергией  $\sim 0.1$  от энергии основного греющего импульса возможно в 2-3 раза снизить скорость роста возмущения при сжатии наполненной ДД - газом стеклянной оболочки. В [5] было предложено использовать симметризирующий предимпульс на большей длине волны, чем основной греющий импульс. Двумерные численные расчеты, опубликованные в [6], показали, что использование предимпульса на длине волны в 3 раза большей, чем длина волны основного греющего импульса, позволяет уменьшить вредный предварительный нагрев ДТ-горючего. Такой предварительный нагрев возникает в горючем из-за распространения ударных волн, порожденных предимпульсом. В то же время, предимпульс создает высокотемпературную корону, которая симметризует абляционное давление. При этом предполагалось, что основной греющий импульс преобразуется в 3-ю гармонику иодного лазера, а предимпульс остаётся на первой гармонике.

В [7] была рассмотрена задача о конверсии в рентгеновское излучение лазерного предимпульса, который облучал тонкую металлическую фольгу, нанесенную на слой малоплотной пены, покрывавшей рабочую мишень. Рентгеновское излучение обеспечивало более равномерный нагрев внешних слоев рабочей мишени, сглаживало «шероховатости» поверхности, создавало высокотемпературный слой плазмы до прихода основного греющего импульса. Следует подчеркнуть, что в отличие от [8], где предлагалось конвертировать в рентгеновское излучение всю энергию лазерного импульса, в [7] рассматривался случай преобразования в рентгеновское излучение только энергии предимпульса. Дело в том, что конверсия в рентгеновское излучение приводит к значительным потерям энергии.

В Физическом Институте Чешской Академии наук совместно с Физическим Институтом РАН и Институтом Математического Моделирования РАН был проведен цикл исследований симметризации

неоднородности облучения с помощью предимпульса на длине волны в 2-3 раза большей, чем длина основного импульса. Сравнение экспериментальных данных и двумерных численных расчетов показало, что при соответствующем выборе параметров основного греющего импульса и предимпульса можно существенно улучшить однородность нагрева мишени.[9,10]. Сходные результаты недавно были получены в Лаборатории лазерной энергетики Рочестерского университета [11,12]. В работе [11] теоретическое рассмотрение нагрева лазерных термоядерных мишеней пучком с предимпульсом показало возможность повышения гидродинамической стабильности при сжатии мишеней, а в работе [12] было экспериментально продемонстрировано улучшение гидродинамической стабильности при использовании двойного (по времени) лазерного импульса.

Следует отметить, что эксперименты на многопучковых лазерных установках весьма сложны по технике и требуют огромных финансовых затрат и поэтому не всегда оправданы. Поэтому, часто проводятся эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с тонкими фольгами, имитирующими многие важные процессы в оболочечных мишенях. Примечательно, что подобные эксперименты можно проводить на установках с энергией излучения, существенно меньшей, чем требуется для сферического нагрева и сжатия. При этом могут успешно изучаться такие сложные и важные явления, как поглощение и отражение лазерного излучения от оболочки-аблятора, имитируемого фольгой или комбинацией фольг различного состава и толщины, прогорание стенки мишени и развитие неустойчивостей, генерация в мишенях рентгеновского излучения, быстрых частиц и, наконец, процессы ускорения оболочки. Основным и весьма важным достоинством применения однопучковых систем является возможность целенаправленного контролируемого варьирования структуры излучения в зоне его взаимодействия с мишенью, в отличие от многопучковых установок, где энергетический профиль на поверхности мишени является результатом интерференции нескольких лучей и трудно поддается моделированию. Собственно, даже при идеальной геометрической компоновке лазерных пучков именно это когерентное сложение и приводит к возникновению мелкомасштабных всплесков освещенности, способных вызвать катастрофическое развитие гидродинамических неустойчивостей в мишени, разрушающих процесс сжатия плазмы. Облучение фольги одним пучком с

управляемой и контролируемой структурой позволяет исследовать влияние неоднородностей при облучении на нагрев и ускорение фольги, моделировать процессы развития неустойчивостей в плазме, а также изучать способы подавления этих неустойчивостей за счет изменения не только пространственной структуры облучения, но и временного профиля импульсов или конструкции мишени.

В лаборатории Лазерной плазмы Физического Института им. П.Н.Лебедева РАН на установке “ПИКО” на протяжении ряда лет ведутся исследования по нагреву и ускорению тонких фольг с помощью мощных лазерных импульсов [13,14]. В экспериментах была обнаружена резкая зависимость доли прошедшей через фольгу лазерной энергии от толщины, а также сокращение длительности прошедшего лазерного импульса. Из сравнения с результатами численных расчетов следовало, что такое «просветление мишени» в случае тонких фольг из Al (толщина  $\delta < 3$  мкм объясняется испарением вещества). С увеличением толщины фольги некоторая доля энергии проникала через достаточно толстые алюминиевые фольги, что не могло быть объяснено непосредственно испарением внешних слоев [13]. Похожий эффект аномально большого проникновения лазерного излучения через тонкие фольги наблюдался в экспериментах на установке "ГЕККО" в Японии [15].

Аномальное проникновение лазерного излучения через толстые слои может быть объяснено «эффектом микропродавливания» [16], когда из-за больших поперечных градиентов давления, связанных с наличием «спеклов» в лазерных пучках, плотные слои «раздвигаются» и пропускают излучение. В [13] было предложено использовать на установке “ПИКО” лазерный предимпульс для подавления влияния спеклов и на основании двумерных численных расчетов показана перспективность такого подхода. В работе [17] были опубликованы предварительные результаты по симметризации абляционного давления в экспериментах с предимпульсом на установке “ПИКО”.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментов на установке “ПИКО” демонстрирующие высокую эффективность предложенного метода симметризации неоднородностей абляционного давления с помощью лазерного предимпульса, а также приведены результаты двумерных расчетов,

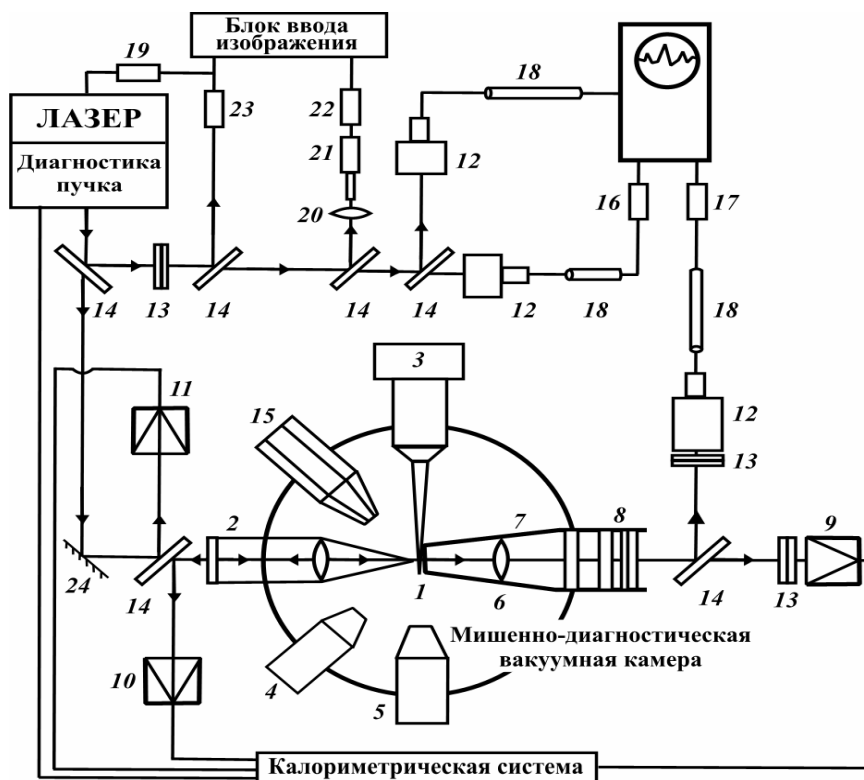
демонстрирующие эффект «микропродавливания» тонких фольг и симметризирующего воздействия лазерного предимпульса.

## 2. Экспериментальные результаты.

На сегодняшний день проведен ряд работ по изучению неоднородного прогорания фольг, имитирующих оболочку мишени [13 - 17].

В первой части этой статьи говорилось, что на установке «ПИКО» была проделана серия экспериментов, позволившая обнаружить anomalно быстрое прогорание Al фольг различной толщины. На основании этих данных были сделаны заключения о механизме протекания подобного эффекта и методах уменьшения влияния неоднородности облучения на процесс ускорения фольги.

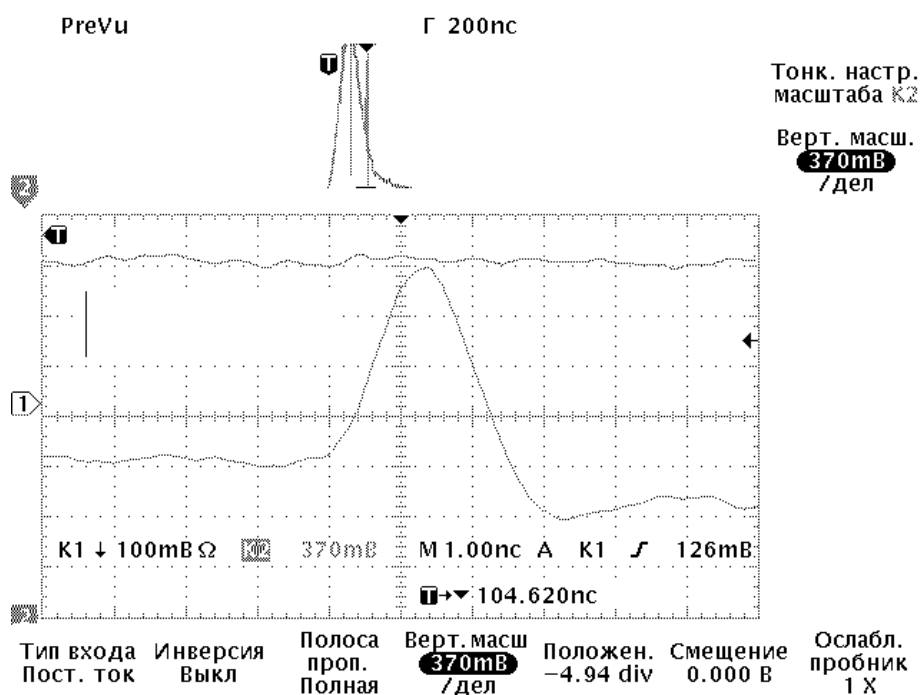
Контроль структуры фокусируемого на мишень излучения в дальней и ближней зонах осуществляется автоматизированной системой телеметрических измерений, разработанной для диагностических устройств установки "Пико". Схема измерений показана на рис. 1. Диагностика структуры пучка осуществляется непосредственно перед вводом в мишенную камеру. Измерения в дальней зоне производятся камерой 22 типа CCD-4М на основе ПЗС-матрицы, а в ближней зоне – камерой 23 с видиконом ЛИ 427, имеющим память 5 мин.



**Рис.1. Схема экспериментальной установки “ПИКО”. 1-мишень; 2-фокусирующая система; 3-устройство для позиционирования мишени; 4,5-система контроля положения мишени в фокусе; 6,7,8-система транспортировки прошедшего через мишень излучения; 9,10,11-калориметры; 12-коаксиальные фотоэлементы для контроля временной структуры лазерного излучения; 13-светофильтры; 14-светоделительные пластины; 15-многоканальный рентгеновский микроскоп; 16,17-высокочастотные аттенюаторы; 18-коаксиальные линии задержки для синхронизации сигналов с фотоэлементов; 19-блок синхронизации кадра оптического изображения; 20-объектив, формирующий изображение в дальней зоне 21-микроскоп; 22,23-видеокамеры на основе ПЗС; 24-система 100% зеркал.**

Активной средой лазера является стекло ГЛС-1, активированное ионами неодима  $\text{Nd}^{3+}$ . Лазерное излучение создается в генераторе, работающем в режиме модуляции добротности. Длительность импульса непосредственно на выходе генератора составляет 30 нс, ширина спектра излучения  $\delta\lambda = 30 \text{ \AA}$ , полная энергия в импульсе составляет порядка 0.1 Дж. Далее лазерное излучение проходит несколько каскадов усилителей ГУС. После первого каскада усиления стоит электрооптический затвор Поккельса, формирующий длительность импульса на полувысоте порядка 2 нс. Полная энергия в импульсе на выходе последнего усилителя (временной профиль представлен на рис.2) регулируется и составляет 2-30 Дж.

Полученное излучение фокусируется в мишенной камере с помощью линзы, имеющей фокусное расстояние  $f = 10 \text{ см}$ , что позволяет получать плотность потока на поверхности мишени от  $10^{13}$  до  $10^{14} \text{ Вт/см}^2$ . Расходимость излучения составляет  $2\alpha = (5-8) \cdot 10^{-4}$  рад, энергетическая контрастность  $K_E = 10^4-10^5$ .



**Рис.2. Осциллограмма импульса лазерного излучения.**

Получение экспериментальных данных об энергетической и временной структуре лазерного излучения в зоне взаимодействия осуществляется с помощью калориметрического комплекса, коаксиальных фотоэлементов, а также автоматизированной системы контроля структуры фокусируемого на мишень лазерного излучения [18,19,20]. Используемая методика позволяет одновременно измерять энергетический баланс и динамику прогорания фольги с пространственным и временным разрешением при синхронном контроле структуры лазерного излучения на поверхности мишени.

В качестве детекторов лазерного излучения выбраны пять типов калориметров – ВЧД-2, ВЧД-3, ВЧД-5, ВКДС и КДС – с диапазоном измеряемых энергий от  $10^{-5}$  до  $10^2$  Дж и погрешностью абсолютных измерений энергии 6-8%. Калориметры в области камеры (в частности, 9, 10 и 11 на рис.1) используются для измерения распределения энергии в дальней зоне греющего плазму лазерного пучка, а также для измерения прогорания (просветления) мишени и излучения, рассеянного (отраженного) плазмой по различным направлениям. Минимальная энергия, измеряемая калориметрической системой, составляет 0,1 мДж, погрешность относительных измерений – 1,5-3% при чувствительности измерительного тракта 2,5 мкВ/бит. Высокоскоростные измерения временной структуры



падающего и прошедшего излучений осуществляются коаксиальными фотоэлементами с временным разрешением  $\tau \approx 0,2$  нс.

На Рис.3. представлена оптическая схема лазера установки "ПИКО" с трактом формирования предимпульса. Временная форма предимпульса практически повторяла форму основного греющего мишень импульса. Основной импульс мог управляемо задерживаться по отношению к предимпульсу на  $0,5 - 5,0$  нс. Энергия в предимпульсе могла управляемо варьироваться в диапазоне от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  от энергии основного лазерного импульса. Пространственная структура предимпульса делалась однородной с помощью специальной фазовой пластинки.

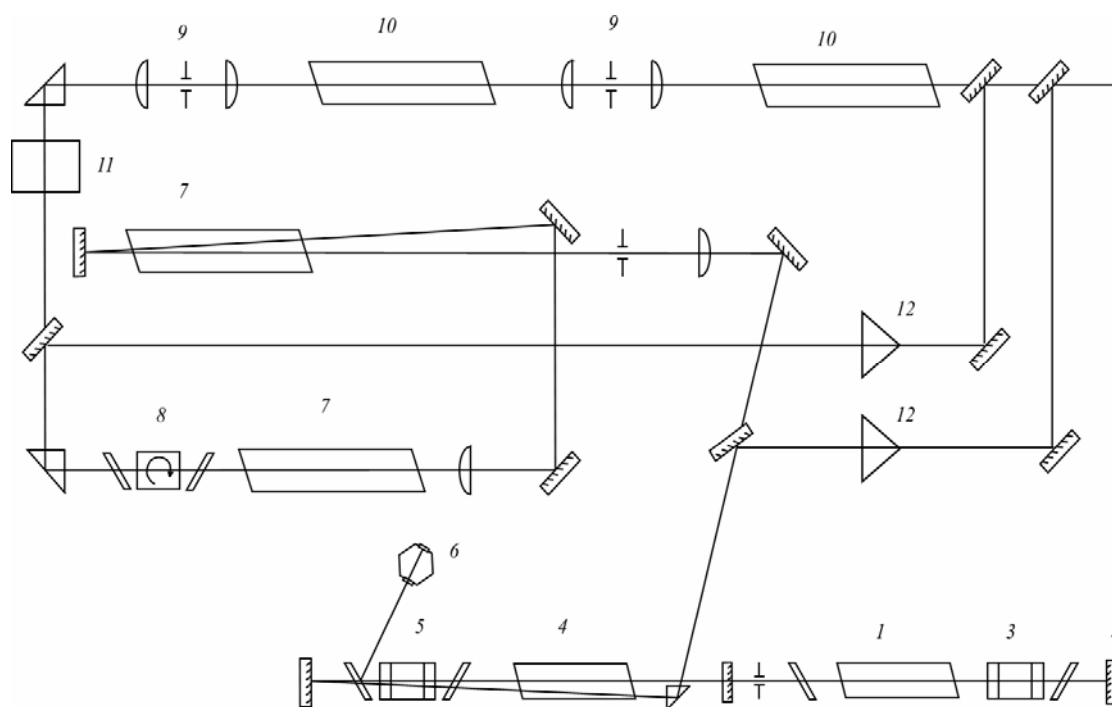


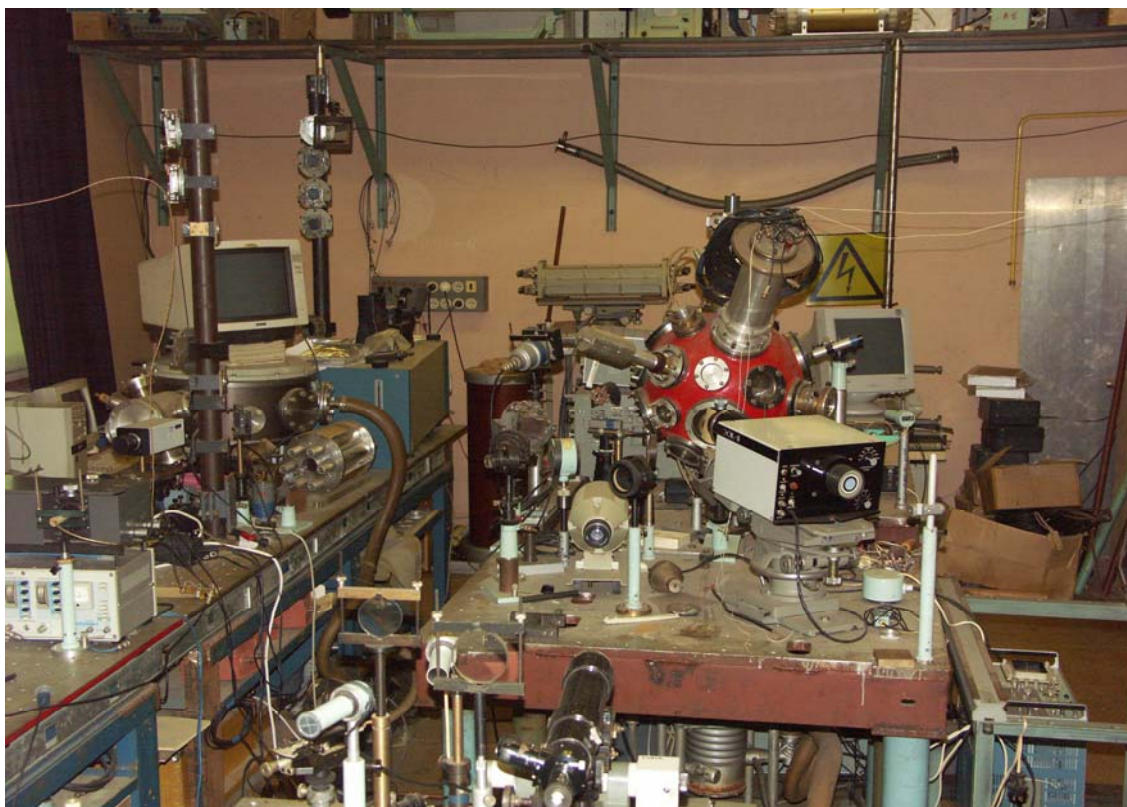
Рис. 3. Оптическая схема лазера установки "ПИКО" с трактом формирования предимпульса. 1-задающий генератор; 2-зеркало резонатора; 3-затвор системы модуляции добротности генератора; 4-двухпроходный лазерный усилитель каскадов предварительного усиления; 5-затвор системы формирования короткого импульса; 6-разрядник с лазерным поджигом; 7-каскады предварительного усиления; 8-оптический затвор (изолятор) Фарадея; 9-пространственные фильтры; 10-выходные усилительные каскады; 11-просветляющий фильтр; 12-калориметры для измерения энергии в тракте формирования предимпульса.

Общий вид лазерной части установки “ПИКО” показан на Рис.4.



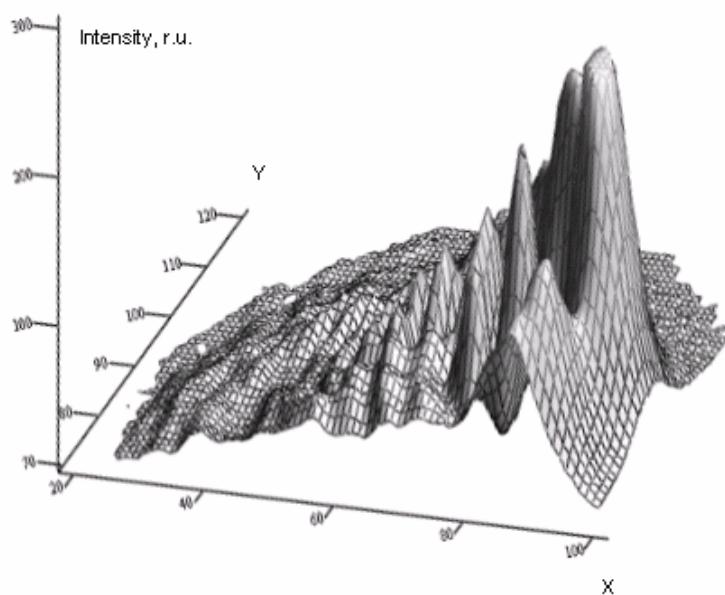
**Рис.4. Лазер установки “ПИКО”.**

Общий вид мишенно-диагностического комплекса и вакуумной камеры установки “ПИКО” приведен на Рис.5. В качестве лазерных мишеней использовались фольговые мишени из алюминия. Толщина фольги варьировалась от 3 мкм до 10 мкм. Мишени облучались наносекундным лазером на Nd-стекле ( $\lambda=1.06$  мкм) с указанными выше параметрами.



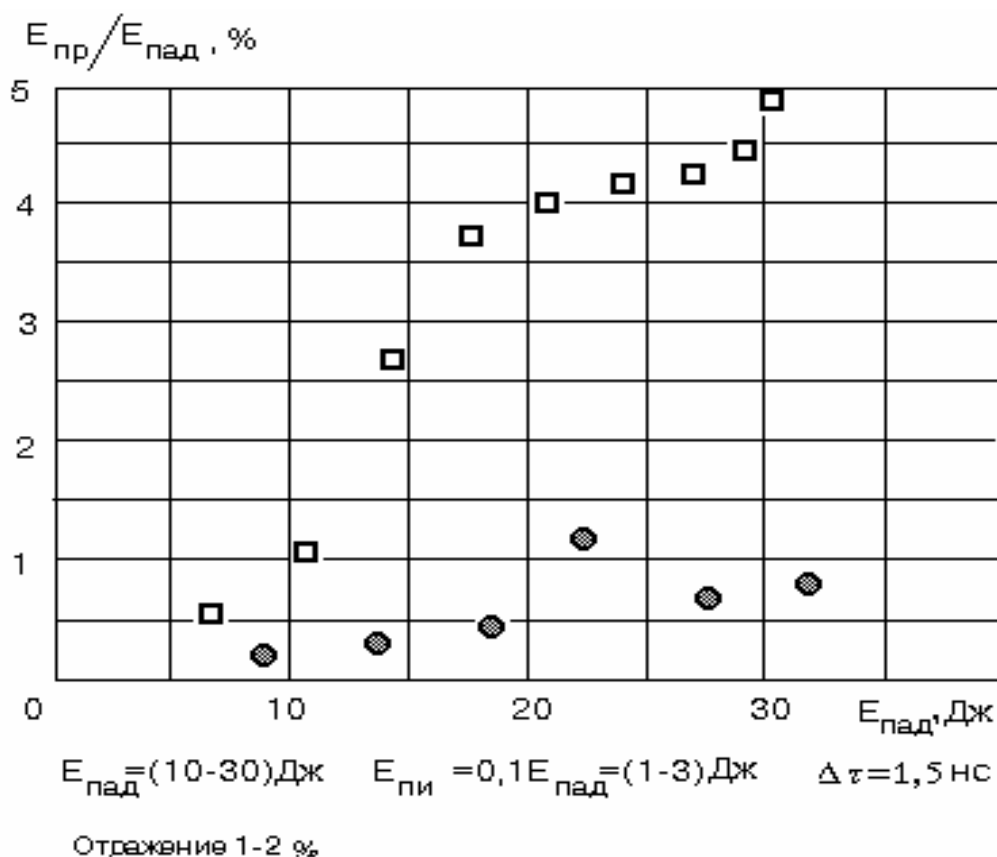
**Рис.5. Мишенно-диагностический комплекс установки “ПИКО”**

Характерная экспериментальная «спекловая» структура лазерного излучения на поверхности мишени, зарегистрированная камерой на основе ПЗС-матрицы приведена на Рис.6.



**Рис.6. “Спекловая” структура лазерного излучения на мишени.**

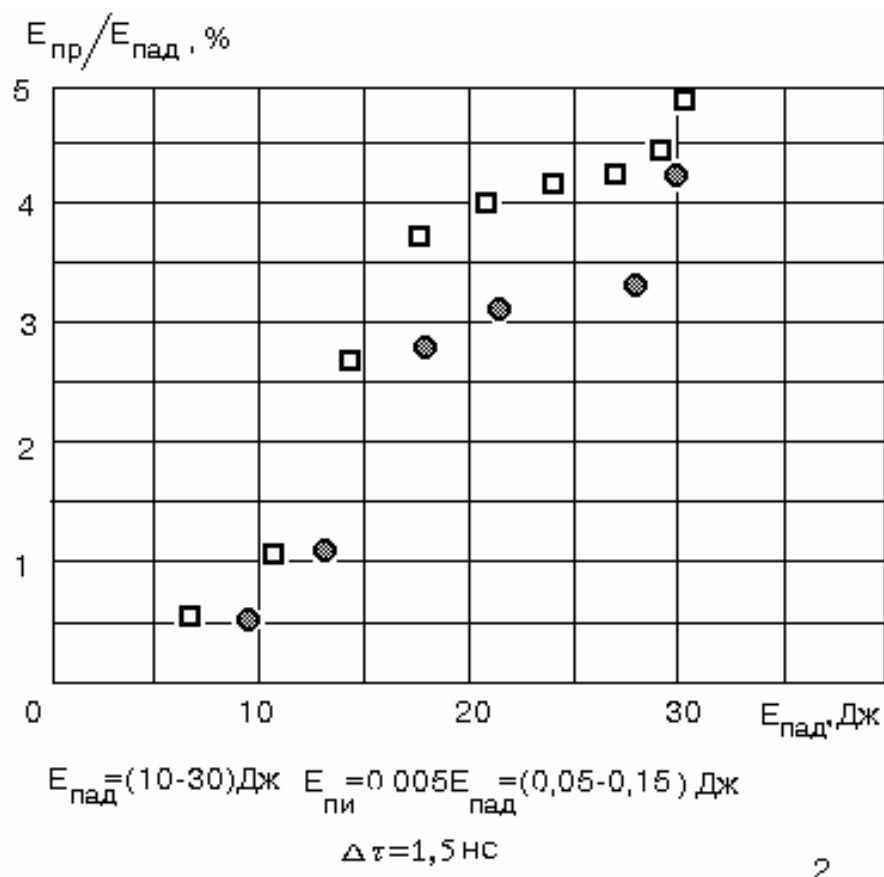
Экспериментально наблюдаемый эффект симметризирующего влияния предимпульса иллюстрируют Рис.7-10. На указанных рисунках приведены экспериментальные результаты прожигания фольги при отсутствии предимпульса и при его включении в виде зависимости доли прошедшего через прожигаемые отверстия энергии лазерного излучения  $E_{пр}$  по отношению к энергии падающего на мишень излучения  $E_{пад}$  от энергии греющего излучения ( $E_{пр}/E_{пад}$ ). На рис.7. энергия падающего на мишень излучения варьировалась в пределах  $E_{пад} \approx (10-30)$  Дж, энергия предимпульса составляла  $E_{пи} = 0.1E_{пад} \approx (1-3)$  Дж, предимпульс опережал основной импульс на время  $\Delta t = 1,5$  нс. Энергия отраженного от мишени излучения составляла в этих опытах 1-2%



**Рис.7.** Экспериментальная зависимость отношения энергии прошедшего через фольгу излучения ( $E_{пр}$ ) к энергии падающего на мишень излучения ( $E_{пад}$ ) от падающей энергии при энергии предимпульса, составляющей 10% от энергии греющего излучения, при задержке 1,5 нс. Для эксперимента без предимпульса (точки прямоугольной формы) и с предимпульсом (точки круглой формы). Размеры точек отражают точность калориметрических измерений.

Наблюдается (Рис.7.) существенное влияние предимпульса на характер прожигания мишени «спекловой» структурой излучения (уменьшение доли прошедшей энергии примерно на порядок).

Эксперименты, результаты которых представлены на рис.8, проводились при уменьшенной в 20 раз величине энергии в предимпульсе.

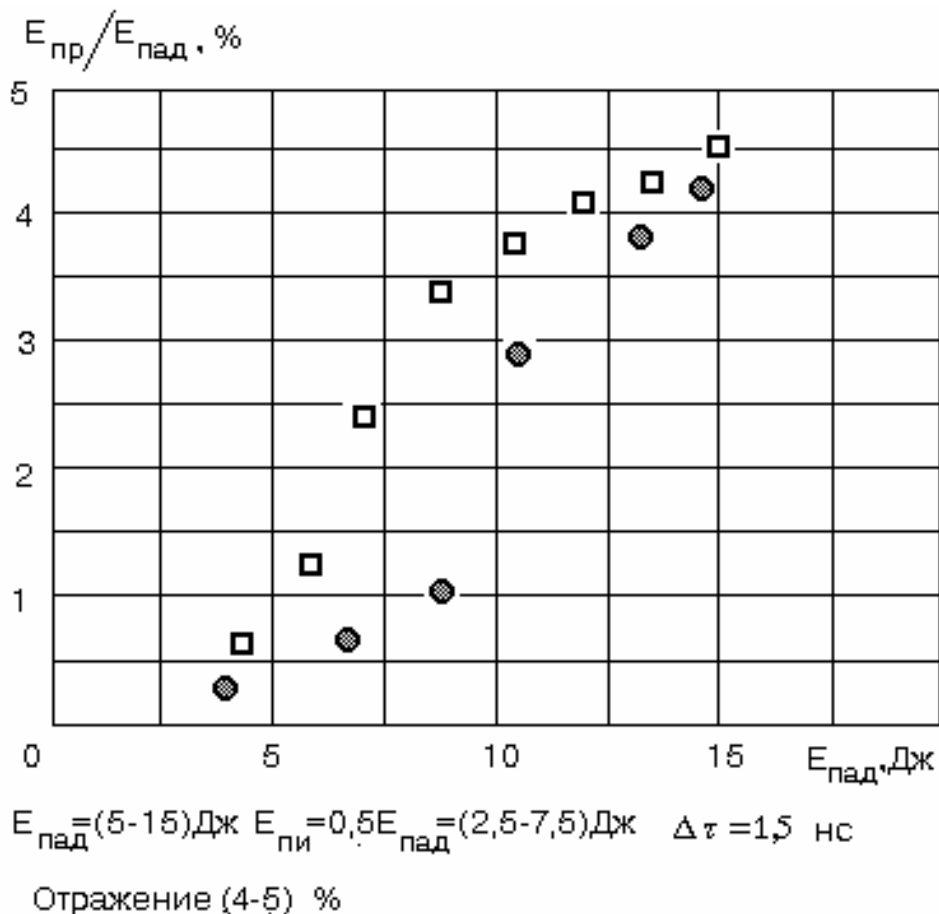


**Рис.8.** Экспериментальная зависимость отношения энергии прошедшего через фольгу излучения ( $E_{пр}$ ) к энергии падающего на мишень излучения ( $E_{пад}$ ) от падающей энергии при энергии предимпульса, составляющей 0,5% от энергии греющего излучения, при задержке 1,5 нс. Обозначения аналогичны рис.7.

Видно, что влияние предимпульса сохранилось, но заметно уменьшилось.

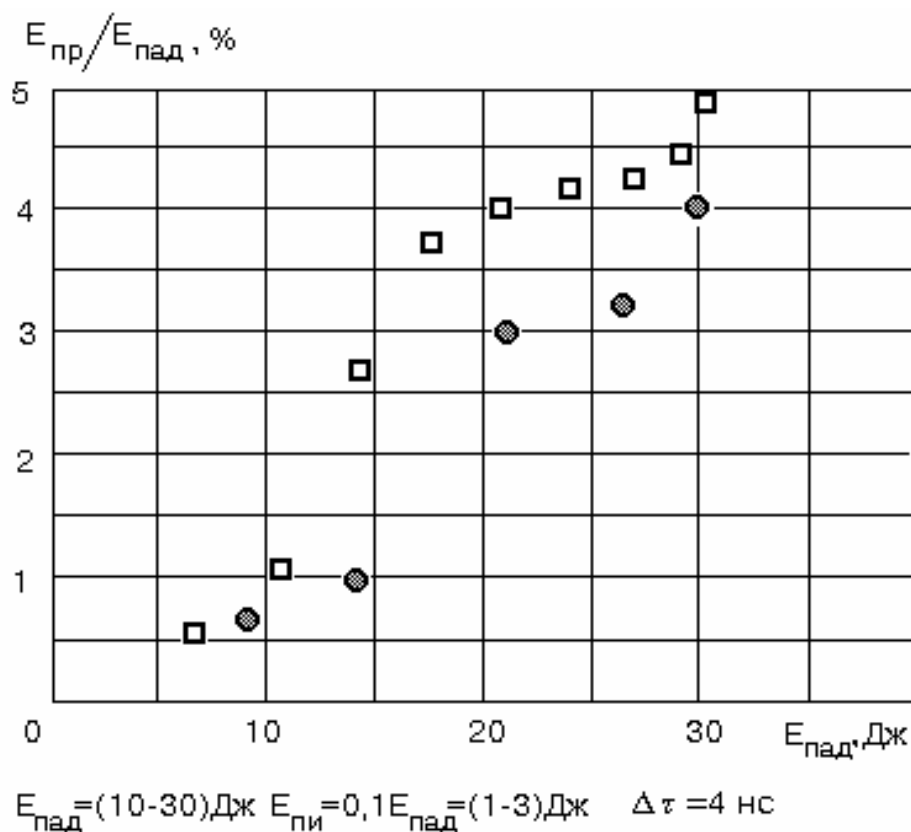
На рис.9. приведены результаты влияния предимпульса на прожигание фольг при снижении уровня энергии в греющем импульсе и повышении доли энергии в предимпульсе по отношению к греющему импульсу до 50%. В этих

опытах симметризирующее влияние предимпульса занимает промежуточное положение по сравнению с первыми двумя сериями экспериментов. Доля отраженного от мишени (плазмы) излучения возросла и достигла в этих опытах 4-5%.



**Рис.9.** Экспериментальная зависимость отношения энергии прошедшего через фольгу излучения ( $E_{пр}$ ) к энергии падающего на мишень излучения ( $E_{пад}$ ) от падающей энергии при энергии предимпульса, составляющей 50% от энергии греющего излучения, при задержке 1,5 нс. Обозначения аналогичны рис.7.

Наконец, рис.10 иллюстрирует уменьшение влияния предимпульса (по сравнению с первой серией опытов) при существенном увеличении (почти в 3 раза) временной задержки греющего импульса по отношению к предимпульсу. Доля отраженного в апертуру линзы излучения составила величину менее 2%.



**Рис.10.** Экспериментальная зависимость отношения энергии прошедшего через фольгу излучения ( $E_{пр}$ ) к энергии падающего на мишень излучения ( $E_{пад}$ ) от падающей энергии при энергии предимпульса, составляющей 10% от энергии греющего излучения, при задержке 4 нс. Обозначения аналогичны предыдущим рисункам.

### **3. Численное моделирование симметризации с помощью лазерного предимпульса.**

Для моделирования описанных выше явлений была использована двумерная программа «NUTCY» [21]. Численно решалась система уравнений газовой динамики для многокомпонентных сред, уравнения нелинейной теплопроводности и распространения лазерного излучения в эйлеровых цилиндрических координатах ( $r, z$ ). Ниже приведены основные уравнения

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u}{\partial r} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} &= 0 \\
\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u^2}{\partial r} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\
\frac{\partial \rho w}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u w}{\partial r} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \\
\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u (e+p)}{\partial r} + \frac{\partial (e+p) w}{\partial z} &= -\text{div} q_T - \text{div} q_L \\
e = \rho \left( \varepsilon + \frac{u^2 + w^2}{2} \right), p = (\gamma - 1) \varepsilon \rho &
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь скорость  $V$  имеет два компонента вдоль радиуса  $u$  и вдоль оси «OZ» -  $w$ , электронная теплопроводность  $q_T = -\kappa \cdot \text{grad} T$ ,  $\kappa$  - коэффициент электронной теплопроводности,  $q_L(r, z, t)$  - интенсивность лазерного излучения. Расчетная область  $0 < r < R$  и  $0 < z < L$ .

Программа «NUTCY» построена на модульном принципе, что позволяет её легко модифицировать: добавлять новые блоки и изменять, в зависимости от решаемой задачи, старые.

При решении системы уравнений использовался метод расщепления по физическим процессам. На фиксированном шаге по времени в первом блоке решались уравнения газовой динамики (уравнение непрерывности, уравнения Эйлера для двух компонент скорости и уравнение сохранения энергии без учета теплопереноса и переноса лазерного излучения). При этом использовались явные нелинейные консервативные квазимонотонные разностные схемы повышенного порядка аппроксимации [22]. Это позволяло с высокой степенью точности отслеживать положения контактных границ в процессе решения уравнений (1).

Во втором блоке рассчитывалось распространение излучения в плазме.

В расчетах полагалось, что лазерное излучение ( $q_l$ ) распространяется строго вдоль направления OZ и поглощается за счет обратного тормозного механизма ( $\chi_{\text{las}}$  - коэффициент поглощения излучения). Излучение, дошедшее до критической поверхности, полностью поглощается в ячейке, содержащей критическую плотность.

В блоке теплопроводности изменяются только величины, связанные с температурой. Таким образом, все остальные параметры (плотность, скорость)



можно считать постоянными. Для решения теплопереноса были использованы неявные разностные схемы. Уравнения, выписанные ниже, решались с помощью отдельных прогонок по направлениям OZ и OX.

$$C_v \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left( \kappa r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\partial q}{\partial z}$$

$$\frac{\partial q(z, r, t)}{\partial z} = -\chi_{las} q \quad (2)$$

В расчетах использовался коэффициент электронной теплопроводности в форме Спитцера-Брагинского  $\kappa = \kappa_0 T^{2.5}$ .

Поскольку в исследуемых задачах размер области мишени, где сосредоточена в начальный момент основная масса вещества составляет несколько мкм, а расчетная область порядка 1 мм и более, то для решения задач потребовалось ввести неравномерную сетку. Была создана подпрограмма генерации неравномерной сетки, позволяющая увеличивать по геометрической прогрессии шаг по обоим направления «OX» и «OZ». Наименьший шаг по направлению «OZ» формировался в окрестности первоначального положения мишени, который увеличивается в обоих направлениях по мере удаления от границ области (Рис.11a,b). По направлению «OX» наибольший интерес представляет область вблизи оси симметрии, где, в основном, происходит выделение энергии лазерного импульса.



Рис.11а Сетка по оси «OZ»

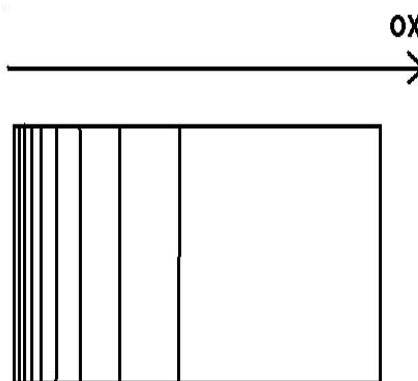
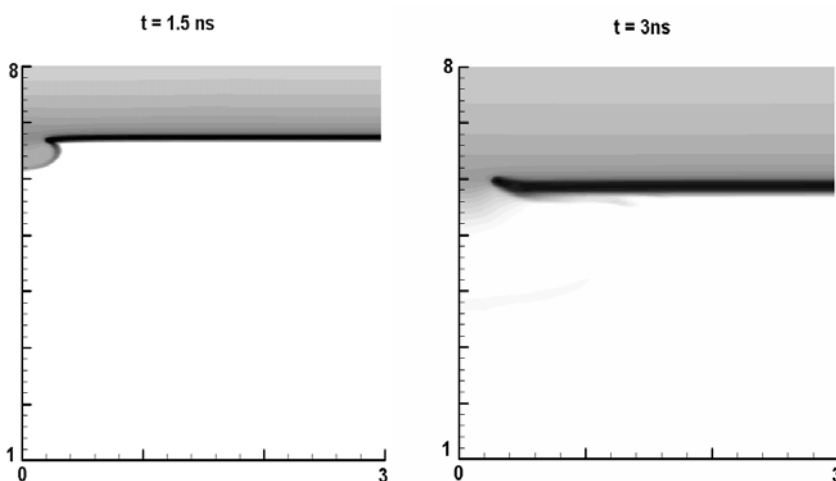


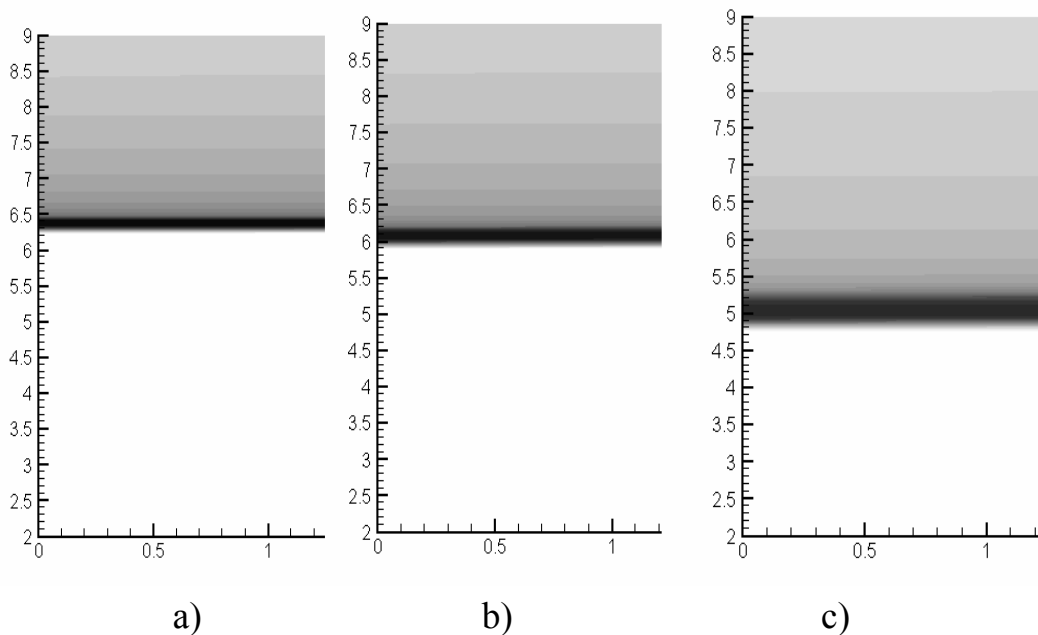
Рис.11б Сетка по оси «OX»

Постановка задачи была следующей. Алюминиевая мишень толщиной  $d = 3$  мкм облучалась двумя лазерными импульсами, Оба импульса имели треугольную временную форму с моментами времени  $t_i = t_0$ ,  $t_i = t_0 + 1.5$  нс,  $t_i = t_0 + 3$  нс,  $t_0$  - параметр, который в первом импульсе равнялся 0, а во втором  $\Delta t$ - время «задержки» между импульсами. Максимальные интенсивности импульсов равнялись  $Q_1$  и  $Q_2$ , при этом первый импульс имел постоянное распределение по радиусу, а второй – «гауссовое» распределение  $\sim e^{-(r/r_f)^2}$ , где  $r_f$ -эффективный радиус пучка. Первый импульс моделировал влияние предимпульса лазерного излучения, а второй влияние «спекла». В расчетах варьировались значения  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $r_f$  и  $\Delta t$ , а параметры мишени были фиксированы. В первой серии расчетов изучалось симметризирующее воздействие предимпульса в зависимости от «задержки»  $\Delta t = 0, 0.5, 1.5, 3$  нс. При фиксированном отношении интенсивностей лазерных импульсов. Первый расчет соответствовал ситуации, когда предимпульс отсутствовал:  $\Delta t = 0$ ,  $Q_1 = 2.358 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $Q_2 = 8.48 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (отношение интенсивностей  $n = 36$ ),  $r_f = 5$  мкм, размер области  $OZ \times OR = 1200 \times 200$  мкм. Приблизительно к моменту времени  $t = 1.5$  нс. в мишенях формировалась «дырка», которая заполняется высокотемпературной плазмой (см. рис. 12). При задержках  $\Delta t = 0.5, 1, 1.5$  нс. и отношении интенсивностей  $n = 36$  наблюдалась полная симметризация абляционного давления, т.е. на рисунках «дырка» не возникала (см рис. 13).



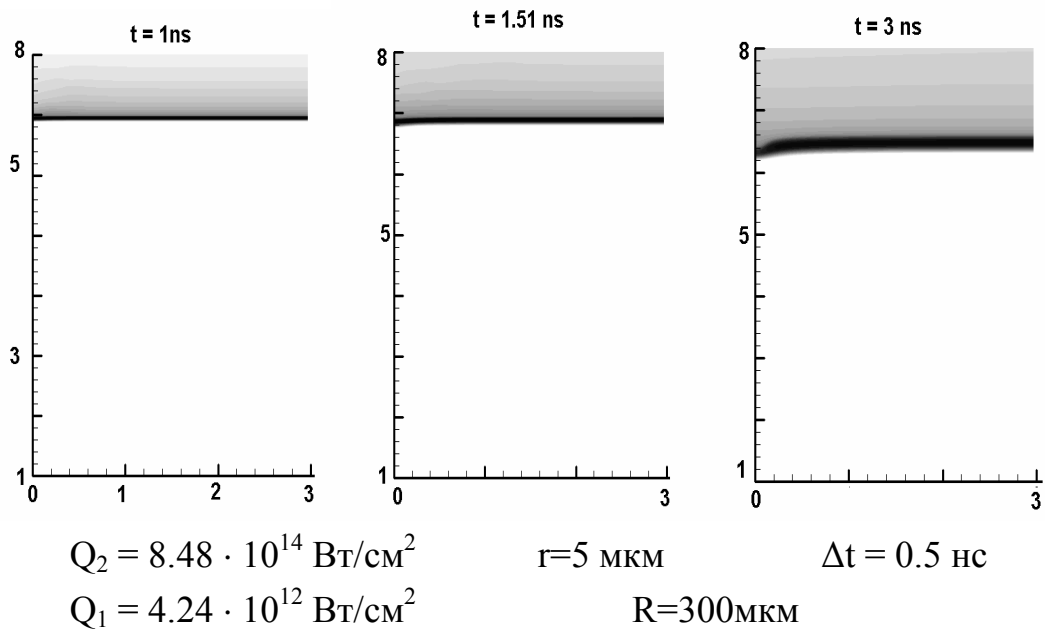
**Рис.12.** Отношение мощностей  $n = Q_2/Q_1 = 36$ . Задержка по времени между предимпульсом и «спеклом» отсутствовала ( $\Delta t = 0$  нс).

На рисунках показаны изолинии плотности плазмы в окрестности неиспаренной части мишени на моменты времени 1.5 (максимум интенсивности падающего излучения) и 3 (конец импульса) нс. Максимум интенсивности предимпульса  $Q_1 = 2.358 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, максимум интенсивности «спекла»  $Q_2 = 8.48 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, а его эффективный радиус  $r_f=5$ мкм.



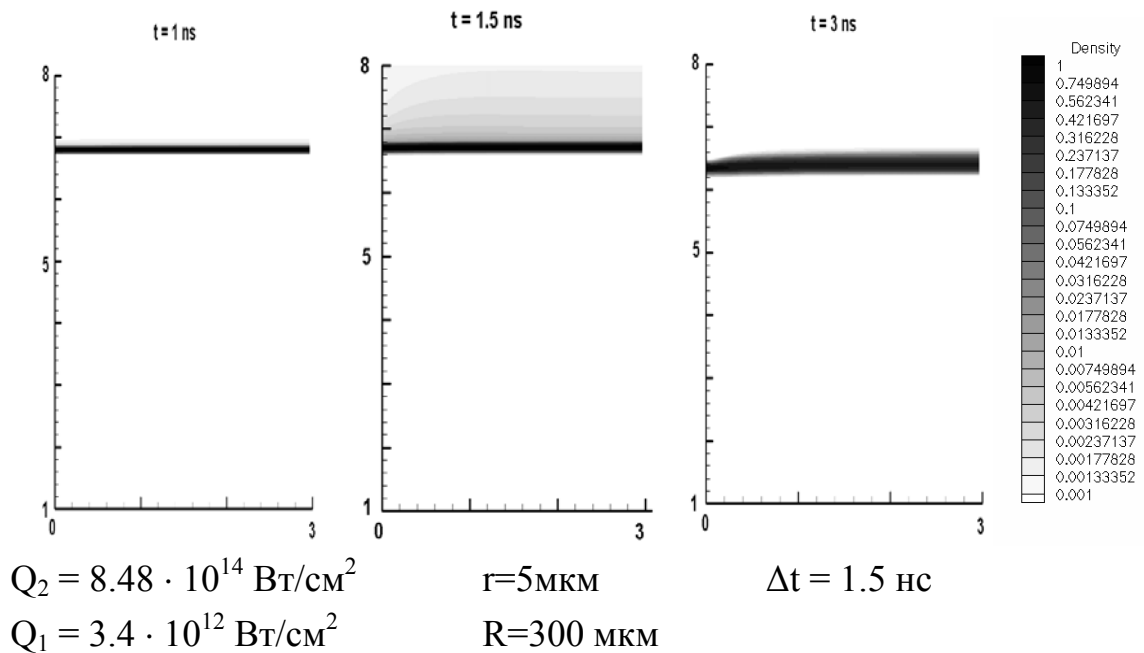
**Рис.13** Отношение мощностей  $n = 36$ . Задержка по времени между предимпульсом и «спеклом» составляла  $\Delta t=1$  нс. Представлены изолинии плотностей плазмы в окрестности неиспаренной части мишени на моменты времени  $\Delta t+1$  нс (а),  $\Delta t+1.5$  нс (b) и  $\Delta t+3$  нс (с).

Во второй серии расчетов изучалась зависимость эффекта симметризации от отношения интенсивностей  $n$ . Были сделаны расчеты для  $n = 90, 200, 300$  при фиксированном значении  $Q_2 = 8,48 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и  $\Delta t = 1.5$  и  $0.5$  нс. Вплоть до  $n = 200$  и временных задержках  $\Delta t = 0.5$  происходила полная симметризация абляционного давления (см. рис. 14).



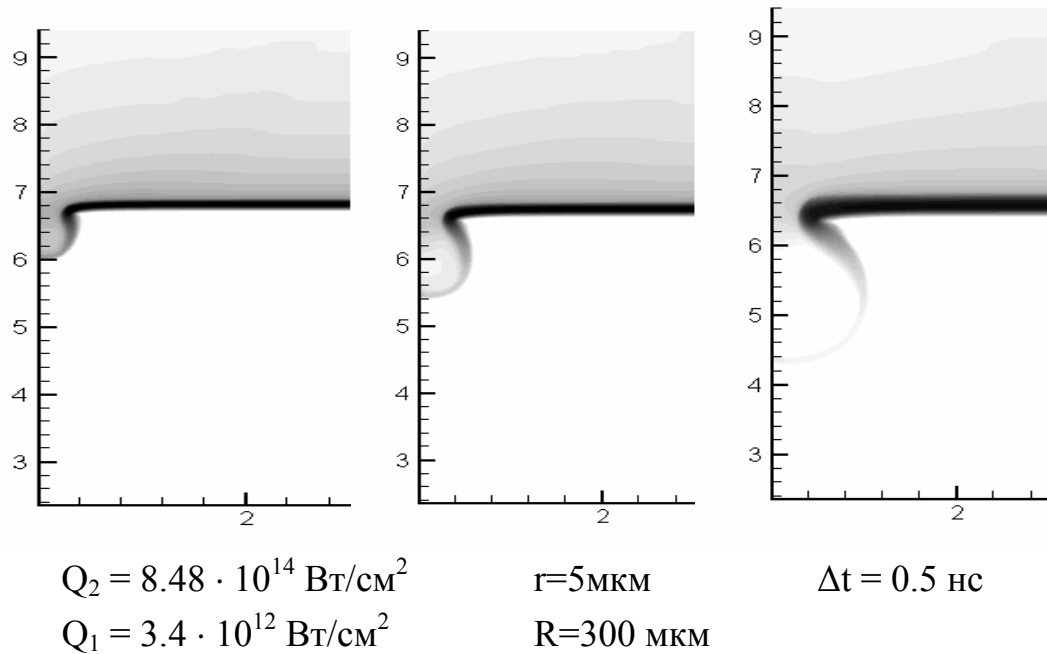
**Рис.14. Отношение мощностей  $n = 200$**

С увеличением времени задержки до  $\Delta t = 1.5 \text{ нс}$ . полная симметризация наступала при  $n \geq 250$  (см рис.15.).

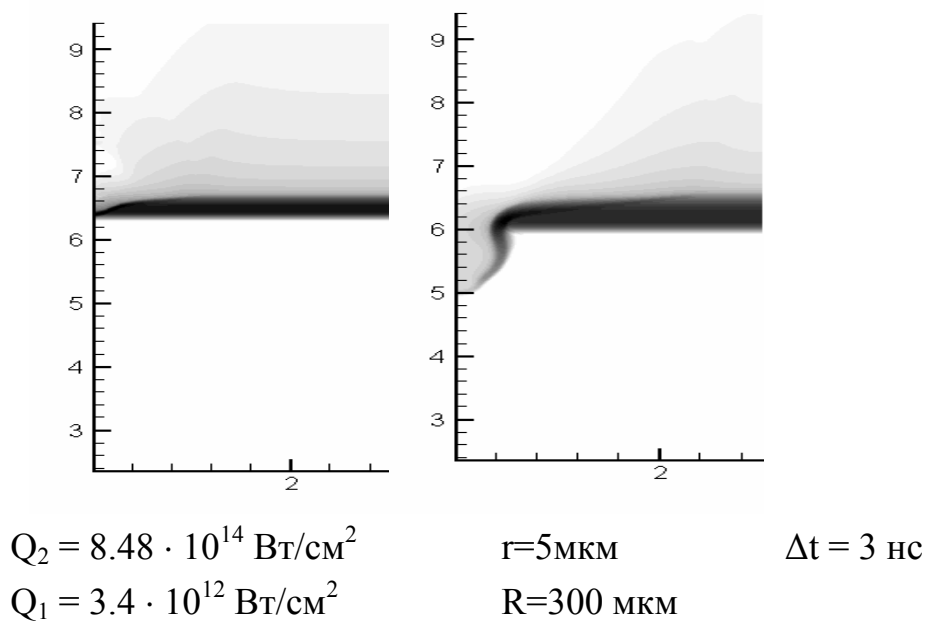


**Рис.15. Задержка во времени прихода основного импульса к предимпульсу  $\Delta t = 1.5 \text{ нс}$ ., отношение мощностей  $n = 250$**

В третьей серии расчетов сравнивались качественные результаты при разных задержках  $\Delta t = 0, 0.5, 1.5, 3$  нс, но при одинаковом отношении интенсивностей  $n = 250$ . При этом наблюдалось падение полезного воздействия предимпульса при увеличении задержки, начиная с  $\Delta t = 1.5$ .



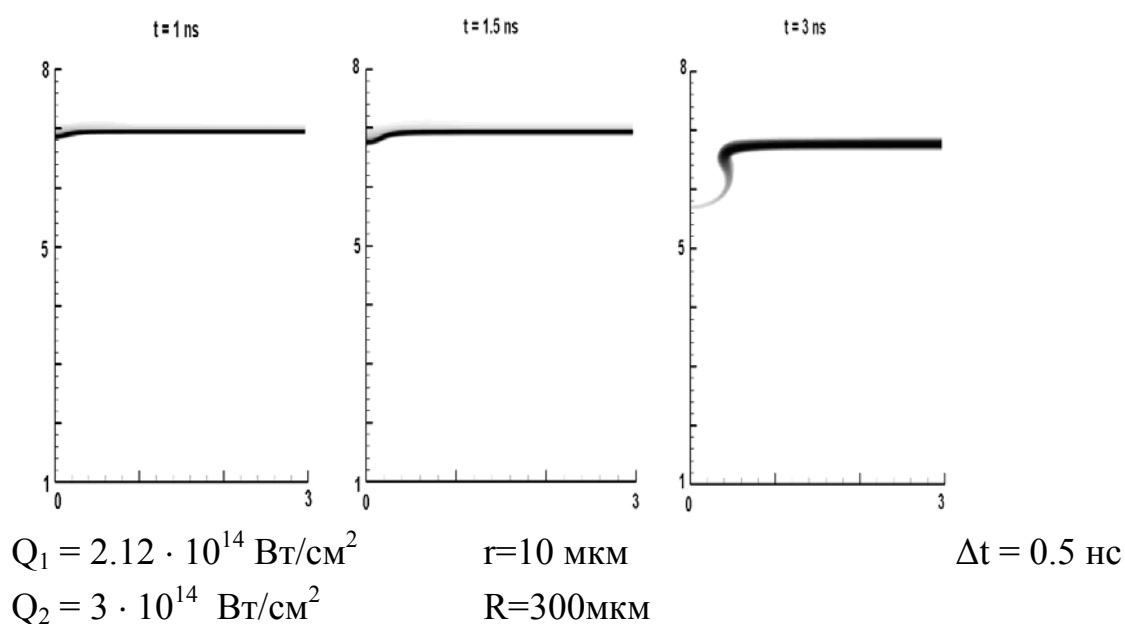
**Рис.16. Ооношение мощностей  $n = 250$**



**Рис.17. Отношение мощностей  $n = 250$**

В четвертой серии расчетов изучалось влияние размеров «спекла» на формирование «дырки» и возможность её уменьшить за счет предимпульса. Были проведены расчеты с  $Q_2 = 8,48 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и отношением мощностей  $n \sim 100$ , но  $r_f = 5, 10, 20$  мкм.

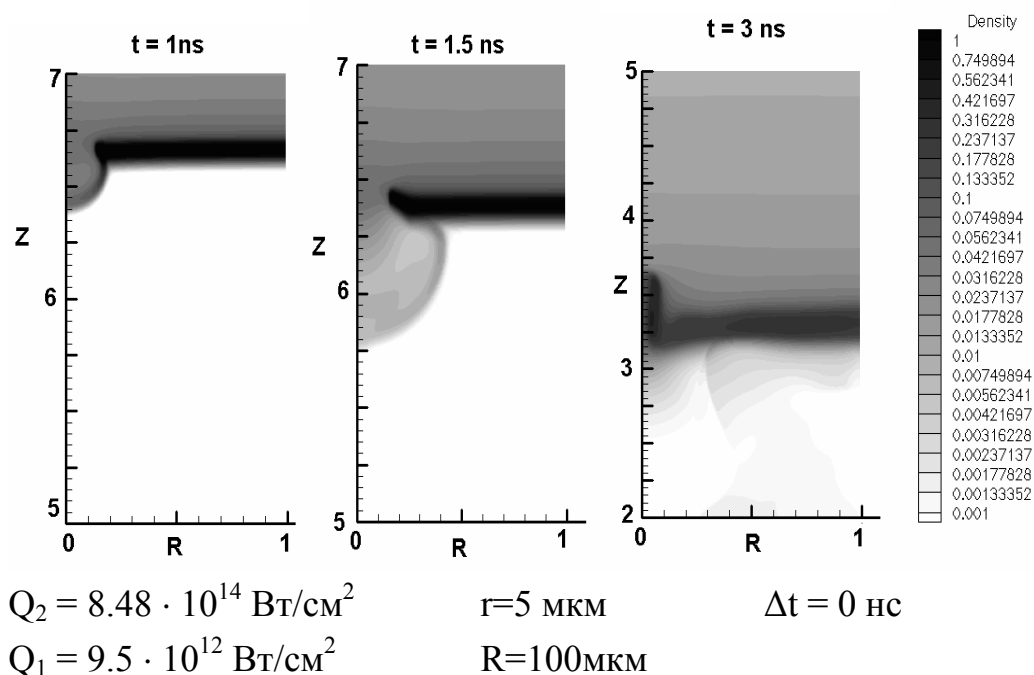
Также была проведена серия расчетов, в которой мощность основного импульса была уменьшена в 4 раза по отношению к мощностям в основных расчетах  $Q_1 = 2.12 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. В этих расчетах также наблюдалось влияние предимпульса.



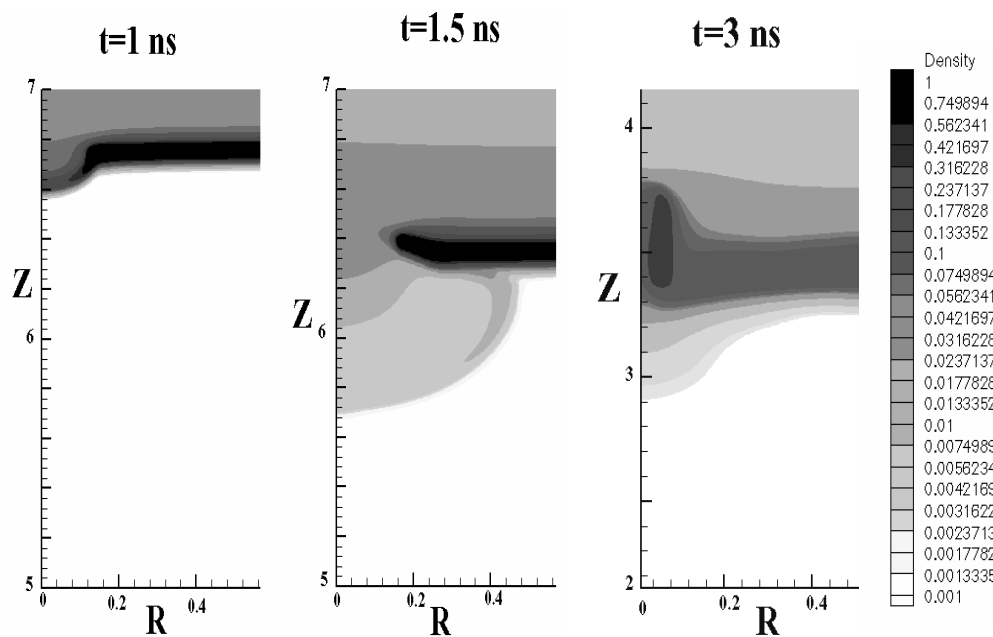
**Рис.18. Мощность основного импульса составляет  $2.12 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>**

При проведении расчетов наблюдался любопытный эффект «затекания», когда отверстие, образованное при продавливании мишени, заполнялось плазмой с периферийных слоев. Так на рис.19. показаны результаты расчетов в том случае, когда  $n = 90$  и  $\Delta t = 0$ . Видно что к моменту времени  $t = 1.5$  нс в плотной плазме сформировалось отверстие у оси, а к моменту  $t = 3$  нс, наоборот, у оси возникает уплотнение за счет столкновения в центре плазмы, натекающей с периферийных слоев. Чтобы проверить влияние правого граничного условия на скорость затекания, были сделаны расчеты с различными поперечными размерами области  $R = 100$  мкм,  $300$  мкм,  $600$  мкм.

При этом на границе задавалось условие: радиальная компонента скорости и тепловой поток равнялись 0, то есть рассматривалась абсолютно упругая, теплоизолированная стенка. Первоначально предполагалось, что ударная волна, распространявшаяся в поперечном направлении, и её отражение от боковой стенки могло бы повлиять на этот эффект. Однако из рис. 19-21 видно, что эффект «затекания» присутствует во всех случаях. Поскольку в натурном эксперименте «спеклы» могут менять свое положение в процессе нагрева мишени, то можно ожидать, что эффект «затекания» приведет к появлению «мерцающих картинок», при фотографировании свечения мишеней с тыльной стороны и соответствующим временным разрешением.



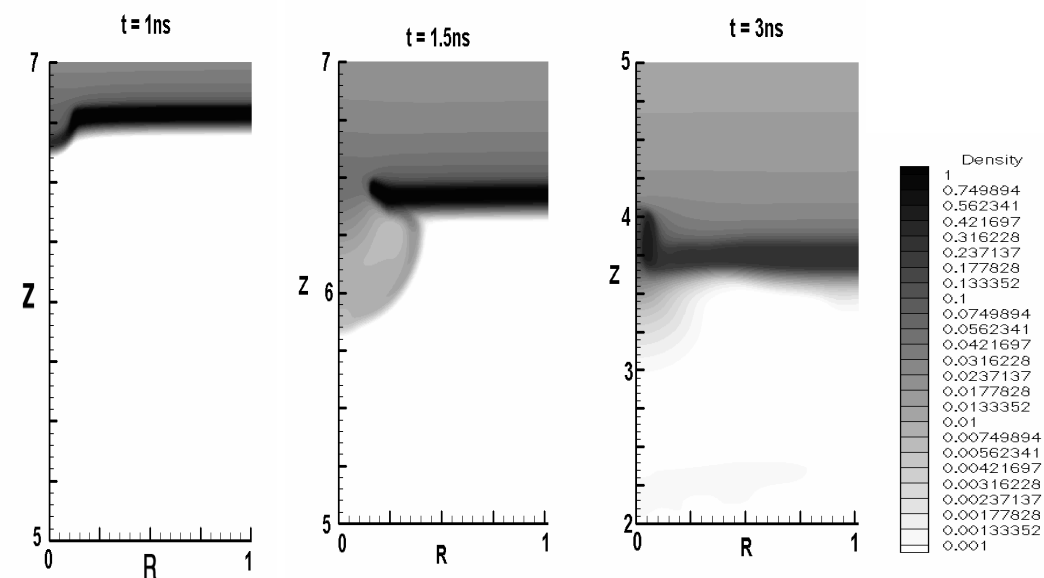
**Рис.19. R=100мкм, отношение мощностей n = 90**



$$Q_2 = 8.48 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2 \quad r=5 \text{ мкм} \quad \Delta t = 0 \text{ нс}$$

$$Q_1 = 9.5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2 \quad R=300 \text{ мкм}$$

Рис.20.  $R=300 \text{ мкм}$ , отношение мощностей  $n = 90$



$$Q_2 = 8.48 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2 \quad r=5 \text{ мкм} \quad \Delta t = 0 \text{ нс}$$

$$Q_1 = 9.5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2 \quad R=600 \text{ мкм}$$

Рис.21.  $R=600 \text{ мкм}$ , отношение мощностей  $n = 90$ .



#### **4. Заключение**

В заключение, следует отметить наблюдаемое существенное влияние предимпульса на характер прожигания мишени «спекловой» структурой излучения (уменьшение доли прошедшей энергии примерно на порядок) и хорошее совпадение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. Обнаружено существование оптимального соотношения энергий греющего мишень импульса и предимпульса, а также времени задержки греющего импульса относительно предимпульса. Для термоядерных приложений полученные результаты показывают возможность эффективной симметризации абляции предимпульсом наряду с другими возможными методами, такими как снижение степени когерентности лазерного излучения, улучшение структуры большого количества лазерных пучков на многоканальных установках и, наконец, применение специальных термоядерных мишеней (с малоплотными абляторами, рентгеновскими конверторами и т.д.)

#### **Список литературы.**

1. Басов Н.Г., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. Лазерные термоядерные установки, 25 (М.: ВИНТИ, 1984).
2. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Физика лазерного термоядерного синтеза (М.: Знание, 1988)
3. Боков Н.Н., Бунатян А.А., Лыков В.А., и др. Ж. прикл. мех. и тех. физ., 134, №4, 20 (1982).
4. E.G.Gamaly, A.P.Favorsky, A.O.Fedyanin, I.G.Lebo et.al. Laser and Particle Beams, 8, 399 (1994)
5. Mashek K., Kralikova B., L. Laska, K. Rohlena, S. Garanin Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng., 2767, 91 (1994).
6. I.G. Lebo, K. Rohlena, V.B. Rozanov, V.F. Tishkin. Quantum Electronics 26, 69, (1996)
7. I.G. Lebo, V.B. Rozanov, V.F. Tishkin. Quantum Electronics 27, 702, (1997)
8. S. Elieser, J.J. Honrubia, G. Velarde. Phys. Letters, A, 166, 249, (1992)
9. Iskakov A.B., Tishkin V.F., Lebo I.G. et. al. Phys Rev. E, 61, 842 (2000)

10. Limpouch J., Iskakov A.B., Masek K. et.al. *Laser and Particle Beams*, 20, 93 (2002)
11. R.Betti, K.Anderson. J.P.Knauer, T.J.B.Collins, R.L.McCrory, P.W.McKenty, and S.Skupsky "Pulse Design for Relaxation Adiabatic-Shaped Targets in Inertial Fusion Implosions", *LLE Review*, vol.101, p.1, (2004).
12. J.P.Knauer, K.Anderson, R.Betti, T.J.B.Collins, V.N.Goncharov, P.W.McKenty, d.d.Meuerhofer, P.B.Radha, S.P.Regan, T.C,Sangster, V.A.Smalyuk, J.A.Frenje, C.K.Li, R.D.Petrasso, and F.H.Séguin "Improved Target Stability Using Picket Pulses to Increase and Shape the Ablator Adiabatic", *LLE Review*, vol.101, p.13, (2004).
13. Иванов В.В., Куценко А.В. Лебо И.Г. и др. *ЖЭТФ*, 116, 1287 (1999)
14. Koutsenko A.V., Lebo I.G., Matzveiko A.A. et. al. *Laser and Particle Beams*, 17, 557 (1999)
15. Mizui J., Yamaguchi N., Yamanaka T. and Yamanaka C. *Phys. Rev. Lett.*, 39, 619 (1977)
16. Zvorykin V.D., Lebo I.G., *Laser and Particle Beams*, 17, 69 (1999)
17. Ilyasov A.O., Lebo I.G., Mikhailov Yu.A. et.al. *Quantum Electronics* 35 (7), 641 (2005)
18. В.В.Иванов, А.К.Князев, А.В.Куценко и др. *ПТЭ*, 4, 168 (1997)
19. Журович К.А, Кириллов В.П., Михайлов Ю.А. и др. *ПТЭ*, 5, 79 (2000)
20. Журович К.А., Кириллов В.П., Михайлов Ю.А. и др. *ПТЭ*, 4, 113 (2001)
21. I.G. Lebo, V.V. Nikishin, V.B. Rozanov, V.F. Tishkin. *Plasma Physics Reports*, 26, 405, (2000)
22. В.В. Никишин, И.В. Попов, В.Ф. Тишкин, А.П. Фаворский *Математическое моделирование*, 7,5,15 (1995).