МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЕ, ВОЗБУЖДЕННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПЛАЗМЕ ГЕЛИЯ

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

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

Введение

В настоящее время в экспериментах на мощных фемтосекундных лазерных установках получены пучки электронов, которые ускорены до гигавольтных энергий на участках сантиметровой длины кильватерной волной, возбужденной лазерным импульсом в плазме [1]. Рекордным на текущий момент является значение энергии 4,2 ГэВ у электронов, ускоренных в плазме на длине 9 см лазерным излучением мощностью 300 ТВт [2]. Научные и технологические возможности, которые открываются при ускорении электронов до гигавольтных энергий на сантиметровой длине, представляют значительный практический интерес, что привело к широкому теоретическому и экспериментальному изучению плазменного ускорения электронов лазерными импульсами. Одним из возможных применений ускоренных до релятивистских энергий электронов является их использование для генерации рентгеновского и гамма-излучения для целей радиографии.

При помощи разработанного во ВНИИЭФ параллельного релятивистского кода PLASMA-2P (2D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке», в работе проведено численное моделирование ускорения электронов в кильватерной волне, возбужденной в плазме гелия лазерным импульсом. Целью расчетов было исследование зависимости максимальной энергии электронов от толщины и плотности плазмы, а также интенсивности лазерного излучения.

Возбуждение нелинейной кильватерной волны интенсивным лазерным импульсом

Продольные электрические поля, ускоряющие электроны, возникают в плазменной волне, которую возбуждает позади себя лазерный импульс, распространяющийся в плазме. Такие волны в научной литературе принято называть «кильватерными» из-за внешнего сходства подобной волны с волнами, образующимися на поверхности воды при движении корабля. На рис. 1,a схематично показана генерация кильватерной волны при распространении лазерного импульса в плазме, а также ускорение электронных сгустков, захваченных этой волной. На рис. 1,b показано распределение плотности электронов в плазменной кильватерной волне, полученное при численном моделировании.

По мере распространения лазерного импульса в плазме, пондеромоторная сила выталкивает электроны из области взаимодействия излучения с плазмой, а ионы плазмы остаются практически неподвижными. В результате, в плазме возбуждается бегущая волна плотности заряда, следующая за лазерным импульсом с фазовой скоростью равной групповой скорости лазерного импульса. Эта волна создает позади лазерного импульса участки сгущения и разрежения плотности электронов, как показано на рис. 1,a. В области избыточного положительного заряда электроны самоинжектируются из фоновой плазмы в разреженную область. Захваченные волной электроны под действием продольного электрического поля ускоряются в направлении распространения лазерного импульса. На рис. 1,b можно видеть последовательность сгустков ускоренных электронов, вылетающих из плазмы, и саму плазменную кильватерную волну. Такой способ ускорения электронов был впервые предложен в 1979 г. в работе [3].

Как показано в [3], кильватерная волна в плазме возбуждается наиболее эффективно, если пространственная длина лазерного импульса $L_\tau = c\tau_L$ меньше, либо равна половине плазменной

длины волны $\lambda_p/2 = \pi c/\omega_P$, где τ_L –длительность лазерного импульса, ω_P – плазменная частота, c – скорость света. В расчетах, представленных в настоящей работе, $L_\tau = 10{,}5$ мкм, а отношение λ_p/L_τ менялось в пределах от 0,5 до 2 в зависимости от начальной плотности электронов плазмы.

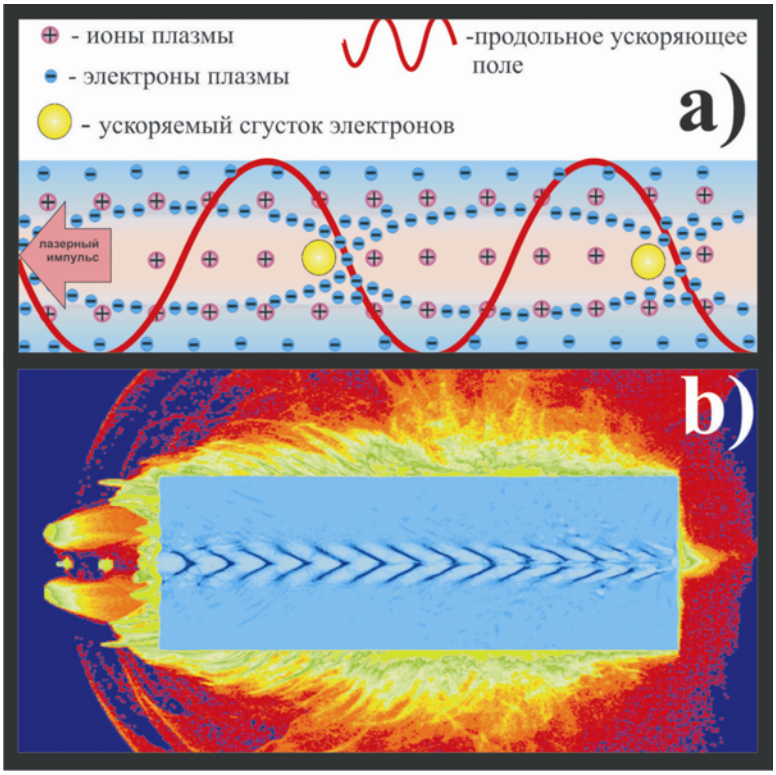

Рис. 1. Ускорение электронов в кильватерной волне, возбужденной в плазме лазерным импульсом: a – схема ускорения электронов в кильватерной волне; b – полученное в расчете распределение плотности электронов в плазме, в которой распространяется кильватерная волна и ускоряются электроны. Длина плазмы – 214 мкм, плотность $5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, интенсивность лазерного излучения – $5\cdot10^{18}$ Вт/см^2

Для характеристики интенсивности лазерного импульса обычно используют безразмерный параметр силы волны $a_0 = eE_0/(m_e\omega_L c)$, где e, m_e – заряд и масса электрона, E_0 – амплитуда поля лазерного импульса, ω_L – его частота. В зависимости от интенсивности лазерного излучения различают линейный и нелинейный режим ускорения в кильватерной волне. Принято считать, что при $a_0^2 < 1$ кильватерная волна является линейной, при $a_0^2 >> 1$ – сильно нелинейной [4]. На рис. 2 показано полученное при численном моделировании пространственное распределение продольного ускоряющего поля в линейной и нелинейной плазменной волне, бегущей за лазерным импульсом.

На рис. 2,a показана картина поля в линейном режиме: $I = 2\cdot10^{18}$ Вт/см^2, $a_0^2 = 1{,}2$; на рис. 2,b – в нелинейном: $I = 1\cdot10^{19}$ Вт/см^2, $a_0^2 = 6{,}1$, и на рис. 2,c показано поле в сильно нелинейном режиме «пузыря» или bubble-режиме: $I = 5\cdot10^{19}$ Вт/см^2, $a_0^2 = 30{,}3$. Видно, что в линейном режиме продольное ускоряющее электрическое поле имеет синусоидальную форму, а позади лазерного импульса образуется много периодов плазменной волны с одинаковой амплитудой. В нелинейном режиме ускоряющее поле имеет пилообразный характер и быстро затухает. В режиме «пузыря» или bubble-режиме в плазменной волне остается только один-два периода колебаний. Численное моделирование этого режима было впервые проведено в работе [4] в 2002 году. Очень скоро независимо, тремя группами ученых bubble-режим был экспериментально подтвержден [5–7]. Преимуществом этого режима является возможность получения моноэнергетических пучков ускоренных электронов.

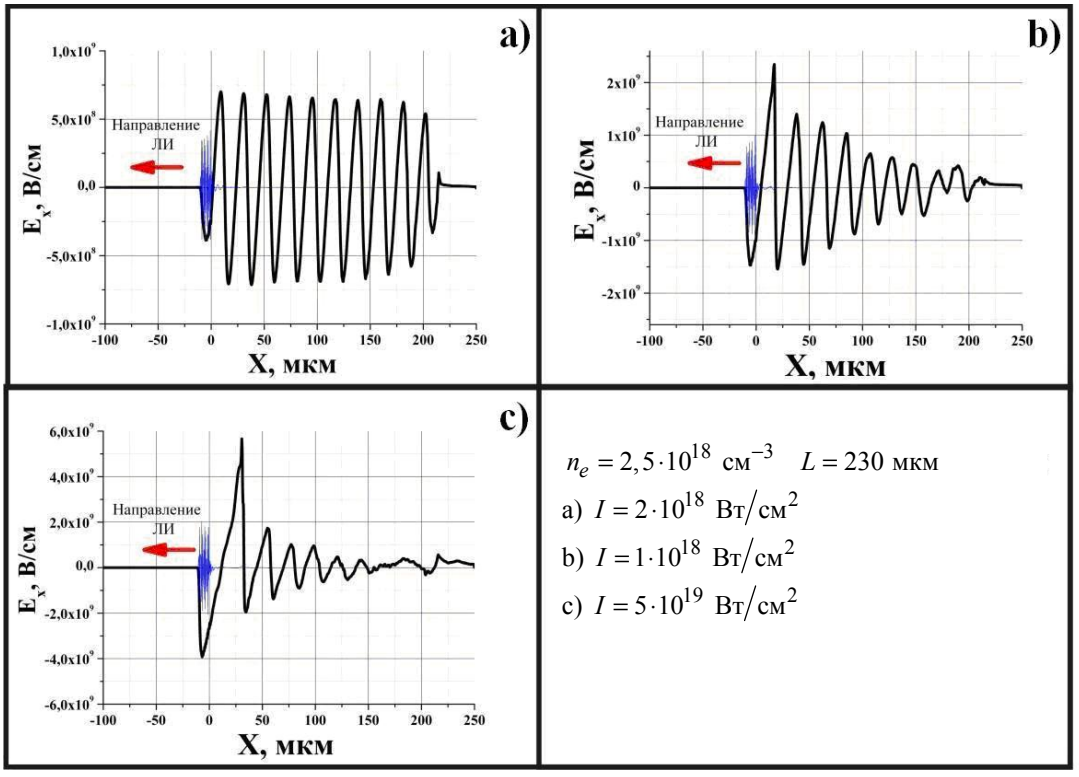

Рис. 2. Продольное ускоряющее поле E_x в плазменной кильватерной волне в линейном (2a), нелинейном (2b) и bubble-режиме ускорения (2c). Без соблюдения масштаба, цифрой 1 на рисунке показано поле E_y лазерного импульса

Электроны, ускоренные в нелинейной кильватерной волне

Постановка задачи и метод расчета. Важным инструментом исследования процесса ускорения электронов кильватерной волной, возбужденной лазерным импульсом, служат PIC-коды (Particle-In-Cell) – математические программы, моделирующие взаимодействие лазерного излучения с бесстолкновительной плазмой путем решения системы уравнений Максвелла–Власова методом «частиц-в-ячейке». Подробное описание основных положений этого метода содержится в книге [8]. В настоящей работе для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов использовался разработанный во ВНИИЭФ релятивистский параллельный PIC-код PLASMA-2P [9]. Расчеты проводились в двумерной постановке. Расчетная область, плазменная мишень и система координат, принятая при моделировании, схематически показаны на рис. 3.

Лазерный импульс, имеющий линейную поляризацию, длину волны 0,911 мкм, прямоугольный профиль по времени и гауссов по пространству $I(y) = I_0 \exp\left[-(y/y_0)^2\right]$, где $y_0 = 8{,}5$ мкм, запускался с правой границы расчетной области и распространялся в отрицательном направлении оси *X*. Длительность импульса была равна 35 фс. Интенсивность лазерного излучения I_0 изменялась от $1 \cdot 10^{18}$ до $5 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2.

Расчетная область представляла собой вытянутый прямоугольник с размерами 0,215 мм по оси *Y* и от 0,5 до 2,2 мм вдоль оси *X* в зависимости от задачи. Шаг сетки в обоих направлениях составлял $\Delta X = \Delta Y \approx 0{,}04$ мкм.

Мишень моделировалась как двукратно ионизованная плазма гелия. Толщина плазмы вдоль оси *Y* равнялась 95 мкм. Длина плазмы вдоль оси *X* изменялась от 0 215 мм до 2 мм. Начальная плотность электронов была ниже критической и варьировалась от $2{,}5 \cdot 10^{18}$ до $4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$.

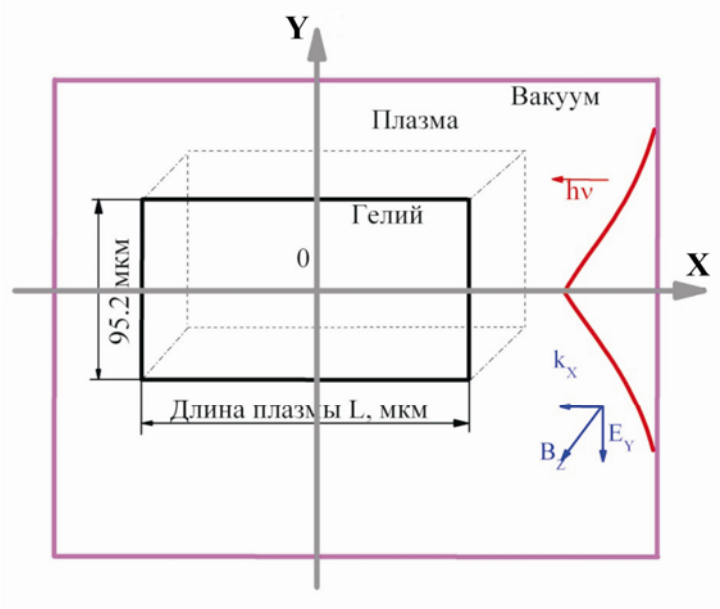

Рис. 3. Расчетная область для численного моделирования лазерно-плазменного ускорения электронов

При максимальном размере плазмы расчетная сетка состояла из ≈300 миллионов ячеек, а для моделирования плазмы использовалось ≈2 миллиарда 200 миллионов квазичастиц. Расчет такой задачи производился на 768 вычислительных ядрах суперЭВМ.

Картина ускорения электронов в кильватерной волне. В результате расчетов были получены подробные пространственно-временные картины возбуждения в плазме кильватерной волны и ускорения электронов при различных параметрах лазерного импульса и плазмы. В качестве примера рассмотрим результаты численного эксперимента, в котором электроны были ускорены до энергии 850 МэВ (рис. 4 и 5).

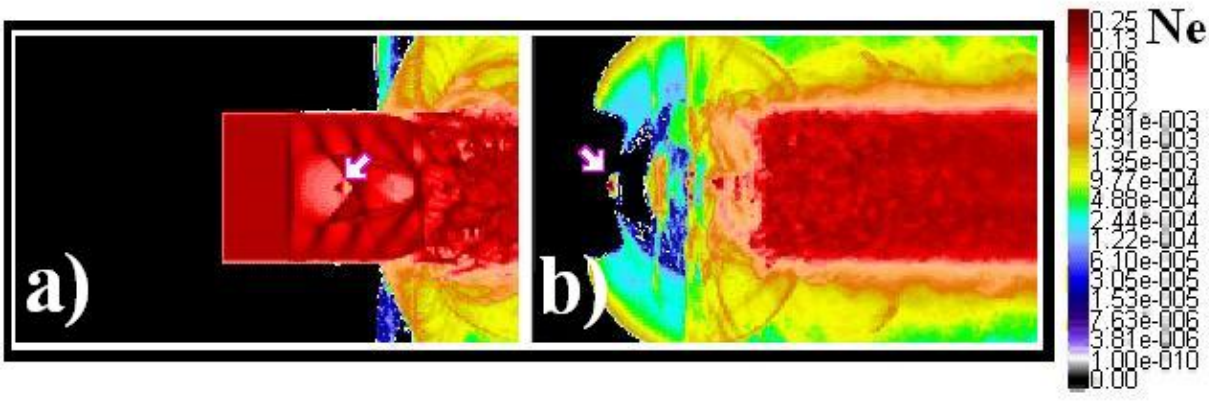

Рис. 4. Распределение плотности электронов в плазме до вылета (4a) и после вылета (4b) из плазмы сгустка электронов, ускоренных в «пузыре». Сгусток обозначен стрелкой. Начальная плотность электронов плазмы – $2{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, интенсивность лазерного импульса – $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2, длина плазмы – 2 мм

Электроны с максимальной энергией 850 МэВ были зарегистрированы в расчете при начальной плотности плазмы $2{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, интенсивности лазерного излучения $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2 и длине плазмы 2 мм. При таких параметрах плазмы и лазерного импульса наблюдался «bubble» режим ускорения. На рис. 4 показаны полученные при численном моделировании картины вылета

из плазмы сгустка электронов, ускоренных в «пузыре». На этом рисунке лазерный импульс и кильватерная волна распространяются справа налево. Сгусток электронов отмечен стрелкой. Поперечный размер отмеченного на рис. 4,б вылетевшего сгустка электронов составляет 15,6 мкм.

На рис. 5 показано распределение продольного ускоряющего поля E_x (1) в кильватерной волне, возбужденной лазерным импульсом (2). Цифрой 3 обозначено распределение плотности электронов вдоль оси *X*. Такое распределение полей и концентрации электронов имеет место, когда ускорение электронов проходит стадию, показанную на рис. 4,а.

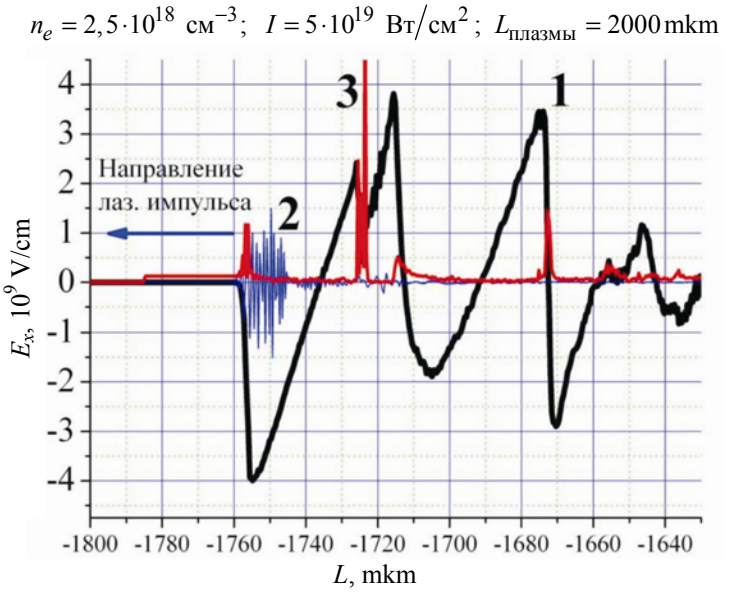

Рис. 5. Распределение продольного ускоряющего поля E_x в кильватерной волне, возбужденной лазерным импульсом: 1 – продольное ускоряющее поле E_x, 2 – лазерный импульс, 3 – распределение плотности электронов.

Максимальная концентрация электронов в пучке, обозначенном на рис. 5 цифрой 3, равна $\approx 1,14 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, что в 45 раз больше начальной плотности электронов плазмы. Амплитуда ускоряющего поля составляет $\approx 3,8 \cdot 10^9$ Вт/см.

Энергетические спектры ускоренных электронов. Полученные при численном моделировании спектры ускоренных электронов сравнивались с результатами, имеющимися в литературе. В работе [10] струя гелия облучалась лазерным импульсом длительностью 35 фс и интенсивностью $5 \cdot 10^{18}$ Вт/см^2. Плотность гелиевой плазмы была равна $2 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. На рис. 6 сравнивается экспериментальный [10] и расчетный спектр, полученный для плазмы толщиной 430 мкм при интенсивности лазерного излучения $1 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2.

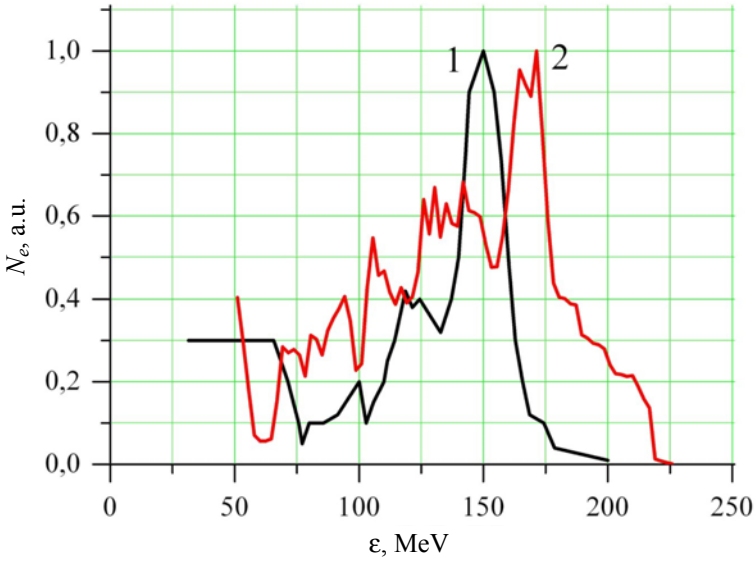

Рис. 6. Спектр электронов, ускоренных в кильватерной волне, возбужденной лазерным импульсом длительностью 35 фс в плазме с плотностью электронов $2\cdot10^{19}$ см$^{-3}$: 1 – эксперимент [10], 2 – расчет PIC-код PLASMA-2P, интенсивность излучения $1\cdot10^{19}$ Вт/см^2

Из рисунка видно, что у обоих спектров есть ярко выраженный максимум и резкий спад в сторону больших энергий. В расчете спектр получился шире и его максимум приходится на энергию 170 МэВ вместо 150 МэВ. В целом, однако, можно признать неплохое соответствие экспериментального и расчетного спектров.

На рис. 7 приведен энергетический спектр пучка электронов с максимальной энергией 850 МэВ, ускоренных в bubble-режиме. Вылет этого пучка электронов из плазмы и распределение ускоряющего поля в кильватерной волне показаны на рис. 4 и 5. Из рис. 7 видно, что спектр имеет ясно выраженный максимум при энергии 400 МэВ, а его ширина составляет ≈300 МэВ.

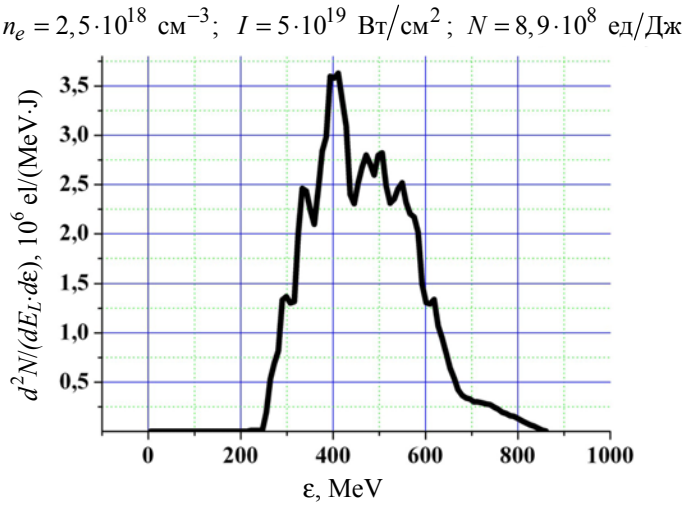

Рис. 7. Энергетический спектр сгустка электронов, ускоренных в bubble-режиме. Длина плазмы 2000 мкм, плотность $2,5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, интенсивность лазерного излучения $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2

Зависимость максимальной энергии электронов от длины ускорения. При численном моделировании ускорения электронов в кильватерной волне получены зависимости максимальной энергии вылетевших электронов от интенсивности лазерного излучения, а также длины участка ускорения электронов в плазме и ее плотности. Расчеты показали, что максимальная энергия электронов при нелинейном режиме ускорения заметно выше, чем при линейном. На рис. 8 для плотности плазмы $2{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ приведена зависимость максимальной энергии электронов от длины плазмы при bubble-режиме ускорения. При этой плотности пространственная длина лазерного импульса равна половине плазменной длины волны, что отвечает наилучшим условиям возбуждения кильватерной волны [3].

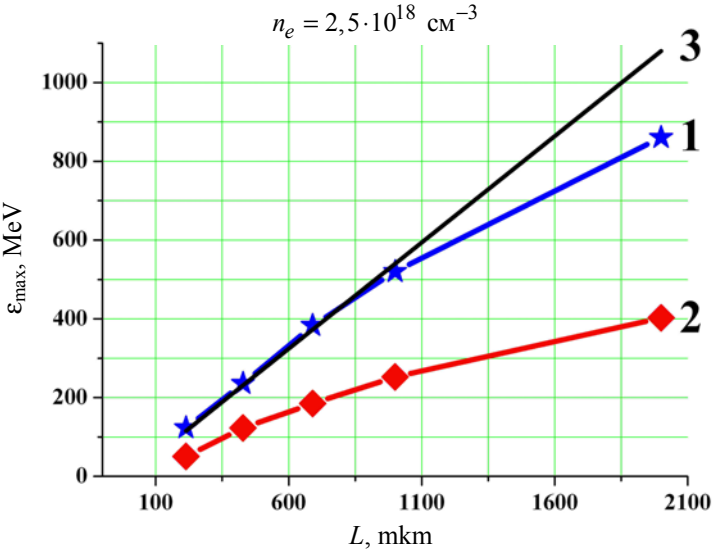

Рис. 8. Максимальная энергия электронов, ускоренных кильватерной волной в bubble-режиме в плазме с плотностью электронов $2{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$: 1 – интенсивность лазерного излучения $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2, 2 – интенсивность $2\cdot10^{19}$ Вт/см^2, 3 – зависимость $\varepsilon_{max}\,(\text{МэВ}) = 0{,}54L\,(\text{мкм})$

Из рис. 8 видно, что при интенсивности лазерного импульса $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2 электроны на длине 2 мм разгоняются полем кильватерной волны до энергии ≈ 850 МэВ. При уменьшении интенсивности в 2,5 раза максимальная энергия электронов при той же длине ускорения падает примерно в два раза до ≈ 400 МэВ.

Цифрой 3 на рисунке 8 обозначена прямая $\varepsilon_{max}\,(\text{МэВ}) = 0{,}54L\,(\text{мкм})$, аппроксимирующая полученную в расчетах для интенсивности излучения $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2 зависимость максимальной энергии электронов ε_{max} от длины ускорения L. Линейный характер этой зависимости указывает на то, что при интенсивности $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2 продольное поле, возбуждаемое лазерным импульсом, имеет примерно одинаковую напряженность $E_x \approx 3{,}4\cdot10^9$ В/см. В этом случае максимальная энергия электронов линейно зависит от длины ускорения $\varepsilon_{max} = eE_xL$, где e – заряд электрона, E_x – напряженность ускоряющего поля, L – длина участка ускорения в плазме.

Заключение

При помощи разработанного во ВНИИЭФ параллельного полностью релятивистского кода PLASMA-2P (2D3V), основанного на методе «частиц-в-ячейке», проведено численное моделирование ускорения электронов в линейном и нелинейном режимах в кильватерной волне, возбуж-

денной в плазме гелия лазерным импульсом длительностью 35 фс и интенсивностью от $1\cdot10^{18}$ до $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2. Начальная плотность электронов плазмы принимала значения от $2{,}5\cdot10^{18}$ до $4\cdot10^{19}$ см$^{-3}$, а длина плазмы изменялась от 0,2 до 2 мм. Получены энергетические спектры ускоренных электронов, которые согласуются с экспериментальными результатами. Найдены зависимости максимальной энергии электронов от интенсивности лазерного излучения, а также длины участка ускорения в плазме и ее плотности. Установлено, что максимальная энергия электронов достигается при нелинейном «bubble»-режиме ускорения. Показано, что в этом режиме пучок электронов на длине 2 мм ускоряется до энергии 850 МэВ кильватерной волной, возбужденной в плазме гелия с плотностью электронов $2{,}5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ лазерным импульсом с интенсивностью $5\cdot10^{19}$ Вт/см^2.

Список литературы

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

4. Pukhov A. J. meyer-ter-Vehn // Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime // Appl. Phys. // **74** 355 (2002).

5. Faure J., Glinec Y., Pukhov A. et al. // A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams // Nature // **441** 531 (2004).

6. Geddes C. G. R. et al. // High quality electon beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding // Nature // **431** 538 (2004).

7. Mangles S. P. D., Murphy C. D. // Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser plasma interactions // Nature // **431** 535 (2004).

8. Березин Ю. А., Вшивков В. А. // Метод частиц в динамике разреженной плазмы. // Новосибирск: Наука, 1980, 96 с.

9. 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, 19–23 апреля 2010 г., с. 369–374.

10. Mangles S. P. D. et al. // Laser-Wakefield Accelerator of Monoenergetic Electron Beams in the First Plasma-Wave Period // Phys. Rev. Lett. // **96** 215001 (2006).