

**МЕЖИНСТИТУТСКИЙ СЕМИНАР
 «ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ОПТИКИ
 И СПЕКТРОСКОПИИ»**

УДК 621[.039.61+.378.325]

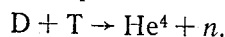
А. М. РУБЕНЧИК
 (Новосибирск)

О ПРОБЛЕМЕ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Несмотря на интенсивные исследования, ведущиеся в различных странах уже более 20 лет, проблема управляемого термоядерного синтеза еще весьма далека от достижения практических результатов. Но, поскольку в итоге человечество получит практически неиссякаемый источник энергии, фронт исследований продолжает расширяться. В последнее время, наряду с углубленным изучением и развитием традиционной схемы стационарного удержания, появились новые, в том числе схема лазерного термоядерного синтеза.

Ниже мы рассмотрим основные проблемы, возникающие при попытке инициировать термоядерную реакцию мощными импульсами лазерного излучения.

Энергетика лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). В качестве источника энергии при рассмотрении управляемого термоядерного синтеза (УТС) обычно используется реакция [1]



При этом нейтрон уносит большую часть энергии (14,1 МэВ), на долю α -частицы остается 3,5 МэВ. Из-за большого пробега нейтронов использование их энергии затруднено, и обычно принимают в расчет лишь энергию α -частиц*. Эта реакция идет лишь при очень высоких температурах, и потому для положительного энергетического выхода необходимо, чтобы энергия, полученная в результате реакции, превосходила затраты на создание горячей плазмы.

В горячей плазме с концентрацией дейтерия и трития (соответственно n_D и n_T) энергия, освобождающаяся в единице объема за время τ , равна

$$n_D n_T < \sigma v > E \tau. \quad (1)$$

Здесь E — энергия, выделившаяся в результате реакции $E = 3,5$ МэВ; σ — ее сечение, а скобки означают усреднение по максвелловскому распределению.

Считая $n_D = n_T = n/2$ и вводя коэффициент полезного действия систем нагрева плазмы η , получим, что для положительного энергетического выхода необходимо выполнение условия

$$n \tau = 2T / (\eta < \sigma v > E). \quad (2)$$

* Мы не будем обсуждать «гибридные» схемы УТС, в которых используются появляющиеся нейтроны [2].

Правая часть (2) равна $\sim (10^{14}/\eta)$ см⁻³/с при $T \sim 10$ кэВ и быстро растет с уменьшением температуры [1].

При рассмотрении стационарных систем с магнитной термоизоляцией (например, установок типа «Токамак») целью исследований ставится достижение критерия Лоусона ($n\tau \sim 10^{-14}$). Это оправдано тем, что КПД используемых электротехнических систем достаточно высок*. Как будет показано ниже, вопрос об эффективности нагрева плазмы при ЛТС куда более существен.

Идея использования микровзрывов для получения термоядерной энергии (инерциальное удержание) возникла давно. Однако, как видно из (2), с уменьшением времени реакции должна расти плотность реагирующего дейтерий-тритиевого вещества, что приводит к необходимости высокой концентрации энергии для «поджига» реакции. Поэтому исследования по использованию термоядерных микровзрывов развернулись лишь после создания мощных лазерных систем, а также мощных электронных и ионных пучков.

Для взрывающейся дейтерий-тритиевой частицы время реакции τ по порядку величины равно времени гидродинамического разлета r_0/c_s . (r_0 — радиус частички, c_s — скорость звука). Вместо (2) теперь имеем

$$nr_0 > 2Tc_s/(\eta\langle\sigma v\rangle E). \quad (3)$$

Правая часть (3) имеет плавный минимум при $T \sim 20$ кэВ [3]. При этом аналог критерия Лоусона для инерциального синтеза примет вид

$$nr_0 > (2 \cdot 10^{22}/\eta) \text{см}^{-2} = (nr_0)_L/\eta. \quad (4)$$

Принимая nr_0 равным своему минимальному значению, найдем энергию, необходимую для инициирования реакции с положительным выходом:

$$E_{\text{пор}} = \frac{4}{3} \frac{\pi r_0^3 n T}{\eta} = 10 \text{ МДж} \left(\frac{n_s}{n} \right)^2 \frac{1}{\eta^4}, \quad (5)$$

где n_s — плотность твердого водорода.

Видно, что даже при $\eta \sim 1$ и $n \sim n_s$ требуемые энергии намного превосходят сегодняшние технологические возможности, особенно если учесть, как следует из (4), что эту энергию нужно вложить за время порядка 10^{-9} с. Поэтому сразу после того, как Н. Г. Басов и О. Н. Крохин [4] предложили идею ЛТС, получение термоядерной энергии казалось не слишком реальным.

Существенное продвижение в области инерциального синтеза произошло в 1972 г., когда в работе [5] было предложено использовать лазерный импульс не только для нагрева, но и для сжатия мишени. В первых численных расчетах, проведенных в [5], показана возможность сжатия специально подобранным импульсом до плотностей $n \sim 10^4 n_s$, причем для сжатия необходима лишь малая часть общей вложенной энергии.

Рассмотрим процесс сжатия сферической D-T-капельки подробнее. Если начать сжимать капельку слишком быстро, вглубь ее пойдет ударная волна, за которой, как известно, плотность увеличивается лишь в несколько раз. Дойдя до центра мишени, она прогревает его, препятствуя дальнейшему сжатию. Поэтому необходимо сжимать капельку адиабатически, так чтобы ее граница двигалась со звуковой скоростью. При этом все возмущения сойдутся в центре одновременно, сжимая холодное вещество. Выясним, какова при этом должна быть форма импульса лазерного излучения.

* Тем не менее увеличение времени удержания из-за низкого КПД существенно при выборе источника дополнительного нагрева в токамаках [2].

Как уже было упомянуто выше, скорость перемещения границы должна быть

$$\frac{dR}{dt} \approx c_s.$$

Рассмотрим адиабатическое сжатие идеального газа: $p \sim \rho^{5/3}$. Тогда $c_s \sim \rho^{1/3}$. Связывая ρ и R условием сохранения массы газа $R^3 \rho = \text{const}$, получим, что радиус капельки $R \propto (t - t_0)^{1/2}$. Подводимая же мощность должна меняться по закону

$$P \sim 4\pi R^2 \dot{R} \propto (t - t_0)^{-2}. \quad (6)$$

Таким образом, практически вся энергия вкладывается в заключительный момент сжатия.

Описанная выше изящная схема сжатия, по-видимому, нереальна. Дело в том, что помимо очень жестких требований к временному профилю импульса облучение мишени должно быть весьма симметричным. Соответственно очень высокой должна быть симметрия мишени. В дальнейшем, однако, было показано, что если окружить дейтерий-тритиевое ядро оболочками различной толщины и плотности, можно организовать гидродинамический процесс так, что высокая степень сжатия достигается при достаточно произвольной форме импульса [6]. При этом требования к симметрии мишени и облучения остаются весьма высокими. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен ниже.

Из формулы (5) видно, что $E_{\text{пор}}$ весьма существенно зависит от эффективности нагрева η . Эффективность η есть произведение КПД лазера $\eta_{\text{л}}$ на эффективность поглощения света плазменной короной $E_{\text{а}}$ и на эффективность передачи поглощенной энергии сжимающемуся ядру $E_{\text{н}}$:

$$\eta = \eta_{\text{л}} E_{\text{а}} E_{\text{н}}.$$

В настоящий момент обсуждается вопрос о так называемой научной демонстрации осуществимости ЛТС, т. е. получении энергии, большей, чем энергия лазерного излучения. Интересуясь именно этим значением энергии, положим далее $\eta_{\text{л}} = 1$. Эффективность поглощения подробнее будет обсуждаться ниже; как правило, она превышает 0,3.

Для того чтобы определить $E_{\text{н}}$, рассмотрим, как происходит сжатие капельки.

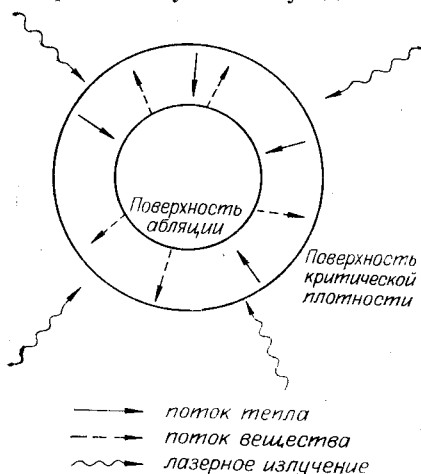


Рис. 1. Схема лазерного нагрева.

Лазерное излучение поглощается в плазменной короне в области плотностей, близких к критической. Возникающие тепловые потоки, достигая абляционной поверхности, вызывают испарение вещества, создающее импульс отдачи, сжимающий мишень.

Для сжатия вещества до плотностей, на четыре порядка превышающих плотность твердого тела, необходимо давление $p \sim 10^{12}$ атм. Такое давление, конечно, нельзя создать только лазерным излучением, хотя в современных экспериментах при потоках $P \sim 10^{17}$ Вт/см² давление света достигает 10^8 атм.

Вызванное поглощением повышение температуры приводит к испарению вещества в разреженную среду (рис. 1) (абляция). Поток вещества с абляционной поверхности уносит импульс, и за счет эффекта отдачи вещество сжимается. Вследствие такого «ракетного» механизма и достигается необходимое давление.

Движение поверхности капельки можно описывать аналогично движе-

нию ракеты [7], и простые оценки можно сделать на основе модели разгоняющегося плоского слоя. Оказывается, что отношение кинетической энергии разгоняющегося слоя к поглощенной энергии максимально при испарении 80% вещества и примерно составляет 8%. Расчет на ЭВМ сферического сжатия дает для E_n сходный результат: $0,05 < E_n < 0,1$. Подставляя в (5) степень сжатия 10^4 , $E_a \sim 0,3$ и $E_n \sim 0,1$, получим $E_{пор} \sim 10^5$ Дж.

Казалось бы, что эта оценка не слишком надежна. Мы взяли наибольшее значение E_n . К увеличению $E_{пор}$ может привести уменьшение степени сжатия и т. д. Однако существует благоприятное обстоятельство, не учтенное выше: α -частицы, рассеиваясь в веществе, дополнительно прогревают его и вызывают термоядерную реакцию, т. е. энерговклад внешнего источника является лишь «спичкой»... Отношение размера сжатой капли к длине пробега α -частицы при заданной температуре пропорционально nr , и «захват» α -частиц начинается при значениях nr , примерно в 20 раз превышающих $(nr)_L$.

Выбранные нами для оценок величины эффективности означают, что саморазогрев капельки уже заметен, что позволяет надеяться на справедливость полученной оценки (конечно, если будет достигнуто сверхплотное сжатие). Действительно, примерно такая же величина получена в результате цикла численных расчетов.

Расчеты энергобаланса с учетом саморазгорания весьма сложны и не описываются простыми оценками. Численные расчеты показывают, что если энергия лазера превышает $E_{пор}$, энергосодержание растет, но лишь до некоторого предела. Важным для ЛТС параметром является коэффициент усиления G : отношение выделившейся в результате реакции энергии к энергии лазера.

Оказывается, что максимальные коэффициенты усиления при энергии $10^5 - 10^6$ Дж для многослойных оптимальных мишеней не превышают $G \sim 200 \div 100$ [6, 8—10].

Основные физические проблемы ЛТС. Как было упомянуто выше, основные теоретические результаты для ЛТС получены путем машинных расчетов. Главная неопределенность при этом связана с рядом чисто физических проблем, ясности в которых нет и по настоящий момент. Обсудим основные из них. На рис. 1 изображена схема лазерного обжатия мишени.

Как известно, электромагнитное излучение не может проникнуть в область, где частота волны больше плазменной ω_p : $\omega_p^2 = 4\pi n e^2 / m$. Величина критической плотности $n_c = m\omega^2 / (4\pi e^2)$ составляет для неодимовых лазеров 10^{21} см⁻³, а для СО₂-лазеров падает до 10^{19} см⁻³. Поглощенная в довольно разреженной плазменной короне энергия приводит к нагреву все более плотных слоев мишени. Тепловой поток, дойдя до абляционной поверхности, приводит к испарению вещества и разгону оболочки мишени. В описанной картине можно выделить три проблемы.

1) Какая доля падающего лазерного излучения поглощается в короне?

2) Каковы механизмы теплопереноса к абляционной поверхности — поверхности испарения?

3) Устойчиво ли симметричное сжатие?

Начнем обсуждение этих проблем с последней.

Рэлей-тейлоровские неустойчивости оболочки. Как уже отмечалось выше, считается, что термоядерная мишень будет иметь сложную оболочечную структуру. Использование тяжелых оболочек позволяет кумулировать энергию лазерного импульса, значительно снижая требования к его форме. Кроме того, тяжелая оболочка задерживает разлет «горящей» смеси и приводит к увеличению выгорания топлива.

Однако для таких мишеней вопрос об устойчивости стоит особенно остро. Рассмотрим движущуюся с ускорением оболочку. Очевидно, что при таких ($\sim 10^{12}$ атм) давлениях ее можно рассматривать как жидкость. Наибольшую опасность представляют неустойчивости типа рэлей-тейлоровских. Картину их можно представить следующим образом. Ускорение оболочки эквивалентно введению эффективной силы тяжести, направленной против ее движения. При этом более плотная («тяжелая») жидкость — оболочка — оказывается над легкой и, естественно, неустойчива. Аналогичная неустойчивость возникает, когда разогнавшаяся оболочка начинает тормозиться, сжимая плотное ядро мишени.

Известно, что закон дисперсии поверхностных волн на воде $\omega = \sqrt{gk}$. Если изменить направление силы тяжести, получим неустойчивость с инкрементом $\gamma = \sqrt{gk}$. Сам по себе факт неустойчивости может и не привести к катастрофическим последствиям. Необходимо, чтобы неустойчивость не успела развиться за время сжатия. Поэтому с ней можно бороться, уменьшая начальную амплитуду несимметричных возмущений, т. е. используя мишени с минимальными отклонениями от сферической симметрии* и добиваясь однородности облучения мишени и т. д.

Считается, что после принятия таких «мер предосторожности» длинноволновые возмущения (сравнимые по масштабу с размером мишени) не страшны [11].

Наиболее быстрорастущие коротковолновые моды стабилизируются теплопроводностью, конечной шириной зоны абляции и т. д. Поэтому практически наиболее опасными оказываются 10—15-е гармоники [12].

Исследование схлопывания оболочки нулевой толщины показывает, что она всегда успевает разрушиться за время схлопывания [13]. С другой стороны, ясно, что достаточно толстая оболочка не успевает разрушиться. Однако на разгон тяжелой оболочки, не участвующей в реакции, идет много энергии, и увеличение ее толщины ведет к снижению коэффициентов усиления мишеней. Сложность оптимизации толщины оболочки заключается в том, что уже разрушенная турбулизованная оболочка может еще достаточно хорошо сжимать ядро. Окончательную ясность здесь, по-видимому, может дать лишь эксперимент. Однако экспериментальные исследования в этой области еще только начинаются [14].

Аномальная теплопроводность. Как уже упоминалось выше, энергия лазерного излучения поглощается далеко от зоны абляции и переносится к ней за счет теплопроводности. Ясно, что изменение теплопроводности существенным образом сказывается на эффективности сжатия.

Оказывается, что при описании лазерного нагрева нельзя пользоваться обычным выражением для теплопроводности в плазме. Возникающие в короне температуры настолько велики, что длина свободного пробега становится сравнимой с характерными масштабами короны. Для учета этого обстоятельства выражение для потока тепла используется в гидродинамических расчетах в следующем виде:

$$q^{-1} = q_T^{-1} + q_{\max}^{-1}.$$

Здесь $q_T = -\chi(T) \nabla T$; $q_{\max} = \alpha n T v_T$ ($n T v_T$ — это максимальный поток тепла, переносимый свободными электронами, а постоянная α , казалось бы, должна быть близка к единице). Однако существуют два эф-

* В настоящее время удается изготавливать мишени с радиусом $R \sim 10^{-2}$ см и $\Delta R/R$, не превышающим нескольких процентов, при толщине оболочки в несколько микрон.

фекта, значительно уменьшающие теплопроводность. Во-первых, при таких больших потоках тепла плазма становится неустойчивой относительно возбуждения ионно-звуковых колебаний [15]. Рассеяние на колебаниях приводит к существенному уменьшению тепловых потоков.

Другим механизмом, существенно уменьшающим теплопроводность, является спонтанная генерация магнитных полей. В полях с напряженностью порядка мегагаусса ларморовский радиус электрона становится меньше характерных размеров градиентов температуры и, следовательно, теплопроводность резко падает. Существует множество механизмов генерации магнитных полей (см. обзор [16]). Большая часть из них связана с возникновением тока, вызванного непараллельностью градиентов плотности и температуры. Из уравнений магнитной гидродинамики нетрудно получить оценку для величины поля

$$H \sim \frac{c}{en} [\nabla n \nabla T] \tau$$

(τ — длительность лазерного импульса).

Градиенты температуры могут возникать из-за ограниченности фокального пятна, неравномерности освещения и поглощения. Могут они также появляться спонтанно, в результате развития неустойчивостей. Простые оценки показывают, что эти механизмы вполне обеспечивают генерацию мегагауссовых полей.

Экспериментально поля $H \sim 1$ МГс были обнаружены при облучении плоских мишеней [17]. Магнитное поле измерялось по фарадеевскому вращению зондирующего луча. Проведенные позже эксперименты [18] подтвердили результаты [17], однако при облучении сферических мишеней заметного магнитного поля обнаружить не удалось. Таким образом, отсутствие ясной картины возникающих магнитных полей не позволяет надежно оценить величину теплового потока.

Экспериментально наличие аномальной теплопроводности было подтверждено недавно прямыми экспериментами [19]. Мишень облучалась лазерным импульсом, имевшим в сечении два максимума интенсивности. Соответственно при нагревании возникало две области с повышенной температурой. Расстояние между ними было таково, что за время импульса классическая теплопроводность должна была бы привести к выравниванию температур. Однако измерение рентгеновского излучения показало существование двух резко выраженных областей нагрева. Как же учитывается в численных расчетах аномальная теплопроводность? Делается это подбором численного множителя α в формуле. Сопоставление экспериментальных данных с результатами численного расчета дает $100^{-2} < \alpha < 10^{-1}$ [20].

Поглощение лазерного излучения. Вопрос о поглощении лазерного излучения, по-видимому, самый сложный и неясный. В то же время, как мы видим, высокая эффективность поглощения совершенно необходима для успешного развития программы ЛТС. Наиболее простой механизм поглощения — столкновительное затухание электромагнитной волны в процессе распространения. Из выражения для диэлектрической

проницаемости плазмы $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{ei})}$ нетрудно получить, что столкновения приводят к уменьшению энергии излучения с декрементом $\nu = \nu_{ei} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, где ν_{ei} — частота электрон-ионных соударений: $\nu_{ei} \sim \frac{2 \cdot 10^{-5} z n}{T^{3/2}}$; n — плотность плазмы в см⁻³; z — заряд ионов, а температура измеряется в электрон-вольтах.

В квазиклассическом приближении пространственное затухание энергии излучения E описывается уравнением

$$\frac{d}{dx} v_{\text{гp}} E = -vE, \quad (7)$$

откуда отношение интенсивностей отраженной и падающей волн

$$R = e^{-K_0}; \quad K_0 = 2 \int_{-\infty}^{x_0} \frac{\omega_p(x) v_{ei}(x) dx}{c\omega^2 \sqrt{1 - \omega_p^2(x)/\omega^2}}. \quad (8)$$

Видно, что основной вклад в интеграл (8) вносит область вблизи точки отражения x_0 . Разлагая $\omega_p(x)$, $v_{ei}(x)$ вблизи $n = n_c$, получим $K_0 \approx 2v_{ei}L/c$. Здесь $L = (d \ln n/dx)^{-1}$ и значения v_{ei} и L взяты в точке отражения. Характерная температура короны $T \sim 1$ кэВ, а для размера L можно написать оценку $L \leq c_s \tau$, где τ — длительность импульса. Существующие лазерные системы для УТС можно разделить на две группы: системы с длительностью импульса порядка нескольких наносекунд и характерными плотностями потоков энергии $P \sim 10^{-13} \div 10^{14}$ Вт/см² и системы с длительностью импульсов порядка нескольких десятков пикосекунд и потоками $10^{16} \div 10^{17}$ Вт/см². При этом вложенная в мишень энергия примерно одного порядка.

Для пикосекундных импульсов получаем, что L не превышает нескольких микрон. Вычисляя K_0 , определяем, что столкновительное затухание пренебрежимо мало и не может объяснить наблюдаемое в экспериментах поглощение даже для неодимовых лазеров. Для наносекундных импульсов поглощение достаточно велико, особенно для мишеней с большим z , но тем не менее не может объяснить всей совокупности наблюдаемых явлений. Для лазеров на СО₂ столкновительное затухание мало и в этом случае. Таким образом, приходим к выводу о существовании сильных дополнительных механизмов поглощения.

Все эти механизмы имеют коллективный характер. Энергия электромагнитной волны тем или иным способом передается плазменным волнам, которые затем отдают свою энергию частицам. Нелинейный эффект, который, прежде всего, начал обсуждаться в литературе, приводил не к поглощению, а напротив — к интенсивному отражению. Это вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ). Такой процесс можно представить как распад электромагнитной волны ω_i на звуковое и электромагнитное колебания:

$$\omega_i \rightarrow \omega_t + \omega_s.$$

Очевидно, что при этом в плазме остается лишь малая (порядка c_s/c) доля энергии, а остальная отражается. Нетрудно убедиться, что при потоках $P \geq 10^{12}$ Вт/см² порог этого процесса пройден, и в начале 70-х годов в связи с этим высказывались опасения за дальнейшую судьбу ЛТС. Однако первые же эксперименты развеяли их, а потом, как тогда казалось, теоретически объяснили отсутствие ВРМБ. Оказалось, что ВРМБ чрезвычайно чувствительно к неоднородности плазмы и именно она ответственна за срыв неустойчивости [21, 22]. Поскольку профили плазмы в короне были известны не слишком хорошо, это объяснение всех удовлетворило. Однако в последнее время появились эксперименты, в которых, анализируя спектр рассеянного излучения, удалось показать существование ВРМБ [12, 23]. При этом с ростом интенсивности излучения уровень ВРМБ оставался низок.

По-видимому, малость ВРМБ объясняется следующим обстоятельством. Процесс этот происходит в достаточно разреженной плазме, где в обычных экспериментальных условиях $E^2 \geq 8 \mu l T$. Пусть произошло рассеяние значительной части лазерного излучения. В результате возникает градиент давления электрического поля. Пондеромоторные силы приводят к деформации профиля плотности и увеличению градиентов, ведущих к срыву рассеяния. Поскольку этот процесс происходит

со звуковыми скоростями, наблюдается временная модуляция ВРМБ.

Перейдем теперь к обсуждению процессов, приводящих к поглощению света. Если двигаться из области разреженной плазмы, то прежде всего мы встречаемся с областью, где возможен процесс распада электромагнитной волны на две ленгмюровские:

$$\omega_i \rightarrow 2\omega_i.$$

Эта область плотностей $n \sim n_c/4$. Затем вблизи n_c могут развиваться процессы:

$$\omega_i \rightarrow \omega_s + \omega_i;$$

$$2\omega_i \rightarrow 2\omega_i.$$

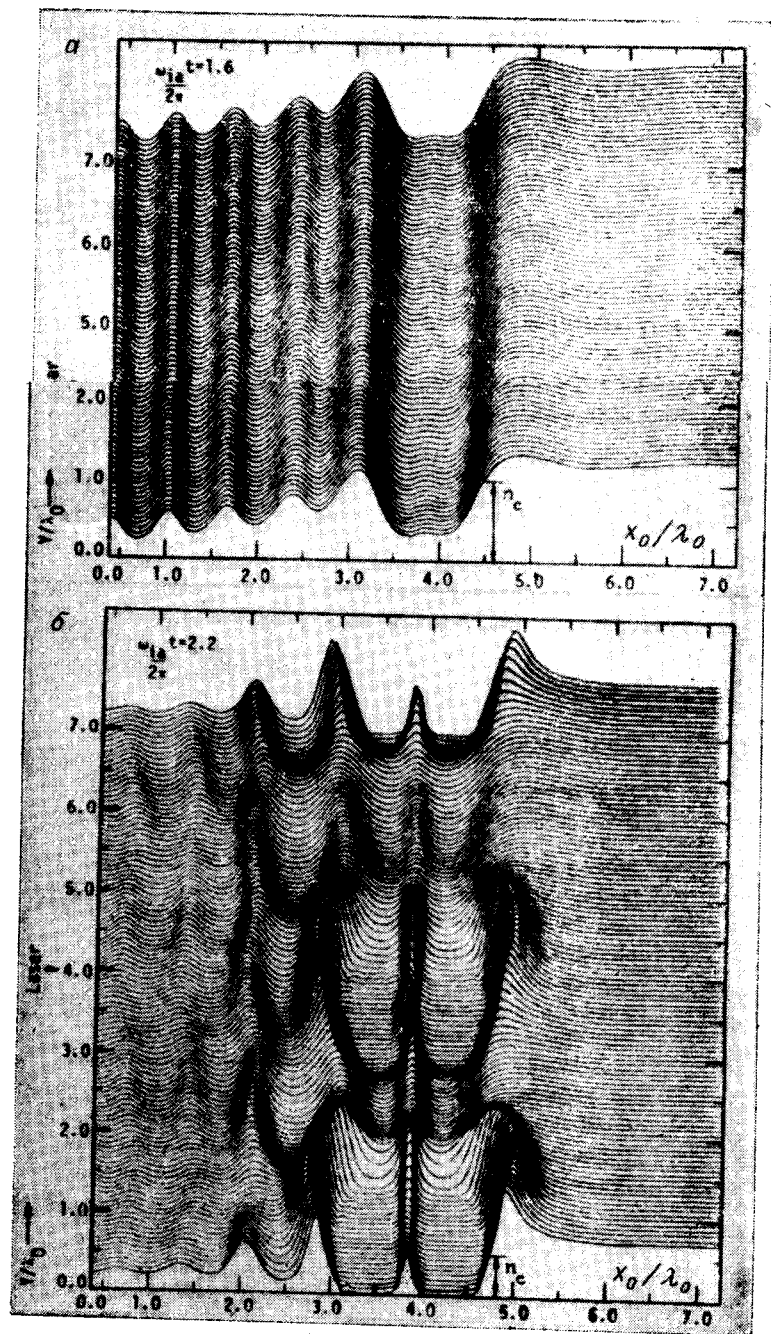
При типичных для лазерных экспериментов потоках энергии инкременты неустойчивости превышают частоту звука. При таких интенсивностях уже нельзя говорить о колебаниях, как о газе слабовзаимодействующих квазичастиц. Возникающая плазменная турбулентность не описывается сколько-нибудь регулярным методом, поэтому приходится ограничиваться различного рода не слишком надежными оценками, а также результатами машинных расчетов. Здесь дело существенно облегчается тем, что характерные длины волн плазменной турбулентности на два порядка меньше длины волны неодимового лазера. Поэтому мы можем расчленив задачу, вычислив вначале поглощение энергии в однородной плазме при заданной накачке и определив тем самым затухание электромагнитной волны в уравнении (7), после чего мы уже сможем выяснить вклад указанных процессов в поглощение света. Оказывается, что возбуждение плазменной турбулентности — существенный механизм поглощения для длинных импульсов неодимового лазера и несущественный — для коротких импульсов. Экспериментальным подтверждением существования плазменной турбулентности вблизи n_c и $n_c/4$ служит излучение на гармониках 2ω и $3/2\omega$, появляющееся в результате слияния плазменных волн (см. [12, 14]). Для коротких импульсов и для экспериментов с CO_2 -лазерами, где $E^2 \gg 8\pi nT$, давление лазерного излучения формирует скачок плотности, захватывающий точку n_c (рис. 2). Для таких резких профилей существенным становится эффект «резонансного поглощения».

В неоднородной среде электромагнитная волна не может оставаться чисто поперечной. Если выбрать ось z вдоль направления неоднородности, из уравнения $\text{div } \mathbf{D} = 0$ получим $\text{div } \mathbf{E} = -\frac{de}{dz} \frac{E_z}{\epsilon}$. Видно, что при наличии составляющей электрического поля вдоль неоднородности (p -поляризованная волна) происходит разделение зарядов $4\pi \rho = \text{div } \mathbf{E}$, т. е. возникают плазменные колебания. Генерация плазменных колебаний особенно сильна при $\epsilon = 0$. Однако p -поляризованная волна отражается от меньших значений плотности в точке, где $\epsilon = \sin^2 \theta$ (θ — угол падения), и в область критической плотности электромагнитное поле проникает лишь подбарьерным образом. Ясно, что на резком профиле такое проникновение облегчается и трансформация электромагнитной волны в плазменную особенно сильна.

Указанным эффектом обычно объясняют поляризационную зависимость коэффициентов отражения.

Перечислим кратко еще несколько механизмов поглощения. На рис. 2 показаны результаты численного моделирования взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Видно, что на скачке плотности в области $n \simeq n_c$ возбуждаются интенсивные поверхностные колебания, поглощающие энергию и создающие возможность конверсии электромагнитной волны в плазменную.

Другой причиной конверсии служит интенсивная ионно-звуковая турбулентность, всегда имеющаяся вблизи критической поверхности.



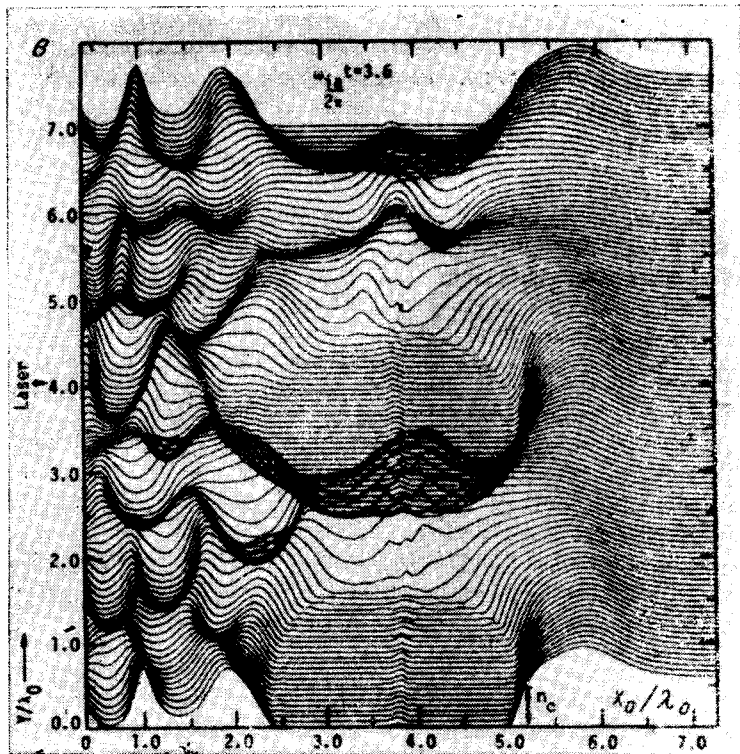


Рис. 2. Результаты машинного моделирования взаимодействия с плазмой мощной электромагнитной волны $\left(\frac{E_0^2}{8\pi n T} \sim 1\right)$ вблизи точки отражения (взяты из [24]).

Плоская электромагнитная волна падает слева. Изображено несколько последовательных моментов времени: *a* — видна стоячая волна большой амплитуды, профиль плазмы промодулирован под действием ponderomotorных сил; в области плотности, больше критической, электромагнитная волна быстро затухает; *б, в* — видно развитие неустойчивости волны.

Интенсивности электромагнитных волн вблизи поверхности критической плотности настолько велики, что достаточно небольшой модуляции их интенсивности для опрокидывания волн, захвата электронов и пр. К таким результатам может привести самофокусировка излучения.

Конечно, распутать весь этот клубок чрезвычайно трудно, так как все нелинейные процессы сцеплены между собой. Кроме того, они существенно определяются гидродинамикой плазмы, течение которой, в свою очередь, обуславливается поглощением, теплопереносом к абляционной поверхности и пр., т. е. задачу необходимо решать самосогласованно. Тем не менее результаты численных экспериментов показывают, что перечисленных выше механизмов достаточно, чтобы объяснить наблюдаемое поглощение.

Каковы же экспериментальные результаты изучения поглощения света?

Несмотря на то, что эти эксперименты наиболее простые в ЛТС и проведены во многих лабораториях различных стран, только в последнее время удалось преодолеть разноречивость в результатах. Дело в том, что нетрудно измерить свет, отраженный в апертуру линзы. Однако оказалось, что значительная часть излучения рассеивается диффузно, причем доля отраженного назад света падает с ростом интенсивности.

Одна из причин этого заключается в том, что поверхность критической плотности неустойчива (см. рис. 2) и рассеяние на «рифленной» поверхности и ведет к такому результату. Поэтому для определения эффективности поглощения необходимо измерять все рассеянное излучение, что довольно непросто.

Проведенные к настоящему времени в разных лабораториях эксперименты с измерением полного отражения показывают, что для коротких импульсов, когда давление света сравнимо или превышает тепловое, при нормальном падении поглощается примерно 40% падающего света независимо от интенсивности, длины волны и материала мишени [25]. Сложнее обстоит дело с длинными импульсами. Здесь до сих пор эксперименты, проведенные в разных лабораториях, дают разные результаты при примерно совпадающих параметрах [26, 12]. По-видимому, это связано с зависимостью от тонкой структуры импульса, теплопроводностью в мишени и пр. Например, эксперименты, описанные в [26], показали сильную зависимость отражения от наличия слабого предимпульса. Тем не менее коэффициенты поглощения здесь выше, чем для коротких импульсов, и могут достигать до 80%*. Можно задать вопрос: «А для чего нам с прагматической точки зрения разбираться в сложных механизмах поглощения? Ведь уже сейчас измерены коэффициенты поглощения при потоках энергии и длительностях импульсов в широком диапазоне параметров, представляющем интерес для будущих реакторов».

Однако оказывается, что изучать нужно даже с прагматической точки зрения. Дело в том, что, как правило, значительная часть энергии, поглощенная за счет коллективных механизмов, передается быстрым частицам. Сильная плазменная турбулентность представляет собой ансамбль колебаний, глубоко пространственно промодулированный, состоящий из совокупности каверн, из которых электрическое поле, запертое в них, вытеснило плазму. Размер каверн может быть настолько мал, а поле настолько велико, что электрон, пролетая через них за время порядка периода колебаний ω_p^{-1} , набирает значительную энергию. Стохастическое ускорение в различных кавернах приводит к вытягиванию хвостов функции распределения — эффект, хорошо видимый при численном моделировании. Эти быстрые электроны — серьезная опасность для ЛТС, так как, достигая ядра мишени, они нагревают его и препятствуют сжатию. Хотелось бы поэтому найти режим, в котором генерация быстрых электронов была бы по возможности минимальна.

Результаты экспериментов и экспериментальные установки. В настоящее время в различных странах существует значительное количество установок с энергией в импульсе от сотен джоулей до килоджоуля. В проведенных на них экспериментах получено много разнообразной физической информации, из которой наиболее ценным представляется детальное исследование поглощения при параметрах, соответствующих большим установкам будущего.

Проведен также ряд экспериментов по сжатию стеклянных микробаллонов с газообразной D-T-смесью. Режим сжатия этих оболочек существенно отличался от описанного выше адиабатического сжатия. Это связано с малой энергией пучков на имеющихся установках. Проведенные эксперименты хорошо описываются так называемой моделью «взрывающегося поршня» [6, 7]. Тонкая стеклянная оболочка (толщина порядка нескольких микрон, радиус 100 мкм) облучается импульсом длительностью несколько десятков пикосекунд. В результате оболочка быстро нагревается до температуры ~ 1 кэВ и затем «взрывается». Часть оболочки, летящая к центру, сжимает D-T-газ и нагревает его.

* Все приведенные результаты относятся к плоским мишеням, на сферических мишенях поглощение несколько ниже из-за рефракции и пр.

Ясно, что при этом нельзя достигнуть большого сжатия, но зато, вкладывая сравнительно небольшую энергию, удастся получить большую температуру в центре и, следовательно, большой нейтронный выход. В экспериментах, проведенных в Ливерморе, было достигнуто $\rho r \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^{-2}$ и выход нейтронов $\sim 10^9$. При этом D-T-газ сжимался от плотности 0,001 до плотности, превышающей в 2—3 раза плотность твердого дейтерия [27]. Отметим, что такие значения ρr примерно на два порядка меньше требуемых, по критерию Лоусона $(\rho r)_L$, и соответствуют $n\tau \sim 10^{12}$ для стационарного удержания.

Еще большие значения ρr и сжатия D-T до плотностей, в несколько раз превышающих плотность твердого D-T, были получены в экспериментах в ФИ АН СССР [4].

В экспериментах, проведенных в Осаке, мишени с дейтерием сжимали до плотности в центре $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$ и $\rho r \sim 10^{-3} \text{ г/см}^2$, выход нейтронов составлял $\sim 10^7$ [12].

Другим существенным результатом этих экспериментов является совпадение экспериментальных результатов (рентгеновское излучение, нейтронный выход) с результатами машинного моделирования. Важность этого ясна, если вспомнить, что все оценки перспективности ЛТС зиждятся на численных расчетах.

Необходимо отметить развитие экспериментальных методов (см. обзор [28]), так как требуется проводить измерения с разрешением в десятки пикосекунд и несколько микрон. Не останавливаясь на этом, отметим лишь эксперименты [29], в которых, просвечивая плазму четвертой гармоникой неодимового лазера, удалось установить профиль плотности вблизи $n \sim n_c$ с разрешением $\sim 1 \text{ мкм}$.

В последнее время введены в строй или достраиваются несколько установок с энергией в импульсе 10^4 Дж . Это CO₂-лазерная система — в Лос-Аламосе, установки на неодимовом стекле: «Шива» — в Ливерморе, УМИ-35 и «Дельфин» — в Москве, «Омега» — в Рочестерском университете [12].

На «Шиве» уже начались первые эксперименты, результаты которых были доложены на XII Европейской конференции по взаимодействию лазерного излучения с веществом (Москва, декабрь 1978 г.).

При сжатии стеклянных оболочек получен нейтронный выход $\sim 10^{11}$ и температура ионов $T \sim 6 \text{ кэВ}$. По-видимому, уже начаты эксперименты со сложными мишенями.

На установках этого поколения рассчитывают получить сильное сжатие, на два-три порядка превышающее твердотельную плотность, а также «существенное горение», в частности на «Шиве» — до 10^{15} нейтронов за выстрел.

Отметим, что, поскольку через усилительные каскады можно пропустить ограниченную мощность, наращивание энергетического выхода приводит к росту числа выходных каналов. Синхронизация их осуществляется с точностью до пикосекунд, юстировка после каждого выстрела и т. д. представляет сложную техническую проблему. Поэтому успешная работа 20-канальной установки «Шива» показывает, что эти проблемы могут быть решены.

Заключение. Описанные выше установки и эксперименты необходимы для проверки физических принципов ЛТС. Их реальная осуществимость предъявляет дополнительные требования к лазерным системам. Наиболее существенное — их эффективность.

Оценим КПД лазерных систем η , необходимых для положительного энергетического выхода. Как уже отмечалось выше, в численных экспериментах не удастся получить коэффициенты усиления G больше $100 \div 200$. Энергия, вкладываемая в мишень, есть $E\eta$, где E — энергия, поступающая из внешней цепи. Выход же энергии есть $E\eta G\eta_{\text{эл}}$, где $\eta_{\text{эл}}$ — эффективность преобразования выделившейся энергии в электри-

ческую (обычно в оценках его полагают равным 0,4). Отсюда видно, что для положительного выхода энергии для мишеней с $G \sim 100$ КПД лазера должен превышать 2,5%.

Следовательно, лазеры на неодимовом стекле совершенно не пригодны для ЛТС с положительным выходом. Лазеры на CO_2 обладают подходящей эффективностью ($\eta \geq 2\%$ для наносекундных импульсов), однако поглощение столь длинноволнового излучения, по-видимому, приводит к генерации ускоренных электронов, прогреву центра мишени. В результате затруднительно добиться значительного сжатия.

Оптимальным представляется использование лазеров с длиной волны порядка 0,5 мкм. С одной стороны, длина волны достаточно мала для того, чтобы при поглощении наносекундных импульсов основным механизмом было бы столкновительное затухание и генерация быстрых электронов была бы не столь опасна. С другой стороны, при таких длинах волн можно использовать обычные оптические системы.

В последнее время разработаны лазерные комплексы, работающие в этом частотном диапазоне. Они включают лазер на эксимерах, накачиваемый электронным пучком. Этот лазер служит селективной накачкой для лазера на элементах VI группы (кислород), работающего в нужном частотном диапазоне. Для созданных комплексов полученный общий КПД системы превышает КПД лазеров на углекислом газе [30].

Из изложенного выше видно, что на осуществимость ЛТС можно рассчитывать лишь при получении коэффициента усиления, близкого к максимальным, полученным в численных экспериментах. Неопределенность в понимании физики поглощения света и сжатия создает опасность в недостижимости этих результатов в реальных экспериментах.

Поэтому весьма важными представляются эксперименты на установках с энергией $\sim 10^4$ Дж, достижение на них высоких степеней сжатия, результаты экспериментов с «термоядерными» мишенями.

Следует еще подчеркнуть, что физика ЛТС, помимо практических акцентов,— это еще изучение совершенно уникальных явлений. Взаимодействие с веществом лазерного излучения, создающего давление 10^8 атм., генерация мегагауссных магнитных полей, турбулентность плазмы, возбуждаемая аномально сильными электромагнитными полями и т. д. все больше и больше привлекают внимание исследователей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович А. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз., 1963.
2. Доклады Всесоюзного совещания по инженерным проблемам управляемого термоядерного синтеза. Т. 1. Л., изд. НИИЭФА, 1975.
3. Johnson R., Hall R.—“J. Appl. Phys.”, 1971, vol. 42, p. 1035.
4. Басов Н. Г., Крохин О. Н.—ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 171.
5. Nuckols J. et al.—“Nature”, 1972, vol. 239, p. 199; Наккольс Дж. и др.— В кн.: Проблемы управляемого термоядерного синтеза. М., Атомиздат, 1976.
6. Nuckols et al. Lawrence Livermore Lab. Laser Fusion Program Annual Rep. (Rep. UCRL-50021), 1976.
7. Бракнер К., Джоргия С. Управляемый лазерный синтез. М., Атомиздат, 1977.
8. Basov N. G. et al. 5-th Intern. conference of plasma phys. and contr.—“Nuclear Fusion”, Tokyo, 1974.
9. Mason R. T., Morse R. L. Los Alamos Sci. Lab. Report (LA—5789 MS), 1974.
10. Анисимов С. И. и др.—«Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 22, с. 343.
11. Прохоров А. М., Анисимов С. И., Пашинин П. П.—УФН, 1976, т. 119, с. 401.
12. Тезисы докладов XII Европейской конференции по взаимодействию лазерного излучения с веществом. М., 1978.
13. Анисимов С. И., Иванов М. М., Икогамов Н. А. Динамика лазерного сжатия и нагревания простых мишеней. Препринт ИТФ им. Ландау. Черноголовка, 1977.
14. Басов Н. Г. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой. Итоги науки и техники. М., ВИНТИ, 1978.

15. Forslund P.— "J. Geophys. Res.", 1970, vol. 75, p. 17.
16. Max C., Manhetmer W., Thomson J.— "Phys. Fluids", 1978, vol. 21, p. 128.
17. Stamper T. et al.— "Phys. Rev. Lett.", 1972, vol. 26, p. 1012.
18. Raven A. et al.— "Phys. Rev. Lett.", 1978, vol. 41, p. 554.
19. NRL Memorandum Report, N 3890, 29. 11. 1978.
20. Melone R. C. et al.— "Phys. Rev. Lett.", 1975, vol. 34, p. 721;
Mead W. C. et al.— "Phys. Rev. Lett.", 1976, vol. 37, p. 489;
Young F. et al.— "Appl. Phys. Lett.", 1977, vol. 30, p. 45.
21. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., «Наука», 1973.
22. Liu C. S. Advances in Plasma Phys. Vol. 6. Ed. by A. Simon and W. Thompson. John. Wiley and Sons Inc., 1976.
23. Горбунов Л. М. и др.— «Письма в ЖЭТФ», 1978, т. 27, с. 242.
24. Estabrook K.— "Phys. Fluids", 1976, vol. 19, p. 1733.
25. Godwin R.— "Appl. Opt.", 1979, vol. 18, N 16.
26. NRL Memorandum Report, N 3684, 29.12. 1977.
27. Nishikama K.— In: 7 Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nuclear Fusion Research. Innsbruck, 1978.
28. Atwood D.— "IEEE J. of Quantum Electronics", 1978, vol. QE-14, p. 309.
29. Atwood P. et al.— "Phys. Rev. Lett.", 1978, vol. 40, p. 184.
30. Lawrence Livermore Lab. Laser Fusion Program. (Annual Report), 1975.

Поступила в редакцию 20 мая 1979 г.
