ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МИШЕНЕЙ ТЯЖЕЛОИОННОГО ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

В. В. Ватулин, Р. М. Шагалиев

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

Представлен обзор расчетно-теоретических исследований параметров термоядерных мишеней, которые были рассмотрены для применения в системах инерциального термоядерного синтеза с драйверами на основе тяжелоионных ускорителей. Работы выполнялись в 1990–2000 годах сотрудниками теоретических и математического отделений РФЯЦ-ВНИИЭФ. Рассмотрены степень неоднородности поля рентгеновского излучения в полости мишеней различной конструкции, выполнены оценки энергии тяжелоионного ускорителя для реализации инициирования термоядерного горения.

Ключевые слова: инерциальный термоядерный синтез, тяжелоионный драйвер, термоядерные мишени, плазма.

1. Введение

В ряде стран проводятся широкомасштабные экспериментальные и теоретические исследования по управляемому термоядерному синтезу на принципе инерциального удержания с использованием в качестве драйвера мощных импульсных источников энергии. В экспериментах на лазерной установке National Ignition Facility (LLNL, США) с энергией ~2 МДж [1, 2] получены важные результаты о процессах при сжатии термоядерных капсул [3]. Мощные лазерные установки строятся во Франции [4] и Китае. В экспериментах на лазерной установке «Искра-5» (ВНИИЭФ, Россия) с энергией в десятки килоджоулей получены интересные результаты по сжатию термоядерных мишеней различной конструкции [5].

Большие надежды российские специалисты связывают со строительством во ВНИИЭФ мощного лазера с энергией более 2 МДж. В Китае в научном центре в провинции Сычуань строится установка, аналогичная американской Z-машине [6].

В США в рамках программы IFE (Inertial Fusion Energy) разрабатываются проекты энергетических термоядерных установок на основе принципа инерциального термоядерного синтеза [7]. Одним из перспективных кандидатов на роль драйвера для термоядерной станции на принципе инерциального удержания рассматриваются ускорители тяжелых ионов. Основанием для такой оценки являются:

• высокий КПД преобразования подводимой к ускорителю энергии в энергию потока ионов 25–35 %;

• возможность получения высокой повторяемости импульсов ионного пучка 10–100 имп./с;

• пространственное разделение ускорительного комплекса и реакторной камеры, что повышает безопасность работ;

• высокая надежность и стабильность работы основных компонентов ускорительного драйвера, важные для его долговременной эксплуатации;

• возможность, в случае необходимости, обеспечить энергию пучков на мишени более 5 МДж.

Идея использования тяжелоионного пучка высокой интенсивности в интересах управляемого термоядерного синтеза относится к 1970-м годам [8]. Первоначально, в основном, рассматривались термоядерные мишени прямого действия, в которых ионные пучки "высаживали" свою энергию во внешней оболочке капсулы с термоядерным горючим. Такая схема выгодна с точки зрения использования энергии пучка, однако возникают серьезные трудности в обеспечении равномерного всестороннего нагрева поверхности капсулы. По этой причине более перспективными представляются мишени непрямого действия (рентгеновские мишени), в которых пучок тяжелых ионов нагревает специальные устройства-конвертеры, высвечивающие тепловое рентгеновское излучение, которое в свою очередь обеспечивает более симметричное сжатие капсулы

Значительный объем теоретических исследований по проблеме инерциального синтеза с тяжелоионным драйвером выполнялся в научных центрах США, Германии, России, Италии, Испании, Франции, Швейцарии и др. Организатором этих работ в Европе был профессор К. Руббиа. В 1990-х годах была организована European Study Group для исследования вопросов тяжелоионного инерциального синтеза. Цель проводившихся исследований выработать требования к параметрам драйвера для полномасштабной термоядерной установки (с энергией пучка ионов порядка нескольких мегаджоулей), исследовать возможности использования тяжелоионных ускорителей промежуточной мощности для изучения основных процессов взаимодействия потоков ионов с веществом. В настоящее время в Германии (Дармштадт) сооружается крупнейший в мире ускоритель тяжелых ионов FAIR, одним из направлений исследований на котором будут процессы в плазме при воздействии ионных потоков [9].

В течение 1990-х – 2000-х годов сотрудники ряда Российских институтов (ИТЭФ, ИПМ, ФИ РАН и др.) принимали активное участие в работе European Study Group. Инициатором и организатором сотрудничества Европейских лабораторий с ВНИИЭФ были один из руководителей института GSI (Дармштадт, Германия) Р. Бок и заместитель научного руководителя ВНИИЭФ Ю.А. Романов. В докладах [10, 11] обобщены первые реисследований. выполненных зультаты BO ВНИИЭФ по проблеме тяжелоионного инерциального синтеза. В настоящей работе представлены результаты проведенных в этот период расчетно-теоретических исследований параметров термоядерных мишеней тяжелоионного инерциального синтеза, выполненных сотрудниками математического теоретических и отделений ВНИИЭФ в рамках международных проектов МНТЦ, ИНТАС, WTZ и Российских проектов по физике высокой плотности энергии:

В. С. Афанасьева, С. В. Баженов, А. А. Базин Э. Г. Балдина (Васина), В. В. Ватулин, Л. Л. Вахламова, О. А. Винокуров, Б. Л. Воронин, Ю. А. Дементьев, Г. М. Елисеев, В. Ф. Ермолович, А. А. Казарин, В. А. Карепов, С. Г. Кибкало. В. Ф. Миронова, Л. З. Моренко, А. И. Моренко, Г. А. Овезов, П. И. Певная, Н. П. Плетенева, Г. Н. Ремизов, Ю. А. Романов, Н. А. Рябикина., Г. И. Скидан, С. И. Скрыпник, И. Д. Софронов, Б. П. Тихомиров, Э. Н. Тихомирова, А. В. Харитонов, В. М. Чекшин, Р. М. Шагалиев. Е. В. Шапоренко.

Активную работу по исследованию мишеней тяжелоионного термоядерного синтеза проводили Е. А. Карповцев и С. А. Холин.

1. Расчеты работы термоядерных мишеней в одномерном приближении

До середины 1990-х годов исследовались мишени для тяжелоионного инерциального термоядерного синтеза с низкой скоростью обжатия DT-области, в которых внутренний слой выполнялся из тяжелого (золото, свинец) материала. Мишени тяжелоионного синтеза с высокой скоростью обжатия и легкой оболочкой впервые были представлены на 6-м симпозиуме HIIF 1993 года (см., например, [2, 10, 11]).

Конструкция капсулы содержит в оболочке теплоизолирующий слой из материала с промежуточной атомной массой (алюминий).

Разрез выбранной для основной части расчетов криогенной капсулы приведен на рис. 1.





Расчеты проведены по одномерной программе газодинамики с трехтемпературной моделью газодинамических и тепловых процессов с локальным выделением энергии ионов, разработанной В. С. Афанасьевой и А. В. Харитоновым [12]. На рис. 2 представлена температура на поверхности капсулы в серии одномерных расчетов сжатия и горения.





Результаты расчетов приведены в табл. 1 и 2, где даны начальные радиусы, время вспышки (максимального сжатия, если вспышка отсутствует), степень сжатия (увеличение плотности газовой части горючего), поток энергии в капсулу к моменту вспышки (Q в МДж), энерговыделение T в капсуле (в МДж),

В табл. 1 представлены зависимости характеристик сжатия и горения криогенной капсулы от температуры излучения на внешней поверхности капсулы. Из приведенных результатов расчетов следует, что при температуре ~0,3 кэВ по одномерным расчетам реализуется инициирование термоядерного горения с высокой эффективностью термоядерного горения. Однако степень сжатия внутренней газовой DT-области криогенной капсулы чрезвычайно высока, что приведет к интенсивному росту возмущений и перемешиванию внутренних слоев капсулы. Снижение степени сжатия к моменту инициирования термоядерной реакции достигается реализацией большей скорости обжатия. В этом режиме термоядерная вспышка инициируется на фокусировке ударной волны при существенном превышении температуры ионов нал температурой излучения во внутренних областях DT-горючего. При повышении температуры излучения на поверхности капсулы до 0,39 кэВ скорость оболочки из Al данной конструкции капсулы возрастает до ~0,4 мм/нс, температура ионов составляет 7-10 кэВ. Термоядерная вспышка инициируется при меньшей степени сжатия, что снижает амплитуду возмущений и повышает надежность инициирования термоядерного горения. Снижение плотности DT-горючего в процессе горения приволит к некоторому снижению энерговыделения.

Для инициирования термоядерного горения в капсуле с газовой DT-смесью необходима большая энергия излучения в полости мишени. В табл. 2 приведены результаты расчетов газовой капсулы при температуре РИ 0,39 кэВ при вариации плотности DT-области. Для получения массы DT газовой капсулы, равной массе DT (газ + лед) криогенной капсулы, плотность газа должна быть примерно 0,03 г/см³. Степень сжатия DT-области оказывается заметно меньше, что повышает надежность реализации одномерных параметров DT-области.

Таблица 1

| Номер п/п | Время сжатия <i>t</i> (В), нс | Степень сжатия DT-газа | Поток энергии в капсулу <i>Q</i> , МДж | Термоядерное энерговыделение в капсуле <i>Т</i> , МДж | Температура на поверхности капсулы (рис. 2) |
|--------------|-------------------------------------|------------------------------|---|---|--|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| 1 | 14,7 | 4646 | 3,11 | 17,94 | $T_1(t), \ T_{\max} = 0,39$ кэВ $E_{	ext{H oh}} \sim 15 \ 	ext{M}	ext{Д}	ext{ж}$ |
| 2 | 17,73 | 7590 | 2,17 | 22,84 | 0,8 <i>T</i> ₁ (<i>t</i>) Т _{max} = 0,31 кэВ <i>E</i> _{ион} ~ 6,5 МДж |
| 3 | 20,97 | 17950 | 1,73 | 0,023 | 0,7 <i>T</i> ₁ (<i>t</i>), <i>T</i> _{max} = 0,27 кэВ <i>E</i> _{ион} ~ 4 МДж |
| 4 | 12,5 | | 2,7 | 7,65 | $T_2(t), T_{\text{max}} = 0.35$ кэВ $E_{\text{нон}} = 10 \text{ МДж}$ Плотность DT-газа 0,0003 г/см ³ |

Результаты одномерных расчетов сжатия и горения криогенной мишени, приведенной на рис. 1

Таблица 2

Результаты одномерных расчетов сжатия газовой капсулы с R = 2,1 мм при $T_{\text{max}} = 0,39$ кэВ

| $(L_{\text{ион}} - 15 \text{ MI} \text{Дж})$ |) |
|--|---|
|--|---|

| Номер | r DT | r Al | r BeCu | t(B) | Сжатие | Т, | Плотность газа, г/см ³ |
|-------|------|------|--------|-------|--------|------|---|
| Π/Π | | MM | | нс | | мдж | |
| 5 | 1,8 | 2,0 | 2,1 | 14,31 | 690 | 0,55 | 0,03 (масса газа = массе DT льда в криогенной мишени) |
| 6 | 1,8 | 2,0 | 2,1 | 13,95 | 1746 | 2,21 | 0,01 |

Результаты одномерных расчетов, представленные в таблицах, позволяют сделать вывод, что в рассмотренной конструкции криогенной капсулы по одномерным расчетам термоядерная реакция инициируется при энергии пучка ионов порядка 10 МДж. Энергетический порог по зажиганию рассматриваемой капсулы с газовой DT-областью составляет примерно 15 МДж.

2. Исследования влияния неоднородности поля рентгеновского излучения на параметры DT-мишени

Одним из факторов, ограничивающих возможность получения необходимой плотности и температуры DT-области, является рост возмущений при сжатии капсулы, вызванных различными источниками. Неоднородности поля рентгеновского излучения (наряду с неоднородностями технологического характера) приводят к возникновению возмущений при сжатии капсулы, которые особенно интенсивно возрастают на конечном этапе сжатия при торможении оболочки. Эти возмущения при их достаточно высокой амплитуде снижают параметры области зажигания и DT-горючего в целом и в значительной степени ограничивают возможности получения высокой степени сжатия DT-области.

Требования к однородности поля рентгеновского излучения определяются многими факторами: конструкцией капсулы, режимом сжатия и зажигания, степенью сжатия ДТ. Величина возможных "масштабов бедствия" иллюстрируется результатами модельных двумерных расчетов роста возмущений для криогенной мишени следующей конструкции [13]. На начальном этапе работ по тяжелоионному инерциальному синтезу европейские исследователи ориентировались на схему термоядерной капсулы с малой скоростью обжатия, содержащую теплоизолирующий слой из материала с высоким Z, предложенную американскими исследователями.

| DT-газ | DT-л | ед | Au | С | |
|-----------------|-------|------|------|-------|-------------------|
| II | | Ι | Ι | | Ι |
| $ ho_0 = 0,001$ | 0,225 | | 5 | 2,14 | г/см ³ |
| $R_0 = 0$ | 0,24 | 0,25 | 0,25 | 525 0 | ,274 см |

Рис. 3. Схема мишени

На внешней поверхности капсулы задавались T(t) и P(t) с возмущениями в форме 2-го (P_2) и 6-го (P_6) полиномов Лежандра с амплитудой 1 %.

Состояние DT-топлива на момент, близкий к максимальному сжатию, по двумерным расчетам с амплитудой возмущений 1 % приведено в табл. 3. Температура и плотность DT-топлива, и прежде всего DT-газа, в двумерных расчетах далеки от одномерных.

Таблица 3

Сравнительные параметры DT-капсулы по двумерным расчетам без термоядерного горения при неоднородности поля РИ на поверхности капсулы 1 %

| Параматр | Однород- | Возмуще- | Возму- | |
|---|----------|-----------|----------------------|--|
| параметр | ное поле | ние P_2 | щение P ₆ | |
| Максимальное сжатие DT-области | 1060 | 700 | 840 | |
| Максимальное сжатие DT-газа | 10000 | l | — | |
| Максимальная температура ионов DT-газа, кэВ | 13 | 3,7 | 6 | |
| Относительное количество DT-реакций | 1 | 0,11 | 0,2 | |

Количество DT-реакций при сжатии снизилось в 5–10 раз. Таким образом, в работоспособной мишени однородность поля рентгеновского излучения на поверхности капсулы должна быть заметно лучше 1 % даже для капсулы большого размера (см. также [14, 15]). При уменьшении размеров капсулы и массы DT-горючего требования к однородности внешнего поля излучения возрастают. Были выполнены сравнительные исследования роста возмущений такого типа для капсулы различного размера. На рис. 4 приведена форма DT-области (газ+лед) мишеней NIF (начальный радиус 1 мм) и «русской» мишени (R = 2 мм) на момент максимального сжатия этих мишеней при задании T(t) и P(t) с возмущением в виде полиномов Лежандра P_2 и P_6 . Расчетные исследования выявили более сильное их влияние на сжатие капсулы мишени NIF, степень сжатия которой существенно выше. Это подтверждается графиками, приведенными на рис. 5. При степени сжатия DT-области до 1000 результаты двумерных расчетов сжатия и горения близки к результатам одномерных расчетов. При большей степени сжатия по результатам двумерных расчетов наблюдается снижение количества DT-реакций. При увеличении размеров капсулы влияние неоднородности поля рентгеновского излучения оказывается меньше (радиус мишени NIF ~1 мм, «русской» мишени (HIGHSPEED) 2 мм). Неоднородность поля РИ на уровне $\delta T/T ~1\%$ является максимально допустимой для мишени NIF, и ~2 % для мишени большего размера даже по результатам данных расчетов, в которых не учитывались другие дестабилизирующие факторы (например, турбулентное перемешивание).



Рис. 4. Форма DT-области на момент максимума сжатия в мишени NIF (слева) и в мишени большего размера (справа)



Рис. 5. Снижение выхода нейтронов в зависимости от степени сжатия DT (слева) и амплитуды возмущения поля рентгеновского излучения (справа)

3. Мишень со сферическим кожухом (HOTRAUM)

Баско М. М. (ИТЭФ, Москва) и Меуег-ter-Vehn J. (институт Макса Планка, Гархинг, Германия) была предложена мишень с диффузным рассредоточенным конвертером из D₂ мишень HOTRAUM [16, 17]. В этой мишени (рис. 6) потоком ионов облучается вся поверхность мишени. По результатам исследований [16, 17] для обеспечения по возможности симметричного энерговыделения в D₂ облучение должно осуществляться вблизи экваториальной плоскости под углом ~35° к оси мишени.



Рис. 6. Схема мишени с внутренним вводом потока ионов (мишень HOTRAUM)

В наших исследованиях [18] рассматривалось влияние двумерных и кинетических эффектов на работу мишени со следующими параметрами ионного потока (табл. 4). Разрез одномерной модели криогенной мишени в расчетах приведен на рис. 7.

Пробег иона Ві с энергией 6 ГэВ в Аи составляет примерно 0,15 г/см² (расчеты по программе SRIM). Толщина стенки камеры (CASING) выбирается такой (ρR стенки ~ 0,09 г/см²), что энергия ионов выделяется в оболочке мишени и высокотеплопроводной дейтериевой атмосфере. В расчетах облучение потоком ионов моделировалось заданием энерговыделения во внешнем слое Au (1,2 МДж/(г·нс)) и в D_2 в полости (4,7 МДж/(г·нс)). В расчетах варьировалась масса DT-горючего изменением внутреннего радиуса слоя DT-льда R_1 , а также область ионного энерговыделения (радиус R_{ion}).

Приведем основные результаты одномерных расчетов, выполненных по программе ALF [19]. В программе ALF учитываются все основные процессы, определяющие работу термоядерных мишеней. Инициирование термоядерной вспышки происходит в центральной области, далее горение распространяется на остальную массу DT. По расчету при массе DT-льда 1,7 мг коэффициент усиления энергии GAIN составляет 16,6. В процессе термоядерного горения масса DT уменьшилась примерно на 20 % в основном из-за вылета нейтронов и быстрых частиц. Степень сжатия DT-газа высокая (порядка 100000). При массе DT-льда более 2 мг термоядерное горение затухает, не захватив всю массу DT.

Таблица 4

| Энергия пучки ионов Е _{beam} | Энергия ионов Bi E_{ion} | Длительность импульса <i>t</i> | Интенсивность потока ионов W |
|---------------------------------------|----------------------------|--------------------------------|------------------------------|
| 10 МДж | 6 ГэВ | 13,3 нс | 750 ТВт |

Параметры ускорителя ионов, принятые в расчетах мишени HOTRAUM

| DT-r | as DT-J | юд по | ористый | Au C | | D2HOTRA | UM | Au | |
|-------------------|---------|-------|---------|-------|------|---------|------|-----|-------|
| 1 | 1 | 1 | | 1 | 1 | | | 1 | 1 |
| плотн001 г/см3 | . 22 | 25 | 5 | 2. | 14 | 0.1 | 2 | 19 |).5 |
| радиус0 мм | R1 | 2.5 | | 2.525 | 2.74 | L | Rion | 5.2 | 5.245 |
| Macca .05 | 1.7-3 | 3.6 | 9.9 | 40 | | 60 | | 30 | 00 |

Рис. 7. Разрез мишени HOTRAUM в расчетах [16, 17]

Геометрия ввода ионных пучков в мишень HOTRAUM требует проведения трехмерных расчетов. В 1993 году во ВНИИЭФ была возможность проведения расчетов в двумерной постановке. Расчеты выполнялись по 2D программе газодинамики с теплопроводностью РАМЗЕС [20] в приближении термодинамического равновесия в плазме, перенос излучения в HOTRAUM рассчитывался в диффузионном приближении, неравновесное состояние в области DT – горючего моделировалось отключением вклада энергии рентгеновского излучения. Для оценки погрешностей принятой модели расчетов были выполнены одномерные расчеты сжатия мишени по программе ALF в полной постановке и РАМЗЕС в модельной постановке. Сопоставление результатов одномерных расчетов показало, что по программе РАМЗЕС удовлетворительно передается динамика сжатия внутренних областей капсулы за исключением стадии вблизи максимального сжатия DT-области.

Двумерные расчеты выполнялись для двух режимов облучения мишени: потоком ионов: с полюсов (вариант 1) и под углом $35,24^{\circ}$ к экватору (вариант 2). Облучение с полюсов обеспечивает осевую симметрию энерговыделения, но создает значительную асимметрию по углу Θ . Облучение вблизи экваториальной плоскости более равномерно по углу Θ , но из-за конечного числа ионных пучков приводит к неоднородности по углу ϕ ; в рассматриваемых 2D расчетах эта неоднородность не учитывалась.

Характер асимметрии поля излучения на поверхности капсулы в варианте 1 иллюстрируется рис. 8. Несмотря на хорошую теплопроводность дейтериевой атмосферы HOTRAUM высокая степень неоднородности сохраняется на протяжении всего времени сжатия капсулы (~20 нс); для момента времени, соответствующего 1/2 времени сжатия $T_{\text{max}}/T_{\text{min}}$ составляет примерно 1,05.

Реализующаяся асимметрия поля излучения вместе с асимметрией поля давления приводит к катастрофическим для внутренних областей капсулы последствиям. На рис. 9 приведено распределение температуры DT, иллюстрирующее состояние капсулы на момент, близкий к моменту максимального сжатия DT-области. По этому расчету максимальная температура DT-газа не превышает 1,6 кэВ. Снижение числа термоядерных реакций в процессе сжатия по сравнению с одномерным расчетом составляет ~1000 раз.



Рис. 8 Поле рентгеновского излучения $T(\Theta)$ на поверхности капсулы по расчету РАМЗЕС (угол 0 градусов соответствует осевому направлению)





На рис. 10 представлено распределение $T(\Theta)$ на поверхности капсулы в варианте 2 при облучении мишени потоком ионов в конусе с углом 35,24°. Распределение энергии рентгеновского излучения по поверхности капсулы оказываются более однородным, чем при облучении вдоль оси. Тем не менее, форма центральной газовой области существенно искажается, степень сжатия DT-газа примерно в 2,5 раза ниже максимальной одномерной и составляет ~2000.



Рис. 10.Поле рентгеновского излучения *T*(Θ) на поверхности капсулы при облучении под углом 35,24° (угол 0 градусов соответствует осевому направлению)





Рис. 11. Изотермы в D1-ооласти при оолучении мишени под углом 35,24° к оси

К моменту максимального сжатия область с DT горючим представляет собой эллипсоид с отношением полуосей примерно 1:2. Основные интегральные результаты двумерных расчетов в сравнении с одномерным представлены в табл. 5.

Приведенные результаты расчетов показывают необходимость компенсации влияния асимметрии энерговложения на сжатие капсулы. Частично это можно осуществить введением профилирования внешней оболочки мишени с уменьшением ей толщины к полюсам, что позволит равномернее выделять энергию ионов в области D_2 в HOHLRAUM.

| T | | ~ | | | | | _ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | а | 0 | Л | И | П | a | С |

Сравнительные результаты расчетов сжатия DT – капсулы при энергии $E_{\text{beam}} = 4,5 \text{ M}$ Дж

| Условия облу- чения | Одно- мерная модель | Облучение вдоль оси | Облучение под углом 35,24° |
|--|---------------------------|------------------------|----------------------------------|
| Максимальная температура ионов в DT, кэВ | 5,8 | 1,6 | 3,9 |
| Максимальная плотность DT, г/см ³ | 23 | 3 | 35 |
| Число DT-реакций (относительное) | 1 | 0,001 | 0,5 |

Торможение оболочки из DT-льда, приводящее к резкой деформации границы DT-газ – DT-лед, наступает сразу за фокусировкой ударной волны. На стадии торможения оболочки происходит интенсивный рост возмущений, работа мишени должна происходить до наступления этой стадии. Снижение степени сжатия обеспечивается повышением скорости обжатия благодаря применению в капсуле оболочек из легкого материала (в данном случае A1) [18]. Результаты одномерных расчетов газовой и криогенной мишеней при массе DT порядка 1 мг, в которых обеспечивается зажигание при сравнительно низкой степени сжатия и слабом влиянии перемешивания были представлены в докладе [21]; их разрезы приводятся на рис. 12

| Криогеннаям | ишень | | | |
|-------------|--------|----|----------------|--------|
| DT-газ | DT-лёд | Al | Be(C) HOHLRAUM | CASING |
| Газовая миш | ень | | | |
| DT - газ | 1 | A1 | Be(C) HOHLRAUM | CASING |

Рис. 12. Альтернативные схемы термоядерных капсул с легкой оболочкой для реализации высокой скорости сжатия DT-области (мишень HIGHSPEED)

В табл. 6 приведены некоторые результаты одномерных расчетов сжатия и горения мишеней такого типа по программе ALF при массе DT=1,5 мг.

Результаты расчетов мишеней с легкой оболочкой с высокой скоростью сжатия, масса DT = 1.5 мг

| Тип мишени | Газовая | Криогенная |
|--------------------------------------|---------|------------|
| Энергия пучка ионов, МДж | 18 | 12 |
| Сжатие | | |
| Энергия HOHLRAUM, МДж | 9 | 6 |
| Скорость пушера, мм/нс | 0,41 | 0,38 |
| Горение | | |
| Плотность DT-газа, г/см ³ | 10,5 | 30 |
| Степень сжатия ДТ | 400 | 1300 |
| Выгорание DT, % | 22 | 30 |
| Энерговыделение в мишени, МДж | 20 | 39 |

4. Численное моделирование работы мишени с эллипсоидальной камерой и системой экранов для симметризации поля рентгеновского излучения

В разделе рассматривается конструкция мишени для проектов тяжелоионного инерциального синтеза с камерой эллипсоидальной формы, сферической капсулой с термоядерным горючим и двумя конвертерами, расположенными симметрично по обе стороны от капсулы (рис. 13) [22]. Формирование однородного поля рентгеновского излучения осуществляется набором специальных непрозрачных для рентгеновского излучения экранов. При постановке определенным образом экранов на пути распространения рентгеновского излучения по расчетам в статическом приближении удается обеспечить необходимую однородность поля излучения. По предложению J. Maruhn нами были проведены расчетные исследования этой мишени. Некоторые результаты этих расчетов были представлены в статье [23].



Рис. 13. Схема мишени с эллиптической камерой и набором экранов

На рис. 14 представлены зависимости $T(\theta)/T_{_{3KB}}$ при различном наборе экранов по результатам расчетов методом коэффициентов видимости в статической постановке [24]. При последовательной постановке экранов поле излучения выглаживается: асимметрия снижается с ~5 до ~0,3 %.



Рис. 14. Зависимости *T*(θ)/*T*_{экв} при различном наборе экранов: 1 – полный набор экранов; 2 – без верхних экранов; 3 – без средних экранов; 4 – только экраны на оси мишени; 5 – без экранов

Генерация и перенос излучения с учетом газодинамических процессов в мишени рассчитывались по программам "Сатурн" и "Мимоза". Динамические расчеты были проведены с учетом всех основных процессов, влияющих на работу мишени. В расчетах также варьировались размещение экранов и плотность легкого газа, наполняющего объем мишени.

Программа "Сатурн" может, в частности, использоваться для исследования многогрупповых задач радиационного переноса, трансформации энергии электронов в неравновесной среде, переноса ионов и электронов в многомерных геометриях. Этот комплекс также позволяет рассчитывать генерацию рентгеновского излучения при торможении потока ионов в конвертерах [25]. Программа "Мимоза" ориентирована на расчеты нестационарных газодинамических процессов в многомерных системах и движения среды в условиях неравновесных процессов передачи энергии электронов, излучения и ионов [26].

Разлет стенок камеры, мишени и экранов существенным образом сказывается на параметрах поля рентгеновского излучения из-за ухудшения отражательной способности стенок и изменения геометрии системы. На рис. 15 в качестве иллюстрации к приведенным оценкам представлена геометрия внутренних областей камеры на момент 10 нс, полученная в сквозном двумерном расчете мишени с полным набором экранов (мишень Рб) при энергии ионного пучка 10 МДж. При характерной скорости разлета порядка (1 ÷ 1,5)·10⁷ см/с к моменту окончания действия ионного импульса 10 нс смещение поверхностей составит 1-1,5 мм, что составляет заметную часть размера камеры, промежуток между экранами полностью перекрывается. Очевидно, что условия распространения излучения по объему камеры оказываются отличными от условий в начальный момент.



Рис. 15. Состояние внутренних областей эллиптической мишени Р6 с экранами на *t* = 10 нс

Однородность поля рентгеновского излучения ухудшается по мере разлета границ. Если для статической модели неоднородность составляет доли процента, то в динамической модели к 10 нс неоднородность увеличивается до 5–10 % и более. У меньшение отражательной способности стенок приводит также к снижению абсолютной температуры в камере.

Неоднородность поля излучения приводит к существенной деформации внутренних оболочек капсулы в процессе сжатия. На рис. 16 и 17 приведено состояние DT-топлива криогенной мишени Р6 [27] на момент, близкий к максимальному сжатию из двумерных расчетов при плотности вещества в полости мишени 0,001 г/см³. Параметры поля излучения, получаемые в динамической постановке расчета с полным набором экранов и низкой плотностью газа в полости мишени совершенно неприемлемы для работы капсулы.



Рис. 16. Состояние DT-области на момент максимума сжатия мишени с 6 экранами из золота и плотностью дейтерия 0,001 г/см³ в полости мишени



Рис. 17. Поле плотностей в DT-области. Расчет МИ/272 (2 экрана из Au, 4 верхних экрана из Be, плотность дейтерия 0,001 г/см³)

Были выполнены расчеты с двумя экранами из золота на оси мишени и четырьмя внешними экранами из бериллия. Однородность поля излучения существенно улучшилась по сравнению с мишенью Р6, что сказалось на результатах сжатия DT-капсулы (см. рис. 17). Однако полной однородности поля излучения получить не удалось.

Несколько улучшает однородность поля излучения повышение плотности газа в полости мишени. Увеличение начальной плотности газа в HOHLRAUM приводит к снижению интенсивности газодинамических процессов в полости мишени. На рис. 18–19 приведена форма DT-области при плотности газа в зазоре 0,01 и 0,1 г/см³. DT-область оказывается более компактной при увеличении плотности в зазоре, но также далека от сферически-симметричной.



Рис. 18. Форма DT-области и поле плотностей. Расчет МИ/093 (6 экранов из Au, плотность дейтерия 0,1 г/см³)



Рис. 19. Поле ионной температуры в DT-области. Расчет МИ/093 (6 экранов из Au, плотность дейтерия 0,1 г/см³)

В табл. 7 приведены сравнительные параметры мишени при различной плотности газа в полости. Колонки 2, 3, 4 в таблице содержат результаты расчетов для мишени Р6 с золотыми экранами с плотностью дейтерия 0,001 г/см³; 0,01 г/см³ и 0,1 г/см³. Увеличение плотности существенно влияет на параметры мишени.

Таблица 7

Параметры мишени Р6 при вариации плотности газа в полости мишени по результатам 2D расчетов

| Параметр | Результ | аты ра | счетов |
|---|---------|--------|--------|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| Плотность газа в зазоре, г/см ³ | 0,001 | 0,01 | 0,1 |
| Асимметрия поля излучения на капсуле, <i>dT/T</i> , % | 16,4 | 7,7 | 4,9 |
| Максимальная температура ионов, кэВ | | | |
| DT-газ | 1,2 | 3,3 | 3,6 |
| DT-лед | 0,55 | 1,0 | 1,0 |
| Снижение выхода нейтронов от- носительно одномерного расчета | 330 | 12 | 7 |

В варианте мишени с двумя экранами на оси при разлете стенок и экранов пути распространения рентгеновского излучения перекрываются в меньшей степени, чем при полном наборе экранов, Неоднородность поля рентгеновского излучения в этом варианте составляет ~1 % в статической модели и ~3 % в динамической постановке при плотности газа в полости мишени 0,001 г/см³.

Из проведенных исследований следует, что в рассматриваемой мишени не удается получить достаточно однородное поле рентгеновского излучения на капсуле из-за перекрытия зазоров между экранами в процессе их разлета.

5. Численные исследования мишени с цилиндрическим кожухом и конвертерами на боковой поверхности («русская» мишень)

Предложенная в работах ВНИИЭФ мишень является одним из вариантов термоядерной мишени непрямого задействования для термоядерной установки с тяжелоионным драйвером (так называемая «русская» мишень) [29]. Схема мишени приведена на рис. 20, она близка к схеме мишени для установок лазерного синтеза, исследованной в экспериментах на лазерных установках NOVA и NIF (LLNL) и используемой в настоящее время в большей части лазерных экспериментов.



Рис. 20. Схема "русской" мишени тяжелоионного инерциального синтеза

Мишень (диаметр 13 мм, длина 16 мм) облучается 10 ионными пучками с общей энергией ~10 МДж. Конвертеры располагаются на боковой поверхности цилиндра. Каждый конвертер состоит из слоя бериллия толщиной 0,04 см и золота толщиной 0,01 см. В центре мишени помещена сферическая капсула радиусом 20 мм Капсула состоит из бериллиевой и алюминиевой оболочек толщиной соответственно 0,01 и 0,1 см и DT-горючего. В конвертерах энергия ионных пучков преобразуется в рентгеновское излучение, часть которого выходит в полость мишени.

Работа мишени исследовалась при следующих параметрах ионного потока:

- энергия ионного пучка 10 15 МДж;
- энергия ускоренных ионов платины 10 ГэВ.

Оценки неоднородности распределения поля рентгеновского излучения на поверхности капсулы

Для выбора мест размещения конвертеров распределение энергии рентгеновского излучения проводились в 2D и 3D постановках без учета движения границ мишени в диффузионновакуумном приближении. В рамках этого приближения перенос излучения в оптически толстых и близких к ним областях описывается лучистой теплопроводностью, а в оптически тонких и прозрачных областях – интегральным уравнением лучистого теплообмена между поглощающими излучение оболочками.

Рассматриваемая цилиндрическая мишень диаметром 1,3 см и высотой 1,6 см представлена на рис. 20 [30]. Энергия рентгеновского излучения, вышедшего из конвертеров, в проведенных расчетах составила около 3,8 МДж (соответствует энергии потока ионов 10 МДж).

В двумерных расчетах варьировались ширина конвертера, его положение на боковой поверхности и высота цилиндра. Пусть начало координат совпадает с центром мишени, а ось OX – с осью симметрии. Обозначим через x1, x2 осевые координаты левой и правой границ конвертера, а через x3 – расстояние от центра мишени до торца цилиндра. Пусть θ – угол между положительным направлением оси OX и радиусом-вектором точки (0°< θ <180°). В табл. 8 приведены значения параметров x1, x2 и x3 для пяти выполненных двумерных расчетов.

На рис. 21 для момента времени 6 нс приведены графики, характеризующие распределение температуры $A(\theta)$ на поверхности капсулы по углу θ в данных расчетах:

$$A(\theta) = \frac{T(\theta) - T_0}{T_0} 100.$$

Таблица 8

| Номер расчета | <i>x</i> 1 | <i>x</i> 2 | <i>x</i> 3 |
|---------------|------------|------------|------------|
| 1 | 0,35 | 0,45 | 0,78 |
| 2 | 0,325 | 0,475 | 0,78 |
| 3 | 0,275 | 0,425 | 0,78 |
| 4 | 0,275 | 0,425 | 0,68 |
| 5 | 0,275 | 0,425 | 0,58 |

Значения параметров *х*



Рис. 21. Зависимость величины А от угла θ

При оптимальном размещении конвертеров относительно середины мишени неоднородность поля РИ не превышает 1 %.

Для оценки асимметрии температурного поля по углу φ был проведен трехмерный расчет. В трехмерной задаче конвертеры в левой и правой половине мишени были повернуты относительно друг друга на угол $\Delta \varphi = 36^\circ$, где φ – угол между полуплоскостью нулевого меридиана и плоскостью, проходящей через ось симметрии. Асимметрия температурного поля оценивалась на время 7 нс. На рис. 22 показано отклонение температуры от среднего по углу φ значения для углов $\theta = 44^\circ$, 67° , 87° . Видно, что асимметрия по углу φ не превышает 0,15 %.



Рис. 22. Неоднородность поля РИ по углу ϕ при значениях угла $\theta = 44^\circ$, 67°, 87°

Величина асимметрии температурного поля по углу θ для сечений $\phi = 9^\circ$, 27° и для двумерного расчета приведена на рис. 23 Асимметрия по углу θ по результатам 2D и 3D практически одинаковая и находится в пределах 1 %.



Рис. 23. Неоднородность поля РИ по углу в 3-мерном и 2-мерном расчетах.

В работе [31] рассмотрено влияние анизотропии потока излучения конвертера на параметры поля рентгеновского излучения в полости мишени¹.

Разлет стенок капсулы и мишени повлияет на перенос РИ в полости мишени [32]. В табл. 9 для различных вариантов расчетов приведены на некоторые моменты времени максимальные T_{max} (минимальные T_{\min}) по углу значения температуры коэффициенты асимметрии $K_{\rm ac} = T_{\rm max}/T_{\rm min}$ и (в процентах) в точках, прилегающих к поверхности капсулы (со стороны полости). Расчеты выполнены при плотности газа в полости мишени 0,002 г/см³. При такой плотности газа в полости стенки мишени и капсулы интенсивно разлетаются и забивают светопроводящий зазор. При увеличении плотности до 0,1 г/см³ и выше, что возможно в мишенях тяжелоионного синтеза, разлет подавляется, и распределение поля РИ будет более равномерным.

Сквозные расчеты поля РИ и сжатия капсулы проводились с использованием комплексов программ РАМЗЕС [20] Расчеты переноса рентгеновского излучения в полости мишени по программе РАМЗЕС проводились в 2D постановке в диффузионном приближении. Были выполнены исследования параметров мишени при воздействии импульса ионов с длительностью 10 нс с энергией ионного пучка 10 МДж.

¹ Влияние анизотропии потока рентгеновского излучения на параметры поля РИ в полости мишени рассматривалось также А. Базиным, Э. Васиной, Г. Скиданом, В. Чекшиным в рамках работ по проекту МНТЦ 154.

Таблина 9

| Время, нс | Параметр | Статическая | Динамическая |
|-----------|------------------|-------------|--------------|
| | | постановка | постановка |
| | $T_{\rm max}$ | 0,2223 | 0,2106 |
| 4 | T_{\min} | 0,2193 | 0,2025 |
| | $K_{\rm ac}$ (%) | 1,37 | 4 |
| 5 | T _{max} | 0,2261 | 0,2142 |
| | T_{\min} | 0,2237 | 0,2072 |
| | $K_{\rm ac}$ | 1,07 | 3,4 |
| 6 | $T_{\rm max}$ | 0,2288 | 0,2213 |
| | T_{\min} | 0,2267 | 0,2138 |
| | $K_{\rm ac}$ | 0,93 | 3,5 |

Параметры поля РИ на поверхности капсулы в статическом и динамическом расчетах

Основная часть расчетных исследований выполнена с расчетными параметрами гипотетического зарядово-симметричного ускорителя, рассматриваемого в ИТЭФ (Москва) [33]. Интенсивности потока ионов классического ускорителя было недостаточно для получения необходимой температуры излучения конвертера. Повышение на порядок яркости пятна зарядово-симметричного ускорителя по сравнению с яркостью пятна классического драйвера предлагалось обеспечить использованием комбинацией положительных и отрицательных ионов для компенсации кулоновского расталкивания в пуске при высокой плотности потока.

В табл. 11 приведены основные исходные параметры рассмотренных систем и интегральные результаты выполненных расчетов с моноимпульсом ионов. Расчеты 1-4 выполнены с модельным заданием энерговылеления в конвертерах, расчет 5 – с заданием внешнего ионного потока и расчетом торможения и конверсии энергии ионов в конвертерах по программе [34]. Все результаты приведены на момент окончания ионного импульса. В расчетах в диффузионном приближении при сложном распределении энергии в полости мишени на поверхности капсулы формируется поле рентгеновского излучения с неоднородностью dT/T, не превышающей 1 %. Для уточнения процесса формирования поля рентгеновского излучения в полости мишени требуются более точные кинетические расчеты.

Форма DT-области капсулы в процессе сжатия близка к сферической (рис. 24) и параметры DT близки к получаемым в одномерном расчете.

Таблица 10

| Параметр | Классический драйвер | Зарядово-симметричный драйвер | | | | |
|--|----------------------|-------------------------------|--|--|--|--|
| Энергия иона Bi (Pt), ГэВ | 10 | 10 | | | | |
| Ток ионов в одном канале, кА | ≅1,25 | ≅10 | | | | |
| Длительность импульса, нс | 10 | 8 | | | | |
| Площадь пятна фокусировки, см ² | 0,12 | 0,12 | | | | |
| Яркость, ТВт/см ² | 100 | 1000 | | | | |
| Максимальное число каналов | ≅20 | ≅20 | | | | |
| Энергия в одном канале, МДж | 0,12 | 0,8 | | | | |
| Максимальная энергия, МДж | 2,4 | 16 | | | | |

Параметры пучка УТС-драйверов

Таблица 11

Результаты расчетов мишени при воздействии моноимпульса ионов с энергией 10 МДж

| Номер п/п | Энергия пучка Q, МДж | Длительность ион- ного импульса, нс | Плотность газа в полости, г/см ³ | Поток энергии из конвертера, %Q | <i>Т</i> _{макс} в полости, кэВ | Поток энергии в капсулу, %Q |
|--------------|----------------------------|---|---|---------------------------------------|---|-----------------------------------|
| 1 | 10 | 10 | 0.001 | 42 | | 10 |
| 2 | 10 | 10 | 0.02 | 49 | 0.33 | 12 |
| 4 | 15 | 10 | 0.02 | 42 | 0.4 | 12 |
| 5 | 10 | 10 | 0.02 | 30 | 0.3 | 11 |



Рис. 24. Распределение температуры (а) и плотности (б) DT-области в процессе сжатия газовой мишени при воздействии моноимпульса (ступенька) потока ионов

Кроме моноимпульса с длительностью 10–15 нс возможно формирование профилированного во времени импульса для реализации энергетически выгодного режима сжатия DT в капсуле. Это достигается за счет разнесения во времени моментов прихода ионов в отдельных пучках. На рис. 25 приведена форма профилированного импульса, предложенная М. М. Баско (ИТЭФ) [17].



Рис. 25. Форма профилированного импульса ионов в расчетах мишеней

Для профилированного во времени импульса с длительностью 48 нс с энергией ионного пучка 10 МДж был проведен сквозной расчет сжатия криогенной мишени в варианте, изображенном на рис. 20. Результаты этого расчета показали, что к моменту поступления основной части энергии ионного пучка внешний слой конвертера (золото), который должен сдерживать поток рентгеновского излучения из полости мишени, оказывается практически полностью разгруженным (рис. 26). В стенке мишени образуется отверстие, через которое происходит интенсивное высвечивание рентгеновского излучения и к моменту 45 нс почти 70 % энергии высвечивается наружу. Это приводит к резкому падению температуры в полости мишени (до порядка 0,2 кэВ против 0,3–0,4 кэВ в случае короткого импульса) и снижению потока энергии в капсулу.



Рис. 26. Распределение вещества в полости мишени по двумерному расчету

Из-за увеличения длительности импульса начинает сказываться газодинамическое воздействие продуктов разлета конвертера на капсулу, неоднородность которого по углу $P_{\text{макс}}/P_{\text{мин}}$ превышает 10 %. В результате на форме DT-области сказалось влияние воздействия продуктов разлета конвертеров (рис. 27).



Рис.27. Вид DT-области в момент максимального сжатия (ок. 58 нс)

Для того чтобы устранить эти нежелательные эффекты были внесены изменения в конструкцию мишени. Для уменьшения выхода энергии из конвертера наружу по краям конвертеров установлены вертикальные стенки. Для ослабления газодинамического воздействия на капсулу продуктов разлета конвертера увеличена плотность вещества в полости мишени (до 0,01 и 0,1 г/см³). Схема модифицированной конструкции мишени приведена на рис. 28.



Рис. 28. Схема «русской» мишени с каналами для ввода потоков ионов: 1 – конвертеры рентгеновского излучения (5-6 с каждой стороны). Сбоку приведен разрез конвертера, состоящего из слоев Аи (снаружи) и Ве (внутри), помещенных в специальные каналы; 2 – термоядерная капсула

Эти изменения в конструкции положительно сказались на параметрах работы мишени (рис. 29). В процессе работы мишени канал для ввода ионного потока не разрушается, на момент окончания ионного потока только 10 % энергии высветилось наружу. В результате максимальная температура в полости мишени при плотности газа в полости мишени 0,01 г/см³ составила ~0,3 кэВ. Неоднородность поля рентгеновского излучения на поверхности капсулы составляла менее 0,3 % (расчеты проводились в диффузионном приближении). На рис. 30 приведена зависимость от времени температуры излучения на поверхности капсулы T(t) при плотности газа в полости мишени 0,01 г/см³. Разновременность прихода тепловой волны к различным участкам поверхности составила 1,5 нс, что составляет 3 % от длительности импульса излучения и времени сжатия капсулы.



Рис. 29. Состояние мишени (профиль тепловой волны) на момент 20 нс



Рис. 30 Зависимость от времени температуры излучения на поверхности капсулы. По оси *х* – время в 1/100 нс

Поле излучения на поверхности капсулы оказалось практически однородным ($\delta T/T$ менее 0,2 %), распределение $T(\mu)$ приведено на рис. 31.



Рис. 31. Распределение *T*(µ)/*T*_{экв}. На поверхности капсулы по результатам расчета РАМЗЕС с плотностью газа в полости мишени 0,01 г/см³

На рис. 32 приведена форма внутренней DT-области капсулы в области максимального сжатия. Несмотря на практически однородное распределение поля РИ ее состояние оказалось неоднородным из-за разновременности прихода тепловой волны (см. рис. 29).



Рис. 32. Форма DT-области на момент времени 0,523 мига (PAM3EC) *Т*_{макс} =3 кэВ

При дальнейшем увеличении плотности газа в полости мишени до 0,1 г/см³ разлет конвертера стал еще слабее. Однако из-за увеличения плотности и массы газа в HOHLRAUM температура излучения на поверхности капсулы снизилась до ~0,24 кэВ. Разновременность прихода тепловой волны к поверхности капсулы увеличилась (см. рис. 33). В совокупности это привело к увеличению несимметрии сжатия DT-области капсулы (рис. 34).



Рис. 33. Температура излучения на капсулы поверхности



Рис. 34. Распределение плотности вещества в DT-области капсулы

Двумерные сквозные расчеты работы мишени с расположением конвертеров на боковой поверхности камеры позволяют сделать вывод о возможности формирования в такой конструкции достаточно однородного поля рентгеновского излучения на поверхности капсулы. Конструкция мишени допускает некоторые конструктивные доработки для улучшения поля рентгеновского излучения.

Заключение

Принятая в изложенном рассмотрении постановка расчетов основана на довольно существенных приближениях и не отражает в полной мере всю сложность протекающих при работе мишени процессов. Однако даже в рамках принятых упрощений удалось получить ответ на основной вопрос, связанный с конструированием схем мишеней: двумерные эффекты, вызванные неоднородностью подведения энергии ионного пучка, приводят к существенному снижению параметров DT-области. Во всех рассмотренных конструкциях мишени возникают неоднородности в распределении поля рентгеновского излучения вокруг капсулы. Без принятия мер по исправлению несимметрии зажигание термоядерной реакции в мишенях весьма проблематично или потребует значительного запаса энергии драйвера по сравнению с результатами численного моделирования. Влияние неоднородности распределения потока ионов на форму и параметры внутренних областей капсулы возрастает при увеличении степени сжатия. Степень сжатия определяется необходимостью обеспечения оптической толщины DT-области ρR больше 0,3 г/см². При увеличении размеров капсулы и массы DT для достижения необходимой величины р*R* можно обеспечивать меньшую степень сжатия. Капсулы большего размера более устойчивы к воздействию внешних неоднородностей, но требуют большую энергию драйвера. На основании представленных в настоящей работе результатов расчетов, которые подтверждаются, в частности, результатами экс-

периментов на лазерной установке NIF, можно прогнозировать необходимый уровень энергии тяжелоионного драйвера порядка 10 МДж для криогенных мишеней, порядка 15 МДж для газовых мишеней. Для получения температуры излучения порядка 0,3-0,4 кэВ в мишенях с сосредоточенными конвертерами необходимо обеспечить яркость пучка порядка 1000 ТВт/см². При меньшей яркости пучка температура конвертера снизится и потока РИ будет недостаточно для сжатия и разогрева DT-горючего до необходимых значений и, как следствие, для инициирования термоядерного горения. Сжатие пучка ионов ограничивается кулоновским расталкиванием ионов в пуч-Возможность повышения яркости пучка ке. тяжелоионного ускорителя за счет формирования потока ионов с различными зарядами рассмотрена теоретически Г. Д. Кошкаревым, но практически пока не проверена. Работы по созданию ускорителя, разработки мишеней и всей системы инершиального синтеза на основе тяжелоионного драйвера продолжаются.

Список литературы

1. National Ignition Facility (NIF, Национальный комплекс зажигания. Национальный комплекс лазерных термоядерных реакций). INTERNET

2. Lindl J. Development of the Indirect-Drive Approach to Inertial Confinement Fusion and the Target Physics basis for ignition and Gain // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. P. 3933.

3. Edwards M. J., Patel P. K., Lindl J. D. et al. Progress towards ignition on the National Ignition Facilitya) // Phys. PLASMAS. 2013. Vol. 20. P. 070501.

4. LMJ-PETAL facility, first experiment sand overview.

5. Kirillov G. A., Kochemasov G. G., Bessarab A. V., Garanin S. G., Gasparian P. D., Mkhitarian L. S., Sukharev S. A., Terekhin V. A., Vatulin V. V., Zhidkov N. V. Overview of laser fusion program at Russian Federal Nuclear Center – VNIIEF. IFSA99. P. 130–135.

6. Веб - pecypc SinoAtom.ru.

7. An Assessment of the Prospects for Inertial Fusion Energy Committee on the Prospects for Inertial Confinement Fusion Energy Systems; The National Academies Press http://www.nap.edu/ catalog. php.record.id=18289.

8. Bock R. Heavy Ion Inertial Fusion. Status and Perspectives. Europhysics Hews, May 1992, 5. P. 83–87.

9. Европейский исследовательский центр ионов и антипротонов. Международный научный центр в Европе по исследованию структуры материи и эволюции Вселенной www.fair-center.org.

10. Romanov Yu. A. Ignition Problems in Heavy-Ion Fusion Targets Russian Federal Nuclear Center, Institute of Experimental Physics All-Russia Scientific Center, Arzamas-16, Russia, Nuovo Cimento 106A (1993). P. 1913–1918.

11. Romanov Yu. A., Vatulin V. V. Results of Investigations conducted by VNIIEF on a Problem of Heavy Ion Thermonuclear Fusion. Proceeding of the 7 International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion. Princeton, September 6–9. 1995. P. 87–91.

12. Афанасьева В. С., Ватулин В. В., Карепов В. А., Харитонов А. В. Одномерные расчеты капсулы. Доклад на 8-й Международный симпозиум по тяжелоионному синтезу. Гайдельберг, Германия, 22–27 сентября 1997 г.

14. Atzeni S. Europhys Letter 11, 639 (1990); Laser and Particle Beams 9, 233 (1991)

15. Lindl J. D., Bangerter R. O., Mark J. AIP Conf. Proc. 152 (AIP, New York, 1986) p.89

16. Meyer-ter-Vehn J., Basko M., Ramis R. and Rickert A. On Target Design for Heavy Ion ICF and Gain Scaling. International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion, Fraskari (Italy), 1993. P. 1883–1892.

17. Basko M. M., Meyer-ter-Vehn J. Hotraum Target for Heavy Ion Inertial Fusion, препринт MPQ, Garching, Германия.

18. Vatulin V. V., Ermolovich V. F., Skrypnik S. I. Studies of thermonuclear reaction initiation conditions in heavy ion inertial fusion targets. Nuovo Cimento 106A (1993). P. 1931–1936.

19. Долголева Г. В., Ермолович В. Ф., Луковкина И. Н. // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1985. Вып. 2. С. 58–61.

20. Воронин Б. Л., Скрыпник С. И., Козуб А. Г. и др. Комплекс программ РАМЗЕС расчета многомерных нестационарных задач газовой динамики с теплопроводностью. Вычислительные технологии // Сборник научных трудов. Институт вычислительных технологий СО РАН. 1992. Т. 1, N 2. Ч. 1. С. 70–81.

22. Kang K. H., Lutz K.-J., Geb O., Maruhn J. A. Reduction of radiation ssymmetry in indirectly driven ICF hohlraum targets wth radiation shields Rep. GSI-94-10.1994.

23. Bock R., (GSI, Darmstadt. (Germany)), Romanov Yu., Vatulin V., Vinokurov O., Shagaliev R., Vakhlamova L., Ryabikina N., Remizov G. (VNIIEF, Sarov, (Russia)), Maruhn J., Kang K.-H. (Frankfurt's University, (Germany)). Indirect-Drive Inertial Fusion Targets for Two-Sided Heavy-Ion Illumination. Laser and Particle Beams. 1998. Vol. 16, N 3. P. 525–532.

24. Бабаев Ю. Н., Баженов С. В., Базин А. А. и др. Методики и программы ВНИИЭФ для решения двумерных и трехмерных нестационарных задач лучистого энергопереноса в областях сложной формы с использованием коэффициентов видимости. Проблемы конверсионных приложений // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1995. Вып. 4. С. 3–8.

25. Беляков И. М., Бутнева О. В., Бухарова В. Я. и др. Организация комплекса САТУРН // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1992. Вып. 3. С. 49–51.

26. Софронов И. Д., Афанасьева Е. А., Винокуров О. А. и др. Комплекс программ МИМОЗА для решения многомерных задач механики сплошной среды на ЭВМ ЭЛЬБРУС // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1990. Вып. 2. С. 3–9.

27. Remisov G. N., Romanov Yu. A., Ryabikina N. A., Shagaliev R. M., Vakhlamova L. L., Vatulin V. V., Vinokurov O. A. Numerical Study of the Ellipsoidal Target of Heavy-Ion Fusion Ватулин В. В., Винокуров О. А., Вахламова Л. Л., Ремизов Г. Н., Романов Ю. А., Рябикина Н. А., Софронов И. Д., Шагалиев Р. М. High Energy Density in Matter Prodused by Heavy Ion Beams GSI-97-08. 1997. P. 53.

28. Базин А. А., Ватулин В. В., Вахламова Л. Л., Винокуров О. А., Дементьев Ю. А., Елисеев Г. М., Моренко Л. З., Моренко А. И., Ремизов Г. Н., Романов Ю. А., Рябикина Н. А., Скрыпник С. И., Скидан Г. И., Софронов И. Д., Тихомиров Б. П., Шагалиев Р. М. Численное моделирование работы мишени тяжелоионного термоядерного синтеза с эллипсоидальной камерой. Доклад на 7-м Международном симпозиуме по тяжелоионному синтезу, Принстон, США, сентябрь 1995 г. Fusion Engineering and Design. 1996. Vol. 32–33. P. 603–608.

29. Vatulin V. V., Voronin B. L., Zagrafov V. G., Remizov G. N., Skidan G. I., Skrypnik S. I. Numerical investigation of performance of some designs of heavy ion thermonuclear fusion target. Proceeding of the 11 International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion. Princeton, 1995. P. 609–614. Fusion Engineering and Design. 1996. Vol. 32–33. P. 603–608.

30. Базин А. А., Ватулин В. В., Дементьев Ю. А., Миронова В. Ф., Скидан Г. И., Тихомирова Э. Н., Тихомиров Б. П. Применение метода коэффициентов видимости в расчетах переноса излучения в мишенях Доклад на 8-м Международном симпозиуме по тяжелоионному термоядерному синтезу, Гайдельберг, Германия, 22–27 сентября 1997 г.

31. Bazhenov S. V., Pevnaja P. I. A Technique for Radiation Transfer Solution with account of Anisotropic Emission of Boundary Surface. High Energy Density in Matter Prodused by Heavy Ion Beams GSI-97-08. 1997. P. 70.

32. Ватулин В. В., Вахламова Л. Л., Винокуров О. А., Рябикина Н. А., Шагалиев Р. М. Двумерные расчеты переноса рентгеновского излучения в мишенях в кинетической постановке. Доклад на 8-м Международном симпозиуме по тяжелоионному синтезу, Гайдельберг, Германия, 22–27 сентября 1997 г.

33. Koshkarev G. D. Charge-Symmetric Driver for Heavy Ion Fusion. Nuovo Cimento 106A. 1993. P. 1567–1573.

34. Вахламова Л. Л., Винокуров О. А., Ермолович В. Ф., Рябикина Н. А., Шагалиев Р. М. Расчетные исследования эффективности преобразования энергии пучка быстрых ионов в рентгеновское излучение. Доклад на 8-м Международном симпозиуме по тяжелоионному синтезу. Гайдельберг, Германия, 1997

Статья поступила в редакцию 25.12.2018