

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕРХКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПЛАЗМУ ВОДОРОДА

Н. А. Андреев, Н. П. Пятаков, Б. П. Якутов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» г. Саров Нижегородской обл.

Введение

В последние несколько десятилетий широко изучаются возможности лазерно-плазменного ускорения электронов, предложенного в 1979 г. [1]. В таких ускорителях фемтосекундный лазерный импульс, распространяясь в плазме докритической плотности, возбуждает продольную волну плотности заряда, идущую вслед за ним. В этой волне, которую обычно называют кильватерной, создается продольное электрическое поле величиной 10^9 – 10^{10} В/см, что в тысячи раз превышает ускоряющие поля на современных линейных ускорителях. Электроны плазмы захватываются продольным электрическим полем кильватерной волны и ускоряются от мегавольтных до гигавольтных энергий, в зависимости от параметров эксперимента (длины плазмы, интенсивности лазерного импульса и др.). В настоящее время на ускорителях такого типа электроны ускорены до энергии 7,8 ГэВ [2].

Основным методом теоретического исследования лазерно-плазменного ускорения является численное моделирование, основанное на методе «частиц в ячейках» (*particle-in-cell*, PIC). Численное моделирование в PIC-кодах проводится на основе хорошо известной физической модели полностью ионизированной бесстолкновительной плазмы, которая включает в себя релятивистские кинетические уравнения Власова для функций распределения ионов и электронов, а также уравнения Максвелла для электромагнитного поля.

Обычно, чтобы увеличить энергию ускоренных электронов в режиме кильватерного ускорения используют достаточно разреженную плазму, имеющую плотность 10^{17} – 10^{18} см⁻³ и длину в несколько сантиметров. В таком случае, при достаточно мощном драйвере энергия ускоренных электронов достигает значений в несколько ГэВ. Однако, зачастую в современных научных и технических приложениях бывает необходим компактный и относительно недорогой источник электронов диапазона в десятки МэВ. Для этих целей был проведен эксперимент, описанный в работе [3]. В нем ускорялись электроны в плазме водорода лазерным импульсом энергией в 40 мДж в режиме SM-LWFA (self-modulated laser wakefield acceleration). Плотность плазмы имела гауссов профиль с максимумом – $4,2 \times 10^{20}$ см⁻³, и длиной на полувысоте от максимума ≈ 250 мкм. В настоящей работе представлен анализ результатов 3D

численного моделирования ускорения электронов в плазменной кильватерной волне для параметров эксперимента, описанного в статье [3]. Моделирование проводилось при помощи релятивистского параллельного кода PLASMA-3P, разработанного во ВНИИЭФ [4]. В докладе представлено сравнение расчетных результатов с результатами эксперимента, показаны характерные особенности данного режима ускорения, в частности – самофокусировка и самомодуляция лазерного импульса.

Возбуждение кильватерной волны лазерным импульсом. Основные особенности режима кильватерного ускорения электронов

Кильватерная волна возбуждается в плазме под воздействием ультракороткого, мощного (порядка 10^{18} – 10^{20} Вт\см²) лазерного излучения, либо пучка высокоэнергетичных электронов. Она представляет собой череду сгущений и разрежений электронной плотности, следующей за «драйвером» (лазерным импульсом или электронным сгустком). На рис. 1 схематично изображен первый период плазменной кильватерной волны. Электроны обозначены маленькими кружками, ионы – большими со знаком «плюс». Лазерный импульс распространяется справа налево и отмечен большой стрелкой. Изогнутыми стрелками показано направление разлета электронов.

На рис. 1 большой стрелкой отмечен передний фронт лазерного импульса, маленькими кружками показаны электроны плазмы, большими со знаком «плюс» – ионы.

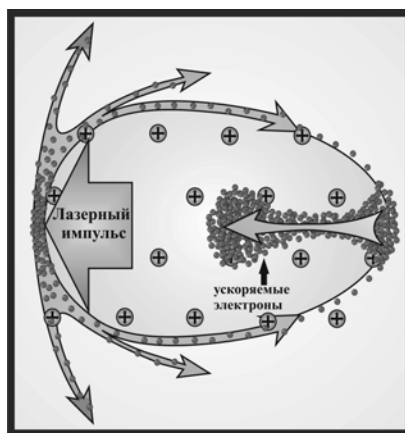


Рис. 1. Схема ускорения электронов в плазменной кильватерной волне

Как видно из рис. 1, распространяясь в плазме докритической плотности, лазерный импульс вытесняет электроны из области взаимодействия излучения с плазмой за счет действия пондеромоторной силы $\overline{F}_p \sim -\nabla I$. Положительно заряженные ионы остаются при этом практически неподвижны. Таким образом, позади лазерного импульса образуется зона избыточного положительного заряда, которая в свою очередь, начинает притягивать электроны обратно. Вследствие чего, в плазме возбуждаются колебания плотности электронов, следующие за лазерным импульсом. Эта плазменная волна, которую еще называют кильватерной, совершает колебания с плазменной частотой $\omega_{pl} = \left(4\pi n_e e^2 / m_e\right)^{1/2}$, где n_e – начальная плотность электронов плазмы, e – заряд, m_e – масса электрона и распространяется с фазовой скоростью равной групповой скорости лазерного импульса:

$$v_{ph} = v_g \approx c \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega^2} \quad (1)$$

где c – скорость света, ω_0 – несущая частота лазерного импульса. В область избыточного положительного заряда, вследствие самоинжекции, могут попасть фоновые электроны плазмы и под действием продольного ускоряющего поля набрать энергию от сотен до нескольких тысяч МэВ. При этом, находясь в ускоряющей фазе, электроны постоянно набирают скорость, стремясь к скорости света $v_e \rightarrow c$. В результате, электроны могут обогнать плазменную волну и перейти в область с тормозящим продольным электрическим полем. Длину участка плазмы, где происходит только ускорение электронов, принято называть длиной дефазировки – l_d . Если считать, что электрон в плазменной волне движется со скоростью света, то длина дефазировки равна [5]:

$$l_d = \frac{\lambda_{pl}}{2(c - v_{ph})} c \approx \frac{\omega_0^2}{\omega_{pl}^2} \lambda_{pl} \quad (2)$$

где λ_{pl} – длина одного периода плазменной волны. Таким образом, максимальное приращение энергии, которое могут набрать электроны, ускоряясь в кильватерной волне равно [1]:

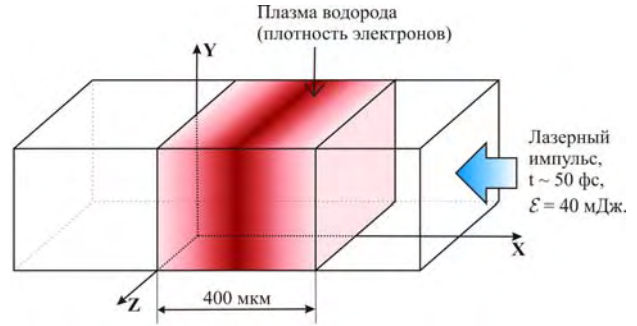
$$W_{Max} = qE_l l_d \approx qE_l \frac{\omega_0^2}{\omega_{pl}^2} \lambda_{pl} \quad (3)$$

где q – заряд электрона, E_l – среднее значение продольного ускоряющего поля. Выражение (3) хорошо лишь для приблизительной оценки, так как в нем не учитываются нелинейные эффекты, возникающие при кильватерном ускорении, например, самофокусировка лазерного импульса. Данные эффекты приводят к изменению амплитуды ускоряющего поля и длины дефазировки. Также выражение (3) соответ-

ствует случаю, когда $L_l \leq \lambda_p / 2$, где L_l – пространственная длина лазерного импульса, λ_p – плазменная длина волны.

Постановка задачи и метод расчета

Для моделирования процесса ускорения электронов кильватерной волной чаще всего используют PIC-коды (*Particle-In-Cell*) – математические программы, моделирующие взаимодействие лазерного излучения с бесстолкновительной плазмой путем решения системы уравнений Максвелла – Власова методом «частиц-в-ячейке». В настоящей работе численное моделирование проводилось при помощи трехмерного релятивистского параллельного PIC-кода PLASMA-3P, разработанного во ВНИИЭФ. [4]. Расчеты проводились в трехмерной постановке. Начальные параметры лазерного импульса, плазмы задавались такими же как и в эксперименте [3]. Расчетная область, плазменная мишень и система координат, принятая при моделировании, схематически показана на рис. 2:



Размеры расчётной области $X \times Y \times Z$: $530 \times 40 \times 40$ мкм
Размеры плазмы $X \times Y \times Z$: $400 \times 40 \times 40$ мкм

Рис. 2. Расчетная область для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов

Из рис. 2 видно, что лазерный импульс распространялся в отрицательном направлении оси X . Размеры расчетной области были – $530 \times 40 \times 40$ мкм вдоль осей $X \times Y \times Z$. Плазма водорода имела размеры $400 \times 40 \times 40$ мкм по осям $X \times Y \times Z$. Плотность плазмы была неоднородной, гауссовой формы, с максимумом $n_0 = 4,2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3} \approx 0,241 \times n_{crit}$, где $n_{crit} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$ – критическая плотность электронов плазмы, равная $1,74 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для длины волны лазерного излучения $\lambda = 0,8$ мкм (e – заряд электрона, m_e – масса электрона, ω_0 – лазерная частота). Соответствующее выражение для профиля плотности – $N_e(x) = n_0 \times \exp\left(-\left(l - X \text{ мкм}\right)^2 / d^2\right)$ при $0 \leq X \leq 400$, где $l = 200$ мкм – центр области, $d = 150$ мкм. Распределение плотности электронов показано на рис. 3:

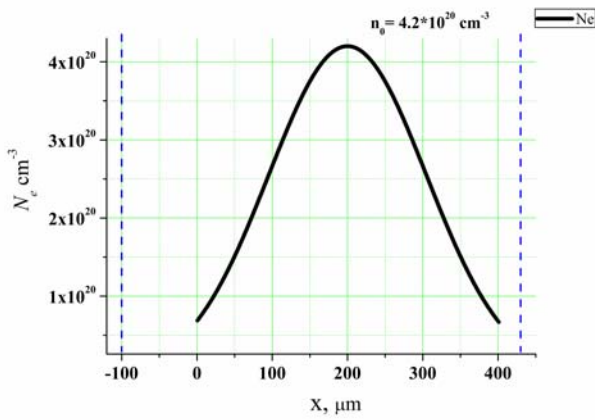


Рис. 3. Начальный профиль плотности электронов плазмы в направлении оси X

На рис. 3 максимум плотности $n_0 = 4,2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$, ширина на полувысоте от максимума $\approx 250 \text{ мкм}$, пунктиром показаны границы расчетной области.

Параметры падающего на плазму лазерного импульса были следующими: длина волны излучения $\lambda = 0,8 \text{ мкм}$, интенсивность лазерного импульса $I = 1 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, длительность гауссова лазерного импульса $\tau = 50 \text{ фс}$ на полувысоте от максимума, энергия импульса $W = 40 \text{ мДж}$, мощность $P \approx W/\tau = 0,8 \text{ ТВт}$. Лазерное излучение имело линейную поляризацию и гауссов профиль по времени и пространству. Безразмерная амплитуда импульса была равна $a_0 = eE_0/(m_e c \omega_0) = 0,68$, где e – заряд электрона, m_e – масса электрона, c – скорость света, ω_0 – лазерная частота.

Возбуждение кильватерной волны в режиме SM-LWFA. Сравнение с экспериментом

При лазерном кильватерном ускорении в режиме самомодуляции лазерного импульса (SM-LWFA) пространственная длина излучения L_l должна превышать плазменную длину волны $L_l > \lambda_p$, в нашем случае $L_l = 36 \text{ мкм}$, а $\lambda_p = 2\pi c/\omega_{pl} = 1,6 \text{ мкм}$ ($\omega_{pl} \approx 11,6 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ – плазменная частота). При этом лазерный импульс становится промодулированным в продольном направлении с масштабом, близким к плазменной длине волны. Также, при достижении лазерным импульсом определенного значения мощности – $P_{cr}(GW) = 17,4 n_{crit}/n_e$, называемым критической мощностью [6, 7] в плазме происходит самофокусировка лазерного излучения и амплитуда лазерного поля заметно возрастает. В результате самомодуляции и самофокусировки лазерного импульса происходит генерация плазменной кильватерной волны, в продольном электрическом поле которой ускоряются электроны. На рис. 4 представлена зависимость максимальных значений ам-

плитуды лазерного поля $|E_{yMAX}|$ от координаты ct , полученная в расчете, что соответствует различным моментам времени. Излучение входит в плазму в точке $ct = 400 \text{ мкм}$ и выходит в точке $ct = 0 \text{ мкм}$.

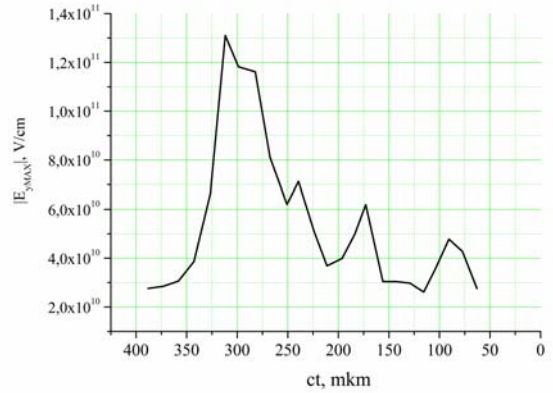


Рис. 4. Зависимость максимальных значений амплитуды лазерного поля $|E_{yMAX}|$ от времени

Согласно выражению для мощности релятивистской самофокусировки $P_{cr}(GW) = 17,4 n_{crit}/n_e$ в нашем случае на входе в плазму данное значение равно $P_{cr} = 0,4 \text{ ТВт}$, что заведомо меньше мощности лазерного импульса ($P \approx 0,8 \text{ ТВт}$), так что процесс самофокусировки наступает практически сразу после входа излучения в плазму. Как видно из рис. 4 в нашем расчете максимальная амплитуда лазерного поля равна $E_{yMAX} \approx 1,3 \times 10^{11} \text{ В/см}$, что в 4,8 раз больше начальной амплитуды лазерного импульса $E_0 \approx 2,7 \times 10^{11} \text{ В/см}$. На рис. 5 и 6 показаны зависимости амплитуды лазерного поля вдоль оси X для двух моментов времени – 210 фс, что соответствует начальному моменту входа лазерного излучения в плазму, и 460 фс, когда амплитуда лазерного поля достигает своего максимального значения, полученного в расчете $E_{yMAX} \approx 1,3 \times 10^{11} \text{ В/см} = 4,8 E_0$.

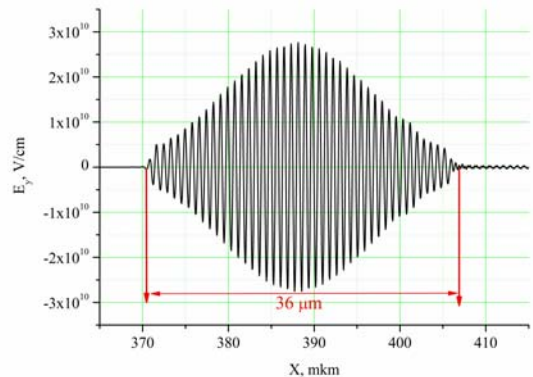


Рис. 5. Зависимость амплитуды лазерного поля вдоль оси X для момента времени $t = 210 \text{ фс}$

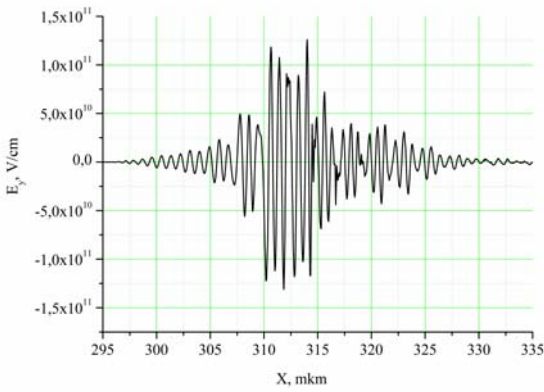


Рис. 6. Зависимость амплитуды лазерного поля вдоль оси X для момента времени $t = 460$ фс

Из рис. 5 и 6 видно, что в плазме из-за процесса самофокусировки происходит заметное увеличение амплитуды лазерного поля и укручение фронта импульса, а также вследствие самомодуляции возникает чередование максимумов и минимумов амплитуды лазерного излучения.

На рис. 7 показано значение продольного ускоряющего поля E_x кильватерной волны вдоль оси X , возбуждаемой лазерным импульсом для момента времени 460 фс (соответствующего рис. 6).

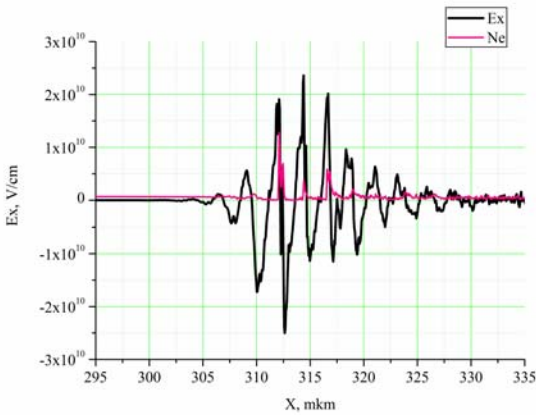


Рис. 7. Зависимость продольного ускоряющего поля E_x кильватерной волны вдоль оси X для момента времени $t = 460$ фс

Более светлым цветом на рис. 7 показано безразмерное значение плотности электронов.

На рис. 7 также более светлым цветом обозначена плотность электронов на оси распространения лазерного импульса (в произвольных единицах) – видно, что электроны вследствие самоинжекции ускоряются полем кильватерной волны. Максимальное значение амплитуды ускоряющего поля для момента времени, показанного на рис. 7, равно $E_x \approx 2,5 \times 10^{10}$ В/см. Оценка максимальной энергии электронов для такого поля, согласно выражению (3)

будет $W_{\max} = qE_x l_d \approx 17$ МэВ, тогда как в нашем расчете $W_{\max} \approx 11$ МэВ, однако следует учитывать, что выражение (3) дает приближенную оценку для случая стандартного режима LWFA, когда $L_l \leq \lambda_p/2$, тогда как в режиме SM-LWFA заведомо $L_l > \lambda_p$. Тем не менее оно показывает, что для данной плотности плазмы, длины волны лазерного излучения только за счет механизма кильватерного ускорения нельзя получить приращение энергии электронов W_{\max} свыше ≈ 17 МэВ.

На рис. 8 показано сравнение энергетических спектров электронов, вылетевших из плазмы, нормированные на телесный угол для PIC-моделирования по коду PLASMA-3P, и полученные в эксперименте [3].

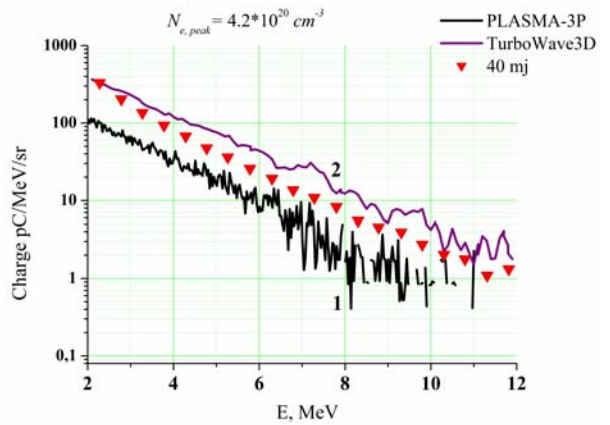


Рис. 8. Энергетические спектры электронов: 1 – спектр из расчета по коду PLASMA-3P; точки – результат эксперимента [3]; 2 – расчет по коду TurboWave 3D [3]

Из рис. 8 видно хорошее совпадение расчетных значений по коду PLASMA-3P с экспериментом.

Заключение

При помощи разработанного во ВНИИЭФ параллельного полностью релятивистского кода PLASMA-3P (3D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке», проведено численное моделирование ускорения электронов в режиме SM-LWFA (self-modulated laser wakefield acceleration) в кильватерной волне, возбужденной в неоднородной плазме водорода лазерным импульсом длительностью 50 фс и интенсивностью 1×10^{18} Вт/см². Начальная плотность электронов имела гауссов профиль с максимумом $n_0 = 4,2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и длиной на полувысоте от максимума ≈ 250 мкм.

Начальные параметры лазерного импульса, плазмы отвечали условиям эксперимента, описанного в работе [3]. Был проведен анализ результатов численного моделирования, сравнение энергетиче-

ских спектров ускоренных электронов показало хорошее согласие с экспериментом. Максимальная энергия электронов, полученных в расчете оказалась равна $W_{\max} \approx 11 \text{ МэВ}$. В докладе показаны характерные особенности данного режима ускорения, в частности – самофокусировка и самомодуляция лазерного импульса.

Литература

1. Tajima T., Dawson J.M. Laser Electron Accelerator // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 43, N. 4. P. 267–270.

2. Gonsalves A. J., Nakamura K., Daniels J. et al. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // Phys. Rev. Lett. 2019. Vol. 122.

3. Goers A. J., Hine J. A., Feder L. Multi-MeV electron acceleration by sub-terawatt laser pulses // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 115.

4. Голубев А. И., Сысоева Т. Г., Якутов Б. П. Генерация ионов в тонких мишенях лазерными импульсами круговой поляризации. / Международная конференция «XII Харитоновские тематические научные чтения» по проблемам физики высоких плотностей энергии // Тр. конф. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2010. С. 369–374.

5. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М. Лазерно-плазменное ускорение электронов // УФН. 1999. Т. 169, № 1. С. 53–58.

6. Schmidt G., Horton W. Self-focusing of laser beams in the beatwave accelerator // Comments Plasma Phys. 1985. Vol. 9. P. 85.

7. Litvak A. G. Finite - amplitude wave beams in a magnetoactive plasma // Sov. Phys. JETP. 1970. Vol. 30, N 2.