

ТРЕХМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Н. А. Андреюк, А. И. Голубев, Н. П. Пятаков, Б. П. Якутов

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

Введение

Пучки заряженных частиц с энергией порядка десятков ГэВ используются для различных научных и медицинских приложений. С целью их получения создаются ускорительные комплексы внушительных размеров. Причем для дальнейшего увеличения энергии ускоряемых частиц, приходится использовать все более масштабные установки. Например, по проекту Международного линейного коллайдера (ILC) предполагается, что для получения ускоренных лептонов с энергией 500 ГэВ, ускоритель должен быть длиной 40 км. Необходимость таких больших размеров вызвана тем, что существует ограничение сверху на поля, ускоряющие частицы в таких установках. Чтобы не допустить электрического пробоя среды, напряженность электрического поля в ускорителях обычно не превышает значений 10^4 – 10^5 В/см.

Однако существуют альтернативные методы ускорения частиц в лазерных полях и в полях разделения зарядов в плазме, лишенные ограничений, связанных с пробоем среды [1]. Напряженность ускоряющего поля, создаваемого в плазменных ускорителях, достигает значений порядка 10^9 – 10^{10} В/см при длине ускорения от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Рекордной, на настоящий момент, является энергия 4,2 ГэВ у электронов, ускоренных в плазме на длине 9 см лазерным излучением мощностью 300 ТВт [2]. При этом способе ускорения мощный короткий лазерный импульс, распространяясь в докритической плазме, возбуждает волну колебаний электронной плотности, идущую вслед за ним. В результате в плазме генерируются продольные электрические поля, ускоряющие электроны. Так как процесс возбуждения электронной плазменной волны лазерным импульсом в чем-то аналогичен возбуждению кораблем волн на поверхности воды, то их принято называть кильватерными.

В данной работе представлены результаты численного моделирования ускорения электронов в кильватерной волне, возбужденной в плазме гелия лазерным импульсом. Расчеты были проведены при помощи разработанного во ВНИИЭФ трехмерного параллельного релятивистского кода PLASMA-3P (3D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке». Код PLASMA-3P является дальнейшим развитием двумерного кода PLASMA-2P [3]. Численное моделирование было проведено для различных режимов

генерации плазменной кильватерной волны. Полученные в ходе расчетов спектры ускоренных электронов сравнивались с результатами, представленными в литературе.

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

На рис. 1 схематично изображен первый период плазменной кильватерной волны. Электроны обозначены красными кружками, ионы – синими. Лазерный импульс отмечен желтой стрелкой. Синими стрелками показано направление разлета электронов.

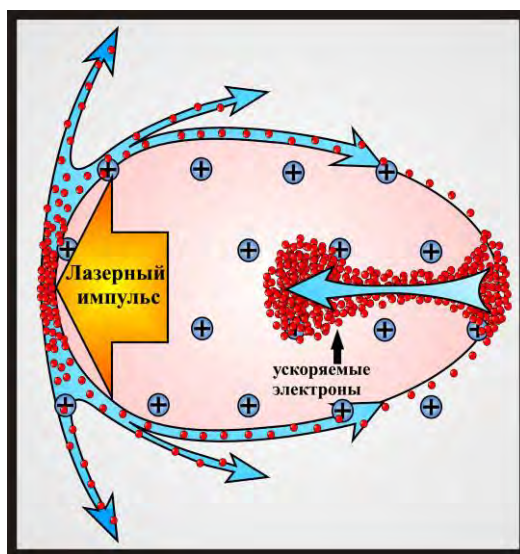


Рис. 1. Схема ускорения электронов в плазменной кильватерной волне. На рисунке желтой стрелкой отмечен лазерный импульс, красными кружками показаны электроны плазмы, синими – ионы

Как видно из рисунка, распространяясь в плазме докритической плотности, лазерный импульс вытесняет электроны из области взаимодействия излучения с плазмой за счет действия пондеромоторной силы $\vec{F}_p \sim -\nabla I$. 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 $\omega_{pl} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$, где n_e – начальная плотность электронов плазмы, e – заряд, m_e – масса электрона и распространяется с фазовой скоростью равной групповой скорости лазерного импульса:

$$v_{ph} = v_g \approx c \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega_0^2}, \quad (1)$$

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 $v_e \rightarrow c$. Скорость плазменной волны остается постоянной. 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 [4]:

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

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

$$\Delta E = qE_l l_d \approx qE_l \frac{\omega_0^2}{\omega_{pl}^2} \lambda_{pl}, \quad (3)$$

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.

2. Различные типы плазменной кильватерной волны. Bubble-режим ускорения

В зависимости от длительности, пространственного профиля и интенсивности лазерного импульса, а также плотности плазмы кильватерная волна может иметь различную форму. При воздействии на плазму докритической плотности коротким фемтосекундным лазерным импульсом возбуждается кильватерная волна с линейным и нелинейным профилем. При этом пространственная длина лазерного

импульса $L_\tau = c\tau_L$ должна быть порядка, либо меньше половины плазменной длины волны $\lambda_p/2 = \pi c/\omega_{pl}$ (τ_L – длительность лазерного импульса, c – скорость света). В качестве мишени традиционно используют плазму гелия с начальной плотностью электронов порядка 10^{17} – 10^{19} см⁻³. Обычно при интенсивности порядка 10^{17} – 10^{18} Вт/см² и плотности электронов меньше 10^{19} см⁻³ в плазме возбуждается линейная кильватерная волна – продольное ускоряющее электрическое поле имеет синусоидальную форму и позади лазерного импульса образуется много периодов плазменной волны с одинаковой амплитудой. При увеличении интенсивности до значения 10^{19} Вт/см² и выше наблюдается переход в режим генерации нелинейной кильватерной волны. В этом случае амплитуда ускоряющего поля возрастает по сравнению с линейным режимом, приобретает пилообразный характер, но начинает быстро затухать от периода к периоду. В пределе, при достаточной величине интенсивности импульса наблюдается так называемый режим «пузыря» или bubble-режим – в плазменной волне остается только одна – две области, практически полностью лишенные электронов. На рис. 2 показаны полученные при трехмерном численном моделировании картины плотности электронов в bubble-режиме.

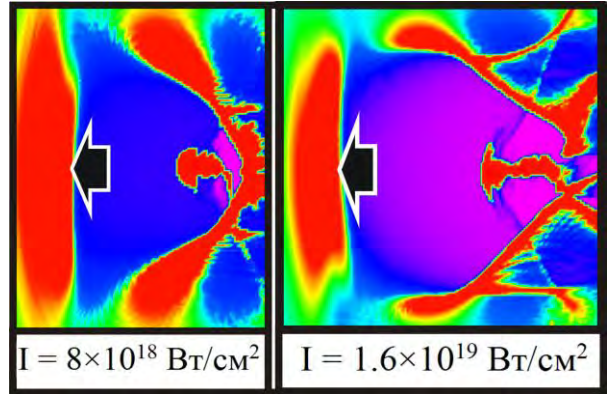


Рис. 2. Распределения плотности электронов в первом периоде плазменной волны, полученные в трехмерных расчетах при разной интенсивности лазерного импульса. Красным цветом обозначены области сгущения электронной плотности, синим и фиолетовым – разрежения. Стрелкой на рисунке отмечен лазерный импульс, внизу рисунка приведена его интенсивность для каждого из расчетов

На рис. 2 отчетливо видна область избыточного положительного заряда (обозначена черным цветом). Видно как в эту область у ее основания втягиваются фоновые электроны плазмы. Численное моделирование этого режима было впервые выполнено в работе [5] в 2002 году. Очень скоро независимо, тремя группами ученых bubble-режим был экспериментально подтвержден [6], [7], [8]. Одной из главных особенностей этого режима является возможность получения моноэнергетических пучков ускоренных электронов.

3. 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 для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов использовался разработанный во ВНИИЭФ релятивистский параллельный трехмерный PIC-код PLASMA-3P. Расчетная область, плазменная мишень и система координат, принятая при моделировании, схематически показаны на рис. 3.

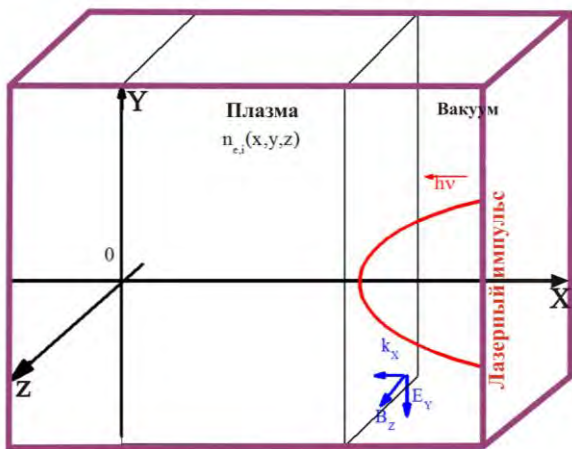


Рис. 3. Расчетная область для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов

Расчеты были проведены для двух различных плотностей плазмы гелия. Начальные параметры расчетов с целью сравнения были выбраны такими же, как в расчетах, представленных в работах [9] и [10], в которых моделирование проводилось в кодах VLPL и ILLUMINATION соответственно. В первом случае плотность электронов плазмы была равна $n_{e1} = 3,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, длина волны лазерного излучения $\lambda_{01} = 1 \text{ мкм}$, длительность $\tau_1 = 6,7 \text{ фс}$. Лазерный импульс имел синусоидальную форму по времени и по пространству, его ширина на полувысоте интенсивности составляла 5 мкм . Было проведено два расчета с различной интенсивностью лазерного излучения – $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ и $1,6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$. Длина плазмы была равна $0,16 \text{ мм}$. Расчетная область представляла собой вытянутый прямоугольник с размерами $0,021 \text{ мм}$ по осям Y и Z и $0,19 \text{ мм}$ вдоль оси X . Мишень моделировалась как двукратно ионизованная плазма гелия. Расчетная сетка состояла из $\approx 967,7$ миллионов ячеек, а для моделирования плазмы использовалось $\approx 13,27$ миллиарда квазичастиц.

Во втором случае плотность электронов плазмы была равна $n_{e2} = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, длина волны лазерно-

го излучения $\lambda_{02} = 0,8 \text{ мкм}$, длительность $\tau_2 = 8,5 \text{ фс}$. Лазерный импульс имел гауссову форму по времени и по пространству, его ширина на полувысоте интенсивности составляла $8,3 \text{ мкм}$, интенсивность – $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, длина плазмы была равна $0,148 \text{ мм}$. Расчетная область представляла собой вытянутый прямоугольник с размерами $0,028 \text{ мм}$ по осям Y и Z и $0,202 \text{ мм}$ вдоль оси X . Мишень моделировалась как двукратно ионизованная плазма гелия. Расчетная сетка состояла из $\approx 319,7$ миллионов ячеек, а для моделирования плазмы использовалось $\approx 2,16$ миллиарда квазичастиц.

4. Результаты расчетов. Сравнение энергетических спектров ускоренных электронов

В ходе расчетов были получены пучки электронов, ускоренных в режиме кильватерного ускорения. Причем в первом случае, при плотности $3,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, в расчете реализовывался bubble-режим ускорения. Картина плотности электронов в данном случае представлена на рис. 4.

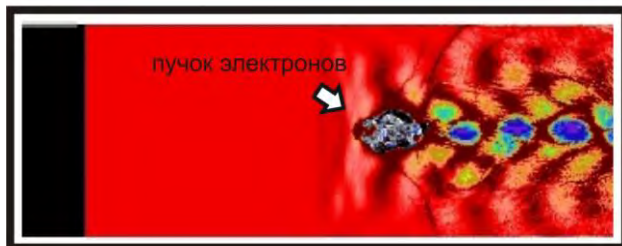


Рис. 4. Пространственная картина плотности электронов в bubble-режиме ускорения. Стрелкой на рисунке отмечен пучок ускоряемых кильватерной волной электронов. Черный цвет на рисунке соответствует нулю электронной плотности. Плазменная волна распространяется справа налево

Как видно из рис. 4 в этом случае электроны ускоряются в первом периоде плазменной волны, после которого происходит срыв волны. При интенсивности лазерного импульса $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ – максимальная энергия электронов в расчете составляла 66 МэВ , правда к концу расчета из-за дефазировки электронов она уменьшалась до 45 МэВ . Для интенсивности $1,6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ максимальная энергия была равна 78 МэВ и уменьшалась к концу расчета до 58 МэВ . Увеличение интенсивности лазерного импульса, как видно из рис. 2, приводило к увеличению размеров «пузыря», вследствие чего величина ускоряющего поля возрастала.

Во втором случае, при плотности $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, генерировалась нелинейная плазменная волна, содержащая несколько периодов. В результате, получалась последовательность пучков ускоренных электронов. Соответствующая картина плотности электронов представлена на рис. 5.



Рис. 5. Пространственная картина плотности электронов в нелинейной плазменной волне. Стрелкой на рисунке отмечены пучки ускоряемых электронов. Плазменная волна распространяется справа налево

В данном случае максимальная энергия электронов была равна 32 МэВ, дефазировки электронов не возникало.

Полученные при численном моделировании спектры ускоренных электронов сравнивались с расчетами, проведенными в кодах VLPL и ILLUMINATION, представленных в работах [9] и [10] соответственно. На рис. 6 показано сравнение расчета при плотности электронов $3,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ с кодом VLPL.

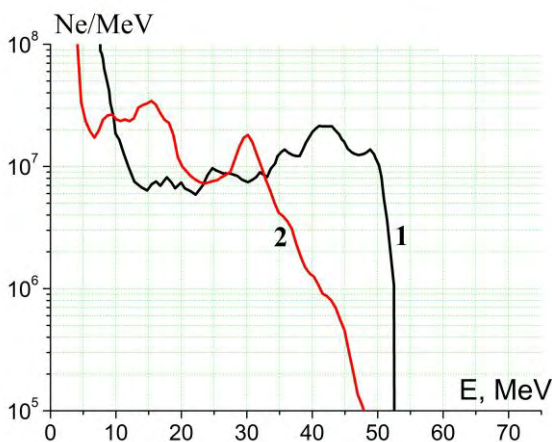


Рис. 6. Спектр электронов, ускоренных в кильватерной волне, возбужденной лазерным импульсом длительностью 6,7 фс, интенсивностью $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ в плазме с плотностью электронов $3,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$: 1 – расчет в коде VLPL [9], 2 – расчет в коде PLASMA-3P

В обоих расчетах реализовывался bubble-режим ускорения. Из рис. 6 видно, что расчет в коде VLPL дает большую энергию ускоренных электронов, а их количество приблизительно одинаково. Вероятно, это связано с тем, что в работе [9] в расчете не наблюдалось эффекта дефазировки электронов, хотя при данных плотности и размерах плазмы она должна возникать. В целом, однако, можно признать неплохое соответствие двух спектров.

На рис. 7 показано сравнение расчета при плотности электронов $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ с кодом ILLUMINATION.

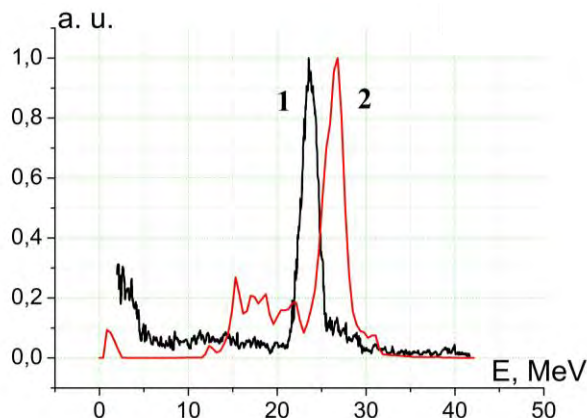


Рис. 7. Спектр электронов, ускоренных в кильватерной волне, возбужденной лазерным импульсом длительностью 8,5 фс, интенсивностью $8 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ в плазме с плотностью электронов $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$: 1 – расчет в коде ILLUMINATION [10], 2 – расчет в коде PLASMA-3P

В обоих расчетах наблюдался режим нелинейной кильватерной волны. Из рис. 7 видно, что у обоих спектров есть ярко выраженный максимум в районе энергий 22–28 МэВ. В расчете по коду PLASMA-3P спектр имеет небольшую «ступеньку» при энергиях 15–20 МэВ. Это связано с тем, что для кода PLASMA-3P на рисунке представлен спектр всех пучков ускоренных электронов и данную «ступеньку» составляют пучки электронов, вылетевшие после первого, первый пучок соответствует центральному пику. Спектр по коду ILLUMINATION показан лишь для первого пучка ускоренных электронов. В итоге, видно, что спектры хорошо совпадают друг с другом.

Заключение

Проведено численное моделирование ускорения электронов в нелинейном и в bubble-режиме возбуждения плазменной кильватерной волны, с помощью, разработанного во ВНИИЭФ, параллельного полностью релятивистского кода PLASMA-3P (3D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке».

Расчеты проводились для интенсивности лазерного излучения 8×10^{18} и $1,6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ и начальной плотности электронов плазмы $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $3,5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Проведено сравнение результатов расчетов по коду PLASMA-3P с расчетами в кодах VLPL и ILLUMINATION, представленными в работах [9] и [10]. Сравнение показало хорошее согласие энергетических спектров ускоренных электронов. Также совпали основные особенности режимов генерации кильватерной волны – картины электронной плотности и величина ускоряющего поля. В bubble-режиме ускорения максимальная энергия электронов была равна 66 и 78 МэВ для интенсивностей лазерного импульса 8×10^{18} и $1,6 \times 10^{19} \text{ Вт/см}^2$ соответственно.

В режиме генерации нелинейной плазменной волны максимальная энергия электронов составляла 32 МэВ.

Литература

1. Костюков И. Ю., Пухов А. М. Плазменные методы ускорения электронов: современное состояние и перспективы // УФН. 2015. Т. 185, № 1. С. 89–96.

2. Leemans W. P. et al. Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime // Phys. Rev. Lett. // **113** 245002 (2014).

3. Голубев А. И., Сысоева Т. Г., Якутов Б. П. Генерация ионов в тонких мишенях лазерными импульсами круговой поляризации // Проблемы физики высоких плотностей энергии. Труды международной конференции XII Харитоновские тематические научные чтения // Россия, Саров. 2010. С. 369–374.

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

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

6. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime // Appl. Phys. 2002. Vol. 74. P. 355.

7. Faure J., Glinec Y., Pukhov A. et. al. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // Nature. 2004. Vol. 431. P. 541.

8. Geddes C. G. R. et. al. High quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // Nature. 2004. Vol. 431. P. 538.

9. Pukhov A. Strong field interaction of laser radiation // Rep. Prog. Phys. **65** (2002).

10. Schmid K. Laser wakefield electron acceleration. A novel approach employing supersonic microjets and few-cycle laser pulses // Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2011.