

О возможности лабораторных ударно-волновых исследований уравнения состояния вещества на гигабарном уровне давления с использованием пучков лазерно-ускоренных частиц

С. Ю. Гуськов¹⁾

Физический институт им. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 мая 2014 г.

Обсуждается возможность перехода лабораторных ударно-волновых исследований уравнения состояния вещества с использованием пучков лазерно-ускоренных заряженных частиц на уровень давления, на порядок превышающий достигнутый в современном эксперименте. Обоснована возможность генерации плоской квазистационарной ударной волны с давлением за фронтом в несколько Гбар при воздействии на мишень пучка лазерного излучения с энергией в несколько кДж и интенсивностью около 10^{17} Вт/см², сопровождающегося генерацией быстрых электронов со средней энергией 20–50 кэВ.

DOI: 10.7868/S0370274X1414001X

Воздействие лазерного импульса, способного обеспечить высокую концентрацию энергии на мишени, является наиболее эффективным методом генерации мощной ударной волны в лабораторном эксперименте по исследованию уравнения состояния (УРС) вещества (см., например, обзор [1]). Такие эксперименты с использованием лазерного импульса наносекундной длительности с интенсивностью $I_L = (10^{13}–10^{14})$ Вт/см² проводятся в различных лабораториях на уровне давления, пока не превышающем 100 Мбар [1]. Абляционное давление при воздействии лазерного импульса с указанной интенсивностью формируется в результате поглощения излучения в области образующейся плазмы с критической плотностью ρ_{cr} и переноса энергии волной электронной теплопроводности. Масштаб давления определяется плотностью ρ_{cr} и скоростью звука $(I_L/\rho_{cr})^{1/3}$: $P \propto \rho_{cr}^{1/3} I_L^{2/3}$. В отличие от лазерного излучения заряженные частицы имеют возможность нагревать вещество с начальной твердотельной плотностью ρ_0 , передавая энергию в кулоновских столкновениях. Поэтому при одинаковой интенсивности пучок заряженных частиц способен обеспечить давление на мишени приблизительно в $(\rho_0/\rho_{cr})^{1/3}$ раз большее, чем лазерный пучок. Укажем, что в случае излучения основной гармоники Nd-лазера с длиной волны $\lambda \approx 1.06$ мкм ($\rho_{cr} \approx 3.6 \cdot 10^{-3}$ г/см³) и мишени из алюминия ($\rho_{cr} \approx 2.7$ г/см³) увеличение давления составляет около 10 раз.

Плотность потока энергии на поверхности мишени, сравнимую с интенсивностью лазерного пучка, могут обеспечить пучки лазерно-ускоренных заряженных частиц. В современных экспериментах по взаимодействию лазерного излучения (в том числе петаваттной мощности) с веществом достигнуты энергии быстрых электронов и ионов, превышающие, соответственно, 1 МэВ и 100 МэВ/нуклон, при степени трансформации энергии лазерного излучения в энергию этих частиц 20–30% и 7–10% (см., например, обзоры [2–4]). Рассматривая далее быстрые электроны как наиболее эффективно ускоряющиеся частицы, следует отметить, что масштабом их средней энергии при всех известных механизмах генерации служит средняя энергия осцилляций электрона в поле лазерного излучения, которая растет с ростом параметра $I_L \lambda^2$. Спектр быстрых электронов, образующихся при воздействии лазерного импульса на плоскую мишень, как правило, близок к максвелловскому распределению, а расходимость пучка не превышает 30°. Значительная трансформация энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов начинается при превышении параметром $I_L \lambda^2$ значения 10^{14} Вт·мкм²/см² (см., например, монографии [5, 6]). При $I_L \lambda^2 > 10^{15}$ Вт·мкм²/см², когда энергия быстрых электронов достигает нескольких десятков кэВ, перенос ими энергии в плотную часть мишени уже играет доминирующую роль в формировании абляционного давления [7]. Для основной гармоники Nd-лазера последнее условие означает уровень интенсивности $I_L > 10^{15}$ Вт/см². Эффект переноса энергии быстрыми электронами при формировании

¹⁾e-mail: guskov@sci.lebedev.ru

абляционного давления был установлен в экспериментах [8, 9], в которых при облучении плоской мишени из пластика излучением основной гармоники йодного лазера ($\lambda \approx 1.315 \mu\text{м}$) абляционное давление возрастало от 10 Мбар при $I_L = 5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ до 150 Мбар при $I_L = 10^{16} \text{ Вт/см}^2$.

В данной работе представлено обоснование возможности генерации ударной волны с гигабарным давлением, свойства которой удовлетворяют требованиям ударно-волнового эксперимента по исследованию УРС, при воздействии потока лазерно-ускоренных быстрых электронов. Переход к такому давлению будет серьезным шагом в развитии лабораторных исследований УРС.

В работах [10, 11] развита нестационарная модель высокотемпературной плазмы, образующейся при воздействии моноэнергетического пучка быстрых электронов на полупространство полностью ионизованного вещества. В основе этой модели лежит автомодельное решение задачи об изотермическом разлете заданной массы вещества [12]. В постановке рассматриваемой задачи она определяется массовым пробегом μ быстрого электрона с начальной энергией E_0 :

$$\Gamma = \frac{I_b}{\xi C_V \mu},$$

$$\rho = \rho_0 \begin{cases} 1 & \text{при } t \leq t_h, \\ \left(\frac{t}{t_h}\right)^{3/2} & \text{при } t \geq t_h, \end{cases} \quad (1)$$

$$P = P_h \begin{cases} \frac{t}{t_h} & \text{при } t \leq t_h, \\ \left(\frac{t}{t_h}\right)^{1/2} & \text{при } t \geq t_h. \end{cases}$$

Здесь I_b – интенсивность пучка быстрых электронов, $\xi = 1.2$, $C_V = (Z + 1)k_B/A(\gamma - 1)m_p$ – удельная теплоемкость, Z и A – заряд и атомный номер вещества мишени, γ – показатель адиабаты, k_B – постоянная Больцмана, m_p – масса протона, t_h – время абляционного нагружения, которое представляет собой время распространения волны разгрузки по нагреваемой слою вещества:

$$t_h = \frac{\xi^{1/3} \mu}{(\gamma - 1) \rho_0^{2/3} I_b^{1/3}}, \quad (2)$$

P_h – максимальное давление, возникающее в момент времени $t = t_h$

$$P_h = \xi^{-2/3} \rho_0^{1/3} I_b^{2/3}. \quad (3)$$

Согласно (3) уровню давления 1 Гбар отвечает интенсивность пучка быстрых электронов около 10^{16} Вт/см^2 . Определим параметры лазерного импульса, который может обеспечить генерацию пучка быстрых электронов такой интенсивности, с учетом требований ударно-волнового эксперимента по исследованию УРС. Эти требования состоят в том, что ударная волна должна оставаться плоской и квазистационарной в течение периода проведения измерений. Кроме того, волна должна распространяться по мишени на расстояние, превышающее по крайней мере пространственное разрешение используемых методов диагностики, за время, превышающее по крайней мере их временное разрешение. Условие плоской ударной волны означает, что радиус лазерного пучка R_L должен превосходить размер области формирования давления в течение времени действия лазерного импульса τ . Согласно (1) это требование записывается в виде неравенства

$$R_L > \frac{\mu}{\rho_0} + \frac{2}{3} \left[\frac{(\gamma - 1) \beta I_L (\tau - t_h)^3}{\xi \mu} \right]^{1/2}, \quad \tau \geq t_h, \quad (4)$$

в котором через β обозначена эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию быстрых электронов. В соответствии с (1) для формирования давления, близкого к максимуму, длительность лазерного импульса должна превышать время абляционного нагружения. С другой стороны, для квазистационарного характера ударной волны это превышение не должно быть значительным. Последнее требование, однако, не является принципиальным, поскольку согласно (1) после достижения максимального значения P_h давление падает со временем относительно медленно (как $P \propto t^{-1/2}$). Кроме того, давление может поддерживаться на уровне P_h за счет слабого профилирования лазерного импульса по закону $I_L \propto t^{3/4}$. Наконец, расстояние, проходимое сильной ударной волной за время действия импульса, превосходит предел, связанный с пространственным разрешением δ , если

$$\left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{\beta I_L}{\xi \rho_0}\right)^{1/3} (\tau - t_h) \gg \delta, \quad \tau \geq t_h. \quad (5)$$

Будем полагать, что $I_b = 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, $\beta = 0.2$ и, следовательно, $I_L = 5 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$. Для оценок в качестве материала мишени рассмотрим алюминий. Выбранным параметрам соответствует давление $P_h = 2.5 \text{ Гбар}$, при котором скорость ударной волны составляет около $3.5 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Далее воспользуемся известным скэйлингом работы [13] для средней энергии быстрых электронов:

$$E_h \approx 22(I_L \lambda^2)^{1/3} \text{ [кэВ]}, \quad (6)$$

в котором величины I_L и λ измеряются в единицах 10^{15} Вт/см² и мкм. Согласно (6) при воздействии излучения первой и третьей гармоник Nd-лазера с интенсивностью $I_L = 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² энергия быстрых электронов составляет, соответственно, 40 и 20 кэВ. Согласно данным работы [11] пробеги электронов с такими энергиями в алюминии составляют 24 и 6 мкм. Используя (2), для времени t_h получаем значения 115 и 29 пс. Тогда при использовании излучения основной гармоники минимальное значение длительности лазерного импульса может быть выбрано равным 200 пс. При этом размер области формирования давления составит 44 мкм, а расстояние, на которое распространяется ударная волна, будет равно 30 мкм, что является приемлемым при пространственном разрешении в несколько мкм. Таким образом, радиус пучка должен составлять не менее 150 мкм. В случае третьей гармоники при выборе $\tau = 100$ пс размер области формирования давления оказывается равным 33 мкм, а дистанция распространения ударной волны – 25 мкм. В этом случае также следует выбрать $R_L = 150$ мкм. Итак, при $I_L = 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см² минимальная энергия импульса излучения первой гармоники Nd-лазера, который может обеспечить генерацию ударной волны с давлением на уровне 2 Гбар за счет переноса энергии быстрыми электронами, составляет 7 кДж, а третьей гармоники – около 4 кДж.

Важным является вопрос о максвелловском спектре лазерно-ускоренных быстрых электронов. Такой спектр отвечает формированию пространственного распределения температуры с отрицательным градиентом вдоль направления распространения греющего пучка. В случае моноэнергетического спектра энергия всех быстрых электронов тратится на формирование абляционного давления. В случае максвелловского спектра абляцию мишени осуществляют только электроны низкоэнергетической части спектра. Электроны же высокоэнергетической части спектра могут переносить свою энергию в область перед фронтом ударной волны. Тем самым они осуществляют нагрев вещества, предшествующий его сжатию (преднагрев). При заданном профиле температуры вещества граничная энергия этих двух спектральных групп электронов определяется толщиной абляционного слоя. Используя общее условие генерации ударной волны, согласно которому скорость поршня должна превышать скорость звука в невозмущенном веществе, критерий генерации ударной волны на спадающем профиле температуры $T(x)$ можно записать как

$$\int_0^{x_a} [T(x)]^{1/2} dx \geq (\gamma + 1)^{1/2} x_a T^{1/2} |_{x=x_a}. \quad (7)$$

Здесь x_a – координата, на которой происходит образование ударной волны (граница области абляции). В качестве аналитической функции $T(x)$ воспользуемся аппроксимацией численных расчетов работы [14] в виде

$$T(x) \approx T_0 \exp \left[- \left(2 \frac{x}{\lambda_h} \right)^{1/2} \right],$$

где T_0 – температура на границе входа пучка в среду ($x = 0$), λ_h – длина замедления электрона со средней энергией, соответствующей температуре быстрых электронов. Тогда согласно (7) для определения толщины абляционного слоя получаем уравнение

$$\exp \chi_a = \frac{1}{2} (\gamma + 1)^{1/2} \chi_a^2 + \chi_a + 1, \quad \chi_a = \left(\frac{x_a}{2\lambda_h} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

При $\gamma = 5/3$ приближенное решение уравнения (8) есть $x_a \approx 4\lambda_h$. Поскольку длина кулоновского замедления нерелятивистского быстрого электрона растет с ростом его начальной энергии как $\lambda \propto E_0^2$, отсюда следует, что за абляционный процесс отвечают быстрые электроны с энергией $E < 2T_h$, а за преднагрев – электроны с энергией $E > 2T_h$. Это означает, что отношение потока энергии на абляционной поверхности к начальному потоку быстрых электронов на границе облучения составляет $I_b(x_a)/I_{b0} \approx 0.8$. Таким образом, около 80 % энергии пучка быстрых электронов максвелловского спектра тратится на формирование абляционного давления, а 20 % – на преднагрев.

Согласно (1) отношения давлений и времен формирования давления в случае максвелловского и моноэнергетического пучков составляют, соответственно, $[I_b(x_a)/I_{b0}]^{2/3} \approx 0.86$ и $(x_a/\lambda_h)[I_{b0}/I_b(x_a)]^{1/3} \approx 4.3$. Само по себе снижение давления в случае максвелловского спектра невелико. Значительно более сильное влияние спектр пучка оказывает на пространственно-временные характеристики процесса генерации ударной волны. Действительно, для условий рассмотренного выше примера генерации гигабарной волны в случае максвелловского спектра пучка толщина абляционного слоя увеличивается до 100 и 25 мкм для первой и третьей гармоник излучения соответственно, а время формирования абляционного давления – до 500 и 125 пс. В результате в случае основной гармоники длительность импульса должна быть выбрана не менее 700 пс. При этом размер области формирования давления составит 125 мкм, а дистанция распространения ударной

волны – около 70 мкм. Это определяет выбор радиуса пучка не менее 300 мкм. В случае третьей гармоники длительность импульса должна быть увеличена до $\tau \approx 300$ пс. Размер области формирования давления при этом составит 70 мкм, а дистанция распространения ударной волны – около 60 мкм. Тогда радиус лазерного пучка может быть выбран равным 250 мкм. Таким образом, в случае максвелловского спектра быстрых электронов энергия лазерного импульса, необходимая для генерации ударной волны с гигабарным давлением в экспериментах по УРС, увеличивается на порядок: до 90 кДж в случае основной гармоники излучения Nd-лазера и до 30 кДж в случае третьей гармоники. Тем не менее и этот уровень энергии значительно ниже, чем энергия крупнейших действующей и создаваемых мегаджоулевых установок для исследований в области лазерного термоядерного синтеза (см., например, [3]).

Что касается расходимости пучка лазерно-ускоренных электронов, то в условиях обсуждаемых режимов облучения мишени этот эффект не должен серьезно сказываться. Согласно (1) он может привести к уменьшению давления в отношении $(1 + dtg\theta/R_L)^{4/3}$, где d – расстояние от области генерации быстрых электронов до поверхности твердой части мишени, θ – угол расходимости пучка лазерно-ускоренных электронов. Даже при максимально возможном значении d , равном размеру области высокотемпературной плазмы, и при $\theta = 30^\circ$ (см. выше) в условиях предложенных режимов облучения уменьшение давления за счет расходимости не превосходит 20 %.

При использовании пучков релятивистских быстрых электронов, соответствующих облучению мишени лазерным импульсом с $I_L > 10^{18}$ Вт/см², могут быть достигнуты еще большие давления ударной волны (10 Гбар и выше). Однако с учетом требований ударно-волнового эксперимента по исследованию УРС энергия лазерного импульса при этом должна составлять 1 МДж и выше.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты # 14-02-00010-а и 14-02-00430-а).

1. С. Г. Гаранин, УФН **181**, 434 (2011)
2. G. Mourou, T. Tajima, and S. Bulanov, Rev. Mod. Phys. **78**, 3092006 (2006).
3. В. С. Беляев, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, А. П. Матафонов, УФН **178**, 823 (2008).
4. С. Ю. Гуськов, Физика плазмы **39**, 3 (2013).
5. J. J. Duderstadt and G. A. Mozes, *Inertial confinement fusion*, J. Wiley and Sons, N.Y. (1982).
6. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The physics of inertial fusion*, Oxford Univ. Press (2004).
7. S. Yu. Gus'kov, N. N. Demchenko, A. Kasperczyk, T. Pisarczyk, Z. Kalinowska, T. Chodukowski, O. Renner, M. Smid, E. Krousky, M. Pfeifer, J. Skala, J. Ullschmied, and P. Pisarczyk, Laser and Particle Beams **32**, 177 (2014).
8. С. Ю. Гуськов, С. Бородзюк, М. Калал, И. Краликова, Е. Кроуски, И. Лимпоух, К. Машек, Т. Писарчик, П. Писарчик, М. Пфейфер, К. Рохлена, Й. Скала, Й. Уллшмид, Квантовая электроника **34**, 989 (2004).
9. С. Ю. Гуськов, А. Касперчак, Т. Писарчик, С. Бородзюк, М. Калал, И. Лимпоух, И. Уллшмид, Е. Кроуски, К. Машек, М. Пфейфер, К. Рохлена, И. Скала, П. Писарчик, Квантовая электроника **36**, 429 (2006).
10. S. Yu. Gus'kov, X. Ribeyre, M. Touati, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V. Tikhonchuk, Phys. Rev. Lett. **109**, 255004 (2012).
11. X. Ribeyre, S. Yu. Gus'kov, J.-L. Feugeas, Ph. Nicolai, and V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas **20**, 062705 (2013).
12. В. С. Имшенник, ДАН **5**, 263 (1960).
13. A. R. Bell, J. R. Davies, S. Guerin, and H. Ruhl, Plasma Phys. Contr. Fusion **39**, 653 (1997).
14. R. J. Harrach and R. E. Kidder, Phys. Rev. A **23**, 887 (1981).