

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

Физика термоядерного взрыва шара из сжиженного дейтерия нормальной плотности

(Невозможность сферически-симметричного термоядерного взрыва при нормальной плотности жидкого дейтерия)

Г.И. Марчук, В.С. Имшенник, М.М. Баско

Гидродинамическая задача о термоядерном взрыве в шаре жидкого дейтерия нормальной плотности (Физико-энергетический институт, Обнинск) была решена в 1952–1954 гг. в рамках советского атомного проекта. Главный результат состоял в том, что взрывная ударная волна в дейтерии сильно затухает из-за потерь энергии в результате излучения и нелокальности энерговыделения быстрых нейтронов. В то время этот отрицательный результат, по сути, означал тупиковость буквального пути создания водородной бомбы. В статье представлено численное решение указанной задачи с использованием современной физико-математической модели DEIRA, разработанной в теории инерциального термоядерного синтеза. Детальные численные расчёты подтвердили указанный выше "исторический" результат, а также позволили выявить физические особенности полученного затухания. Самым губительным фактором являются потери энергии посредством излучения, которые слагаются из тормозного излучения и вклада эффекта обратного комптоновского рассеяния рождённых фотонов на горячих электронах. Роль переноса энергии быстрыми нейтронами менее значительна, и она вполне адекватно была учтена уже в упомянутой исторической работе. В данной статье более строго, чем в 1950-х годах, изучен вклад "обратного" комптон-эффекта, для которого, в том числе, получена независимая аналитическая оценка.

PACS numbers: 01.65. + g, 28.70. + y, 52.40.Db

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903f.0289

Содержание

1. Введение (289).
 2. Основные результаты исследований 1952–1954 гг. (290).
 3. Современное численное решение задачи о термоядерном взрыве дейтериевой сферы (291).
 4. Оценка относительной роли лучистого охлаждения за счёт обратного комптоновского эффекта (293).
 5. Заключение (295).
- Список литературы (295).

1. Введение

Со времени исследований (1952–1954 гг.) проблемы термоядерного взрыва дейтерия в Физико-энергети-

ческом институте (ФЭИ) (г. Обнинск) прошло больше полувека. В те далёкие годы эта проблема была составной частью разработок ядерного оружия, так что все исследования проводились в условиях строгой секретности — под грифом ОП (особая папка). Итогом этих исследований, проводившихся группой физиков и математиков, стал подробный отчёт, теперь, по всей вероятности, хранящийся в архивах бывшего Министерства среднего машиностроения СССР (Минсредмаша). Тем не менее очень чёткая информация об этих исследованиях содержится в кратком докладе В.И. Читайкина [1], представленном на международном симпозиуме ИСАП-96 (ИСАП — аббревиатура от "История советского атомного проекта") в г. Дубне (май 1996 г.) на секции 4 (ядерное оружие).

Руководством Минсредмаша перед группой из ФЭИ была поставлена задача тщательно рассмотреть возможность термоядерного взрыва шара жидкого дейтерия при самых благоприятных условиях инициирования: при нахождении в центре шара тритий-дейтериевой (ТД) сферы с достаточным количеством трития. Была задана масса эквимолярной смеси дейтерия и трития величиной ~ 4500 г, по-видимому, близкой к стратегическим запасам трития в СССР в начале 1950-х годов. Кроме того, конечно, задавался первоначальный нагрев тритий-дейтериевой сферы до температуры, превышающей температуру зажигания ТД-реакции, равную ~ 5 кэВ, т.е. молчаливо предполагался инициирующий взрыв не-

Г.И. Марчук. Институт вычислительной математики РАН, ул. Губкина 8, 119333 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 938-17-69
E-mail: guri@inm.ras.ru

В.С. Имшенник, М.М. Баско. Государственный научный центр Российской Федерации "Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова", ул. Б. Черемушкинская 25, 117218 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 123-75-65, (495) 129-95-86. Факс (499) 123-30-28
E-mail: imshennik@itep.ru, basko@itep.ru

Статья поступила 28 ноября 2008 г.

большой атомной бомбы. В конкретных расчётах просто задавалась равномерно распределённая начальная температура ионов и электронов ТД-сферы, равная 30 кэВ, что соответствует начальной внутренней энергии в 3,7 килотонны тротилового эквивалента (т.э.). Напомним, что 1 кг т.э. равен 4,184 МДж.

Вопросы конструкции такой сферической и вовсе нетранспортабельной водородной бомбы не обсуждались, так же как и подготовка к демонстрационному взрыву дейтериевого шара в криогенных условиях. Основным вопросом, поставленным перед группой, которую возглавлял Д.И. Блохинцев, тогдашний директор ФЭИ, заключался, таким образом, в выяснении возможности эффективного термоядерного взрыва чисто дейтериевой сферы, радиус которой задавался равным 100 см; последнее означало, что при плотности сжиженного дейтерия $0,16 \text{ г см}^{-3}$ его полная масса составляла около 670 кг (как теперь известно, в зависимости от температуры, $T = 19\text{--}25 \text{ К}$, плотность жидкого дейтерия может принимать значения в интервале $0,16\text{--}0,17 \text{ г см}^{-3}$)¹. Исследовательской группе был придан большой коллектив лаборантов, около 50 человек, оснащённых несколькими десятками электрических счётных машинок типа "Мерседес" и "Рейнметалл". В группу также входило более десяти математиков, во главе которых стояли профессор Е.С. Кузнецов и молодые кандидаты физико-математических наук Г.И. Марчук и Н.И. Булеев. Физиков возглавлял сначала сам Д.И. Блохинцев, а с 1953 г. — А.С. Давыдов. Саму группу физиков составляли Ю.П. Райзер, Б.Б. Кадомцев, В.С. Имшенник, Н.Н. Лукиных, а также А. Птицын, Д. Сердобольский и Н. Легошина. Можно сказать, что о существовании этой группы и её деятельности в ФЭИ мало кто знал: об этом свидетельствуют многие воспоминания бывших сотрудников ФЭИ, создателей атомных реакторов — основной тематики ФЭИ.

2. Основные результаты исследований 1952–1954 гг.

В этом разделе приводится краткое описание основных результатов исследований 1952–1954 гг., согласно итоговому отчёту, датированному 1954 годом [1].

В физической постановке гидродинамической задачи учитывались следующие процессы: а) кинетика термоядерных реакций в ТД-сфере и дейтериевом шаре с известными сечениями реакций (согласно, в частности, экспериментальным данным "из Дубны"); б) уравнение состояния идеальной плазмы и её электронная теплопроводность (классическая теория неоднородных газов по монографии [2] Чэпмена и Каулинга²); в) потери энергии за счёт излучения, обусловленного тормозным механиз-

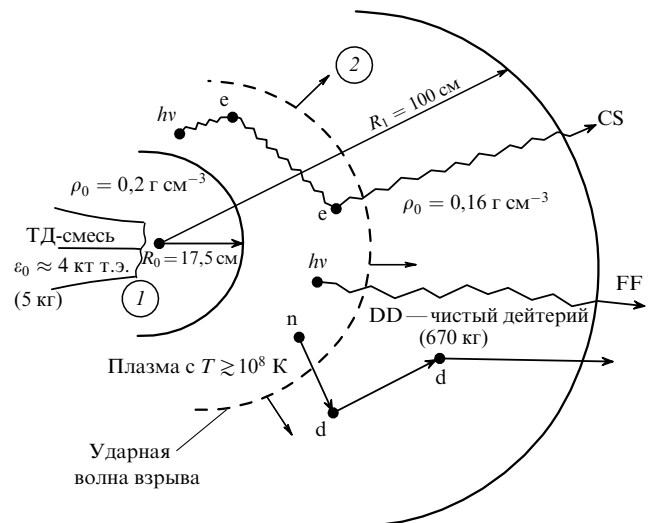


Рис. 1. Схема термоядерного взрыва дейтериевой сферы (см. пояснение в тексте).

мом (FF), а также обратным комптоновским эффектом (CS), тогда только что теоретически исследованным (в знаменитой работе А.С. Компанейца [3]); г) нелокальное термоядерное энерговыделение в виде быстрых частиц (нейтронов, альфа-частиц, протонов) — продуктов реакции; д) граничные условия на фронте взрывной ударной волны, рассматриваемом как разрыв. Все эти процессы включались в уравнения одномерной сферически симметричной гидродинамики с учётом теплопроводности, которые численно решались методом характеристик, разработанным специально для данной задачи — задачи Коши для гиперболических уравнений с членами источников и стоков энергии в энтропийном уравнении.

Схематическое изображение рассматриваемого дейтериевого шара (2) с инициирующей тритий-дейтериевой сферой (1) представлено на рис. 1. Штриховой линией показан фронт ударной волны в пределах дейтериевого шара. За этим фронтом располагается высокотемпературная плазма с температурой $10\text{--}100 \text{ кэВ}$ (или $10^8\text{--}10^9 \text{ К}$), излучающая фотоны, а также быстрые частицы — продукты происходящих в ней термоядерных реакций. Среди быстрых частиц с нелокальным энерговыделением главную роль играют 14-МэВные нейтроны.

Отрицательный результат двухлетнего численного решения поставленной задачи состоял, грубо говоря, в весьма быстром затухании взрывной ударной волны по мере распространения её в дейтериевом шаре. При этом полное энерговыделение получилось всего около 400 кт т.э., из которых около $1/3$ выделялось в ДД-шаре, а $2/3$ — в ТД-сфере. Заметим, что если бы дейтерий сгорел полностью, то должно было бы выделиться несравненно больше энергии — почти 60 мегатонн т.э.! При этом было выяснено, что затухание волны горения в основном обусловлено суммарными потерями на излучение (FF+CS), а также нелокальностью термоядерного энерговыделения в виде, прежде всего, 14-МэВных нейтронов от ТД-реакции, в полном соответствии с выводами в [1]. Тем не менее количественное описание обратного комптоновского эффекта оставляло желать много лучшего, несмотря на огромную проделанную работу по табулированию ядра интегрального уравнения комптонизации с буквальным учётом сечения Клейна–Нишины —

¹ Нужно отметить, что нашей группе в ФЭИ рассматриваемую задачу ставил непосредственно Д.И. Блохинцев. Остаётся только догадываться, в какой степени постановка задачи принадлежит ему самому. С физической точки зрения она, несомненно, являлась весьма интересной не только в прикладном отношении.

² Стоит заметить, что в те давние годы по данной тематике в нашем распоряжении было ничтожное количество научной литературы. Среди этих "источников", конечно, выделялась исключительно содержательная монография этих двух крупнейших английских учёных, очень нескоро переведённая на русский язык (мы здесь ссылаемся на оригинальное издание).

Тамма³. Данный результат, по всей видимости, привёл к отсутствию любых приложений рассматриваемой конструкции при создании термоядерного оружия в то время "бури и натиска". Исследовательская группа в ФЭИ фактически была расформирована уже в 1955 г.

В качестве полного расчётного энерговыделения выше указано несколько заниженное по сравнению с данными, приведёнными в докладе [1], значение: около 800 кт т.э. Однако такое расхождение с [1] не представляется существенным для основных выводов данной работы, поскольку выгорание дейтерия в [1] также очень мало (около 2 %).

Вся работа по решению рассматриваемой задачи проводилась, конечно, с участием нескольких научных организаций, и в первую очередь Российского федерального ядерного центра (РФЯЦ) ВНИИЭФ (нынешнее название) в г. Сарове. В частности, вспоминается очень полезный визит в ФЭИ Я.Б. Зельдовича, Д.А. Франк-Каменецкого, Ю.А. Романова и А.И. Жукова. Кроме консультаций по физике, организованных в Институте физических проблем (ИФП) с группой Л.Д. Ландау, включавшей в себя помимо него Е.М. Лифшица, И.М. Халатникова и С. Дьякова, полезными были неоднократные контакты с только что организованным в Математическом институте им. В.А. Стеклова Отделением прикладной математики (ОПМ) во главе с М.В. Келдышем (позднее ОПМ было преобразовано в Институт прикладной математики Академии наук). Это были конкретно математические консультации с И.М. Гельфандом, С.К. Годуновым, О.В. Локуциевским и В.Ф. Дьяченко.

3. Современное численное решение задачи о термоядерном взрыве дейтериевой сферы

Представляет определённый научный интерес заново численно решить сформулированную выше задачу, используя разработанные ныне физико-математические модели управляемого термоядерного синтеза (УТС). В частности, для этой цели можно применить достаточно содержательную программу DEIRA, созданную одним из авторов этой статьи (М.М. Баско) для исследований мишеней инерциального тяжёлоионного синтеза (ИТИС) [4]. Такое численное решение является не только независимым от прошлых расчётов в ФЭИ, но и, конечно, реализует более совершенную физико-математическую модель, хотя и ориентированную на моделирование "микроскопических" мишеней ИТИС. Поскольку такие "интенсивные" параметры термоядерного взрыва, как температура T и параметр удержания ρR , имеют сходные значения в мишенях ИТИС и в рассматриваемой конструкции, есть все основания полагать, что программа DEIRA должна давать правильный ответ и

для нашей задачи. Кроме того, поскольку на современных компьютерах одномерный гидродинамический расчёт занимает совсем мало времени, можно легко провести целую серию расчётов для выяснения роли важнейших физических процессов, в первую очередь — роли потерь энергии на излучение.

Итак, с помощью программы DEIRA была проведена серия расчётов, для которых в табл. 1 представлены значения полного энерговыделения термоядерных взрывов дейтериевой сферы с начальными внешним радиусом $R_{DD,0} = 100$ см, плотностью дейтерия $\rho_{DD,0} = 0,16$ г см⁻³ и затравочным энерговыделением внутри радиуса $R_{DT,0} = 17,5$ см для тритий-дейтериевого эквивалентного шара плотностью $\rho_{DT,0} = 0,20$ г см⁻³: $E_{DT,0} = 1,55 \times 10^{13}$ Дж = 3,7 кт т.э., $T_{e0} = T_{i0} = 30$ кэВ, $T_{i0} = 0,5$ кэВ. В программе DEIRA различаются температуры электронов T_e и ионов T_i , а излучение учитывается в приближении отдельной температуры T_r . Кроме данных об энерговыделении в табл. 1 указаны принятые во внимание физические процессы: FF — объёмные потери энергии в виде тормозного излучения плазмы, CS — дополнительные потери энергии за счёт излучения, обусловленного обратным комптоновским эффектом. При этом знак минус во 2-м и 3-м столбцах табл. 1 означает, что данный процесс был искусственно выключен в этом варианте, а знак плюс — что, наоборот, включён. Следующие два столбца (3-й и 4-й) показывают полное энерговыделение взрыва в [МДж] и в [Мт т.э.] соответственно. Наконец, последний столбец содержит долю $f_{b,DD}$ сгоревшего дейтерия относительно его полной массы во внешней сфере. При полном выключении процессов потерь посредством излучения (оба минуса во 2-м и 3-м столбцах), т.е. в варианте № 3006, получается очень большое энерговыделение, около 10 Мт т.э., тогда как при обоих плюсах в варианте № 3000 оно уменьшается до 0,31 Мт т.э. с ничтожным сгоранием дейтерия (в 100 раз меньшим, чем в варианте № 3006), а энерговыделение различается меньше (в ~ 30 раз) за счёт энерговыделения в ТД-шаре. Вариант № 3005 с выключенным процессом комптонизации излучения оказывается промежуточным между описанными выше вариантами (увеличение энерговыделения в 1,84 раза, а доли выгорания дейтерия — в 3,4 раза).

Таблица 1

№ варианта	FF	CS	$E_{\text{пн}}$, МДж	$E_{\text{пн}}$, Мт т.э.	$f_{b,DD}$
3000	+	+	$1,30 \times 10^9$	0,31	0,0018
3005	+	—	$2,39 \times 10^9$	0,57	0,0062
3006	—	—	$4,05 \times 10^{10}$	9,68	0,17

Таким образом, в варианте № 3000 термоядерный взрыв получается заметно менее эффективным, чем в варианте № 3005. Очень важно подчеркнуть, что именно вариант № 3000 уподобляется прежнему расчёту в ФЭИ с полным энерговыделением, как уже указывалось выше, равным ~ 0,4 Мт т.э. Мы можем сделать приятный (для первых двух авторов этой статьи) вывод о том, что исторический расчёт [1] подтверждается весьма удовлетворительно. Одновременно, согласно табл. 1, можно заключить, что термоядерный взрыв в дейтериевой сфере практически не происходит, судя по ничтожному выгоранию дейтерия в вариантах № 3000 и № 3005. Отметим, что при полном сгорании дейтерия, энерговы-

³ Можно с трудом вспомнить, что учёт обратного комптоновского эффекта в физической постановке гидродинамической задачи заключался просто в увеличении в несколько раз мощности лучистого охлаждения для каждой точки зоны горения. Что касается этого постоянного коэффициента, то он извлекался из данных отчета Всесоюзного (ныне Всероссийского) научно-исследовательского института экспериментальной физики (ВНИИЭФ), авторами которого в числе других были Н.А. Дмитриев, выдающийся специалист по вычислительной физике, и Л.П. Феоктистов, один из творцов термоядерного оружия в последующие годы.

деление достигло бы огромной величины: 56,7 Мт т.э. В варианте № 3006 оно существенно приближается к этому предельному значению, хотя и остаётся меньшим его в 5,86 раза, в точном соответствии с указанной в табл. 1 долей сгоревшего дейтерия.

При обсуждении данных табл. 1 мы не рассматривали результаты некоторых других вариантов, в которых по-разному описывались нелокальные эффекты в энерговыделении от быстрых частиц — продуктов ДД- и ТД-реакций. В приведённых вариантах (см. табл. 1) эти эффекты, конечно, принимались во внимание, причём для α -частиц и протонов энерговыделение описывалось в диффузионном приближении (впрочем, этот нелокальный эффект не играл практической роли), замедление нейтронов с энергией 2 МэВ считалось локальным (их пробег относительно мал, и нелокальностью в данном случае можно было пренебречь), а энергия нейтронов с энергией 14 МэВ "размазывалась" по специальному диффузионному профилю, который рассчитывался отдельно в каждый момент времени.

Нелокальное энерговыделение 14-МэВных нейтронов, как показали дополнительные варианты расчётов, играет в данной задаче количественно не меньшую роль, чем потери энергии на излучение. Физическая причина этого состоит в том, что пробег таких нейтронов в дейтерии, равный $4,1 \text{ г см}^{-2}$, практически совпадает с пробегом фотонов при комптоновском рассеянии, равным $5,0 \text{ г см}^{-2}$ (согласно томсоновскому сечению), и оба эти пробега лишь ненамного меньше массовой толщины $\rho_{\text{DD},0}(R_{\text{DD},0} - R_{\text{DT},0}) = 13,2 \text{ г см}^{-2}$ дейтериевого шара. Так, формальная локализация 14-МэВных нейтронов (при сохранении потерь энергии посредством излучения) привела к увеличению полного энерговыделения в 2,4 раза по сравнению с таковым в варианте № 3000, а доли выгоревшего дейтерия — в 5,4 раза (ср. со значениями 1,8 и 3,4 соответственно в приведённом выше сравнении согласно табл. 1). Следует, однако, заметить, что учёт нелокальности быстрых частиц-продуктов в расчётах ФЭИ был физически более обоснован, чем учёт эффекта обратной комптонизации⁴. По этой причине проблематичность в описании потерь энергии за счёт излучения была гораздо серьёзнее, чем в описании переноса энергии нейтронами от ТД-реакции. В настоящее время в программе DEIRA оба эффекта описываются тоже не путём строгого решения соответствующих кинетических уравнений, а в рамках, хотя и достаточно обоснованных, но упрощённых моделей, которые, как уже подчёркивалось, совершенно независимы от методов и приближений, использованных в 1950-е годы в ФЭИ.

На рисунках 2 и 3 представлены $r-t$ -диаграммы первых двух вариантов из табл. 1, причём жирной линией выделена контактная граница между смесью трития с дейтерием и чистым дейтерием. Хорошо видно, что фронт поджигающей ударной волны в дейтерии, который представлен изломом и сгущением $r-t$ -траекторий, практически с самого начала испытывает сильное замедление. Главной причиной этого замедле-

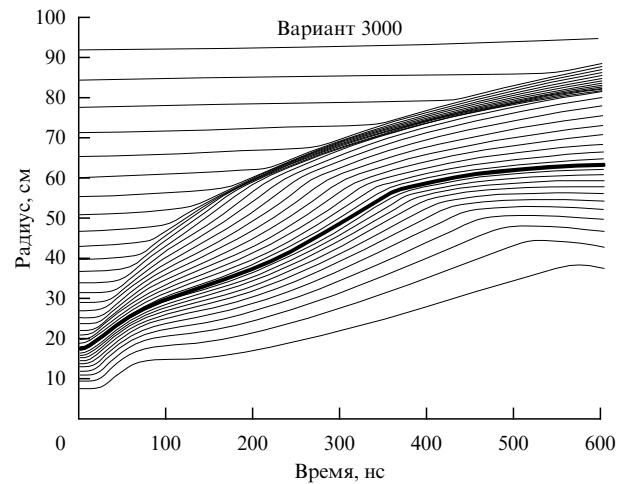


Рис. 2. Траектории массовых элементов в варианте расчёта № 3000. Жирная кривая — поверхность раздела между внутренней ТД-сферой и объёмом чистого дейтерия.

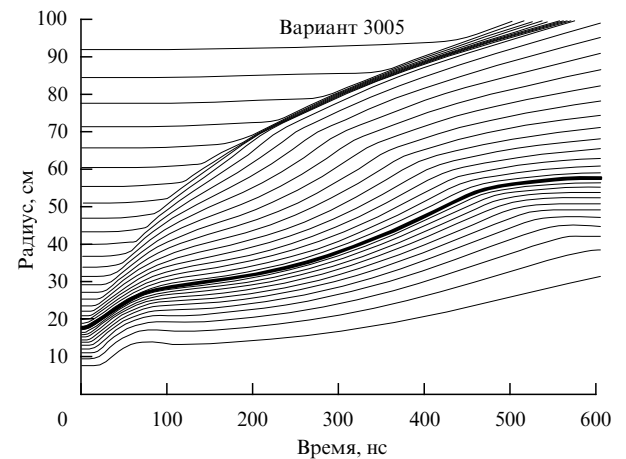


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для варианта № 3005.

ния является лучистое охлаждение зоны термоядерного горения за счёт совместного действия тормозного излучения (FF) и обратного комптон-эффекта (CS). На рисунке 3, где обратный комптон-эффект не учитывается, торможение ударной волны выражено заметно слабее, чем на рис. 2, где учтены оба эффекта.

На рисунках 4 и 5 показаны профили всех трёх температур для нескольких характерных моментов — от начального ($t = 0$) до конечного ($t = 1000$ нс), в который волна горения (крутой фронт ионной температуры) почти достигает максимального начального радиуса $r = 100$ см. Рисунок 4, на котором представлены температуры для основного варианта № 3000, показывает даже тонкую структуру: для момента $t = 200$ нс имеется предшествующий малый пик ионной температуры с $T_i \sim 2$ кэВ на ударном скачке плотности перед основным фронтом термоядерного горения с $T_i \sim 6$ кэВ. Электронная температура отличается от ионной только в пределах внутренней ТД-сферы (ср. с рис. 2). Очень важное значение имеет полученное в расчётах поведение температуры излучения T_r , которая резко отличается от температур вещества T_i и T_e : величина T_r нигде не превышает низкого значения, около 1 кэВ, и, будучи

⁴ Расчёт нелокальности энерговыделения быстрых частиц, в первую очередь 14-МэВных нейтронов, в данной задаче опирался на оригинальные исследования Б.Б. Кадомцева, разработавшего алгоритм численного решения соответствующих интегральных уравнений переноса нейтронов в неоднородной среде.

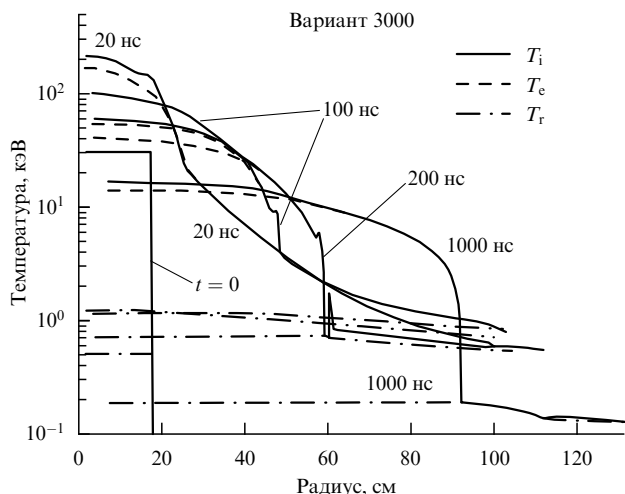


Рис. 4. Радиальные профили трёх температур — ионной T_i , электронной T_e , и лучистой T_r — в разные моменты времени в варианте № 3000.

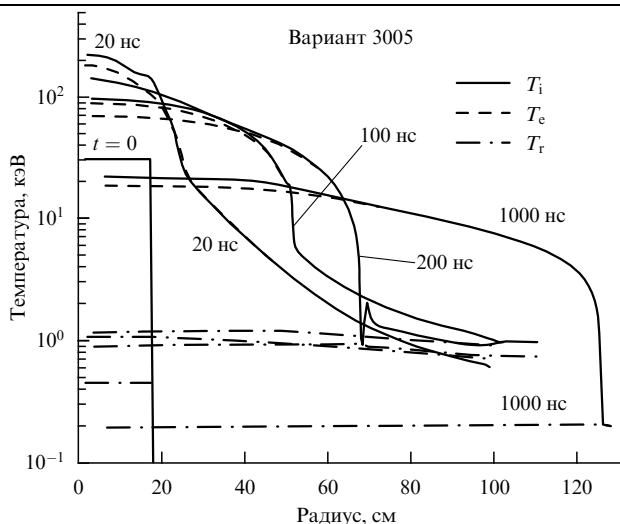


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для варианта № 3005.

почти постоянной по всему радиусу, постепенно снижается после $t = 100$ нс. Как известно, такое различие — более чем в десять раз — свидетельствует о близости потерь энергии на излучение к таковым в режиме объёмного излучения (усиленного обратным комптон-эффектом). На рисунке 5 этот эффект выражен ещё резче, благодаря относительному возрастанию температур вещества в условиях выключенного влияния обратной комптонизации. Время выхода фронта горения на внешнюю границу вполне заметно уменьшилось.

Следует отметить ещё одну особенность рассматриваемых профилей температур. Перед фронтом горения, выделенным самым крутым подъёмом внутрь по радиусу температур T_i и T_e , появляется длинный предвестник довольно высоких температур (в несколько кэВ). Совершенно ясно, что он обусловлен быстрыми частицами, порождёнными в термоядерных реакциях, в первую очередь, конечно, 14-МэВными нейтронами. Определённый вклад даёт также электронная теплопроводность, но не излучение.

4. Оценка относительной роли лучистого охлаждения за счёт обратного комптоновского эффекта

На раннем этапе разработок ядерного оружия уже было осознано, что эффективный термоядерный взрыв в чистом жидком дейтерии может быть осуществлён лишь в условиях неравновесного излучения, при которых фактическая плотность энергии излучения существенно меньше равновесной планковской плотности с температурой излучения $T_r = T_e = T_i$. Поэтому в постановке задачи о взрыве дейтериевого шара лучистое охлаждение учитывалось в виде объёмного тормозного излучения с хорошо известным тогда количественным описанием в случае полностью ионизованной высокотемпературной дейтериевой плазмы. Однако простая оценка оптической толщины дейтериевого шара с разумной массой в несколько десятков или сотен килограмм показывала, что тормозные фотоны должны испытать несколько актов комптоновского рассеяния, прежде чем выйти из зоны горения (см. схему рис. 1). Поскольку рассеяния происходили на электронах плазмы, имеющих очень высокую температуру — несколько десятков или сотен кэВ, обмен энергией при таких рассеяниях приводил к заметному увеличению энергии тормозных фотонов. В этом, собственно говоря, и заключается суть обратного комптоновского эффекта (см., однако, терминологическое замечание ниже).

При описании такого эффекта, естественно, возникает вопрос: насколько адекватно описанное выше увеличение лучистого охлаждения дейтериевой плазмы передаёт использованное в программе DEIRA трёхтемпературное приближение, основанное, в том числе, на введении отдельной температуры излучения $T_r \neq T_e$? Ясно, что при большом различии этих температур (фактически $T_r \ll T_e$!) реальный спектр неравновесного излучения не может быть описан планковской формулой. Но при более детальном рассмотрении (см. ниже) выясняется, что именно в оптически-тонком случае, когда выполнено указанное сильное неравенство, приближение отдельной температуры излучения T_r получается вполне адекватным, если преследуется цель правильно описать лучистое охлаждение термоядерной плазмы.

Обоснованию трёхтемпературного приближения для описания лучистого охлаждения термоядерной плазмы посвящена заметка [5], хотя, строго говоря, там предполагается лишь небольшое отклонение от равенства $T_r = T_e$.

Далее приведём оценку относительной роли удельной мощности обратного комптон-эффекта W_{CS} , по сравнению с удельной мощностью тормозного излучения в рассматриваемом случае дейтериевой плазмы (или смеси дейтерия и трития) W_{FF} , т.е. величины W_{CS}/W_{FF} в зависимости от температур T_r и T_e . (Отметим, что различие температур T_e и T_i является общепринятым в описании термоядерной плазмы.)

В дейтериевой плазме с температурой электронов T_e в несколько десятков (сотен) кэВ главными процессами взаимодействия с фотонами излучения являются следующие процессы.

- Тормозное излучение, удельная мощность которого не зависит от спектра присутствующих в плазме

фотонов и даётся выражением [6]:

$$\begin{aligned} W_{\text{FF}} &= \frac{32\pi}{3} \left(\frac{2\pi T_e}{3m_e} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^6}{m_e c^3 h} n_i n_e = \\ &= 1,43 \times 10^{-27} Z^2 (T_{e,K})^{1/2} n_i n_e = \\ &= 4,86 \times 10^{-24} Z^2 (T_{e,\text{кэВ}})^{1/2} n_i n_e, \end{aligned} \quad (1)$$

где температура электронов задаётся в [К] и [кэВ], а мощность — в [эрг см⁻³ с⁻¹]. В выражении (1) также использовано квазиклассическое приближение, которое очень мало отличается от другого предельного, борновского, приближения (результат последнего больше квазиклассического всего в 1,103 раза). В случае дейтериевой плазмы $Z = 1$, $n_i = n_e = \rho/2m_0$, где ρ — плотность плазмы, $m_0 = 1,66 \times 10^{-24}$ г — ядерная единица массы. При $\rho = \rho_0 = 0,16$ г см⁻³ величина $n_{e0} = 4,82 \times 10^{22}$ см⁻³.

• Комptonовское рассеяние, сечение которого при $h\nu \ll m_e c^2$ с хорошей точностью не зависит от энергии фотонов $h\nu$ и равняется томсоновскому сечению $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2$.

Процесс обратного тормозного поглощения излучённых фотонов в наших условиях роли не играет, поскольку соответствующая длина свободного пробега намного превышает радиус дейтериевого шара.

Роль комptonовского рассеяния сводится к двум основным эффектам: а) частичному запираанию испущенных фотонов в дейтериевом шаре, оптическая толщина которого по рассеянию составляет $\tau_{\text{CS}} = \sigma_T n_e (R_{\text{DD},0} - R_{\text{DT},0}) = 2,6$; б) охлаждению электронов за счёт обратного комpton-эффекта, удельная мощность которого при $T_r < T_e$ тоже практически не зависит от спектра присутствующих в плазме фотонов, а определяется исключительно локальной плотностью лучистой энергии U_r (на единицу объёма) и даётся выражением, приведённым Я.Б. Зельдовичем в обзоре [7]:

$$W_{\text{CS}} = \frac{4\sigma_T n_e T_e}{m_e c} U_r. \quad (2)$$

Поскольку сечение σ_T не зависит от частоты фотонов ν , для правильного описания обоих указанных эффектов совсем не требуется знать спектр неравновесного излучения, а достаточно рассчитать лишь временное и пространственное распределение его полной плотности энергии U_r , что может быть реализовано в рамках трёхтемпературной модели решением отдельного нестационарного уравнения диффузии для величины $U_r = a_r T_r^4$ с не зависящим от частоты коэффициентом диффузии $l_{\text{CS}} c/3 = c/(3\sigma_T n_e)$ (так именно и делается в программе DEIRA); здесь $a_r = \pi^2/(15\hbar^3 c^3)$ — постоянная, характеризующая теплоёмкость планковского излучения с температурой T_r . При этом температура излучения $T_r < T_e$ имеет лишь тот смысл, что выражение $a_r T_r^4$ является объёмной плотностью присутствующего в плазме неравновесного излучения, и вовсе не означает, что спектр этого излучения передаётся формулой Планка с температурой T_r . Точность такого описания ограничена лишь условием применения диффузионного приближения: она является вполне удовлетворительной при указанных выше значениях $\tau_{\text{CS}} \geq 1$ и повышается с увеличением τ_{CS} .

Воспользовавшись формулами (1) и (2), нетрудно оценить искомую относительную роль обратного комpton-эффекта в лучистом охлаждении дейтериевой плазмы:

$$\frac{W_{\text{CS}}}{W_{\text{FF}}} = 4,4 \times 10^{21} n_e^{-1} T_{e,\text{кэВ}}^{1/2} T_{r,\text{кэВ}}^4 = 0,46 \left(\frac{T_e}{25 \text{ кэВ}} \right)^{1/2} T_{r,\text{кэВ}}^4, \quad (3)$$

где использовано значение $n_e = 4,82 \times 10^{22}$ см⁻³. Из выражения (3) сразу видно, что при $T_e = 10-100$ кэВ обратный комpton-эффект начинает быстро доминировать, как только температура излучения T_r хотя бы ненамного поднимается выше значения $T_r = 1$ кэВ. Отсюда понятно, почему на рис. 4 и 5 температура излучения T_r нигде и никогда существенно не превосходит эту величину. Отметим также, что при расширении зоны горения дейтерия относительная роль обратного комpton-эффекта дополнительно возрастает вследствие уменьшения электронной плотности n_e в (3).

Здесь целесообразно сделать одно замечание терминологического характера. Согласно сложившейся традиции мы называем удельную мощность (2) охлаждением за счёт обратного комpton-эффекта. На самом деле (в чём нетрудно убедиться, проследив вывод уравнения Компанейца в [3,6]) скорость охлаждения горячих электронов (2) обязана своим происхождением чисто классическому эффекту Доплера при томсоновском рассеянии фотонов не на покоящихся, а на горячих электронах, имеющих максвелловское распределение по скоростям. При $h\nu \ll m_e c^2$ и $T_e \ll m_e c^2$ квантовый эффект Комптона всегда приводит к передаче энергии от фотонов к электронам, но не наоборот. В этом смысле обсуждаемое нами охлаждение плазмы благодаря обратному комptonовскому эффекту является по сути охлаждением вследствие эффекта Доплера при томсоновском рассеянии (см. также [8]).

Более наглядно губительную роль комptonовского охлаждения в термоядерном взрыве дейтерия можно продемонстрировать, рассмотрев дейтериевый шар с ещё большим размером, например с начальным радиусом $R_{\text{DD},0} = 300$ см. В этом случае при радиусе ТД-"запала", равном $R_{\text{DT},0} = 30$ см ($E_{\text{DT},0} = 18,7$ кт т.э.), детали описания переноса энергии 14-МэВными нейтронами уходят на второй план, поскольку массовая толщина дейтерия $\rho_{\text{DD},0}(R_{\text{DD},0} - R_{\text{DT},0}) = 43,2$ г см⁻² уже намного превышает нейтронный пробег, равный 4,1 г см⁻², и мы приближаемся к наиболее благоприятным условиям локального выделения энергии для всех продуктов термоядерных реакций ДД-горения. Результаты двух соответствующих расчётов приведены в табл. 2. Сравнение двух вариантов из этой таблицы однозначно показывает, что включение комptonовских лучистых потерь полностью гасит волну термоядерного горения в дейтерии: доля его выгорания уменьшается от солидных 48% (вариант № 3011) до ничтожного значения $f_{b,\text{DD}} = 1,3 \times 10^{-4}$ (вариант № 3010).

Таблица 2

№ варианта	FF	CS	E_{fin} , МДж	E_{fin} , Мт т.э.	$f_{b,\text{DD}}$
3010	+	+	$5,40 \times 10^9$	1,29	$1,3 \times 10^{-4}$
3011	+	-	$2,99 \times 10^{12}$	715	0,48

5. Заключение

Двум авторам этой статьи (Г.И.М. и В.С.И.), участникам давних работ в ФЭИ (1952–1955 гг.), было не только приятно убедиться в качественном подтверждении их основного результата, но и интересно выяснить одну из главных причин, по существу, невозможности сколь угодно значительного термоядерного взрыва в криогенной дейтериевой оболочке. Такой главной причиной следует признать значительное возрастание потерь энергии посредством излучения, вследствие эффекта обратной комптонизации тормозных фотонов высокотемпературной дейтериевой плазмы. Подчеркнём, что учёт этого эффекта в давних расчётах ФЭИ был малообоснованным по сравнению с его учётом в современной программе DEIRA. По этой причине, как представляется авторам настоящей статьи, проведённая выше независимая проверка прежних результатов является актуальной, особенно если принять во внимание очень большой прогресс в физико-математической модели, воплощённый в расчётах третьего автора этой статьи (М.М.Б.).

Следует также заметить, что взрыв дейтериевой сферы предполагалось использовать в качестве "запала" для так называемой дейтериевой трубы — сверхмощной ядерной бомбы, описанной, например, в интервью Б.Л. Иоффе [9], а также в книге [10], посвящённой 80-летию Л.П. Феокистова. Как нам кажется, при отсутствии такого запала (из-за невозможности инициировать термоядерное горение, показанной в расчётах ФЭИ и подтверждённой здесь, в дейтериевой сфере) трудно "положительно" решить проблему поджигания самой трубы, кстати, тоже с радиусом около 100 см. Что касается собственно дейтериевой трубы, то невозможность распространения в ней стационарной волны термоядерной детонации также обусловлена эффектом обратной комптонизации [10]. По указанным причинам создание дейтериевой трубы и в настоящее время представляется совершенно невозможным.

В порядке самокритики нужно отметить, что сейчас доступны и более полные расчёты рассматриваемой задачи, включающие в себя кинетические уравнения для

нейтронов, а также спектральные уравнения переноса фотонов, которые могли бы в принципе уточнить полученные по программе DEIRA результаты, приведённые выше. Тем не менее проведение подобных расчётов с целью проверки основного результата данной работы о невозможности разгорания дейтерия в сферически-симметричной сфере с нормальной плотностью жидкого дейтерия вряд ли целесообразно, поскольку этот результат здесь получен с весьма большим "запасом".

Авторы выражают искреннюю благодарность Е.Н. Аврорину, который внимательно ознакомился с данной работой и сделал существенные замечания, учтённые нами. Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации "Росатом".

Список литературы

1. Читайкин В И "О работах Физико-энергетического института по термоядерному оружию", в сб. *Наука и общество: История советского атомного проекта. 40-е–50-е годы: Международный симпозиум ИСАП-96, 14–18 мая 1996, Труды Т. 2* (М.: ИЗДАТ, 1999) с. 471–475; см. также Харитон Ю Б, Адамский В Б, Смирнов Ю Н *УФН* **166** 201 (1996) [Khariton Yu B, Adamskii V B, Smirnov Yu N *Phys. Usp.* **39** 185 (1996)]
2. Chapman S, Cowling T G *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases* (Cambridge: Univ. Press, 1939)
3. Компанец А С *ЖЭТФ* **31** 876 (1956) [Kompaneets A S *Sov. Phys. JETP* **4** 730 (1957)]
4. Basko M M *Nucl. Fusion* **30** 2443 (1990)
5. Имшенник В С *Письма в Астрон. журн.* **17** 462 (1991) [Imshennik V S *Sov. Astron. Lett.* **17** 197 (1991)]
6. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: ГИФМЛ, 1963) Гл. V, с. 212, (5.16) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1960, 1967)]
7. Зельдович Я Б *УФН* **115** 161 (1975) [Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Usp.* **18** 79 (1975)]
8. Сюняев Р А "Комптонизация", в кн. *Физика космоса: маленькая энциклопедия* 2-е изд. (Гл. ред. Р А Сюняев) (М.: Советская энциклопедия, 1986) с. 306–310
9. Иоффе Б Л *Общая газета*, 19–25 февраля (7) (1998), беседа с корр. В Покровским
10. Феокистов Л П *Избранные труды: к 80-летию со дня рождения академика Л.П. Феокистова* (Снежинск: Изд-во РФЯЦ–ВНИИТФ, 2007) Предисловие

Physics of thermonuclear explosion in a sphere of liquid deuterium at normal density

(On the impossibility of a spherically-symmetric thermonuclear explosion in liquid deuterium at normal density)

G.I. Marchuk

Institute of Numerical Mathematics, Russian Academy of Sciences, ul. Gubkina 8, 119333 Moscow, Russian Federation. Tel. (7-495) 938-1769. E-mail: guri@inn.ras.ru

V.S. Imshennik, M.M. Basko

Russian Federation State Scientific Center "A.I. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics", ul. B. Chermushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation Tel. (7-499) 123-7565, (7-495) 129-9586. Fax (7-499) 123-3028. E-mail: imshennik@itep.ru, basko@itep.ru

The hydrodynamic problem of thermonuclear explosion in a sphere of normal-density liquid deuterium had been solved (Energy Physics Institute, Obninsk) in 1952–1954 in the framework of the Soviet atomic project. The principal result was that the thermonuclear detonation wave decayed because of radiation energy losses and nonlocal energy deposition by fast neutrons. At that time this negative result implied that the straightforward approach to creating a thermonuclear weapon was in fact a blind alley. This paper describes a numerical solution of the stated problem obtained with the modern code DEIRA, developed for numerical modeling of inertial confinement fusion. Our simulations confirmed the above mentioned "historic" result and shed additional light on the physical causes of the detonation wave decay. The most pernicious factor is the radiation energy losses due to a combined effect of the bremsstrahlung and the inverse Compton scattering of the emitted photons off the hot electrons. The impact of nonlocal neutron energy deposition — which was already quite adequately accounted for in the 1950s — is less significant. We present a more rigorous (compared to that of the 1950s) study of the role of the inverse Compton scattering, for which effect, in particular, an independent analytic estimate is obtained.

PACS numbers: **01.65. + g, 28.70. + y, 52.40.Db**
Bibliography — 10 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **179** (3) 289–295 (2009)

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903f.0289
Received 28 November 2008
Physics – Uspekhi **52** (3) (2009)