04;07

Некоторые факторы, определяющие оптимальные характерные пробеги ускоренных лазерным излучением ионов в эквимолярном D–T-горючем

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: M.Shmatov@mail.ioffe.ru

В окончательной редакции 29 июня 2010 г.

Представлены модели, согласно которым на последних стадиях нагрева „горячего пятна“ в эквимолярном D–T-горючем протонами или другими ионами, ускоренными лазерным излучением, целесообразно использовать ионы с характерными пробегами, превышающими $1.2-1.5\,\mathrm{g/cm^2}$.

В литературе широко обсуждается „быстрый поджиг“ термоядерных микровзрывов с нагревом „горячего пятна“ ионами, ускоренными лазерным излучением (см., например, [1–12]). Предполагалось, что для эквимолярного D–T-горючего оптимальный характерный пробег ионов R_{typ} в „горячем пятне“ находится в диапазоне $0.3-0.4\,\mathrm{g/cm^2}$ [2], $0.15-1.2\,\mathrm{g/cm^2}$ [3,5,8] или $1-1.5\,\mathrm{g/cm^2}$ [10]. Это предположение основано на том, что при фиксированном радиусе r_{hs} поперечно-однородного „горячего пятна“ цилиндрической формы такие R_{typ} соответствуют наименьшим достаточным значениям суммарной кинетической энергии E_{hs} ионов, попадающих в „горячее пятно“ [2–6,8,10,13,14]. Ограничение сверху на R_{typ} приводит к ограничениям сверху на характерную начальную кинетическую энергию иона ε_{typ} и тем самым на интенсивность I облучения источника ионов [3,5].

Использование микровзрывов для производства электроэнергии будет целесообразно только при приемлемой стоимости установки для их инициирования [6,15,16]. При нагреве „горячего пятна“ ионами, ускоренными лазерным излучением, это приводит к необходимости реализации сценариев с достаточно малой энергией E_{las} лазерного импульса, ускоряющего ионы [6,16]. По крайней мере, для некоторых механизмов ускорения ионов лазерным излучением рост I вызывает рост эффективности ускорения $\eta_{ac} = E_{ion}/E_{las}$, где E_{ion} — суммарная кинетическая энергия ускоренных ионов [2,3,7]. Ниже представлены модели, согласно которым это, в сочетании с зависимостью наименьшего достаточного значения E_{hs} от r_{hs}, приводит к целесообразности выбора $R_{typ} > 1.2{-}1.5\,\mathrm{g/cm^2}$ на последних стадиях нагрева „горячего пятна“ в сжатом эквимолярном D$-$T-горючем. В некоторых случаях рост η_{ac} и ε_{typ} происходит и при росте длительности ускоряющего импульса [7]. Это может оказаться одной из дополнительных причин целесообразности выбора сравнительно больших R_{typ}.

Оценим пробег иона элемента с атомным номером Z в однородном „горячем пятне“ в эквимолярном D$-$T-горючем как

$$R[\mathrm{g/cm^2}] \approx 5.15 \cdot 10^{-2}\,\frac{A(T_e[\mathrm{keV}])^2}{Z_s^2}\int\limits_{u_0}^{u_1}\frac{udu}{\Lambda G}, \tag{1}$$

где A — атомная масса иона, T_e — электронная температура „горячего пятна“, $u_0 = 3m_e/m_i \approx 1.65 \cdot 10^{-3}/A$, m_e — масса электрона, m_i — масса иона, $u_1 = m_e\varepsilon/(m_iT_e) \approx 0.549 \cdot \varepsilon[\mathrm{MeV}]/(AT_e[\mathrm{keV}])$, ε — кинетическая энергия иона на момент попадания в „горячее пятно“,

$$\Lambda \approx 6.08 - \ln\Big\{Z_s\sqrt{\rho[\mathrm{g/cm^3}][1 + 5.49 \cdot 10^{-4} \cdot Z_s/(Au)]}\\ \times (T_e[\mathrm{keV}])^{-3/2}(1+u)^{-1}\Big\},$$

ρ — плотность горючего в „горячем пятне“, $G \approx \int\limits_0^u dt\sqrt{t}\exp(-t) - 5.49 \cdot 10^{-4}\sqrt{u}\exp(-u)/A$ [3] (см. также [8]).

Для некоторых термоядерных мишеней ε может быть значительно меньше начальной кинетической энергии иона ε_1 вследствие его торможения в сравнительно малоплотной плазме, окружающей основной сгусток сжатого горючего [11]. Рассмотрим сначала ситуации, когда такое торможение несущественно, что может быть обеспечено, в частности, при размещении источника ионов в конусе (см. также [2,4,5]), $E_{hs} \approx E_{ion}$ и $R_{typ} \approx R(\varepsilon = \varepsilon_{typ})$.

Обозначим интенсивность потока ускоренных лазерным излучением ионов вблизи их источника через I_{i0}. Для оценки зависимости I_{i0} и ε_{typ}

от I воспользуемся выражениями

$$I_{i0}[\mathrm{W/cm^2}] \approx 1.7 \cdot 10^{16}\sqrt{Z\lambda[\mu\mathrm{m}]/A} \cdot [I/(10^{18}\ \mathrm{W/cm^2})]^{5/4} \qquad (2)$$

и

$$\varepsilon_{typ}[\mathrm{MeV}] \approx 0.5Z\lambda[\mu\mathrm{m}]\sqrt{I/(10^{18}\ \mathrm{W/cm^2})}, \qquad (3)$$

где λ — длина волны ускоряющего излучения [3]. Мгновенное значение η_{ac} равно I_{i0}/I [3].

Начнем с рассмотрения ситуации, когда разброс ε мал, вследствие чего пробеги всех ионов приблизительно равны, все значения R_{typ} не менее $0.3\,\mathrm{g/cm^2}$, „горячее пятно“ — поперечно-однородный цилиндр, время его бомбардировки равно оптимальному значению $t_{\mathrm{opt}} = (54\,\mathrm{ps}) \cdot [\rho/(100\,\mathrm{g/cm^3})]^{-0.85}$ (см. [6,13,14]), r_{hs} за это время не изменяется.

При $0.3\,\mathrm{g/cm^2} \leqslant R_{typ} \leqslant R_0 = 1.2\,\mathrm{g/cm^2}$ интенсивность бомбардировки поверхности „горячего пятна“ I_{bomb} должна удовлетворять условию $I_{bomb} \geqslant I^{\min}_{bomb}$, где $I^{\min}_{bomb}$ — параметр, зависящий от ρ и r_{hs} [6,13,14].

Оценим требования к I_{bomb} при $R_{typ} \geqslant R_0$ как

$$I_{bomb} \geqslant I^{\min}_{bomb}\varepsilon_{typ}/\varepsilon_{eff}, \qquad (4)$$

где ε_{eff} — энергия, теряемая ионом в основной области „горячего пятна“ с поверхностной плотностью R_0. Это выражение является аналогом выражения, представленного в работе [14] для случая, когда потери энергии иона на единицу длины пути в „горячем пятне“ постоянны и соответственно $(\varepsilon/\varepsilon_{eff})(R \geqslant R_0) = R/R_0$. При нахождении ε_{eff} можно использовать тот факт, что кинетическая энергия иона на выходе из основной области „горячего пятна“ $\varepsilon_{typ}-\varepsilon_{eff}$ соответствует пробегу $R_{typ}-R_0$.

Из (4) следует, что наименьшие необходимые значения E_{las} соответствуют наибольшим значениям параметра $\eta = \eta_{ac}\eta_{\varepsilon}$, где $\eta_{\varepsilon} = \varepsilon_{eff}/\varepsilon_{typ}$.

Рассмотрим в качестве примера нагрев „горячего пятна“ в течение малого промежутка времени $t_1 \leqslant t \leqslant t_1 + \Delta t$ в ситуации, когда применимы выражения (1)–(4) и

$$I_{bomb}(t = t_1) \approx I_{i0}(t = t_1 - t_f)S_s(t = t_1 - t_f)/S_{hs}, \qquad (5)$$

где t_f — время пролета от их источника до „горячего пятна“, S_s — площадь облучаемой области источника ионов, S_{hs} — площадь торца „горячего пятна“, что соответствует малому разбросу

Таблица 1. Некоторые параметры, характеризующие нагрев „горячего пятна“ с $\rho = 300\,\text{g/cm}^3$ в эквимолярном D–T-горючем протонами при $\lambda = 1\,\mu\text{m}$

T_e, keV	R_{typ}, g/cm^2	ε_{typ}, MeV	ε_{eff}, MeV	$I \cdot 10^{-19}$, W/cm^2	η_{ac},%	η,%	$\eta I \cdot 10^{-18}$, W/cm^2
5	1.2	16.0	16.0	102	9.61	9.61	98.2
	1.5	20.7	18.9	171	10.9	9.99	170
	2	27.6	18.4	305	12.6	8.39	256
	2.5	33.7	16.1	455	14.0	6.68	304
10	1.2	4.81	4.81	9.25	5.27	5.27	4.88
	1.5	7.12	6.72	20.3	6.42	6.05	12.3
	2	11.5	9.23	53.3	8.17	6.53	34.8
	2.5	16.4	10.8	107	9.72	6.43	68.7

ε и/или малому расстоянию между источником ионов и „горячим пятном“ (см. также [1–6,10–12]). Обозначим энергию лазерного импульса, затрачиваемую на ускорение ионов в течение рассматриваемого промежутка времени, через ΔE_{las}. Из (4), (5) следует, что $\Delta E_{las} \geqslant I^{\min}_{bomb} S_{hs} \Delta t/\eta(t = t_1 - t_f)$. Рост мгновенных значений η вызывает уменьшение нижних границ ΔE_{las} и их суммы E_{las}.

В некоторых случаях могут возникнуть технические трудности, связанные с необходимостью попадания в „горячее пятно“ достаточно большого количества ионов N_{ion} (см., например, [11]). Наименьшие значения N_{ion} соответствуют наибольшим значениям ε_{eff}.

Из (1)–(3) следует, что рост R_{typ} в диапазоне $0.3-1.2\,\text{g/cm}^2$ сопровождается ростом η, I_{i0} и ε_{eff} (при этом $\eta = \eta_{ac}$, $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_{typ}$; см. также [3,5]). Высокие значения I_{i0} при $R_{typ} \leqslant R_0$ и в общем случае $I_{i0}\eta_\varepsilon = \eta I$ желательны по нескольким причинам. Например, из (4) и (5) видно, что они либо облегчают фокусировку ионов на „горячее пятно“, либо вообще устраняют необходимость в ней. Реализация сценариев с $R_{typ} < R_0$ будет оправдана главным образом в ситуациях, когда используются ионы элементов со сравнительно большими Z и бо́льшие значения R_{typ} недостижимы вследствие ограниченности I (см. (1), (3) и [3,5,8]).

В табл. 1 представлены примеры, соответствующие нагреву эквимолярного D–T-горючего с $\rho = 300\,\text{g/cm}^3$ при $\lambda = 1\,\mu\text{m}$, $T_e = 5$

и 10 keV протонами. „Горячее пятно“ должно быть нагрето до $T_e \approx 12\,\mathrm{keV}$ [6,13,14].

Данные из табл. 1 показывают, что для поздних стадий нагрева „горячего пятна“ протонами оправдан выбор R_{typ}, заметно, например приблизительно в два раза, превышающих R_0. Например, при $T_e = 10\,\mathrm{keV}$ рост R_{typ} от 1.2 до $2.5\,\mathrm{g/cm^2}$ сопровождается ростом η, ηI и ε_{eff} приблизительно в 1.22, 14.1 и 2.25 раз соответственно. При T_e в несколько keV максимальные значения η могут соответствовать небольшому превышению R_{typ} над R_0 (см. параметры, приведенные в табл. 1 для $T_e = 5\,\mathrm{keV}$).

Данные из табл. 1 соответствуют росту ηI при росте R_{typ} и немонотонной зависимости $\eta(R_{typ})$. В некоторых случаях на последних стадиях нагрева „горячего пятна“ оптимальные значения R_{typ}, соответствующие минимуму E_{las}, могут превышать величины, соответствующие максимумам η. Это связано с зависимостью наименьшего достаточного значения E_{hs} от r_{hs} и снижением требований к фокусировке ионов или исчезновении необходимости в ней при росте ηI. Так, например, уменьшение r_{hs} от $(2-3)r_{hs}^{opt}$, где $r_{hs}^{opt} = (60\,\mu\mathrm{m})[\rho/(100\,\mathrm{g/cm^3})]^{-0/97}$ — оптимальное значение r_{hs}, до r_{hs}^{opt} приведет к уменьшению наименьшего достаточного значения E_{hs} в $2-3.6$ раза [6,14]. Отметим, что при $\rho = 300\,\mathrm{g/cm^3}$ и $r_{hs} = r_{hs}^{opt} \approx 21\,\mu\mathrm{m}$ $I_{bomb}^{\min} \approx 6.82 \cdot 10^{19}\,\mathrm{W/cm^2}$ [6,13,14], что меньше ηI $(T_e = 10\,\mathrm{keV},\ R_{typ} = 2.5\,\mathrm{g/cm^3})$ и больше остальных значений ηI $(T_e = 10\,\mathrm{keV})$ из табл. 1.

Рост η при росте R $(\varepsilon = \varepsilon_{typ})$ в некотором диапазоне возможен и при значительном разбросе значений ε. Рассмотрим в качестве примера ситуации, когда $\rho = 300\,\mathrm{g/cm^2}$, $T_e = 10\,\mathrm{keV}$, $\lambda = 1\,\mu\mathrm{m}$, „горячее пятно“ нагревается протонами, плотность их распределения по энергиям постоянна в интервале $0.5\varepsilon_{typ}-1.5\varepsilon_{typ}$ или $0.75\varepsilon_{typ}-1.25\varepsilon_{typ}$ и равна нулю вне его, t_f мало. Обозначим средние значения ε_{eff} для этих распределений через $\langle\varepsilon_{eff1}\rangle$ и $\langle\varepsilon_{eff2}\rangle$ соответственно. Можно показать, что при $R(\varepsilon = \varepsilon_{typ}) = R_0$ $\langle\varepsilon_{eff1}\rangle \approx 0.981\varepsilon_{typ} \approx 4.72\,\mathrm{MeV}$, $\langle\varepsilon_{eff2}\rangle \approx 0.992\varepsilon_{typ} \approx 4.77\,\mathrm{MeV}$, а при $R(\varepsilon = \varepsilon_{typ}) = 2.5\,\mathrm{g/cm^2}$ $\langle\varepsilon_{eff1}\rangle \approx$ $\approx 0.637\varepsilon_{typ} \approx 10.4\,\mathrm{MeV}$, $\langle\varepsilon_{eff2}\rangle \approx 0.655\varepsilon_{typ} \approx 10.7\,\mathrm{MeV}$. Это соответствует тому, что рост $R(\varepsilon = \varepsilon_{typ})$ от 1.2 до $2.5\,\mathrm{g/cm^2}$ сопровождается ростом η приблизительно в 1.20 раза (от $5.17 \cdot 10^{-2}$ до $6.19 \cdot 10^{-2}$) при первом распределении протонов по энергиям и приблизительно в 1.22 раза (от $5.23 \cdot 10^{-2}$ до $6.37 \cdot 10^{-2}$) при втором (см. значения η_{ac} в табл. 1).

Таблица 2. Некоторые параметры, характеризующие нагрев „горячего пятна“ с $\rho = 300\,\mathrm{g/cm^3}$ в эквимолярном D–T-горючем при $T_e = 10\,\mathrm{keV}$ и $\lambda = 1\,\mu\mathrm{m}$ протонами, проходящими через слой плазмы с плотностью $50\,\mathrm{g/cm^3}$, толщиной $100\,\mu\mathrm{m}$ и электронной температурой 10 keV

R_{typ}, g/cm^2	ε_{typ}, MeV	ε_{eff}, MeV	$I \cdot 10^{-20}$, W/cm^2	η_{ac},%	η, %	$\eta I \cdot 10^{-19}$, W/cm^2
1.2	9.39	4.81	3.52	7.37	3.77	1.33
1.5	12.1	6.72	5.59	8.37	4.64	2.73
2	17.0	9.23	11.5	9.90	5.39	6.20
2.5	21.9	10.8	19.2	11.2	5.55	10.6

По крайней мере, в некоторых случаях выбор $R_{typ} > R_0$ на последних стадиях нагрева „горячего пятна“ в эквимолярном D–T-горючем будет целесообразен и при существенном торможении ионов в малоплотной плазме. В табл. 2 представлен пример для случая, когда перед попаданием в „горячее пятно“ с $\rho = 300\,\mathrm{g/cm^3}$, $T_e = 10\,\mathrm{keV}$ протоны проходят через слой плазмы с плотностью $50\,\mathrm{g/cm^3}$, толщиной $100\,\mu\mathrm{m}$ и такой же электронной температурой, $\lambda = 1\,\mu\mathrm{m}$. Полагается, что все значения ε_1 приблизительно равны ε_{typ}. Рост R_{typ} от 1.2 до $2.5\,\mathrm{g/cm^2}$ сопровождается ростом η, ηI и ε_{eff} приблизительно в 1.47, 8.01 и 2.25 раз соответственно (см. табл. 2).

Выбор $R_{typ} > R_0$ может быть целесообразен и при нагреве „горячего пятна“ ионами углерода и других элементов с $Z > 1$ (см. [2–5,8,11,12]). Так, например, модель, основанная на уравнениях (1)–(3), дает, что при нагреве „горячего пятна“ ионами углерода в ситуации, когда торможение ионов в малоплотной плазме несущественно, а разброс ε_1 пренебрежимо мал, при $\rho = 300\,\mathrm{g/cm^2}$ и $T_e = 10\,\mathrm{keV}$ $\eta(R_{typ} = R_0) \approx 0.101$, $\eta(R_{typ} = 1.5\,\mathrm{g/cm^2}) \approx 0.112$, $\eta(R_{typ} = 2\,\mathrm{g/cm^2}) \approx 0.106$. Отметим, что модель ускорения ионов углерода, представленная в работе [12], в некоторых случаях соответствует более сильному росту η_{ac} при росте R_{typ}, чем модель, использующая уравнения (2), (3).

Проблема выбора R_{typ} при нагреве „горячего пятна“ дейтронами и тритонами, ускоряемыми в самом горючем (см., например, [10]), требует дополнительных исследований.

В заключение отметим, что достижение высоких значений ηI и ε_{eff} за счет выбора $R_{typ} > R_0$ может быть полезно и при снижении E_{las} с помощью профилирования „горячего пятна" (см., например, [8,9,14]).

Автор благодарит В.Т. Тихончука за полезные дискуссии, рецензентов за полезные комментарии на первый вариант статьи и Международное агентство по атомной энергии за частичное финансирование исследований в области использования термоядерных микровзрывов для получения электроэнергии в рамках Исследовательского контракта МАГАТЭ № RUS 13722.

Список литературы

[1] *Roth M., Cowan T.E., Key M.H.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 436–439.
[2] *Гуськов С.Ю.* // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. № 10. С. 885–890.
[3] *Быченков В.Ю., Розмус В., Максимчук А.* и др. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. С. 1076–1080.
[4] *Atzeni S., Temporal M., Honrubia J.J.* // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. L1–L4.
[5] *Shmatov M.L.* // Fusion Sci. Technol. 2003. V. 43. P. 456–467.
[6] *Tabak M., Hinkel D., Atzeni S.* et al. // Fusion Sci. Technol. 2006. V. 49. P. 254–277.
[7] *Borghesi M., Fuchs J., Bulanov S.V.* et al. // Fusion Sci. Technol. 2006. V. 49. P. 412–439.
[8] *Shmatov M.L.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2008. V. 112. Pap. 022061.
[9] *Temporal M., Ramis R., Honrubia J.J., Atzeni S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2009. V. 51. Pap. 035010.
[10] *Naumova N., Schlegel T., Tikhonchuk V.T.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. Pap. 025002.
[11] *Honrubia J.J., Fernández J.C., Temporal M.* et al. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. Pap. 102701.
[12] *Benedetti C., Londrillo P., Liseykina T.V.* et al. // NIM A. 2009. V. 606. P. 89–93.
[13] *Atzeni S.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 3316–3326.
[14] *Atzeni S., Tabak M.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. B769–B776.
[15] *Teller E.* // IEEE Spectrum. 1973. V. 10. N 1. P. 60–63.
[16] *Meier W.R., Hogan W.J.* // Fusion Sci. Technol. 2006. V. 49. P. 532–541 (corrigenda: 2007. V. 52. P. 118).