

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ УСКОРЕНИЕ СГУСТКА ЭЛЕКТРОНОВ, ИНЖЕКТИРУЕМЫХ ПЕРЕД ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ, ГЕНЕРИРУЮЩИМ КИЛЬВАТЕРНУЮ ВОЛНУ

С.В. Кузнецов

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

E-mail: shenau@rambler.ru

Исследуется перспективный способ ввода электронного сгустка в ускоряющую лазерно-плазменную систему, при которой сгусток инжектируется перед фронтом лазерного импульса, генерирующего кильватерную волну, со скоростью, меньшей его групповой скорости. Показано, что при определенных условиях захвата кильватерной волной изначально немонотонноэнергетического сгустка разброс по энергии в нем, обусловленный его исходной немонотонноэнергетичностью, становится на некоторой длине ускорения очень малым.

1. ВВЕДЕНИЕ

Успехи, достигнутые в развитии методов лазерно-плазменного ускорения электронов (см. обзор [1]), в настоящее время на передний план выдвигают необходимость решения задачи получения после ускорения сгустков электронов, которые бы обладали характеристиками, задаваемыми потребностями практических приложений. В частности, необходимо, чтобы ускоренные электроны имели малый относительный разброс по энергии [2] (существенно менее 1%). И хотя в некоторых экспериментах [3] по лазерно-плазменному ускорению была продемонстрирована генерация сгустков высокоэнергичных электронов с квазимоноэнергетическим спектром и энергией ~ 1 ГэВ, но данная задача остается до сих пор нерешенной в полной мере. Степень монотонности получаемых в эксперименте электронных сгустков недостаточно высока, а результаты экспериментов нестабильны.

Следует заметить, что в проведенных экспериментах [3] инжекция электронного сгустка в кильватерную волну происходит путем захвата ею фоновых электронов плазмы. Последующее их ускорение осуществляется в той же кильватерной волне. Управлять таким непрерывно развивающимся процессом, призванным одновременно и оптимальным образом решать две разные задачи, достаточно сложно. Можно полагать, что контроль над результатами эксперимента будет существенно проще, если отделить инжекцию электронов в кильватерную волну от процесса ее генерации.

В данном исследовании считается, что сгусток электронов, захватываемый и ускоряемый кильватерной волной, создается внешним инжектором. Его ввод в лазерно-плазменную систему осуществляется в такой схеме инжекции, когда сгусток инжектируется в направлении распространения лазерного импульса и впереди него [4]. Энергия инжектируемых электронов выбирается такой, чтобы их скорость была меньше групповой скорости лазерного импульса, но достаточной для их захвата кильватерной волной, генерируемой лазерным импульсом.

Известно [5], что монотонноэнергетические сгустки электронов, инжектированные таким образом, могут быть ускорены до энергий в несколько гигаэлектронвольт при разбросе по энергии между ними в

десяти доли процента. Физически это обусловлено тем, что в стационарной кильватерной волне траектории ускоряющихся в ней электронов исходного монотонноэнергетического сгустка подобны. В данном исследовании считается, что инжектируемый электронный сгусток изначально является немонотонноэнергетическим. Траектории электронов, инжектированные с разными начальными энергиями даже в стационарную кильватерную волну, не могут быть подобными, что в общем случае увеличивает разброс по энергии между ускоренными электронами и ухудшает качество сгустка. Найти путь преодоления этого обстоятельства является целью настоящей работы.

2. ЗАХВАТ И УСКОРЕНИЕ ЕДИНИЧНОГО ЭЛЕКТРОНА

Для выяснения основных черт процесса захвата и ускорения электронов кильватерной волной в схеме инжекции сгустка впереди лазерного импульса рассмотрим данную задачу аналитически в одномерной постановке. Такой подход адекватен для ускорения сгустков радиуса R_{b0} малого по сравнению с характерным поперечным размером R_p пространственной кильватерной волны $\phi(\xi, r)$. Будем считать, что кильватерное поле $\phi(\xi)$ зависит только от автомодельной переменной $\xi = k_p(z - V_{ph}t)$, $k_p = \omega_p / c$ – волновое число, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n / m}$ – ленгмюровская частота электронов плазмы, n – концентрация электронов в плазме.

В этом случае можно записать следующие уравнения медленного движения электронов, усредненные по высокой частоте ω лазерного импульса:

$$\frac{dp_z}{d\tau} = \frac{|e|\hbar}{mc^2} \frac{\partial \phi(\xi)}{\partial \xi} - \frac{\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{a^2}{4} \right)}{\sqrt{1 + p_z^2 + a^2/2}}, \quad (1)$$

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \frac{p_z}{\sqrt{1 + p_z^2 + a^2/2}} - \beta, \quad (2)$$

где p_z – импульс электрона, усредненный по быстрому времени, нормированный на mc ; $\beta = V_{ph} / c$; $\tau = \omega_p t = ck_p t$ – безразмерное время в лабораторной

системе отсчета; $a(\xi) = |e|A(\xi)/mc^2$ – амплитуда огибающей векторного потенциала лазерного импульса. Предполагается, что зарядом сгустка можно пренебречь.

Переходя в уравнениях (1), (2) к автомодельной переменной ξ , получаем интеграл, который соответствует закону сохранения энергии электрона в лабораторной системе отсчета:

$$E - \beta \sqrt{E^2 - m^2 c^4 - e^2 A^2(\xi)/2} - |e| \phi(\xi) = E_{inj} - \beta \sqrt{E_{inj}^2 - m^2 c^4}, \quad (3)$$

где ξ и E – координата и энергия электрона в момент времени t . Постоянная интегрирования в интеграле (3) определена из условия, что электрон с энергией E_{inj} инжектировался в область перед лазерным импульсом, где векторный и скалярный потенциалы равны нулю.

Из закона сохранения энергии (3) следует, что значение потенциала кильватерной волны в точке захвата должно быть отрицательным. Поскольку в области захвата поля от лазерного импульса малы, то, пренебрегая ими, из интеграла (3) вытекает следующее соотношение для определения положения точки захвата ξ_{tr} :

$$\phi(\xi_{tr}) = -|e|^{-1} \left\{ E_{inj} - \left[(1 - \gamma_{ph}^{-2})(E_{inj}^2 - m^2 c^4) \right]^{1/2} - mc^2 / \gamma_{ph} \right\}, \quad (4)$$

где $\gamma_{ph} = 1 / \sqrt{1 - \beta^2}$.

Траекторию, то есть положение электрона на любой момент времени в кильватерной волне, можно, используя интеграл (3), записать в квадратурах:

$$\frac{ck_p(t - t_{inj})}{\gamma_{ph}^2} - \beta(\xi - \xi_{inj}) = \int_{\xi_{inj}}^{\xi} \frac{\text{sign}(u'_z) d\eta}{\sqrt{1 - \frac{m^2 c^4 + e^2 A^2(\eta)/2}{(E'(\eta))^2}}}, \quad (5)$$

где t_{inj} , ξ_{inj} – момент времени и координата инжекции электрона;

$$E'(\eta) = mc^2 + \gamma_{ph} |e| (\phi(\eta) - \phi(\xi_{tr})). \quad (6)$$

Выражение (6) совпадает с формулой для энергии электрона в системе отсчета, связанной с волной, если пренебречь воздействием на его движение пондеромоторного потенциала лазерного импульса. Здесь и далее всюду штрихами помечены величины в системе координат, связанной с волной.

3. ЗАХВАТ И УСКОРЕНИЕ СГУСТКА ЭЛЕКТРОНОВ

Для аналитического исследования динамики изменения в процессе ускорения характеристик сгустка (его длины и разброса по энергии в нем) необходимо знать траекторию каждого электрона сгустка и изменение его энергии на этой траектории. В одномерном случае траектория электрона и изменение его энергии на ней в общем виде представляются соотношениями (5), (6), в которых слабым влиянием лазерных полей на движение электрона в умеренно нелинейной кильватерной волне ($|e\phi|/mc^2 \leq 1$) можно пренебречь при условии

$$a(\xi)^2 \ll 4\gamma_{ph} |e| (\phi(\xi) - \phi(\xi_{tr})) / mc^2. \quad (7)$$

Для сгустка достаточно моноэнергетичного и короткого в момент инжекции начальные условия движения всех его электронов в кильватерном потенциале близки, то есть $|\Delta \xi_{inj}| = |k_p \Delta z_{inj}| \ll 1$, $|\Delta E_{inj}| \ll E_{inj}$. Если сгусток остается компактным в процессе ускорения, то и далее в нем также выполняются условия $|\Delta E| \ll E$, $|\Delta \xi| = |k_p \Delta z| \ll 1$. Выберем электрон, который находится в момент инжекции в середине сгустка и имеет среднюю энергию инжекции, и назовем его центральным. Вариации по координате $\delta \xi$ и энергии δE любого другого электрона сгустка относительно центрального электрона можно найти из соотношений (3), (5).

В первом порядке разложения по величинам $\delta \xi_{inj}$, δE_{inj} получаем:

$$\delta \xi = \frac{u - V_{ph}}{u_{inj} - V_{ph}} \delta \xi_{inj} + \delta \xi_{tr} - \frac{u - V_{ph}}{c} ck_p \delta \Delta t_{tr}, \quad (8)$$

$$\delta E = \frac{|e|u}{u - V_{ph}} \left\{ \frac{d\phi(\xi)}{d\xi} \cdot \delta \xi + \left(1 - \frac{V_{ph}}{u_{inj}} \right) \delta E_{inj} \right\}, \quad (9)$$

где $\delta \Delta t_{tr} = \alpha \delta \xi_{tr} / ck_p$ – вариация промежутка времени, требуемого на захват электрона:

$$\alpha = \frac{|e|}{c} \frac{\gamma}{|P'_{inj}|} \frac{d\phi}{d\xi_{tr}} \left\{ (\xi_{inj} - \xi_b) \left(\frac{\gamma mc}{P'_{inj}} \right)^2 + \frac{(\sqrt{2} - 1)E_{inj}}{|e|d\phi/d\xi_b} \right\}. \quad (10)$$

В этих формулах и далее ξ , u – координата и скорость центрального электрона сгустка в текущий момент времени, ξ_{tr} – его точка захвата, точка ξ_b определяется также для центрального электрона из уравнения $E'(\xi_b) \cong \sqrt{2} E'_{inj}$. Соотношения (8), (9) получены для такого момента времени, когда электроны сгустка уже прошли точку захвата, то есть применимы только на ускоряющей стадии. Величина $\delta \xi_{tr}$ определяется из соотношения (4):

$$\delta \xi_{tr} = - \left(1 - \frac{V_{ph}}{u_{inj}} \right) \delta E_{inj} \cdot \left\{ |e| \frac{d\phi(\xi_{tr})}{d\xi} \right\}^{-1}. \quad (11)$$

На ускоряющей стадии и вне области захвата, когда электроны сгустка приобретут энергию, превышающую резонансную $E(\xi) \gg \gamma_{ph} mc^2$, последним слагаемым в соотношении (8) можно пренебречь [6]. Тогда с учетом (11) для вариации энергии любого электрона сгустка относительно центрального получается приближенное выражение:

$$\delta E = \frac{|e|u}{u_{inj} - V_{ph}} \frac{d\phi}{d\xi} \delta \xi_{inj} + \frac{u}{u_{inj}} \frac{u_{inj} - V_{ph}}{u - V_{ph}} \left(1 - \frac{d\xi}{d\xi_{tr}} \right) \delta E_{inj}. \quad (12)$$

Из формулы (12) следует, что в рассмотренном приближении разброс по энергии между электронами сгустка есть сумма вкладов от разброса по координате и по энергии между электронами сгустка в момент инжекции. Причем, вклад от начального разброса по энергии может отсутствовать в некоторой точке ξ_f , если в ней выполняется условие:

$$\left(\frac{d\phi}{d\xi_r}\right)^{-1} \frac{d\phi}{d\xi_f} - 1 = 0. \quad (13)$$

Очевидно, что выполнение условия (13) возможно, если захват электронов сгустка происходит в области кильватерного потенциала, в которой $d^2\phi/d\xi_r^2 > 0$. Тогда на некоторой длине ускорения разброс по энергии в ускоряющемся сгустке определится исключительно начальной длиной сгустка и не будет зависеть от его исходной немоноэнергетичности. Это обстоятельство может быть использовано для получения в лазерно-плазменном ускорении сгустков ускоренных электронов с минимальным энергетическим разбросом между ними.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для проверки этого вывода было проведено численное моделирование процесса захвата и ускорения электронов в кильватерной волне, генерируемой лазерным импульсом в плазменном канале. В качестве примера было выбрано кильватерное поле, рассчитанное ранее по коду работы [5], которое генерируется импульсом CO₂ лазера длительностью $\tau_L \approx 1,32$ пс, мощностью 78 ТВт с размером пятна фокусировки $r_L = 900$ мкм, что соответствует безразмерной амплитуде огибающей импульса в ее максимуме $a_0 = 0,7071$ на входе в плазменный канал:

$$a = \frac{|e|A}{mc^2} = a_0 \exp\left[-\frac{r^2}{r_L^2} - 2 \ln 2 \frac{(\xi - \xi_0)^2}{(\omega_p \tau_L)^2}\right]. \quad (14)$$

Лазерный импульс распространяется в плазменном канале, в котором плотность электронов плазмы $n(r)$ изменяется в поперечном направлении $n(r) = n(r=0)(1 + r^2/R_{ch}^2)$. Радиус канала R_{ch} согласован с размером фокального пятна r_L лазерного излучения условием $R_{ch} = k_p r_L^2$, так что для резонансной плотности электронов плазмы на оси канала $n_0 = n(r=0) \cong 10^{15} \text{ м}^{-3}$, определяемой соотношением $\omega_p \tau_L = 2\sqrt{2 \ln 2}$, получается радиус согласованного канала $R_{ch} = 2,42$ мм. Это соответствует следующим значениям безразмерных параметров: $k_p r_L = 5,35$; $k_p R_{ch} = 14,34$. После некоторого переходного процесса в канале вслед за лазерным импульсом формируется умеренно нелинейная кильватерная волна амплитуды $|e|\phi(\xi_m)/mc^2 \approx 0,259$, которая в дальнейшем считается стационарной и используется для моделирования ускорения электронных сгустков. Гамма-фактор, определяемый фазовой скоростью кильватерной волны, равен $\gamma_{ph} = 100$.

Генерируемая в данных условиях кильватерная волна имеет увеличенную область перекрытия ускоряющей и фокусирующей фаз. При значении координаты центра лазерного импульса $\xi_0 = 10$ максимум кильватерного потенциала находится в точке $\xi_m = 7,78$, а фокусирующие силы кильватерного поля в приосевой области сохраняются до значения $\xi_{df} = 5,45$, в которой $|e|\phi(\xi_{df})/mc^2 = -0,104$. При этом, в окрестности граничной точки ξ_{df} зон фоку-

сировки и дефокусировки характер изменения кильватерного поля на оси канала такой, что $d^2\phi/d\xi^2 > 0$. Поэтому данное кильватерное поле может быть использовано для изучения особенностей процесса захвата и ускорения электронов, в котором условие (13) выполняется не только в случае одномерных сгустков, но и для сгустков конечного радиуса, если захват электронов происходит в пределах фокусирующей области.

Чтобы отчетливее прояснить влияние исходной немоноэнергетичности сгустка на его характеристики при ускорении, рассмотрим процесс ускорения немоноэнергетического сгустка, который изначально имеет бесконечно малые размеры. В качестве конкретного примера возьмем сгусток, который при энергии инъекции $E_{inj} = 4,6 mc^2$ характеризуется разбросом по энергии $\Delta E_{inj} = 0,098 mc^2$, причем электроны инжектированного сгустка равномерно распределены в данном диапазоне энергий.

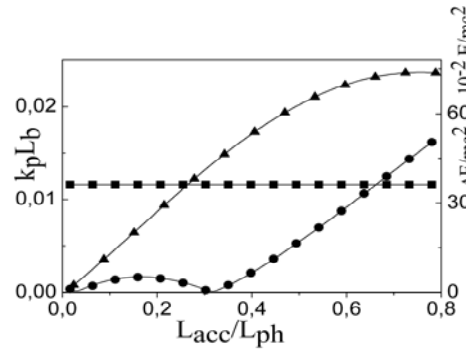


Рис.1. Изменение в зависимости от длины ускорения характеристик немоноэнергетического сгустка бесконечно малой длины $L_{b0} = 0$

Рис.1 представляет результаты расчетов по формулам (8), (9) (сплошная линия) длины сгустка и разброса по энергии в сгустке в зависимости от безразмерной длины ускорения L_{acc}/L_{ph} , причем стадия захвата на рисунке не показана. Длина ускорения L_{acc} нормирована на величину $L_{ph} = 2\pi \gamma_{ph}^2 k_p^{-1}$, которая соответствует длине ускорения, на которой релятивистский электрон проходит от минимума до максимума потенциала линейной кильватерной волны. Результаты численного моделирования обозначены следующим образом: квадраты — для длины сгустка, кружки — разброс по энергии, треугольники — изменение средней энергии электронов сгустка. Видно хорошее совпадение результатов моделирования с аналитикой.

На Рис.1 также отчетливо видно наличие двух минимумов в разбросе по энергии между электронами, которые имеют место в процессе их ускорения. Первый минимум реализуется при невысокой средней энергии электронов сгустка $E \approx 350 mc^2$.

Физически его возникновение объясняется следующим образом. Хотя все электроны сгустка бесконечно малой длины инжектируются в одну точку ξ_{inj} , но они имеют разную энергию, поэтому их траектории различны. Менее энергичные электроны захватываются быстрее, чем более энергичные. По-

сле захвата эти электроны продолжают ускоряться и приобретают некоторую дополнительную энергию сверх резонансной $E_{res} = \gamma_{ph} mc^2$ за то время, пока полностью захватываются изначально более энергичные инжектированные электроны сгустка. При этом, поскольку изначально менее энергичные электроны в процессе захвата достигают более низких значений потенциала кильватерной волны, то они оказываются в задней части захваченного сгустка. Получается, что в области захвата формируется сгусток, в котором задние электроны имеют несколько большую энергию, чем передние.

Далее, в виду условия $d^2\phi/d\xi_{tr}^2 > 0$, в области захвата на передние электроны сгустка действует большее по значению ускоряющее поле, чем на задние электроны. Поэтому разброс по энергии между ускоряющимися электронами сгустка начинает уменьшаться, и на некоторой длине ускорения становится очень малым. Таким образом, появляется первый минимум в разбросе по энергии ускоряющегося сгустка при небольших длинах ускорения.

Второй минимум в разбросе по энергии ускоряющегося сгустка предсказывается формулой (12). Физически появление второго минимума объясняется так же, как и первого. После прохождения первого минимума в разбросе по энергии ускоряющегося сгустка передние электроны сначала набирают энергию быстрее, чем задние, а после прохождения точки максимума ускоряющего поля процесс идет в обратном порядке.

Более существенным обстоятельством, однако, является то, что второй минимум в разбросе по энергии между ускоряющимися электронами реализуется тогда, когда электроны уже достигают большой энергии. Например, на Рис.1 энергия электронов в окрестности второго минимума их энергетического разброса равна $E_{inj} \approx 4300 mc^2$. Саму величину энергетического разброса электронов сгустка в точке ξ_f для сгустка, имевшего нулевую длину в момент инжекции, в данном приближении определить невозможно, для этого требуется учесть члены более высокого порядка разложения.

Формулы (8), (9) при известном распределении электронов по координате и энергии в сгустке в момент инжекции позволяют вычислить характеристики сгустка в любой момент времени на ускоряющей стадии. Если исходное распределение электронов по координате и энергии инжекции относительно центрального электрона является нормальным распределением со среднеквадратичными отклонениями по координате $\sigma_{z,inj}$ и по энергии инжекции $\sigma_{E,inj}$, то длина сгустка на ускоряющей стадии определяется формулой $L_b = 2\sigma_z$, в которой при условиях

$$1 \ll E_{inj} / mc^2 \ll \gamma_{ph}, E(\xi) \gg \gamma_{ph} mc^2$$

$$\sigma_z = \sqrt{\sigma_{z,inj}^2 \frac{E_{inj}^4}{\gamma_{ph}^4 m^4 c^8} + \sigma_{E,inj}^2 \left\{ \frac{2k_p |e| d\phi(\xi_{tr})}{m^2 c^4} E_{inj}^2 \right\}^{-2}}. \quad (15)$$

Разброс по энергии в сгустке в точке ξ_f определяется формулой $\Delta E_f = 2\sigma_{E,f}$, где

$$\sigma_{E,f} = 2|e| \frac{d\phi}{d\xi_{tr}} \frac{E_{inj}^2}{m^2 c^4} k_p \sigma_{z,inj}. \quad (16)$$

На Рис.2 для сгустка электронов, инжектированных с энергией $E_{inj} = 4,6 mc^2$ при $\sigma_{E,inj} = 0,046 mc^2$ показаны: длина сгустка на ускоряющей стадии (левая ось ординат, кружки – моделирование, пунктир – расчет по формуле (15)) и разброс по энергии в минимуме (правая ось ординат, пунктир – расчет по формуле (16)) в зависимости от длины сгустка в момент инжекции.

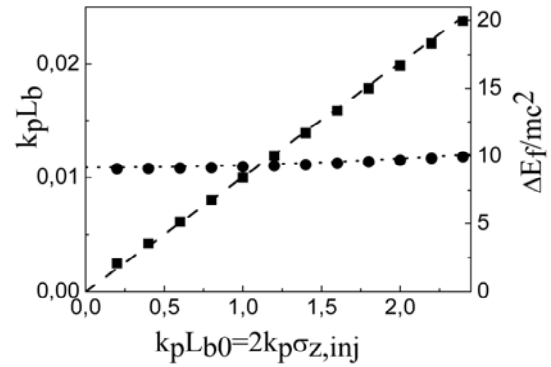


Рис.2. Зависимость характеристик сгустка в точке минимума энергетического разброса от его длины при инжекции

Рис.2 показывает, что при выбранных энергетических характеристиках инжектированных электронов длина сгустка на ускоряющей стадии практически не зависит от его длины в момент инжекции и определяется начальным энергетическим разбросом. Напротив, разброс по энергии в сгустке в минимуме определяется только его начальной длиной и пропорционален ей. Заметим, что в точке минимума энергетического разброса в сгустке средняя энергия электронов сгустка в данном случае равна $E_f \approx 4540 mc^2$. Это означает, что для выбранных параметров кильватерного поля даже достаточно длинные сгустки ~ 350 мкм ($k_p \sigma_{z,inj} \approx 1$) имеют относительный разброс по энергии в минимуме менее 0,4 % при средней энергии электронов сгустка 2,3 ГэВ.

Необходимо также прояснить влияние поперечных размеров сгустка на проявление данного физического эффекта – минимизации энергетического разброса в сгустке при ускорении немоноэнергетического сгустка в кильватерной волне. Для этого было проведено численное моделирование захвата и ускорения в данной кильватерной волне осесимметричного сгустка электронов, инжектированных с энергией $E_{inj} = 4,6 mc^2$. Распределение электронов по объему сгустка считалось нормальным с параметрами $\sigma_{z,inj} = 120$ мкм, $\sigma_{r,inj} = 60$ мкм.

На Рис.3 показаны результаты моделирования для исходного моноэнергетического (сплошная линия) и для немоноэнергетического сгустков (квадраты) с нормальным распределением по энергии инжекции ($\sigma_{E,inj} = 1\% E_{inj} = 0,046 mc^2$).

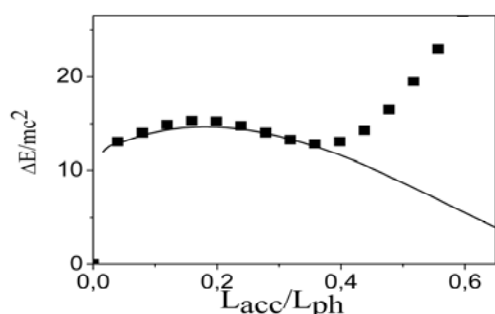


Рис.3. Изменение по длине ускорения разброса по энергии в объемных сгустках электронов

Из их сравнения видно существенное влияние даже относительно небольшой исходной немоноэнергетичности на разброс по энергии сгустка при больших длинах ускорения. Однако, эффект минимизации энергетического разброса на некоторой длине ускорения объемного немоноэнергетического сгустка сохраняется, и для данного примера получается минимум относительного разброса по энергии ~0,25 % при средней энергии электронов сгустка 2,8 ГэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Немоноэнергетичность инжектируемого электронного сгустка в общем случае существенно влияет на его энергетические характеристики при ускорении в кильватерном поле. Однако, в кильватерных волнах с большим перекрытием фаз фокусировки и ускорения возможны такие условия захвата электронов сгустка, при которых на определенной длине ускорения влияние начальной немоноэнергетичности сгустка становится очень малым. Этот эффект открывает возможность ускорения немоноэнергетических электронных сгустков до энергий в

несколько гигаэлектронвольт при относительном разбросе по энергии между электронами в десятки доли процента.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans, et al. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.* 2009, v.81, p.1229.
2. I.V. Pogorelsky. Prospects for laser wakefield accelerators and colliders using CO₂ laser drivers // *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A.* 1998, v.410, p.524-531.
3. W.P. Leemans, B. Nagler, A.J. Gonsalves, Cs. Toth, K. Nakamura, C.G.R. Geddes, E. Esarey, C.B. Schroeder, and S.M. Hooker. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator // *Nature Physics.* 2006, v.418, p.696-699.
4. N.E. Andreev, S.V. Kuznetsov. Electron bunch compression in laser wakefield acceleration // *Proc. Workshop on 2nd Generation Laser and Plasma Accelerators*, France, Presqu'île de Giens. June 24-29, 2001. Newsletter, Special Issue: Giens Workshop Proceedings, 2001. http://bcl.lbl.gov/CBP_pages/wim/GIENS/giens01.pdf.
5. N.E. Andreev, S.V. Kuznetsov. Guided propagation of short intense laser pulses and electron acceleration // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2003, v.45, №12A, p.39-57.
6. С.В. Кузнецов. Ускорение электронного сгустка, инжектируемого перед лазерным импульсом, генерирующим ускоряющую кильватерную волну // *Физика плазмы.* 2011, т.37, №3, с.242-256.

Статья поступила в редакцию 23.05.2011 г.

LWFA OF AN ELECTRON BUNCH INJECTED IN FRONT OF A LASER PULSE GENERATING WAKE WAVE

S.V. Kuznetsov

A study is made of a promising method for injecting an electron bunch into an accelerating laser-plasma system, in which a bunch is injected ahead of the front of a laser pulse generating a wake wave, and a bunch velocity is lower than the pulse group velocity. It is shown that under certain conditions of trapping of an initially nonmonoenergetic bunch by the wake wave the energy spread of the bunch due to its initial nonmonoenergetic character becomes on some length of acceleration very small.

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМОВОМЕ ПРИСКОРЕННЯ ЗГУСТКА ЕЛЕКТРОНІВ, ІНЖЕКТУЄМИХ ПЕРЕД ЛАЗЕРНИМ ІМПУЛЬСОМ, ЩО ГЕНЕРУЄ КІЛЬВАТЕРНУ ХВИЛЮ

С.В. Кузнецов

Досліджується перспективний спосіб введення електронного згустка в прискорюючу лазерно-плазмову систему, при якій згусток інjektується перед фронтом лазерного імпульсу, що генерує кильватерну хвилю, зі швидкістю, меншою його групової швидкості. Показано, що при певних умовах захоплення кильватерною хвилею первісно немоноенергетичного згустка розкид за енергією в ньому, обумовлений його вихідною немоноенергетичністю, стає на деякій довжині прискорення дуже малим.