

Прямое зажигание мишеней инерциального термоядерного синтеза потоком ионов лазерной плазмы

С.Ю.Гуськов

Представлена теоретическая модель прямого зажигания предварительно сжатого термоядерного вещества мишени инерциального синтеза под действием мощного импульса пучка легких ионов лазерной плазмы. Показано, что плазменные потоки с параметрами, необходимыми для зажигания, могут быть получены в расположенной отдельно от термоядерной мишени плоской мишени-генераторе при ее быстром тепловом взрыве под действием мощного лазерного импульса. Данный метод прямого зажигания предполагает использование термоядерной мишени, конструкция которой способна обеспечить подвод энергии зажигающего драйвера к сжатому термоядерному веществу. Такой мишенью может быть цилиндрическая мишень с частично открытыми торцами или сферическая мишень, имеющая одно или два конических отверстия.

Ключевые слова: инерциальный термоядерный синтез, прямое зажигание, тепловой взрыв, пучок легких ионов.

1. Введение

Концепция прямого зажигания [1, 2] в инерциальном термоядерном синтезе (ИТС) состоит в разделении во времени процессов сжатия и нагрева термоядерного вещества при воздействии на мишень двух синхронизованных импульсных источников энергии (драйверов). Воздействующий первым сжимающий драйвер предназначен для медленного сжатия вещества мишени по «холодной адиабате». Второй драйвер, зажигающий, должен обеспечить быстрый нагрев небольшой части сжатого термоядерного горючего за время, не превышающее времени инерциального удержания области первоначального инициирования, и обеспечить инициирование самоподдерживающейся волны термоядерного горения. Изложенный способ зажигания позволяет минимизировать энергию DT-плазмы на уровне 20–50 кДж при достижении порога зажигания и на уровне 0.3–1 МДж при инициировании волны горения с высокими коэффициентами усиления [1, 2].

Прямое зажигание имеет еще одно важное преимущество, которое может оказаться решающим в проблеме ИТС. Дело в том, что при попытке сформировать условия инициирования волны термоядерного горения (высокая температура в центральной части мишени, высокая плотность в окружающем холодном веществе) только за счет гидродинамической кумуляции при сжатии сферической мишени серьезное негативное влияние на формирование области первоначального инициирования может оказывать гидродинамическая неустойчивость, поскольку торможение периферийной части плотного термоядерного вещества происходит в малоплотной центральной области. Опыт исследований в области

ИТС показывает, что решение проблемы гидродинамической неустойчивости представляет собой непростую задачу. Таким образом, прямое зажигание, несмотря на необходимость применения дополнительного драйвера, может оказаться не только наиболее дешевым, но и единственно возможным способом.

В работах [1, 2] для осуществления прямого зажигания предлагалось использовать мишени ИТС, способные обеспечить внутренний ввод энергии зажигающего драйвера. Такими мишенями могут быть сферические мишени с одним или несколькими каналами, например конические или цилиндрические мишени с отверстием на одной или обеих торцевых поверхностях. В работе [3] для осуществления прямого зажигания предлагалось формировать канал для ввода излучения зажигающего драйвера непосредственно в процессе воздействия на сферическую мишень. Предлагалось использовать два лазерных импульса, один из которых за счет пондеромоторного воздействия формирует в мишени канал, а второй, распространяясь по этому каналу, доставляет энергию к термоядерному веществу. Этот метод получил название «быстрое зажигание» (fast ignition).

Передача энергии термоядерному веществу при абляционном сжатии сопровождается потерями энергии в испаряемой части мишени и оболочке-абляторе. Прямой нагрев вещества зажигающим драйвером свободен от такого рода потерь энергии, поэтому энергия сжимающего драйвера должна значительно превышать энергию зажигающего. Согласно [1, 2], при прямом зажигании сферической мишени коэффициенту усиления порядка единицы соответствуют энергии сжимающего и зажигающего драйверов соответственно 100–200 кДж и 10–20 кДж, а высокому коэффициенту усиления, например 1000, – энергии 10 МДж и 150 кДж.

К настоящему времени уже обсуждались различные комбинации сжимающего и зажигающего драйверов. С точки зрения энергетических требований сжимающим драйвером может быть импульс коротковолнового лазерного излучения или пучок тяжелых ионов. Обсужда-

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 28 апреля 2001 г.; после доработки – 13 августа 2001 г.

лась возможность использования в качестве зажигающего драйвера пучка «ускорительных» тяжелых ионов [1, 2], пучка быстрых электронов, который образуется при воздействии на вещество коротковолнового [1–3] или длинноволнового [2] лазерного излучения, импульса рентгеновского излучения [4] и ускоренной макрочастицы вещества [4].

Условия быстрого нагрева малой массы в области первоначального иницирования предъявляют весьма жесткие требования к параметрам зажигающего драйвера. Такой драйвер должен обеспечивать плотность потока доставляемой на мишень энергии не менее $10^{18} - 10^{19}$ Вт/см² в пятне фокусировки радиусом в несколько десятков микрометров при длительности импульса в несколько десятков пикосекунд и все это при энергии в несколько десятков килоджоулей. С точки зрения прогресса в области концентрации энергии импульсных источников энергии наиболее перспективными представляются варианты зажигающих драйверов, основанные на использовании мощных коротких импульсов излучения твердотельного лазера. В настоящее время достигнуты и даже превзойдены необходимые длительность импульса и интенсивность излучения такого лазера [5], пока, правда, при энергии в несколько сотен джоулей.

В работе [6] был предложен еще один способ прямого зажигания с помощью мощного короткого импульса лазерного излучения. Он заключается в использовании потока легких мегавольтных ионов лазерной плазмы, который создается при воздействии лазерного пучка на тонкую плоскую мишень-генератор из вещества легких элементов, расположенную отдельно от термоядерной мишени. Пучок легких ионов лазерной плазмы может оказаться наиболее перспективным типом зажигающего драйвера.

Действительно, формирование пучка «ускорительных» ионов и устойчивое ускорение макрочастицы с параметрами, необходимыми для прямого зажигания, сопряжено со значительными техническими трудностями. Применение рентгеновского излучения требует генерации импульса мощного неравновесного излучения с интенсивностью $10^{18} - 10^{20}$ Вт/см² и энергией квантов не более 500–800 эВ [6]. Основное преимущество ионного зажигающего драйвера по сравнению с пучком быстрых электронов состоит в большей эффективности передачи энергии термоядерному веществу, происходящей, в отличие от случая быстрых электронов, практически без рассеяния частиц.

Ниже развивается теория прямого зажигания мишени ИТС с внутренним вводом излучения под действием пучка легких мегавольтных ионов. Определяются параметры лазерного импульса и мишени-генератора, необходимые для генерации пучка ионов, который обеспечивает прямое зажигание сжатого DT- и DD-горючего.

2. Общие условия прямого зажигания

Будем считать, что в результате предварительного сжатия сферической или цилиндрической мишени масса заключенного в ней горючего M_f имеет плотность ρ_p и температуру $T = 0$. За счет воздействия зажигающего драйвера в определенной части горючего, имеющей массу M_p , так называемой области первоначального иницирования, должны быть созданы условия для иницирования волны термоядерного горения, которая впо-

следствии распространится на остальную часть горючего. Эти условия хорошо известны и состоят в том, что параметр $\rho_p R_p$ – произведение плотности и размера области первоначального иницирования и T_p – температура плазмы в этой области должны превосходить определенные нижние пределы χ_* и T_* :

$$\rho_p R_p \geq \chi_* \text{ и } T_p \geq T_*, \quad (1)$$

где $\chi = 0.3 - 0.4$ г/см², $T_* = 5 - 10$ кэВ для DT-горючего и $\chi_* = 2 - 4$ г/см², $T_* = 50 - 100$ кэВ для DD-горючего.

Минимальные энергия E_p и масса M_p (размер R_p) области иницирования, соответствующие нижним пределам в (1), определяются выражениями

$$E_p = A\pi \frac{T_* \chi_*^3}{\rho_p^2}, \quad (2)$$

$$M_p = \pi \frac{\chi_*^3}{\rho_p^2}, \quad R_p = \frac{\chi_*}{\rho_p}, \quad (3)$$

где $A = Ck_B/m_n$ – удельная теплоемкость; $C = (z_p + 1)/[\mu_p(\gamma_a - 1)]$; z_p , μ_p и γ_a – заряд и атомный вес ионов плазмы, а также постоянная адиабаты вещества в области иницирования соответственно; для DT- и DD-горючего постоянная $C = 1.2$ и 1.5 ; k_B и m_n – постоянная Больцмана и масса нейтрона. Здесь и далее температура, плотность и параметр ρR измеряются в кэВ, г/см³ и г/см² соответственно.

Если поглощение излучения в плазме происходит без рассеяния, длина поглощения излучения зажигающего драйвера L_d и радиус зажигающего пучка R_{opt} должны быть равны размеру области иницирования (3):

$$L_d = R_{opt} = \frac{\chi_*}{\rho_p}. \quad (4)$$

Если поглощение излучения зажигающего драйвера сопровождается рассеянием (как, например, в случае пучка быстрых электронов), длина поглощения по-прежнему должна быть равна размеру области иницирования, а начальный радиус пучка должен быть меньше ее размера, т. е. он должен быть равен размеру области первоначального иницирования после рассеяния.

Приведем необходимые при дальнейших расчетах формулы для оптимальных параметров зажигающего драйвера, полученные в [1, 2] в предположении, что вся энергия зажигающего драйвера поглощается в области иницирования, а его длительность равна времени инерциального удержания, которое при краевом зажигании близко к отношению размера области к скорости звука в ней V_s (в см/с):

$$t_p \approx \frac{R_p}{V_s}, \quad V_s = [(\gamma_a - 1)AT_p]^{1/2} \\ \approx 3.2 \cdot 10^7 C^{1/2} (\gamma_a - 1)^{1/2} T_p^{1/2}. \quad (5)$$

Энергия (в джоулях), длительность (в секундах) и интенсивность оптимального зажигающего импульса (здесь и далее – в 10^{17} Вт/см²) составляют соответственно

$$E_{opt} = E_p \approx 3.1 \cdot 10^8 C \frac{T_* \chi_*^3}{\rho_p^2}, \quad (6)$$

$$t_{opt} = t_p \approx 3.2 \cdot 10^{-8} C^{-1/2} (\gamma_a - 1)^{-1/2} \frac{\chi_*}{\rho_p T_*^{1/2}}, \quad (7)$$

$$I_{opt} \approx 3.1 \cdot 10^{-2} C^{3/2} (\gamma_a - 1)^{1/2} T_*^{3/2} \rho_p. \quad (8)$$

Для условий зажигания (1) при плотности сжатого термоядерного вещества $\rho_p = 300 \text{ г/см}^3$ оптимальные параметры зажигающего импульса, согласно (6)–(8), таковы: длительность $t_{\text{opt}} \approx 10 - 20 \text{ пс}$, радиус пучка $R_{\text{opt}} \approx 10 - 20 \text{ мкм}$, энергия $E_{\text{opt}} \approx 0.5 - 1 \text{ кДж}$, интенсивность $I_{\text{opt}} \approx 10^{18} - 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ для DT-горючего и $t_{\text{opt}} \approx 40 - 70 \text{ пс}$, $R_{\text{opt}} \approx 50 - 100 \text{ мкм}$, $E_{\text{opt}} \approx 2 - 3 \text{ МДж}$, $I_{\text{opt}} \approx 10^{20} - 10^{21} \text{ Вт/см}^2$ для DD-горючего.

3. Прямое зажигание пучком легких ионов лазерной плазмы

Основное достоинство пучка высокоэнергетических ионов как зажигающего драйвера состоит в эффективной передаче энергии плазме области инициирования, что происходит фактически без рассеяния пучка. При лазерной генерации высокоэнергетических ионов наиболее предпочтительным типом ионов, с точки зрения требований прямого зажигания, являются легкие ионы (или даже протоны). Это обусловлено тем, что, во-первых, с уменьшением заряда ионов лазерной плазмы в ней снижаются потери на тормозное излучение и, во-вторых, уменьшается разброс зарядов ионов пучка, что делает более определенной длину замедления ионов и упрощает ее согласование с размером области инициирования.

Одно из условий инициирования волны термоядерного горения, лежащее в основе соотношений (1), состоит в примерном равенстве размера области зажигания и пробега в ней заряженных термоядерных частиц, энергии которых составляют 1–3 МэВ на нуклон. Понятно, что легкие ионы зажигающего драйвера, осуществляющие первоначальный нагрев горючего в области зажигания, должны иметь примерно такую же энергию – несколько мегаэлектронвольт на нуклон.

Генерация быстрых электронов и ионов с энергиями, соответствующими условиям прямого зажигания, широко исследуется в современных экспериментах по воздействию мощного короткого лазерного импульса на вещество. В ряде экспериментов (см, напр., [5, 7–9]) зарегистрированы высокоэнергетические ионы с энергиями от нескольких мегаэлектронвольт до нескольких десятков мегаэлектронвольт на нуклон, образование которых происходило в условиях интенсивной генерации быстрых электронов с энергией от нескольких сотен килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт.

Эксперименты проводились с использованием лазерных импульсов с интенсивностью $10^{18} - 3 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ и длительностью от нескольких долей пикосекунды до нескольких десятков пикосекунд. Лазерный пучок воздействовал на достаточно массивные плоские мишени из пластика, алюминия и ряда других веществ с толщинами в несколько сот микрометров, сравнимыми с длинами торможения быстрых электронов в этих веществах. При этом ускорение ионов на краю мишени происходило в самосогласованном электрическом поле, которое образовывалось за счет вылета быстрых электронов за пределы мишени. Доля энергии лазерного излучения, приходящаяся на быстрые ионы, и средняя энергия быстрых ионов возрастали с повышением интенсивности лазерного импульса.

Максимальная доля энергии, содержащаяся в быстрых ионах, составила около 14–15 % от поглощенной в плазме лазерной энергии и была зарегистрирована в

экспериментах [5] по генерации быстрых протонов, выполненных при рекордной интенсивности импульса $3 \cdot 10^{20} \text{ Вт/см}^2$. Большая часть энергии приходилась на протоны с энергиями 10–40 МэВ. Легкие ионы зажигающего драйвера должны иметь существенно меньшую энергию, которая соответствует меньшим интенсивностям воздействующего лазерного импульса, а значит, и меньшей 15 % степени трансформации энергии лазерного излучения в энергию пучка ионов.

Более привлекательным с энергетической точки зрения способом формирования легкоионного пучка зажигающего драйвера представляется быстрый тепловой взрыв малой массы вещества под действием мощного короткого лазерного импульса. Такой процесс может быть осуществлен при воздействии лазерного импульса на тонкую плоскую фольгу из вещества легких элементов. В этом случае нагрев плазмы происходит при многократных пролетах быстрых электронов через фольгу, что обеспечивается их отражением в самосогласованном поле на границах мишени. Мегаэлектронные ионы образуются в результате разлета нагретого вещества мишени и трансформации его тепловой энергии в энергию направленного движения ионов.

Вообще говоря, при тепловом взрыве однородно нагретой тонкой фольги (мишени-генератора) тепловая энергия вещества преобразуется в энергию двух противоположно направленных гидродинамических потоков. Однако при интенсивности лазерного излучения свыше 10^{18} Вт/см^2 существенную роль играет пондеромоторное давление света, воздействие которого может приводить к значительному нарушению симметрии разлета вещества в пользу потока плазмы, направленного вдоль направления падения лазерного пучка на мишень-генератор.

4. Генерация зажигающего пучка легких ионов при тепловом взрыве тонкой фольги под действием короткого лазерного импульса

Рассмотрим условия взаимодействия греющего лазерного импульса с мишенью-генератором, которые обеспечивают поток ионов с параметрами зажигающего драйвера, и определим, насколько близкими к оптимальным параметрам зажигающего импульса могут быть параметры легкоионного зажигающего пучка и параметры генерирующего этот пучок лазерного импульса.

4.1. Энергия иона зажигающего импульса

Требование к энергии иона зажигающего импульса следует из условий энергетического баланса в области первоначального инициирования и в мишени-генераторе. При поглощении излучения всего лазерного импульса в мишени-генераторе эти условия записываются в виде

$$n_i E_i A_0 = k_a I_L t_L, \quad (9)$$

$$C \mu_p n_p T_p L_i = k_i \alpha I_L t_L, \quad (10)$$

где E_i, n_i – энергия и плотность ионов; k_a – коэффициент поглощения лазерного излучения в мишени-генераторе; k_i – доля лазерной энергии, преобразующаяся в энергию одностороннего потока ионов в направлении термоядерной мишени; $\alpha = (R_L/R_d)^2$ – фактор расходимости пучка ионов; R_L – радиус лазерного пучка, облучающего мишень-генератор; R_d – радиус пучка ионов на термоядер-

ной мишени; A_0 – начальная толщина мишени-генератора; L_i – длина области поглощения ионов, которая представляет собой длину (в сантиметрах) торможения ионов в кулоновских столкновениях с электронами области инициирования [10]:

$$L_i = \frac{3}{8} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{E_i^{1/2} T_p^{3/2}}{e^4 z_i^2 z_p n_p A} \approx 4 \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_i}{\mu_i} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_p}{z_p} \right) \left(\frac{\mu_i}{z_i} \right) z_i^{-1} \frac{T_p^{3/2}}{\rho_p}; \quad (11)$$

e и m_e – заряд и масса электрона; z_i, μ_i, m_i – заряд, атомный вес и масса ионов соответственно; A – кулоновский логарифм, который полагается равным 10; здесь и далее E_i измеряется в мегаэлектронвольтах.

Коэффициент поглощения лазерного излучения при интересующей нас высокой интенсивности лазерного импульса определяется коэффициентом резонансного поглощения лазерного излучения k_e и, вообще говоря, эффективностью k_r передачи энергии лазерного излучения мишени-генератору как целому под действием пондеромоторного давления. В [11] получена зависимость импульса, который приобретает плоская мишень под действием давления света, от коэффициента резонансного поглощения излучения:

$$\rho_0 A_0 \delta V_i = (2 - k_e) \frac{I_L t_L}{c},$$

где c – скорость света; ρ_0 – начальная плотность вещества. Отсюда для доли энергии лазерного излучения, передаваемой мишени через пондеромоторный механизм, получаем

$$k_r \equiv \frac{\rho_0 A_0 (\delta V_i)^2}{2 I_L t_L} = \frac{1}{2} (2 - k_e)^2 \frac{I_L t_L}{c^2 \rho_0 A_0}. \quad (12)$$

При интенсивности $I_L = 10^{19} - 10^{20}$ Вт/см² и длительности $t_L = 10 - 100$ пс для тонкой мишени с поверхностной плотностью массы $\rho_0 A_0 = 10^{-5} - 10^{-4}$ г/см² эффективность пондеромоторной передачи энергии может составлять несколько десятков процентов. В отсутствие значительного пондеромоторного воздействия энергия потока ионов плоской мишени-генератора, которая может быть использована для нагрева области инициирования, равна половине поглощенной энергии лазерного излучения. При значительной роли пондеромоторного механизма поглощения в энергию потока ионов, направленного вдоль оси лазерного пучка на термоядерную мишень, может быть преобразовано более половины поглощаемой в мишени энергии:

$$k_i = \frac{1}{2} (k_a + k_r), \quad (13)$$

где $k_a = k_e + k_r$.

Фактор расходимости ионного пучка на пути d от мишени-генератора до термоядерной мишени определяется соотношением поперечной и продольной составляющих скорости ионов и выражается через коэффициенты резонансного поглощения и пондеромоторного воздействия следующим образом:

$$\alpha = \left[1 + \frac{1}{2} \frac{d}{R_L} \left(\frac{k_e}{k_r + k_e} \right)^{1/2} \right]^{-2}. \quad (14)$$

Имеются два фактора, которые необходимо учитывать при обсуждении проблемы расходимости. Во-первых, вещество сжимаемой термоядерной мишени, разлетающееся с поверхности вводимого отверстия, не должно попадать на мишень-генератор до момента воздействия на нее короткого лазерного импульса. Во-вторых, расстояние d от вводимого отверстия до мишени-генератора должно превышать расстояние, на котором происходит формирование пучка легких ионов; конечным результатом последнего должна быть полная трансформация тепловой энергии плазмы мишени-генератора в энергию гидродинамического разлета вещества.

Первое условие может быть в принципе выполнено за счет конструктивных особенностей системы термоядерной мишени и мишени-генератора, например при использовании защитной диафрагмы. Выполнение же второго условия накладывает ограничение на максимальный фактор расходимости. Как будет показано ниже, минимальное расстояние, на котором можно осуществить формирование потока легких ионов в условиях нагрева мишени быстрыми электронами, составляет $\sim 2.2 R_L$. Отсюда следует, что максимальный фактор расходимости в отсутствие значительной роли пондеромоторного воздействия лазерного импульса не превышает 0.25.

Из уравнений энергетического баланса легко получить первое соотношение, определяющее требования к параметрам мишени-генератора и греющего лазерного импульса:

$$\rho_0 A_0 \frac{E_i}{\mu_i} = 10^{-3} C \chi_* T_* \frac{k_a}{\alpha k_i}. \quad (15)$$

Условие согласования длины кулоновского торможения иона с размером области первоначального инициирования $L_i = \chi^*/\rho_p$ при использовании (12) определяет зависимость энергии иона от параметров зажигания:

$$\frac{E_i}{\mu_i} = 6.25 \cdot 10^4 z_i^2 \left(\frac{z_i}{\mu_i} \right)^2 \left(\frac{z_p}{\mu_p} \right)^2 \frac{\chi_*^2}{T_*^3}. \quad (16)$$

Подставляя (17) в (16), получаем требование к параметру $\rho_0 A_0$ мишени-генератора:

$$\rho_0 A_0 = 1.6 \cdot 10^{-8} C z_i^{-2} \left(\frac{\mu_i}{z_i} \right)^2 \left(\frac{\mu_p}{z_p} \right)^2 \frac{T_*^4 k_a}{\chi_* \alpha k_i}. \quad (17)$$

Энергия иона зажигающего импульса уменьшается, а параметр $\rho_0 A_0$ мишени-генератора, соответствующий этой энергии, наоборот, растет с уменьшением заряда иона. Для зажигания ДТ-горючего энергия, например, ионов бериллия должна быть равна 27 МэВ, а параметр $\rho_0 A_0$ мишени-генератора при $\alpha = 0.25$, $k_a = 0.6$ и $k_i = k_a/2 = 0.3$ должен составлять $7.5 \cdot 10^{-4}$ г/см³. Для зажигания DD-горючего эти величины должны быть равны 2.3 МэВ и 0.3 г/см². Согласно (13), при данной поверхностной плотности бериллиевой мишени-генератора высокой эффективности пондеромоторного воздействия ($k_e \sim k_r$) в случае зажигания ДТ-горючего отвечает интенсивность лазерного импульса $5 \cdot 10^{19}$ Вт/см² и в случае зажигания DD-горючего – $5 \cdot 10^{23}$ Вт/см².

4.2. Согласование времен

Перейдем к анализу динамики формирования импульса ионного потока лазерной плазмы и к согласованию длительности этого импульса с длительностью зажигающего импульса. Общая длительность процессов,

ответственных за формирование импульса потока ионов, к которым относятся поглощение лазерного излучения, нагрев тепловых электронов мишени-генератора быстрыми электронами и передача энергии ионам плазмы в процессе теплового взрыва мишени-генератора, не должна превышать время инерциального удержания вещества в области инициирования.

Для того чтобы имелась возможность поглощения излучения всего лазерного импульса в мишени-генераторе, средняя плотность разлетающегося вещества к концу лазерного импульса должна превышать критическую плотность плазмы ρ_c :

$$\rho_{im} > \rho_c = 1.83 \cdot 10^{-3} \frac{\mu_i}{z_i \lambda^2}. \quad (18)$$

Здесь и далее λ – в микрометрах, ρ_c – в г/см². Поглощение лазерного излучения должно происходить на стадии плоского разлета мишени, поскольку при прочих равных условиях плоский разлет отвечает наиболее медленному уменьшению плотности вещества. Это условие приводит к следующему ограничению радиуса лазерного пучка R_L :

$$R_L \geq \frac{1}{\sqrt{5}} V_i \left(\frac{k_e}{k_e + k_r} \right)^{1/2} t_L. \quad (19)$$

При плоском разлете в момент окончания импульса плотность мишени

$$\rho_{im} = \frac{\rho_0 A_0}{t_L V_i}, \quad (20)$$

где, согласно (16), скорость ионов (в сантиметрах в секунду)

$$V_i = 3.5 \cdot 10^{11} z_i \left(\frac{z_i}{\mu_i} \right) \left(\frac{z_p}{\mu_p} \right) \frac{\lambda_*}{T_*^{3/2}}. \quad (21)$$

Взаимодействие быстрого электрона с плазмой представляет собой передачу энергии тепловым электронам плазмы и рассеяние на ионах в кулоновских столкновениях. В [12] показано, что рассеяние уменьшает длину торможения быстрого электрона в безграничной плазме в $(2 + z_i)^{1/2}$ раз. Эксперименты по воздействию мощного лазерного импульса на плоские мишени не обнаружили сильного рассеяния электронов относительно направления падения лазерного пучка на мишень (см., напр., [5, 7–9]). В литературе этот факт объясняется генерацией коллимирующих магнитных полей – спонтанных, связанных с наличием в указанной экспериментальной геометрии скрещенных градиентов температуры и плотности плазмы, и собственных магнитных полей тока быстрых электронов.

Исходя из этого, дальнейшие расчеты мы будем выполнять в предположении, что торможение быстрых электронов в мишени-генераторе происходит в пределах области, имеющей размер порядка радиуса воздействующего лазерного пучка, но полная длина торможения содержит поправку на рассеяние. Включая фактор рассеяния в формулу длины торможения релятивистского электрона в кулоновских торможениях из работы [13], для длины L_f и времени t_f торможения быстрого электрона в плазме (в сантиметрах) можно получить:

$$L_f = \frac{E_f^2}{4\pi e^4 A(\gamma) n_i z_i (2 + z_i)^{1/2}} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right)^2 \approx 6 \cdot 10^{-6} \frac{E_f^2}{\rho_i (2 + z_i)^{1/2} A(\gamma)} \left(\frac{\mu_i}{z_i} \right) \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right)^2, \quad (22)$$

$$t_f \approx 4.2 \cdot 10^{-16} \frac{E_f^{3/2}}{\rho_i A(\gamma) (2 + z_i)^{1/2}} \left(1 - \frac{1}{\gamma^2} \right)^{3/2} \left(\frac{\mu_i}{z_i} \right), \quad (23)$$

где t_f – в секундах; E_f – энергия быстрого электрона (здесь и далее в килоэлектронвольтах); кулоновский логарифм $A(\gamma)$ есть функция релятивистского фактора

$$\gamma = \left(1 - \frac{V_e^2}{c^2} \right)^{-1/2},$$

и для энергий быстрого электрона 0.5–2 МэВ, которые соответствуют интенсивности излучения Nd-лазера от 10^{19} до 10^{21} Вт/см², он близок к 20.

Для дальнейших расчетов будем использовать известный скейлинг для энергии быстрых электронов [14]

$$E_f = 10^2 (I_L \lambda^2)^{1/3}, \quad (24)$$

где I_L и λ – интенсивность и длина волны лазерного излучения. Подставляя (24) в (23), для времени (в секундах) торможения быстрого электрона с $V_e \sim c$ имеем

$$t_f = 2.1 \cdot 10^{-13} \frac{(I_L \lambda^2)^{1/2}}{\rho_i (2 + z_i)^{1/2}} \left(\frac{\mu_i}{z_i} \right). \quad (25)$$

Учитывая, что время торможения быстрого электрона обратно пропорционально плотности плазмы, критерием согласования времени формирования импульса ионов мишени-генератора с временем инерциального удержания области первоначального инициирования будем считать равенство длительности лазерного импульса и времени удержания. Последнее должно превышать время торможения быстрого электрона при минимальной плотности ρ_{im} , которую разлетающаяся мишень-генератор имеет к концу лазерного импульса:

$$t_L = t_d \geq t_f(\rho_{im}). \quad (26)$$

При выполнении этого условия можно приближенно считать, что нагрев мишени-генератора заканчивается в момент окончания лазерного импульса. Время передачи энергии ионам мишени-генератора в этом случае представляет собой время разлета мишени на расстояние, равное ее толщине, при средней плотности ρ_{im} :

$$t_i \approx \frac{\rho_0 A_0}{\rho_{im} V_i}.$$

Поскольку это время равно времени расширения мишени от начальной плотности до плотности ρ_{im} , при выполнении условия согласования (26) время передачи энергии быстрым ионам оказывается также равным (по порядку величины) времени инерциального удержания вещества в области первоначального инициирования.

Подставляя в (20) выражение (21) для скорости ионов, (17) – для параметра $\rho_0 A_0$ и (5) – для времени инерциального удержания, легко получить, что в момент окончания лазерного импульса плотность мишени

$$\rho_{im} \approx 1.4 \cdot 10^{-12} C^{3/2} (\gamma - 1)^{1/2} \frac{T_*^6 \rho_p}{z_i^3 \lambda_*^3} \left(\frac{\mu_i}{z_i} \right)^3 \left(\frac{\mu_p}{z_p} \right)^3 \frac{k_a}{k_i \alpha}. \quad (27)$$

При выполнении условия согласования времен $t_L = t_d = t_{opt}$ и условия согласования длины поглощения ио-

нов $L_i = \chi_*/\rho_p$ (см. (4)) параметры зажигающего ионного пучка и греющего лазерного импульса связаны с параметрами оптимального зажигающего импульса следующим образом:

$$E_d = E_{\text{opt}} \alpha^{-1} \left(\frac{R_L}{R_{\text{opt}}} \right)^2, \quad t_d = t_{\text{opt}}, \quad I_d = I_{\text{opt}}, \quad (28)$$

$$E_L = E_{\text{opt}} \alpha^{-1} k_i^{-1} \left(\frac{R_L}{R_{\text{opt}}} \right)^2, \quad t_L = t_{\text{opt}}, \quad I_L = I_{\text{opt}} k_i^{-1} \alpha^{-1}. \quad (29)$$

Подставляя (27) последовательно в (18), (26), (19) и принимая во внимание (29), получаем, что условие согласования времен выполняется при

$$z_i \left(\frac{z_i}{\mu_i} \right)^{2/3} \leq 9.2 \cdot 10^{-4} C^{1/2} (\gamma_a - 1)^{1/6} \times \frac{T_*^2 \rho_p^{1/3} \lambda^{2/3}}{\chi_*} \left(\frac{\mu_p}{z_p} \right) \left(\frac{k_a}{k_i \alpha} \right)^{1/3}, \quad (30)$$

$$\frac{z_i}{(2 + z_i)^{1/6}} \left(\frac{z_i}{\mu_i} \right)^{2/3} \leq 1.06 \cdot 10^{-2} \left(\frac{C}{\gamma_a - 1} \right)^{1/12} \times \frac{T_*^{19/12}}{\chi_*^{2/3} \rho_p^{1/6} \lambda^{1/3}} \left(\frac{\mu_p}{z_p} \right) k_a^{1/3} (k_i \alpha)^{1/6}, \quad (31)$$

$$R_L \geq 5 \cdot 10^3 z_i \left(\frac{z_i}{\mu_i} \right) \left(\frac{z_p}{\mu_p} \right) \times \left(\frac{k_e}{k_e + k_r} \right)^{1/2} \frac{\chi_*^2}{C^{1/2} (\gamma_a - 1)^{1/2} T_*^2 \rho_p}, \quad (32)$$

где R_L – в сантиметрах.

Полученные соотношения позволяют определить параметры мишени-генератора, а также характеристики зажигающего пучка ионов и греющего лазерного импульса. Условия ограничения заряда ионов зажигающего пучка (30) и (31) без учета пондеромоторного воздействия лазерного импульса (при $\alpha = 0.5$, $k_a = 0.6$, $k_i = k_a/2 = 0.3$) дают максимальный заряд иона $Z_{\text{max}} = 3 - 4$ в случае зажигания DT-горючего и $Z_{\text{max}} = 5 - 6$ при зажигании DD-горючего. Это означает, что в качестве вещества мишени-генератора могут использоваться вещества легких элементов, содержащие водород и его изотопы (полистирол, полиэтилен, дейтерированные пластики, DT- и DD-лед), бериллий и легкие бериллийсодержащие вещества, такие как гидрид бериллия и другие. Например, для мишени-генератора из бериллия в случае зажигания DT-горючего, как было показано выше, поверхностная плотность мишени составляет $7.5 \cdot 10^{-4}$ г/см² и, следовательно, толщина такой мишени должна быть 4.2 мкм.

Условие ограничения радиуса зажигающего пучка ионов (32) для мишени из бериллия дает минимальный радиус пучка, близкий к радиусу оптимального зажигающего импульса $R_{\text{min}} = 25$ мкм в случае зажигания DT-горючего и 50 мкм в случае зажигания DD-горючего. Используя далее соотношения (28) и (29) в приближении $R_L \approx R_{\text{opt}}$ для указанного выше фактора расходимости $\alpha = 0.25$ и доли лазерной энергии, преобразующейся в поток ионов на мишень ($k_i = 0.3$), получаем, что минималь-

ная интенсивность зажигающего пучка ионов бериллия совпадает с интенсивностью оптимального зажигающего импульса: $I_d = I_{\text{opt}} \approx 10^{18} - 10^{19}$ Вт/см² для зажигания DT-горючего и $I_d = I_{\text{opt}} \approx 10^{20} - 10^{21}$ Вт/см² для зажигания DD-горючего. Однако минимальная энергия пучка за счет его расходимости превышает энергию оптимального зажигающего импульса в 4 раза ($E_d = E_{\text{opt}}/\alpha$): $E_d \approx 2 - 4$ кДж для зажигания DT-горючего и $5 - 10$ МДж – DD-горючего.

Греющий лазерный импульс, необходимый для генерации такого зажигающего пучка ионов, должен иметь более высокие интенсивность и энергию, чем пучок ионов, как по причине неполной трансформации лазерной энергии в энергию пучка ионов, падающего на термоядерную мишень, так и из-за расходимости пучка ($E_L = E_d/k_i = E_{\text{opt}}/\alpha k_i$, $I_L = I_d/\alpha k_i = I_{\text{opt}}/\alpha k_i$): $E_L \approx 5 - 15$ кДж, $I_L \approx 10^{19} - 10^{20}$ Вт/см² для зажигания DT-горючего и $E_L \approx 10 - 30$ МДж, $I_L \approx 10^{21} - 10^{22}$ Вт/см² для зажигания DD-горючего.

5. Заключение

Итак, при воздействии мощного короткого лазерного импульса на тонкую мишень-генератор может быть сформирован пучок ионов с параметрами, необходимыми для прямого зажигания предварительно сжатого термоядерного вещества мишени ИТС. Длительность импульса и радиус пятна фокусировки греющего лазерного импульса близки к аналогичным параметрам оптимального зажигающего импульса энергии. Вместе с тем из-за расходимости пучка ионов и неполной трансформации лазерной энергии в энергию пучка интенсивность и энергия греющего лазерного импульса на порядок превышают интенсивности и энергии оптимального зажигающего импульса.

Автор выражает глубокую признательность В.Б.Розанову, А.Карузо и К.Странгио за полезные обсуждения результатов работы. Работа частично поддержана грантом МНТЦ № 856.

1. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. *Proc. XXI Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter* (Warsaw, Poland, 1991, p.189 – 191).
2. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. *J. Sov. Laser Research*, **13**, 396 (1992).
3. Tabak M., Hammer J., Glinsky M.E. et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1626 (1994).
4. Caruso A. *Proc. of IAEA Techn. Comm. Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion* (Paris, France, 1994, p.325).
5. Hatcher S.P., Brown C.G., Cowan T.E. et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 2076 (2000).
6. Caruso A., Gus'kov S.Yu., Rozanov V.B. Strangio C. *XXVI Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter* (Prague, Czech Republic, 2000, p.56).
7. Norreys A., Santala M., Clark E. et al. *Phys. Plasmas*, **6**, 2150 (1999).
8. Krushelnick K., Clark E.L., Zepf M. et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 2055 (2000).
9. Tanaka K.A., Kadama R., Fujita H. et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 2014 (2000).
10. Gus'kov S.Yu., Krokhin O.N. Rozanov V.B. *Nuclear Fusion*, **16**, 957 (1976).
11. Caruso A., Strangio C. *Abstracts XXVI Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter* (Prague, Czech Republic, 2000, p.67).
12. Гуськов С.Ю., Зверев В.В., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **10**, 802 (1983).
13. Deutsch C., Furukawa H., Mima K. et al. *Laser and Particle Beams*, **15**, 557 (1997).
14. Davies J.R. *Phys. Rev. E.*, **56**, 7193 (1997).