

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НЕПРЯМОГО СЖАТИЯ МИШЕНЕЙ В УСЛОВИЯХ БЛИЗКИХ К УСЛОВИЯМ УСТАНОВКИ NIF ПРИ ЭНЕРГИИ 1.5 МДж

В. Б. Розанов, Г. А. Вергунова***

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 марта 2015 г.

Исследована возможность анализа и интерпретации опубликованных экспериментов на мегаджоульном лазере NIF по сжатию капсул в мишенях непрямого облучения с помощью 1D-программы RADIATION в сферической геометрии. Рассмотрен вопрос о балансе энергии в мишени и определении величины лазерной энергии, которую следует использовать в сферической модели мишени; представлен анализ результатов воздействия различных по энергии и зависимости от времени импульсов (режимы “low foot” и “high foot”); получены параметры сжатия мишеней с НДС-аблятором (НДС — углерод высокой плотности). Данные расчетов удовлетворительно согласуются с результатами измерений, соответствуют диапазону наблюдаемых параметров. Набор сопоставляемых результатов может быть расширен, в частности, для получения более детального представления о параметрах мишени вблизи максимального сжатия капсулы. Физической основой возможности использования одномерного описания является необходимость близости последней стадии сжатия капсулы к одномерному процессу. 1D-моделирование сжатия капсулы может быть полезным в установлении границы, за которой необходимо использовать 2D- и 3D-моделирование.

DOI: 10.7868/S0044451015110036

1. ВВЕДЕНИЕ

После окончания в Ливерморской лаборатории США (LLNL) программы NIC (National Ignition Campaign), имевшей целью достижение термоядерного зажигания мишеней непрямого облучения на лазерной установке NIF (National Ignition Facility, лазер 1.8 МДж, $\lambda = 0.35$ мкм) [1–7], в 2013–2014 гг. были опубликованы работы [8–12], представившие результаты экспериментальных исследований и их сопоставление (интерпретацию) с результатами численного моделирования. Как известно, проблема состоит в том, что вопреки прогнозам и результатам прецизионного численного моделирования, зажигание не удалось осуществить. Не удается также объяснить диапазон различий между предсказаниями расчетов и результатами измерений: авторам приходится предполагать, что начальные отклонения от симметрии при изготовлении мишени и ее дальней-

шем облучении хуже (в пять раз), чем это следует из измерений перед экспериментом.

Были опубликованы также результаты экспериментов “high foot” [13–15], в которых лазерный импульс в его начальной части имел более высокую мощность, чем в предшествующих экспериментах (“low foot”). Сжатие мишени происходило за более короткое время при большем значении адиабаты Ферми. На этом пути был достигнут рекордный выход нейтронов ($5 \cdot 10^{15}$ – 10^{16} [12, 15]), выделившаяся термоядерная энергия превысила энергию, поступившую в DT-слой на стадии сжатия, было достигнуто (в узком понимании — “scientific breakeven”) условие breakeven, т. е. условие порога, когда энергия, полученная в результате термоядерных реакций в DT-горючем, превышает энергию, доставленную в это горючее. Эксперименты “high foot” лучше согласуются с расчетами, однако не совпадают с ними. Достижение термоядерного зажигания и существенного термоядерного выхода на этом пути маловероятно [14], так как адиабата Ферми оказывается слишком «жесткой».

Анализ и интерпретация результатов NIC несо-

*E-mail: rozanov@sci.lebedev.ru

**E-mail: verg@sci.lebedev.ru

менно является одной из актуальных и интересных задач современной физики. Однако необходимо использование адекватных численных расчетов, которые трудно осуществить в двумерном (а тем более в трехмерном) варианте, не обладая полной информацией о постановке экспериментов. Хотя численное моделирование в 1D-геометрии не позволяет проводить строгий количественный анализ экспериментальных данных, однако оно позволяет определить основные параметры процесса сжатия и мишени и тенденции при изменении условий облучения, тем самым создает платформу для интерпретации результатов. Дополнительный довод в пользу 1D-модели состоит в том, что процессы в мишени для непрямого облучения начинаются как существенно неоднородные процессы, а заканчиваться должны как одномерный, близкий к идеальному варианту процесс.

Отметим еще, что весьма интересным является сравнение результатов по сжатию и термоядерному зажиганию капсул прямого и непрямого облучения для данной мегаджоульной установки. В значительной степени капсулы прямого облучения моделируются с помощью 1D-программ [16, 17], что повышает роль 1D-программ для капсул непрямого облучения.

В данной работе представлена 1D-модель процессов непрямого облучения и сжатия мишеней для условий, близких к условиям установки NIF; проведено сравнение результатов расчетов и наблюдаемых данных; отмечены эффекты, связанные с точностью знания параметров излучения и характеристик вещества.

Обсуждаемая 1D-модель базируется на программе RADIANT [18] и включает обширную базу данных характеристик вещества (следуя программе DIANA [19]) и спектральных коэффициентов поглощения излучения THERMOS [20]. Физико-математическая модель, положенная в основу кода RADIANT, содержит уравнения двухтемпературной гидродинамики: уравнения движения, непрерывности, уравнения изменения энергии для электронной и ионной компонент, уравнения состояния для ионов и электронов. Учитывается электрон-ионный обмен, классическая или уменьшенная спитцеровская теплопроводность. Энергия лазерного излучения поглощается обратно-тормозным способом. Лазерное излучение, дошедшее до точки с критической плотностью, полностью поглощается в ней. Уравнение двухтемпературной газовой динамики решается совместно с многогрупповым уравнением переноса излучения, при количестве групп до 1300. Расчеты были проведены с уравнением состояния (УРС) иде-

ального газа с целью проверки поведения величин, которые в меньшей степени зависят от параметров УРС, а также возможности проведения независимых расчетов.

2. БАЛАНС ЭНЕРГИИ В МИШЕНИ

Все опубликованные результаты экспериментов приведены для мишеней, в которых лазерное излучение поступает через торцы цилиндра, затем на внутренних стенках цилиндра преобразуется в рентгеновское излучение, которое испаряет аблятор сферической капсулы. Через торцы цилиндра часть рентгеновского излучения выходит наружу, теряется. В одномерной модели этап ввода излучения отсутствует, лазерное излучение поступает на внутренние стенки внешней оболочки, отсутствуют также потери рентгеновского излучения через входные окна. Цилиндрическая и сферическая мишени представлены на рис. 1.

Для сопоставления цилиндрического и сферического описания рассмотрим баланс энергии в мишени.

В случае реальной цилиндрической геометрии к моменту времени t выполняется соотношение

$$U_{rad}V_{rad} + \int_0^t W_{cap}S_{cap}dt + \int_0^t W_{LEH}S_{LEH}dt + E_{Au}(t) = E_{las}(t). \quad (1)$$

В модельной сферической задаче

$$U_{rad}V_{rad} + \int_0^t W_{cap}S_{cap}dt + E_{Au}(t) = E_{sph}(t). \quad (2)$$

Здесь U_{rad} — энергия рентгеновского излучения в единице объема, V_{rad} — объем, занятый излучением; W_{cap} — поток излучения, поглощаемый в термоядерной капсуле, S_{cap} — поверхность капсулы; W_{LEH} и S_{LEH} — соответственно поток рентгеновского излучения в отверстия для входа лазерного излучения и площадь этих отверстий (LEH — Laser Entrance Holes); $E_{Au}(t)$ — энергия, поглощенная внутри в стенках мишени к моменту времени t , $E_{sph}(t)$ — подаваемая внутрь сферической мишени энергия. Для цилиндрической мишени рассматривались реальные размеры одного из вариантов мишени: диаметр цилиндра 5.45 мм, длина цилиндра 9.5 мм, диаметр отверстий для ввода лазерного излучения 2.725 мм, размер капсулы представлен на

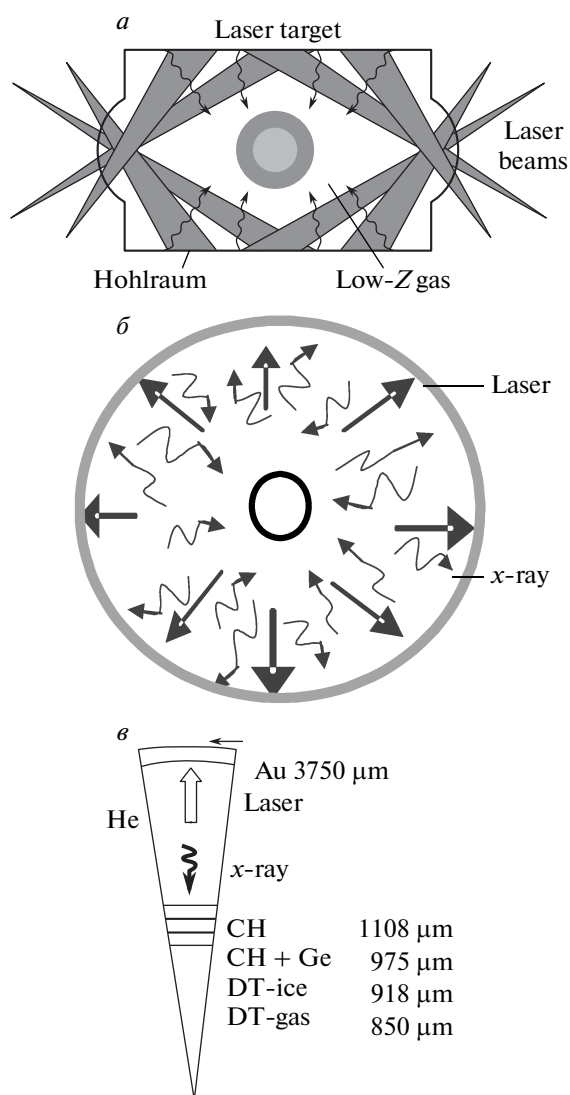


Рис. 1. Цилиндрическая (реальная, рисунок взят из работы [1]) (а) и сферическая (модельная) (б) мишени. Центральная капсула (в)

рис. 1. Во многих экспериментах стенки цилиндра (hohlraum) изготавливались из золота, поэтому в представленной 1D-модели использовался именно этот материал. При наличии в базе данных характеристик вещества и спектральных коэффициентов других материалов модель может быть использована для выявления зависимостей от материалов стенок.

Сопоставляя цилиндр со сферой, заметим, что невозможно представить сферу, у которой объем и площадь поверхности равны соответственно объему и площади поверхности заданного цилиндра. Можно, однако, выбрать сферу, у которой эти величины будут близки к цилиндрическим. Так, для данных

рис. 1 поверхность и объем цилиндра (hohlraum) равны соответственно 1.976 см² и 0.2216 см³. Поверхность сферы равного объема составляет 1.771 см². Баланс энергии по формулам (1) и (2) будет различаться за счет выхода рентгеновского излучения в окна для ввода лазерного излучения и за счет неодинакового количества энергии, поглощенной стенками цилиндра (материал стенок — Au). В случае выбора сферы равной поверхности радиус сферы составит 0.397 см, объем — $V_{sph} = 0.261$ см³. При одинаковых значениях E_{sph} температура T_{rad} будет ниже в сфере равной поверхности. В дальнейшем анализировался вариант сферы равного объема.

Величину потока излучения, теряемого в окнах, можно оценить, следуя диффузионной модели [21]

$$W_{LEH} = 2\sigma T_{rad}^4,$$

где $4\sigma T_{rad}^4/c$ — плотность излучения черного тела,

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 1.02 \cdot 10^{17} \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{кЭВ}^4},$$

T_{rad} — температура излучения, c — скорость света. Эта оценка соответствует максимальным значениям потерь, диапазон возможных потерь W_{LEH} может составить 1–0.5 от $W_{LEH} = 2\sigma T_{rad}^4$.

Энергия лазерного излучения, которая поглощается в стенках мишени (Au) и центральной капсулы (CH), может быть определена непосредственно в расчете при заданной (известной) зависимости от времени лазерного импульса. Поскольку в экспериментах использовался профилированный импульс, основной вклад в интегралы по времени в соотношениях (1)–(2) дают последние 5–3 нс перед окончанием импульса, когда вкладываемая мощность максимальна. В случае сферической мишени (рис. 1) для условий, когда температура излучения T_{rad} соответствует диапазону 270–340 эВ, эти величины составляют

$$\frac{E_{cap}}{E_{sph}} = 0.34\text{--}0.28, \quad \frac{E_{Au}}{E_{sph}} = 0.62\text{--}0.70.$$

Энергия, связанная с объемом, заполненным равновесным излучением, оказывается незначительной (2–4%). Далее, баланс энергии для сферической модели (уравнение (2)) можно записать в виде

$$E_{sph} = E_{cap} + E_{Au}.$$

Для реальной цилиндрической геометрии (уравнение (1)) следует добавить потери энергии, связанные с окнами, E_{LEH} :

$$E_{las} = E_{cap} + E_{Au} + E_{LEH}, \quad E_{LEH} = W_{LEH} S_{LEH} \Delta t.$$

Таблица 1

E_{sph} , МДж	T_{rad} , эВ	E_{cap}/E_{sph}	E_{Au}/E_{sph}	E_{LEH} , МДж	E_{las} , МДж
0.325	274	0.34	0.63	0.394–0.197	0.719
0.36	287	0.33	0.64	0.475–0.238	0.835
0.4	300	0.34	0.62	0.567–0.284	0.967
0.45	316	0.33	0.64	0.698–0.349	1.15
0.5	330	0.32	0.65	0.830–0.415	1.33
0.55	341	0.28	0.7	0.946–0.473	1.50

Примечание. E_{sph} — вложенная энергия в 1D-расчете; T_{rad} — максимальная температура излучения в центре слоя He; E_{cap} и E_{Au} — энергии, поглощенные капсулой и стенкой сферической мишени; $E_{las} = E_{sph} + E_{LEH}$ — оценка лазерной энергии для цилиндрической мишени на основе оценки потерь энергии E_{LEH} .

Результаты расчетов и оценок представлены в табл. 1.

Из данных табл. 1 следует, что обсуждаемая 1D-модель разумно интерпретирует баланс энергии в мишени. В работе [1], вышедшей в 2004 г. задолго до программы NIC, авторы статьи (в том числе многие авторы экспериментов NIC и их анализа) для лазерной энергии 1.8 МДж при потерях энергии 0.75 МДж предполагали, что T_{rad} составляет 250–300 эВ, что также соответствует данным табл. 1.

Значение $T_{rad}=341$ эВ в табл. 1 представляется завышенным. Причина завышения T_{rad} в том, что баланс энергии, учитывающий только потери рентгеновского излучения через входные окна, является приближенным: энергия теряется также при рассеянии и отражении лазерных пучков; при выборе для 1D-модели сферы равной поверхности потери энергии в стенках цилиндрического контейнера будут выше. Могут оказать влияние и другие факторы. Авторы статьи [1] из LLNL допускают дополнительные непредвиденные (contingency) потери энергии масштаба 0.45 МДж для $E_{las} = 1.8$ МДж. Учет этих факторов уменьшит E_{sph} при заданной энергии импульса E_{las} и приведет к уменьшению T_{rad} . Однако это потребует учета дополнительной информации об условиях протекания процессов, например, о расположении и параметрах пучков или о сдвиге частот у различных лазерных пучков, которые использовались в ряде экспериментов.

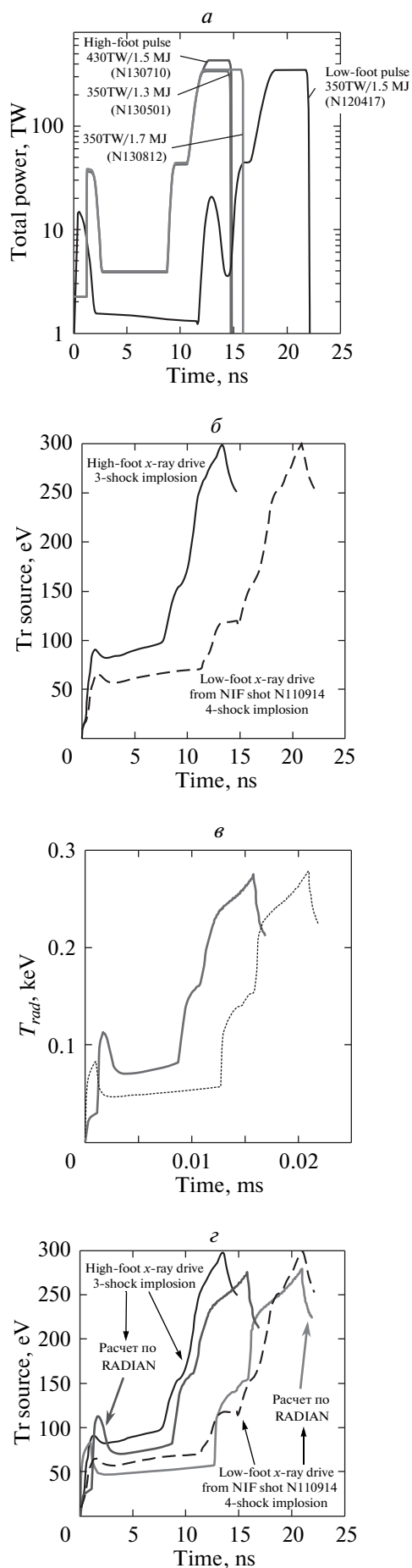
Для улучшения соответствия 1D-расчетов и более полных расчетов (или экспериментов) целесообразно использовать итерации (подгонку) для подбора энергии и временной зависимости E_{sph} . Эта возможность обсуждается в конце разд. 3.

Описание характерных лазерных импульсов и ход радиационной температуры в экспериментах “low foot” и “high foot” представлены на рис. 2а,б, которые опубликованы в работах [13, 14]. На рис. 2в приведены результаты численного моделирования радиационной температуры T_{rad} в полости при режимах “low foot” и “high foot” по программе RADIANT. На рис. 2г представлено сравнение экспериментальных и расчетных данных. Видно, что обсуждаемая модель воспроизводит радиационную температуру в обоих режимах.

Лазерный импульс для высокоадиабатического “high foot” сжатия мишени содержит два или три пика лазерного излучения, он более короткий, чем для экспериментов “low foot” (в которых используется лазерный импульс, содержащий четыре пика) [13]. Мощность импульса “high foot” в течение 1 нс достигает приблизительно 40 ТВт, затем уменьшается почти до 4 ТВт. Через 10 нс следует второй импульс, затем — финальный третий импульс высокой мощности, сжимающий мишень. Пиковая мощность третьего импульса составляла 350–430 ТВт при энергии в диапазоне 1.3–1.7 МДж.

Импульс для режима “low foot” состоит из четырех лазерных импульсов. Первый пик в импульсе “low foot” достигает значения ≈ 12 ТВт, затем уменьшается примерно до 1 ТВт (более низкого значения впадины — “foot”, — чем в импульсе “high foot”). Далее следует второй пик ≈ 20 ТВт шириной ≈ 2 нс. После второго пика на мишень воздействует третий лазерный импульс мощностью ≈ 40 ТВт и, наконец, четвертый мощностью ≈ 350 ТВт (в различных вариантах 350–450 ТВт).

В результате воздействия импульсов “low foot”



или “high foot” на стенки золотого цилиндрического конвертора (hohlraum) лазерное излучение трансформируется в рентгеновское и воздействует на внутреннюю капсулу. Временная зависимость рентгеновского импульса повторяет ход лазерного импульса. Импульс радиационной температуры в режиме “high foot” короче импульса радиационной температуры в режиме “low foot” (рис. 2б) и имеет более гладкую форму. Видно, что в расчетах по программе RADIAN радиационная температура в режимах “low foot” и “high foot” воспроизводится удовлетворительно (рис. 2д).

В следующих двух разделах будут приведены и сопоставлены с расчетами по программе RADIAN данные экспериментов, характеризующие амплитуды различных процессов в мишенях.

3. РАСЧЕТЫ СЖАТИЯ МИШЕНИ В РЕЖИМЕ “low foot”

В работах [8–12] опубликованы результаты нескольких десятков экспериментов в режиме “low foot”. Следуя [8], в этом разделе мы приведем и обсудим результаты экспериментов N111215 (15 декабря 2011) и N120321 (21 марта 2012). Для этих экспериментов формы лазерных импульсов представлены на рис. 3 в работе [8], импульс для эксперимента N120321 приведен также на рис. 2а данной статьи. В экспериментах варьировались величина “пиков”, время нарастания и крутизна четвертого пика. Удлинялось время воздействия при уменьшении величины четвертого пика. Все эти манипуляции проводились с целью улучшения параметров сжатия внутренней капсулы. В режиме импульса “no coast” продолжительность последнего мощного импульса на 1–2 нс больше, чем в случае режима ограниченного импульса “coast”.

Рис. 2. а) Лазерные импульсы для “high foot” (эксперименты N130710, N130501, N130812) и “low foot” (N120417) [13]. б) Зависимости радиационной температуры в экспериментах “high foot” (сплошная линия) и “low foot” (штриховая линия) [13]. в) Результаты расчета радиационной температуры для условий рис. 2б с помощью программы RADIAN: “high foot” (сплошная линия), “low foot” (пунктирная). д) Сопоставление результатов экспериментов (б) и расчетов (в). Формат номера эксперимента — год/месяц/день: N120417 — эксперимент, проведенный 17 апреля 2012 г.

Таблица 2

	LLNL				Расчеты RADIANT, E_{sph} , МДж		
	Прогнозируемый диапазон по расчетам	Максимальное значение в экспериментах	N120321 “no coast”	N111215 “coast”	0.325 “no coast”	0.325 “coast”	0.45 “no coast”
T_{rad} , эВ	305	320	303	292	282	290	316
V_{max} , км/с	370	352	310	312	270	285	290
T_{ion} , кэВ	3.5	4.3	3.1	3.6	3–5	3.6–5.1	3.8–5.2
$N_n(+\alpha)$	$3.4 \cdot 10^{17}$	$8.5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$	$8.5 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{15}$	$5.9 \cdot 10^{15}$
N_n	$3.5 \cdot 10^{15}$				$4 \cdot 10^{15}$	$1.7 \cdot 10^{15}$	$4 \cdot 10^{15}$
P , Гбар	375	197	156	103	37	18	27

Примечание. T_{rad} — радиационная температура, V_{max} — максимальная скорость сжатия, T_{ion} — максимальная ионная температура DT-газа, N_n — количество генерируемых нейтронов без учета влияния энергии α -частиц, P — давление нагретого DT-газа

Так, для мишени N120321 время воздействия четвертого импульса увеличено до 22 нс (“no coast”) по сравнению со временем 20 нс (“coast”) для N111215 при одной и той же энергии в импульсе. Результаты сравнения различных величин в трех вариантах: эксперимент LLNL, расчет LLNL, расчет RADIANT, представлены в табл. 2. Стоит обратить внимание, что условия для зажигания в расчетах по программе RADIANT оказываются хуже, чем предсказывают расчеты LLNL, что подтверждается существенно более низким давлением в газе (температура несколько выше, но плотность ниже).

В табл. 2 приведены данные работы [8]. В первой колонке¹⁾ («прогнозируемый диапазон») представлены данные расчетов LLNL с учетом влияния эффектов отклонения от симметрии, полученные в 2D- и 3D-расчетах. Выбранный в LLNL вариант соответствует экспериментам N120321 и N111215 и характеризуется тем, что в расчетах включение энергии α -частиц приводит к зажиганию: $N_n(+\alpha) = 3.4 \cdot 10^{17}$ нейтронов. Результаты экспериментов — $5 \cdot 10^{14}$ и $8.5 \cdot 10^{14}$ нейтронов (снижение в 10^3 раз). В работе [22] сообщалось, что 1D-расчет LLNL прогнозирует выход $3.13 \cdot 10^{16}$ нейтронов, учет 2D- и 3D-эффектов снижает выход до $3.5 \cdot 10^{15}$ нейтронов, экспериментальный результат — $5 \cdot 10^{14}$ нейтронов (меньше в 10^2 раз по сравнению с 1D-результатом LLNL). 1D-расчеты по программе RADIANT дали результат $6 \cdot 10^{15}$ нейтронов (что ближе к эксперименту), и необходи-

мо объяснить снижение за счет 2D- и 3D-эффектов в 10–20 раз. Однако рассмотрение 2D- и 3D-проблем выходит за рамки данной статьи.

Расчеты по программе RADIANT сделаны для двух различных значений энергии $E_{sph} = 0.325$ МДж и $E_{sph} = 0.45$ МДж, что соответствует лазерной энергии 0.719 МДж и 1.15 МДж. Далее приведены результаты расчета, соответствующего эксперименту N120321, для $E_{sph} = 0.325$ МДж. Заметим, что в 1D-расчете LLNL для этого эксперимента нейтронный выход достигает величины $3.13 \cdot 10^{16}$ нейтронов [22], измеренный выход $5 \cdot 10^{14}$ нейтронов почти в 100 раз ниже.

На рис. 3а,б приведена $R-t$ -диаграмма процесса. Лазерное излучение поглощается на внутренней поверхности золотой внешней оболочки и конвертируется в рентгеновское излучение, которое падает на внутреннюю капсулу, прогревает и сжимает ее. Внутренняя поверхность внешней золотой сферы разгружается внутрь мишени (рис. 3а). На рис. 3б приведена $R-t$ -диаграмма сжатия внутренней капсулы. На рис. 3в,г приводятся распределения величин — давления, плотности, электронной и ионной температур, скорости и потока излучения — на момент 21.5 нс, для того чтобы иметь представление об условиях, в которых происходят процессы сжатия мишени. Приводятся также распределения величин давления, плотности, электронной и ионной температур для момента коллапса 23.5 нс (рис. 3д). Интересно обратить внимание, что за 1.5 нс максимальная

¹⁾ Оригинальное название колонки “Ignition point design”.

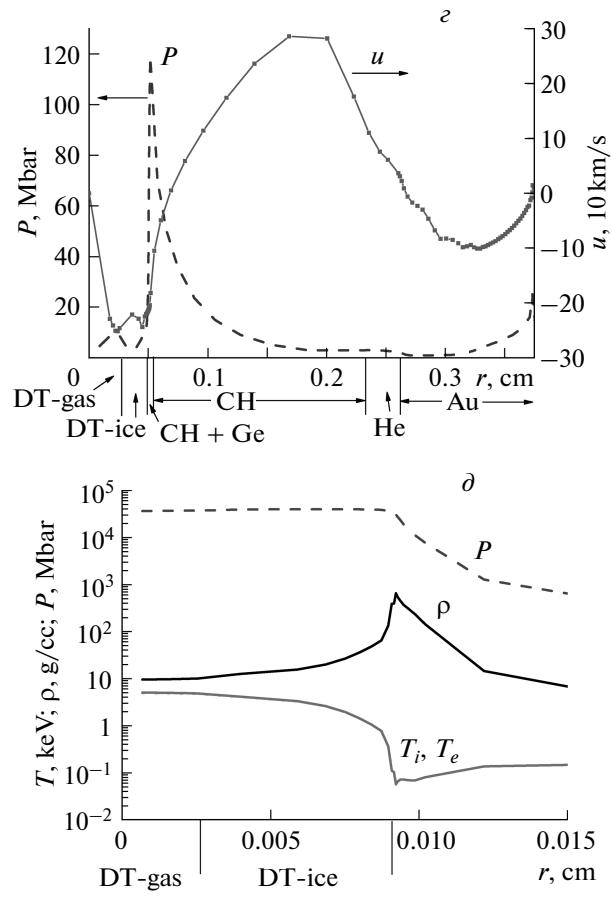
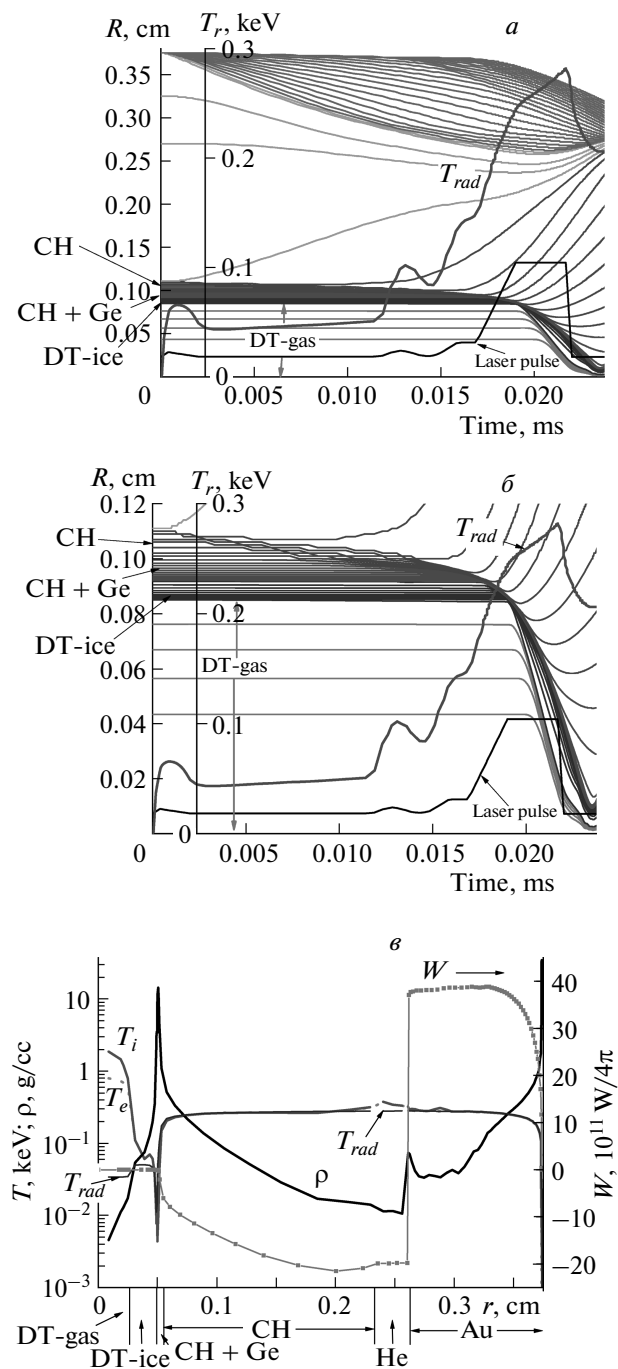


Рис. 3. *а)* $R-t$ -диаграмма нагрева сферической мишени. *б)* $R-t$ -диаграмма сжатия внутренней капсулы рис. 3*а*. Приведены также форма лазерного импульса и радиационная температура в полости, заполненной He. *в)* Электронная, ионная и радиационная температуры, плотность и радиационный поток, прогревающий внутреннюю капсулу в момент времени 21.5 нс. Отрицательное значение радиационного потока соответствует потоку, идущему внутрь капсулы. *г)* Давление и распределение скорости в мишени в момент времени 21.5 нс. *д)* Распределение электронной и ионной температур, плотности и давления в момент времени 23.5 нс

плотность увеличивается от 18 г/см^3 до 800 г/см^3 . Давление в DT-горючем возрастает от 18 Мбар до 37 Гбар, и при этом оказывается, что возрастания давления недостаточно: в расчетах по программе RADIANT давление 37 Гбар, необходимое давление по расчетам LLNL 375 Гбар, в экспериментах наблюдалось 156–102 Гбар. Отметим еще, что значение

скорости чувствительно к форме лазерного импульса, а именно к времени нарастания последнего пика, к величине его и продолжительности. Приведенные данные подтверждают возможность воспроизведения в $1D$ -расчетах ряда результатов, которые устанавливаются в процессах, имеющих двумерный или трехмерный характер.

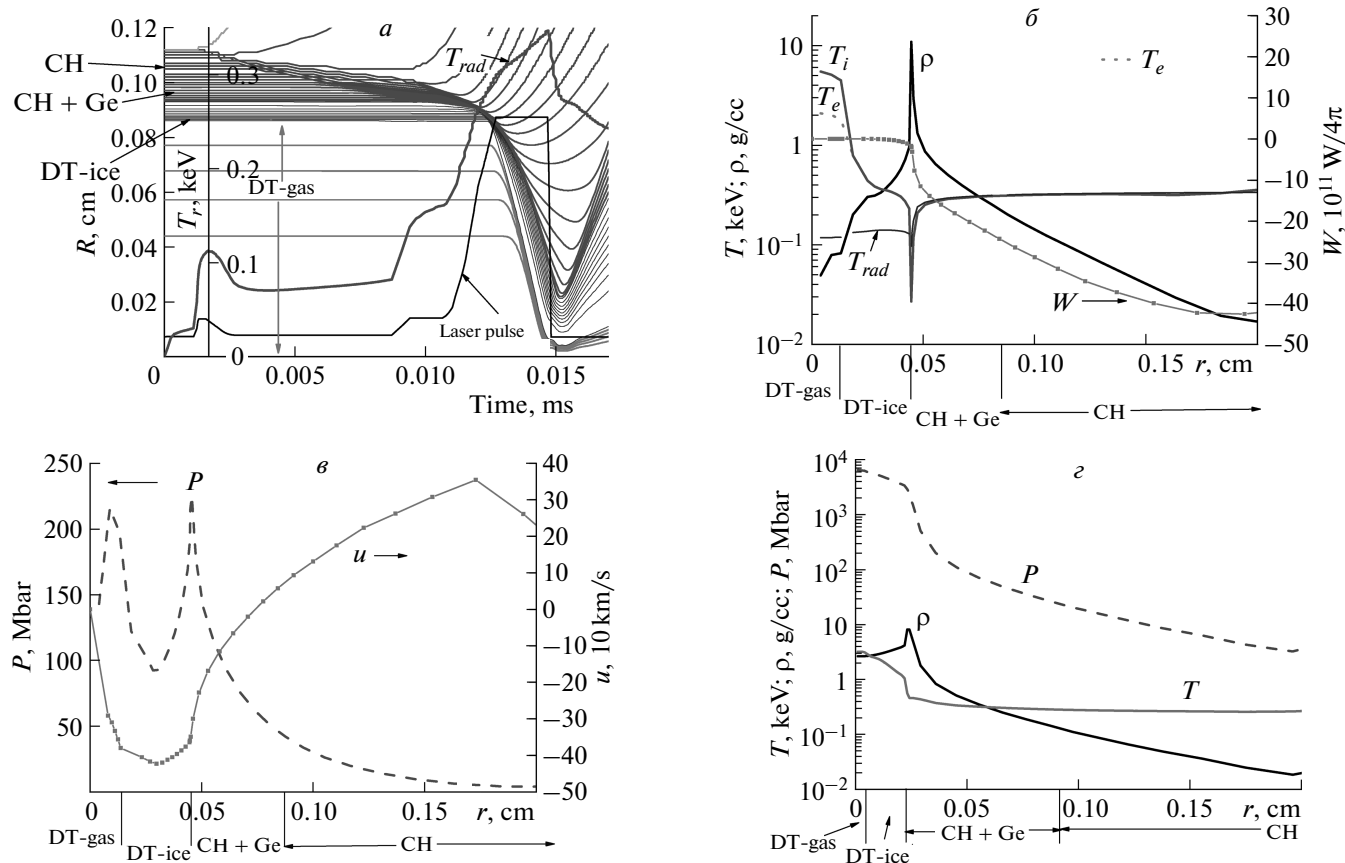


Рис. 4. а) $R-t$ -диаграмма для эксперимента N130710. Приведены также форма лазерного импульса и радиационная температура в полости, заполненной He. б) Электронная и ионная температуры, плотность и радиационный поток, прогревающий внутреннюю капсулу в момент времени 14.4 нс. в) Давление и распределение скорости по капсуле в момент времени 14.4 нс. г) Распределение электронной и ионной температур, плотности и давления в момент времени 15.3 нс

Следует иметь в виду, что последний этап сжатия капсулы является (по крайней мере — должен быть) в высокой степени одномерным. Улучшить соответствие $1D$ -расчетов и более полных расчетов (или экспериментов) можно, используя итерации для подбора энергии и временной зависимости E_{sph} . Качество подбора следует контролировать, сравнивая зависимости $T_{rad}(t)$ из $1D$ -расчетов с экспериментальными результатами или данными более точных расчетов.

4. РАСЧЕТЫ СЖАТИЯ МИШЕНЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА “high foot”

Эксперименты в режиме “high foot” были проведены в основном в 2013 г. [13,14]. В табл. 3 со-

браны результаты экспериментов N130501, N130710, N130812 [13] и расчетов по программе RADIANT. В расчетах использована схема мишени, представленная на рис. 2.

Заметим, что, как и в случае “low foot”, в расчетах по программе RADIANT температура сжатого газа оказывается несколько выше, а плотность ниже, чем предсказывается в расчетах LLNL. Такое расхождение может быть связано с различиями характеристик вещества в базах данных, в частности, с использованием в расчетах RADIANT уравнения состояния идеального газа для всех слоев мишени, кроме Au.

На рис. 4 представлена $R-t$ -диаграмма для эксперимента N130710 и пространственные распределения ряда величин, характеризующих процесс сжатия. Из представленных данных видно, что $1D$ -расчеты экспериментов “high-foot” воспроизводят основ-

Таблица 3

	Эксперименты LLNL			Расчеты RADIAN		
	N130501	N130710	N130812	N130501	N130710	N130812
E_{sph} , МДж				0.48	0.55	0.61
E_{las} , МДж	1.292	1.484	1.693	1.3	1.5	1.7
Скорость, км/с	296	337	312	310	370	320
Время сжатия t_f , нс	16.76	16.46	16.75	15.68	15.35	15.7
Δt , нс	2.1	1.8	0.9	0.9	0.6	0.4
N_n	$7.67 \cdot 10^{14}$	$1.05 \cdot 10^{15}$	$2.40 \cdot 10^{15}$	$2.12 \cdot 10^{15}$	$1.48 \cdot 10^{15}$	$2.82 \cdot 10^{15}$
P , Гбар	81	53	108	11	8	30
T_{ion} , кэВ	3	3.5	4.2	3.5	4	4.2

Примечание. E_{sph} — энергия в 1D-расчетах; E_{las} — энергия лазерных импульсов в различных экспериментах, для 1D-расчетов RADIAN по данным табл. 1 по указанным значениям E_{las} определены значения E_{sph} ; приводится максимальная по времени средняя по слою DT-льда скорость; Δt — время между окончанием лазерного импульса и временем максимального сжатия капсулы; P — максимальное давление DT-газа.

ные параметры процесса, однако результаты горения с учетом гидродинамических неустойчивостей и перемешивания могут быть получены только в 2D- и 3D-расчетах.

В целом соответствие результатов (расчетов и экспериментов LLNL, расчетов RADIAN) в случае режима “high-foot” представляется лучшим, чем для режима “low-foot”. Более высокий нагрев в начальной фазе процессов, большее значение адиабаты Ферми P/P_F , меньшее время сжатия, меньший фактор роста гидродинамических неустойчивостей способствуют большей адекватности одномерного описания и меньшей чувствительности результатов к деталям описания характеристик вещества и процессов в базах данных используемых программ.

5. МИШЕНИ С АБЛЯТОРОМ ИЗ УГЛЕРОДА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ($\rho = 3.32$ г/см³)

После завершения программы NIC наряду с мишенями с аблятором из полиэтилена (СН) исследовались, в том числе экспериментально, мишени с аблятором из углерода высокой плотности (HDC, High Density Carbon) — углерода, фактически находящегося в алмазной фазе ($\rho = 3.32$ г/см³). Интерес к HDC-аблятору связан с оправданным ожиданием более высоких параметров поглощения энергии капсулой и более высоких показателей скорости сжатия

оболочки. Результаты представлены в докладе [23] и в статье [24].

Следуя [23, 24], приведем варианты капсул (рис. 5а): капсулы для имитации и моделирования процессов (sumsar) для двух экспериментов N130628 и N130813, в которых внутри аблятора находился DT-газ (N130628) и DD-газ (N130813). Для представления параметров сжатия капсулы для зажигания приведены также результаты расчетов сжатия капсул со слоем DT-льда. На рис. 5а представлены лазерные импульсы, используемые в экспериментах (энергия в импульсе 1.3 МДж). Расчеты по программе RADIAN проведены с энергией $E_{sph} = 0.53$ МДж, что соответствует $E_{las} = 1.3$ МДж. На рис. 5б представлена R - t -диаграмма сжатия мишени N130813, на рис. 5в — пространственные распределения ряда величин для $t = 7.95$ нс, характеризующих процесс сжатия. В табл. 4 приведены некоторые результаты этого моделирования (для капсулы с DD-газом и лазерного импульса, содержащего два пика) и сравнение их с экспериментальными результатами и результатами численного моделирования в LLNL. В данном случае в LLNL использовано моделирование по итогам эксперимента (postshot), в котором поле рентгеновского излучения для $h\nu > 1.8$ кэВ подбирается по результатам эксперимента.

Эксперименты с капсулой N130628 (наполненной DT-газом) дают нейтронный выход $1.67 \cdot 10^{15}$,

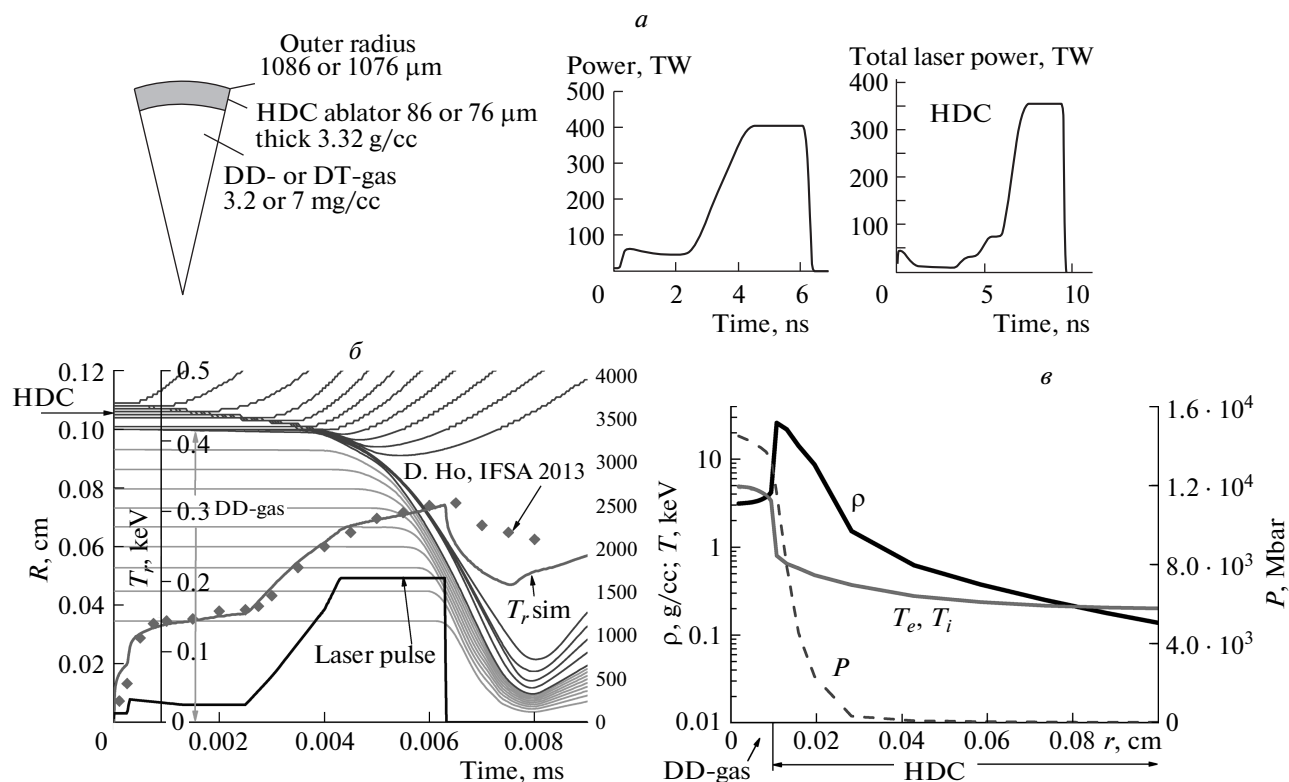


Рис. 5. а) Схема капсулы для экспериментов N130628 и N130813 с HDC-аблятором. Капсула для эксперимента N130628 толщиной аблятора 76 мкм содержит DT-газ плотностью 7 мг/см³. Капсула для эксперимента N130813 толщиной аблятора 86 мкм содержит DD-газ плотностью 3.2 мг/см³. Представлен также лазерный импульс, содержащий два пика, используемый в эксперименте N130813 (длительность ~ 6 нс), и используемый в эксперименте N130628 лазерный импульс, содержащий четыре пика (длительность ~ 10 нс). б) R-t-диаграмма сжатия мишени, моделирующая эксперимент N130813. в) Распределения электронной и ионной температур, плотности и давления по капсуле в момент времени 7.95 нс для капсулы N130813

Таблица 4

	LLNL, N130813		RADIAN, расчет
	эксперимент	расчет	
N_n	$2.3 \cdot 10^{13}$	$2.4 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$
T_{ion} , кэВ	3.4	3.3	3.6
Время сжатия, нс	7.77	7.75	7.95
V_{max} , км/с	—	440	400
R_{min} , мкм	91	101	96.7

Таблица 5

	Эксперимент [22]	LLNL, расчет [22]	RADIAN, расчет
N_n	$1.67 \cdot 10^{15}$	$1.74 \cdot 10^{15}$	$2.2 \cdot 10^{15}$
T_{ion} , кэВ	2.85	2.56	3.2
V_{max} , 10^7 см/с	2.5	2.35	3.2
Время сжатия, нс	12.56	12.58	10.76

в расчетах LLNL нейтронный выход составляет $1.74 \cdot 10^{15}$, в расчетах RADIAN нейтронный выход равен $2.2 \cdot 10^{15}$. Для данных LLNL мишень и импульс

взяты из статьи [24], результаты эксперимента приведены из доклада [23]. Некоторые результаты, относящиеся к эксперименту N130628 (наполнение — DT-газ) и моделирующим его расчетам, приведены в табл. 5.

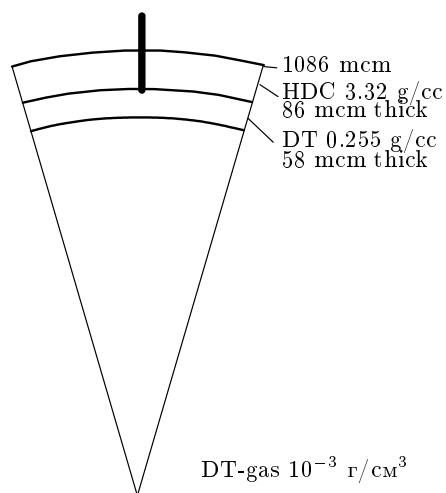


Рис. 6. Капсула с HDC-аблятором и слоем DT-льда для демонстрации зажигания

Таблица 6

	T_{rad} , эВ	V_{max}	N_n
LLNL	300	390	$1.8 \cdot 10^{16}$
RADIAN	320	400	$4.2 \cdot 10^{15}$

Для представления возможности использования аблятора из HDC для термоядерного зажигания приведем данные расчетов с замороженным внутри капсулы слоем DT-льда для импульса с двумя пиками. На рис. 6 представлена такая капсула для импульса с двумя пиками из работы [24]. В табл. 6 приведено сравнение результатов численного моделирования LLNL и по программе RADIAN.

Данные, представленные на рис. 5, и в табл. 4–6, подтверждают заключение о том, что режим “high foot”, в том числе с HDC-аблятором, удовлетворительно описывается в рамках модели программы RADIAN.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе с помощью одномерного гидродинамического кода RADIAN в сферической геометрии проведен анализ опубликованных экспериментов на мегаджоульном лазере NIF по сжатию капсул в мишенях непрямого облучения. На основе баланса энергии в мишенях непрямого сжатия определена величина энергии, которую надо использовать при одномерных сферических расчетах. Представлен ана-

лиз результатов воздействия различных по энергии и зависимости от времени импульсов (режимы “low foot” и “high foot”); получены параметры сжатия мишеней с аблятором из углерода высокой плотности (HDC).

Данные расчетов удовлетворительно согласуются с результатами измерений, соответствуют диапазону наблюдаемых параметров. Однако они, естественно, не дают полного количественного описания экспериментов. Этому заключению соответствуют параметры поля излучения (рис. 2б–г), испарение аблятора и ускорение (скорость) оболочки капсулы (табл. 2 и 3), нейтронный выход для экспериментов, более близких к симметричным, чем сжатие капсулы в режиме “low foot” (табл. 3 — “high foot”, табл. 4 и 5 — капсулы с аблятором HDC с газовым наполнением DD и DT).

Количество экспериментальных результатов, относящихся к сжатию капсул на установке NIF, обширно и превышает тот набор примеров, которые рассмотрены в данной статье в разд. 2–5.

Набор сопоставляемых результатов может быть расширен, в частности, для получения более детального представления о параметрах мишени вблизи максимального сжатия капсулы. Физической основой возможности использования одномерного описания является необходимость близости последней стадии сжатия капсулы к одномерному процессу. В связи с этим интересным является вопрос (и, соответственно, ответ на него, если он будет найден): какая часть наблюдаемых расхождений (расчет/эксперимент) имеет одномерное происхождение (неадекватность баз данных, дефекты и недостатки кодов для моделирования, незнание каких-то параметров и др.), а какая часть требует привлечения рассмотрения двумерных и трехмерных процессов и проведения расчетов, включающих гидродинамические неустойчивости и перемешивание? Насколько известно авторам, в опубликованных статьях нет соответствующей информации.

Интересным является вопрос о воспроизводимости результатов при повторении идентичных по постановке опытов несколько раз, на который также пока нет ответа. Нам представляется, что одномерное моделирование сжатия капсулы может быть полезным в установлении границы, за которой 2D- и 3D-моделирование окажутся абсолютно необходимыми.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН № 2 и РФФИ (грант № 14-02-00270).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger et al., *Phys. Plasmas* **11**, 339 (2004).
2. E. I. Moses, *J. Phys.: Conf. Ser.* **112**, 012003 (2008).
3. E. I. Moses, R. N. Boud, B. A. Remington et al., *Phys. Plasmas* **16**, 41006 (2009).
4. J. D. Lindl and E. I. Moses, *Phys. Plasmas* **18**, 050901 (2011).
5. S. W. Haan, J. D. Lindl et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051001 (2011).
6. O. L. Landen, J. Edwards, S. W. Haan et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051002 (2011).
7. M. J. Edwards, J. D. Lindl, B. K. Spears et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051003 (2011).
8. M. J. Edwards, P. K. Patel, and J. D. Lindl, *Phys. Plasmas* **20**, 070501 (2013).
9. J. A. Frenje, R. Bionta, E. J. Bond et al., *Nucl. Fusion* **53**, 043014 (2013).
10. D. S. Clark, D. E. Hinkel, D. C. Eder et al., *Phys. Plasmas* **20**, 056318 (2013).
11. N. B. Meezan, A. J. MacKinnon, D. G. Hicks et al., *Phys. Plasmas* **20**, 056311 (2013).
12. D. S. Clark, M. M. Marinak, C. R. Weber et al., *Phys. Plasmas* **22**, 022703 (2015).
13. H.-S. Park, O. A. Hurricane, D. A. Callahan et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055001 (2014).
14. T. R. Dittrich, O. A. Hurricane, D. A. Callahan et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055002 (2014).
15. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., *Nature* **506** (7488), 343 (2014).
16. V. Rozanov, S. Gus'kov, G. Vergunova et al., Доклад на конф. IFSA 2013 (*Inertial Fusion Science and Application*), Nara, Japan, *Book of Abstracts* (2013), p. 236.
17. V. B. Rozanov, S. Yu. Gus'kov, G. A. Vergunova et al., *ECLIM 2014*, Paris, France, *Book of Abstracts* (2014), p. 49.
18. Т. К. Говорун, Г. А. Евсеев, Т. В. Мищенко, Препринт ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР № 176, ИПМ, Москва (1986).
19. А. А. Самарский, С. А. Гайфулин, А. В. Захаров и др., ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, № 2(13), с. 38 (1983).
20. А. Ф. Никифоров, В. Г. Новиков, В. Б. Уваров, *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы*, Физматлит, Москва (2000).
21. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
22. D. S. Clark, D. C. Eder, S. W. Haan et al., *IFSA 2013 (Inertial Fusion Science and Application)*, Nara, Japan, *Book of Abstracts* (2013), p. 234.
23. High Darwin Ho et al., *IFSA 2013 (Inertial Fusion Science and Application)*, Nara, Japan, *Book of Abstracts* (2013), p. 21.
24. A. J. MacKinnon, N. B. Meezan, J. S. Ross et al., *Phys. Plasmas* **21**, 056318 (2014).