

УДК 539.12

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ С ПЕРЕМЕННЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

С.С. ИСРАЕЛЯН, Х.В. СЕДРАКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 8 июня 2005 г.)

На основе численного интегрирования классических релятивистских уравнений движения исследована возможность нелинейного черенковского ускорения электронов в режиме захвата реальным лазерным импульсом конечной длительности и определенной формы огибающей интенсивности в среде с переменным показателем преломления. Найдены самосогласованный закон изменения показателя преломления среды в режиме непрерывного ускорения и соответствующий темп лазерного ускорения для электронов.

Проблема создания новых типов ускорителей заряженных частиц сверхвысоких энергий, в частности, лазерных [1] и плазменных [2] ускорителей малых размеров является, пожалуй, самой актуальной в современной физике ускорителей, плазмы и лазеров. Последние достижения в области лазерной физики, связанные с созданием сверхкоротких фемтосекундных лазерных источников релятивистских интенсивностей, далеко превышающих уже внутриатомные поля [3], открывают реальные возможности для осуществления лазерных ускорителей сверхвысоких энергий [4]. Поэтому исследование нелинейных механизмов индуцированного взаимодействия заряженных частиц со сверхмощными лазерными полями представляет значительный интерес [5].

При взаимодействии заряженной частицы с плоско-поперечной электромагнитной (ЭМ) волной в преломляющей среде (газы с показателем преломления $n > 1$) имеет место нелинейное, пороговое по интенсивности явление «отражения» или захвата частицы волной [6], обусловленное индуцированным черенковским эффектом. При «отражении» от фронта волны частица ускоряется, между тем как в режиме захвата скорость частицы осциллирует во времени, оставаясь в среднем постоянной. Однако и в этом режиме можно ускорить частицу, если показатель преломления газовой среды изменять определенным образом, непрерывно увеличивая фазовую скорость волны [7]. Так как в результате «отражения» продольная скорость частицы становится больше или меньше фазовой скорости света и она отрывается от волны (однократное «отражение»), то этим и завершается процесс энергообмена частицы с волной при $n = \text{const}$. Ускорение при таком однократном «отражении» мало, особенно если учесть также, что максимально допустимые интенсивности ЭМ волны в средах с показателем преломления $n > 1$ ограничены порогом ионизации атомов. Однако, можно получить

заметное ускорение частиц и в таких лазерных полях (умеренных интенсивностей), если показатель преломления газовой среды адиабатически уменьшать вдоль направления распространения волны по такому закону, чтобы частица все время находилась перед фронтом волны в режиме непрерывного ускорения. Этот режим может реализоваться при коллинеарном движении частицы с волной, т.е. при отсутствии начального поперечного импульса частицы. Но практически более эффективным для непрерывного ускорения является режим захвата с переменным показателем преломления, при больших поперечных импульсах частицы $p_{0y}/mc\xi > 2$ [7], где $\xi = eE/mc\omega$ – релятивистский инвариантный параметр интенсивности волны, e, m – заряд и масса частицы, ω, E – частота и амплитуда монохроматической волны, c – скорость света в вакууме (в дальнейшем принимается $c = 1$).

В упомянутых работах исследования были проведены аналитически для плоской монохроматической волны. В реальных ситуациях для лазерного ускорения частиц интересно выяснить роль конечной длительности, поперечного и продольного профилей лазерного импульса на вышеуказанные эффекты и процесс ускорения, что, естественно, находится за пределами возможностей аналитических исследований. Поэтому настоящая статья посвящена численному исследованию указанного вопроса.

Рассмотрена задача ускорения электрона линейно поляризованной ЭМ волной в среде с переменным показателем преломления $n = n(x)$ (волна распространяется по оси x) в режиме захвата, когда продольная скорость частицы близка к скорости волны в среде, и уравнения движения электрона решены численным методом (метод Рунге–Кутты). В среде с начальным значением показателя преломления $n_0 - 1 = 10^{-4}$ для определенности рассмотрен электрон, входящий в волну под углом $\alpha = 9 \cdot 10^{-3}$ рад, который должен иметь начальную энергию $\varepsilon_0 \approx 50.5$ МэВ, что обеспечит вышеуказанные условия для эффективного непрерывного ускорения волной, электрическая напряженность которой имеет следующий вид:

$$E_x = E_z = 0, \quad E_y = E_0 \exp\left(-\frac{4\rho^2}{d^2}\right) \frac{\cos[\omega(\int n(x)dx - t) + \varphi_0]}{\sqrt[4]{n} \cdot \cosh[(\int n(x)dx - t + \varphi_0/\omega)/\tau]}, \quad (1)$$

где $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, φ_0, τ – соответственно, начальная фаза и длительность импульса, а d – параметр, характеризующий поперечный размер импульса. Напряженность, длительность и длина волны, соответственно, равны $E_0 = 2.96 \cdot 10^8$ В/см, $\tau = 1000T$ (T – период ЭМ волны), $\lambda = 1.064 \cdot 10^{-4}$ см, а поперечные размеры импульса $d = 5000\lambda$. Данный вид электромагнитного импульса получен путем обобщения результатов работы [8] для среды с переменным показателем преломления [9]. Так как рассматривается импульс с относительно большими поперечными размерами, а участок взаимодействия с электроном невелик (~ 1 м), то можно пренебречь изменением поперечного профиля импульса при его распространении [8].

Сначала самосогласованным образом решены уравнения движения для одной частицы,

когда показатель преломления изменяется в зависимости от разности скоростей частицы и волны. Во-первых, самосогласованным образом найден вид показателя преломления среды, при котором электрон ускоряется волной в режиме захвата, а также вычислены скорость, траектория и энергия электрона. В этих условиях электрон захватывается и «увлекается» волной, ускоряясь при изменении (уменьшении) n . Зависимость энергии электрона от пройденного расстояния x представлена на рис.1.

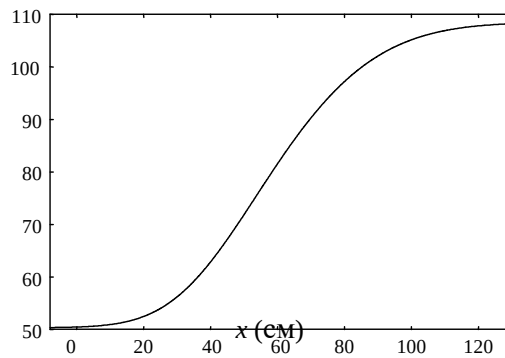


Рис.1. Зависимость энергии электрона, взаимодействующего с лазерным импульсом в среде с переменным показателем преломления, от пройденного расстояния x .

В результате решения самосогласованной задачи взаимодействия частицы с импульсом ЭМ волны получен закон изменения показателя преломления среды (рис.2, сплошная линия), при котором частица во время движения в поле волны остается в режиме захвата и непрерывно ускоряется волной.

Для исследования взаимодействия частиц с лазерным импульсом в среде с переменным показателем преломления, полученный закон изменения $n = n(x)$ не может быть использован в прямом виде из-за временной задержки разных частиц в пучке по отношению к импульсу волны. Поэтому следует учитывать соответствующим образом этот временной разброс при решении задачи для ускорения реального пучка частиц. Для поставленной задачи подходящим является закон изменения показателя преломления среды, аппроксимированный функцией (рис.2, штриховая линия)

$$n(x) = a + b \cdot \frac{1 - \tanh(g \cdot x - l)}{2}. \quad (2)$$

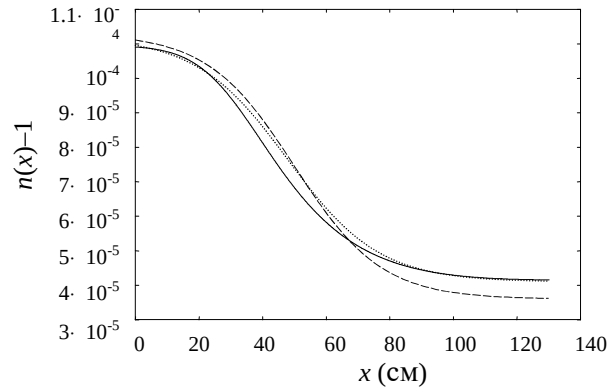


Рис.2. Графики изменений показателей преломления (для удобства на рисунке приведены графики, соответствующие $n(x)-1$): сплошная линия соответствует решению самосогласованной задачи, штриховая линия ($a = 1,000031$, $b = 7,1 \cdot 10^{-5}$, $g = 0.03477 \text{ см}^{-1}$, $l = 1.665$) – аппроксимация к последней, а пунктирная линия ($a = 1,000026$, $b = 7,7(10^{-5}$, $g = 0.03665 \text{ см}^{-1}$, $l = 1.883$) соответствует относительно медленному изменению показателя преломления.

Частицы в пучке имеют одинаковые начальные импульсы (начальная энергия частиц $\varepsilon_0 \approx 50.5$ МэВ), но входят в волну с различными начальными фазами и z -координатами. На рис.3 показана зависимость энергий взаимодействующих с волной (1) частиц от их x -координат. Как видно из рисунка, в зависимости от начальной фазы частицы или захватываются волной и ускоряются, или вылетают из волны почти без изменения энергии. На рис.3а приведены зависимости энергий частиц от длины взаимодействия с лазерным импульсом в случае, когда разные частицы с координатой $z = 0$ входят в волну с различными начальными фазами. На рис.3б представлен случай, когда частицы входят в волну с координатой $z = 0.25$ мм и с различными начальными фазами.

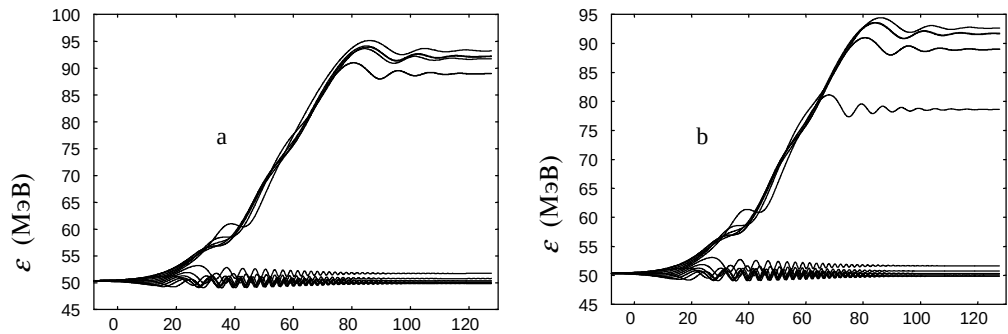


Рис.3. Зависимость энергий взаимодействующих с волной частиц от пройденного расстояния x . Частицы входят в волну с различными начальными фазами и z -координатами: а) $z=0$, б) $z=0,25$ мм.

Зависимости конечных энергий частиц от их начальных фаз приведены на рис.4. Рис.4а соответствует частицам, входящим в волну с координатой $z = 0$, рис.4б – частицам с координатой $z = 0.25$ мм. Как видно из рисунка, почти половина всех частиц, взаимодействующих с волной, ускоряется.

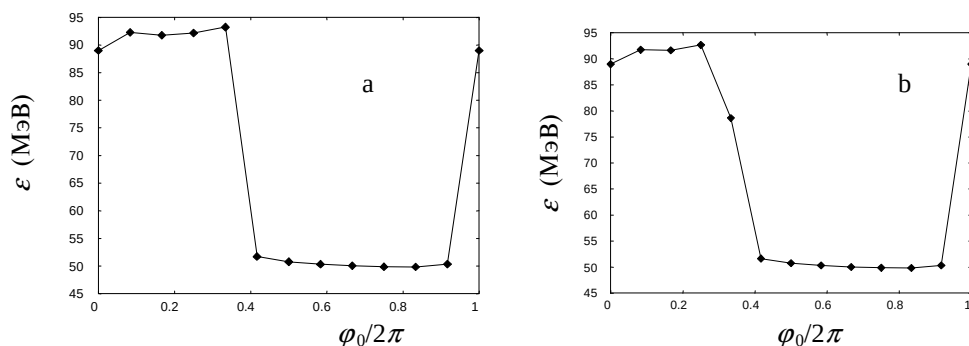


Рис.4. Зависимости конечных энергий частиц, рассмотренных на рис.3, от их начальных фаз: а) $z = 0$, б) $z = 0,25$ мм.

Представляет интерес также случай, когда переменный показатель преломления среды (2) изменяется сравнительно медленно (рис.2, пунктирная линия), что обеспечивает захват и ускорение относительно большого числа частиц. На рис.5а показана зависимость энергий частиц, входящих в волну с различными начальными фазами, от их x -координат. Зависимость конечных энергий частиц от их начальных фаз входа в волну представлена на рис.5б.

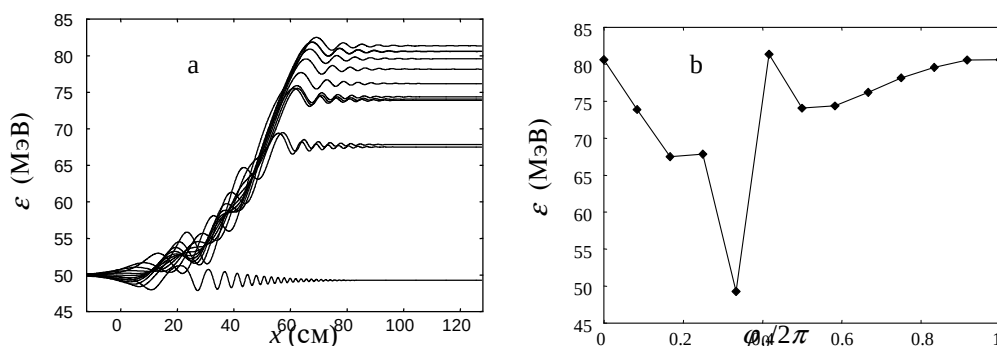


Рис.5. а) Зависимость энергий частиц от пройденного расстояния x при различных начальных фазах взаимодействия с лазерным импульсом заданной огибающей, б) зависимость конечной энергии частиц (рассмотренных на рис.5а) от их начальной фазы.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Г.К.Аветисяну за ценные советы и многочисленные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.X.Wang** et al. Appl. Phys. Lett., **78**, 2253 (2001); **Y.L.Salamin, C.K.Keitel**. Phys. Rev. Lett., **88**, 095005 (2002); **Ch.Varin, M.Piche, M.A.Porras**. Phys. Rev. E, **71**, 026603 (2005).
2. **T.Tajima, J.M.Dawson**. Phys. Rev. Lett., **43**, 267 (1979); **E.Esarey** et al. IEEE Trans. Plasma Sci., **24**, 252 (1996); **E.Esarey** et al., IEEE J. Quant. Electr., **33**, 1879 (1997).
3. **Th.Stohlker** et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 983 (2001); **M.Drescher** et al. Sci. Expr., 1058561 (2001).
4. **K.McDonald**. Phys. Rev. Lett., **80**, 1350 (1998); **P.Mora, B.Quesnel**. Phys. Rev. Lett., **80**, 1351 (1998).
5. **S.P.D.Mangles** et al. Nature, **431**, 535 (2004); **C.G.R.Geddes** et al. Nature, **431**, 538 (2004); **J.Faure** et al. Nature, **431**, 541 (2004).
6. **В.М.Арутюнян, Г.К.Аветисян**. Квантовая электроника, **1**, 54 (1972).
7. **В.М.Арутюнян, Г.К.Аветисян**. ЖЭТФ, **62**, 1639 (1972).
8. **K.McDonald**. Los-Alamos E-Print arXiv: physics/0003056 (2000).
9. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՅՈՒՄԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՈՎ՝
ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԲԵԿՄԱՆ ՅՈՒՅՉՈՎ ԳԱԶԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ս.Ս. ԻՍՐԱԵԼՅԱՆ, Խ.Վ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ

Շարժման դասական ռելյատիվիստիկ հավասարումների թվային ինտեգրման միջոցով հետազոտված է զավթման ռեժիմում փոփոխական բեկման ցուցչով միջավայրում էլեկտրոնների ոչ-գծային չերենկովյան արագացման հնարավորությունը վերջավոր տևողությամբ և ինտենսիվության որոշակի պարուրիչով իրական լազերային իմպուլսով: Անընդհատ արագացման ռեժիմում գտնված են միջավայրի բեկման ցուցչի փոփոխման ինքնահամաձայնեցված օրենքը և համապատասխան լազերային արագացման տեմպը էլեկտրոնների համար:

ACCELERATION OF ELECTRONS BY THE LASER PULSE IN A GASEOUS MEDIUM WITH A VARIABLE REFRACTION INDEX

S.S. ISRAELYAN, Kh.V. SEDRAKYAN

By means of numerical integration of the classical relativistic equations of motion an opportunity of a nonlinear Cherenkov acceleration of electrons in the capture regime by an actual laser pulse of finite duration and certain form of the envelope of the intensity in a medium with a variable refraction index is investigated. The self-consistent law of change of the refraction index of a medium and corresponding rate of the laser acceleration for electrons in the regime of continuous acceleration are found.