Известия НАН Армении, Физика, т.49, №3, с.147-155 (2014)

УДК 621.384

ОСОБЕННОСТИ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ВОЛНЫ

Э.А. БЕГЛОЯН*, А.С. ГАЛУМЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна (ЕрФИ), Ереван

*e-mail: edward@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 7 мая 2013 г.)

Рассмотрены особенности взаимодействия заряженных частиц в поле стоячей лазерной волны. Найдены условия, при которых они могут отимально ускоряться. Показано, что при использовании сверхдобротных резонаторов, прирост энергии может составлять несколько ГэВ.

1. Введение

Разработка лазеров, имеющих высокую интенсивность излучения, стимулировала большой интерес, связанный с их использованием для ускорения заряженных частиц. Отметим несколько работ, связанных с использованием фемтосекундных импульсных лазеров для ускорения заряженных частиц [1,2]. Ускоряющие поля в таких лазерах достигают значений $E \approx 10^{14}$ В/м.

Появление диэлектрических суперзеркал, у которых коэффициент отражения может достигать $R > 0,99999$, позволило создать резонаторы с добротностью $Q \approx 10^{10}$ [3-5]. Если такой резонатор возбуждается непрерывным лазерным пучком, то амплитуда напряженности электрического поля стоячих волн может существенно возрасти. Ускоряющие поля в таком резонаторе могут быть соизмеримы с полями фемтосекудных импульсных лазеров. Можно ожидать, что и в такой структуре заряды будут ускоряться до энергий в несколько ГэВ.

Ниже мы рассмотрим особенности ускорения заряженных частиц в поле стоячей волны оптического резонатора. Вопросы, связанные с излучением заряда, в данной работе не рассматриваются.

2. Поля в резонаторе

Рассмотрим оптический резонатор, состоящий из двух идеально отражающих параллельных зеркал, отстоящих друг от друга на расстояние d. Начало декартовой системы координат находится в центре резонатора, а ось Oz перпендикулярна плоскостям зеркал. Предположим, что на второе зеркало вдоль оси Oz падает круговой гауссовский пучок, линейно поляризованный вдоль оси Ox. В параксиальном приближении поля волны имеют две отличные от нуля составляющие [6]:

$$E_x = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(i\,\omega t - ik\,z\,(1+\frac{r^2}{2zR(z)}) + i\varphi(z) - \frac{r^2}{w(z)^2} \right),$$
$$H_y = H_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(i\,\omega t - ik\,z\,(1+\frac{r^2}{2zR(z)}) + i\varphi(z) - \frac{r^2}{w(z)^2} \right), \quad (1)$$

где

$$R(z) = z\left(1+\frac{z_1^2}{z^2}\right),\ w(z)^2 = w_0^2\left(1+\frac{z^2}{z_1^2}\right),\ \varphi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_1}\right),$$

E_0, H_0 – амплитуды электрической и магнитной составляющих полей, $k = \omega / c$, c – скорость света, $\omega = 2\pi\nu$, ν – частота волны, $r^2 = x^2 + y^2$, w_0 – размер пятна в перетяжке, $w(z)$ – размер пятна, $R(z)$ – радиус кривизны волнового фронта, $\varphi(z)$ – набег фазы волны сязанный с дифракционной расходимостью, $z_1 = \pi\, w_0^2 / \lambda$ – длина Рэлея, λ – длина волны.

Поскольку смещение фазы волны $\varphi(z)$ по сравнению с другими членами экспоненты невелико, то им в дальнейших расчетах можно пренебречь [6].

После N - кратных отражений от зеркал, с учетом граничных условий, в резонаторе установится набор волн, которые движутся навстречу друг другу. Выражение для результирующеего поля в резонаторе получается суммированием всех существующих в нем волн. Если длина резонатора выбрана таким образом, что на ней укладывается целое число длин волн

$$d = s\lambda, \quad s = 1, 2, 3, \ldots, \quad (2)$$

то волны, отраженные от зеркал, будут синфазно складываться друг с другом и выражения для суммарных полей будут иметь вид:

$$E_x = 2E_A \sin(\omega t) \sin(kz) (1+\frac{r^2}{d\,R(d/2)}) \exp(-\frac{r^2}{w^2}),$$
$$H_x = 2H_A \cos(\omega t) \cos(kz) (1+\frac{r^2}{d\,R(d/2)}) \exp(-\frac{r^2}{w^2}), \quad (3)$$

где $E_A = \dfrac{w_0 N E_0}{w(z)}$, $H_A = \dfrac{w_0 N H_{.0}}{w(z)}$.

Множители $\sin(kz)$ и $\cos(kz)$ описывают распределение амплитуды колебания поля от координаты z.

Поле стоячей волны симетрично относительно оси oZ. Амплитуда колебаний поля слева от пучка по закону Гаусса возрастает от нуля до своего максимального заначения на оси пучка, а справа от пучка по тому же закону убывает до нуля. Амплитуда стоячей волны линейно растет с ростом числа отражений N, однако необходимо учесть то обстоятельство, что у реальных зеркал коэффициент отражения отличен от единицы и часть мощности волны поглощается при отражениях. При некотором значении $N_{\max}$, при котором мощность, поглощаемая в зеркалах, становится равной мощности волны, поступающей в резонатор, амплитуда поля стоячей волны перестает расти. Для современных диэлектрических «суперзеркал» $1-R_1=10^{-4}-10^{-6}$, где R_1 – коэффициент отражения. Следовательно, число максимальных отражений $N_{\max}$ может составлять $N_{\max}\approx 10^5$.

3. Импульс заряда в поле стоячей лазерной волны

Предположим, что в момент $t=t_0$ в точке с координатами $x=x_0, y=y_0, z=z_0$ в области перетяжки стоячей волны появляется частица с зарядом q и массой m. Например, в момент $t=t_0$ происходит ионизация газа, находящегося в области, занимаемой стоячей волной. На заряд начинает действовать сила Лоренца [7]:

$$\frac{dp}{dt}=qE+\frac{q}{c}V\times H,\ \ V-\text{ скорость заряда.} \tag{4}$$

Как показано в работе [8], колебательные движения зарядов, возникших в пучностях стоячей волны, являются устойчивым, и в дальнейшем мы будем исследовать движение именно таких зарядов. Действие магнитной составляющей силы Лоренца на эти заряды равно нулю, поскольку в пучностях стоячих волн напряженность магнитного поля равна нулю.

Найдем импульс, который сообщает зарядам силы Лоренца в направлении оси Ox. Интегрируя (4) по времени с учетом (3), для выражения импульса заряда получим:

$$p_x=p_0+\frac{2qE_A}{\omega}\left[\sin(kz_0)\cos(\omega t_0)\exp(-\frac{r_0^2}{w^2})-\sin(kz)\cos(\omega t)\exp(-\frac{r^2}{w^2})\right], \tag{5}$$

где $r_0=\sqrt{x_0^2+y_0^2}$ – расстояние от оси Oz, на котором в момент $t=t_0$ появился заряд, p_0 – импульс заряда в момент его появления.

При выводе формулы (5) учтено, что слагаемое $\dfrac{r^2}{d\,R(d/2)}$ в аргументе гармонических функций выражения (3) имеет порядок 10^{-6}, им можно пренебречь по сравнению с единицей.

Результат взаимодействия заряда с полем стоячей волны существенно зависит от парамера t_0. Если заряд возник с начальным импульсом p_0, в точке $r=r_1$, в которой поле лазерного пучка равно нулю $(r_1>>\lambda)$, то, влетая в поле лазерного пучка он начинает совершать колебательные движения, причем, слева от пучка, амплитуда колебаний экспоненциально возрастает, а справа от лазерного пучка амплитуда колебаний убывает до нуля и в результате импульс заряда при вылете за пределы лазерного поля остается равным p_0. В этом можно убедиться, если усреднить (5) по времени. Такая ситуация показана на рис.1.

Совершенно иная ситуация возникает в случае, когда заряд появляется в непосредственной близости к оси oZ, где поле лазерного пучка отлично от нуля. Как следует из (5), заряд в поле стоячей волны приобретает постоянную составляющую импульса p_{0x}, которая определяется выражением

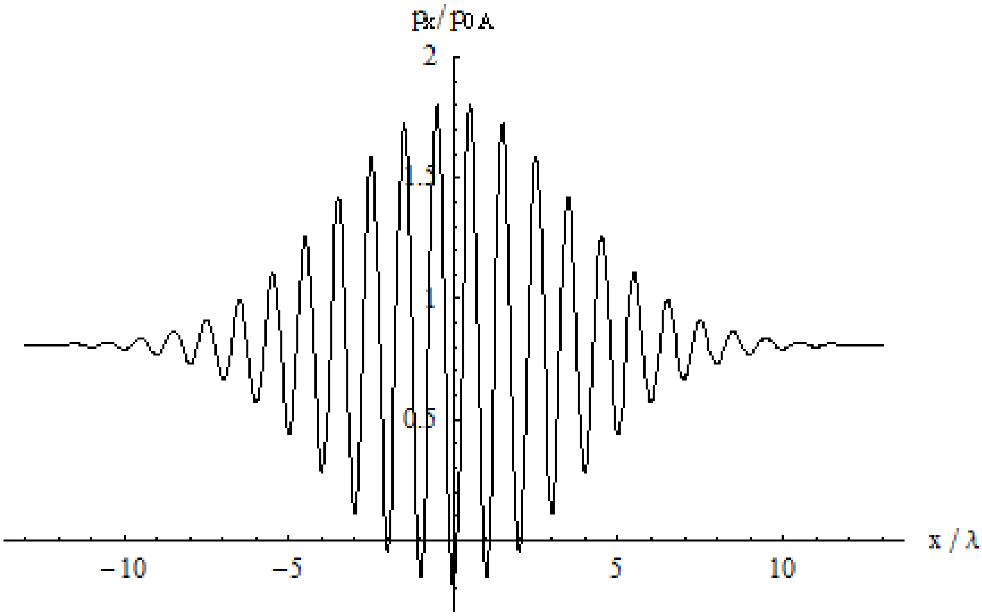

Рис.1. Зависимость импульса заряда от безразмерного параметра x/λ в случае, когда заряд возникает в точке с координатой $x = -x_0$, при котором поле лазерного пучка равно нулю, p_{0A} – амплитудное значение импульса частицы, $p_0 / p_{0A} = 0.5$, $\lambda = 10$ мкм, $w(z) = 5\lambda$.

$$p_{0x} = \frac{2qE_A}{\omega}\sin(kz_0)\cos(\omega t_0)\exp(-\frac{r_0^2}{w^2}). \tag{6}$$

Это связано с тем обстоятельством, что когда заряд в момент t_0 появляется в поле стоячей волны, то он начинает совершать затухающие колебательные движения (рис.2). Вместе с тем, как следует из (3) и (5), фаза колебаний заряда должна отличаться от фазы колебаний поля на $\Delta\varphi = \varphi_з - \varphi_п = \frac{\pi}{2}$. Такая ситуация может осуществиться в случае, если фаза поля в некоторый момент t_1 будет равна $\phi_п = \omega t_1 = \frac{\pi}{2}$, а фаза колебаний заряда $\phi_з = 0$. Однако к моменту t_1 заряд уже находился в поле волны промежуток времени $\Delta t = t_1 - t_0$ и успел приобрести импульс, равный p_{ox}. Следовательно, для того, чтобы выполнялись вышеуказанные фазовые соотношения, заряд свои колебательные движения должен совершать относительно своей постоянной составляющей p_{ox}.

В заключение этого раздела отметим, что если заряд возникает не в пучности стоячей волны, то на него действует магнитная составляющая силы Лоренца, которая определяется из выражения

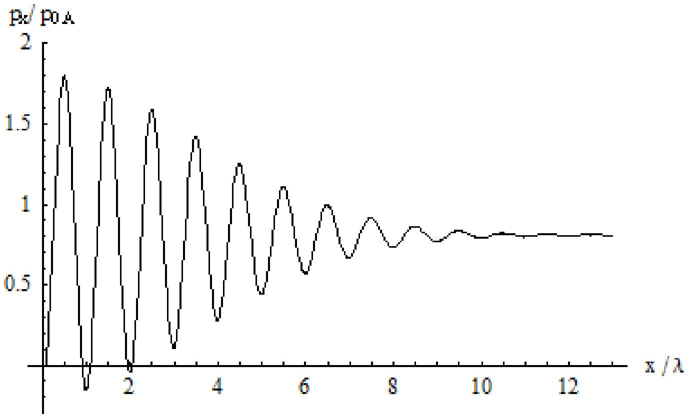

Рис.2. Зависимость импульса заряда от безразмерного параметра x/λ, в случае, когда он возникает в точке с координатой $x_0 = 0.1\lambda$, $p_0 = 0,\ \lambda = 10$мкм, $z = \lambda/4,\ w(z) = 5\lambda,\ \ p_{0A} = \dfrac{2qE_A}{\omega}\sin(kz_0).$

$$F_z = \frac{q\,H_y\,p_x}{\sqrt{p_x^2 + m^2c^2}}. \qquad (7)$$

Под действием этой силы заряд приобретает постоянную составляющую скорости вдоль оси Ozи совершает дрейф вдоль этой оси [9].

Таким образом, при движении заряда в поле стоячей волны, под действием электрической составляющей силы, заряд совершает поступательное движение вдоль оси oX, одновременно совершая затухающие продольные колебательные движения вдоль направления своего движения. Вместе с тем, под действием магнитной составляющей силы, он дрейфует вдоль оси oZ, одновременно совершая затухающие колебательные движения.

4. Энергия заряда в поле стоячей лазерной волны

Как следует из предыдущего параграфа, когда заряд появляется в поле стоячей волны, то на него начинает действовать электрическая сила и за промежуток времени $\Delta t = T/4 - t_0$ он приобретает постоянную составляющую скорости своего движения. В зависимости от фазы поля в момент появления заряда и амплитуды напряженности электрического поля величина постоянной составляющей скорости заряда может варьироваться в пределах от $v_x = c$ до $v_x = -c$. Максимальное значение для величины скорости заряд приобрестает в случае, когда он возникает в пучности. На рис.3 приведен график зависимости β_x электрона от времени, который появляется на оси Oz в момент времени $t_0 = 0$, в точке с координатой $z = 3\lambda/4$ и с начальной скоростью, равной нулю.

Как следует из приведенного графика, скорость заряда за промежуток времени Δt возрастает до значения $\beta_x = 0.99999995$. Относительно этого значения скорости заряд начинает совершает затухающие продольные колебательные движения.

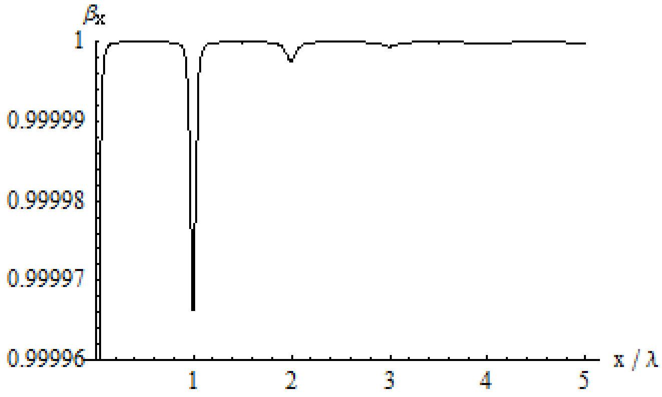

Рис.3. График зависимости β_x электрона от безразмерного параметра x/λ, $E_A = 5\times10^{14}$ В/м, $\lambda = 10$мкс, $x_0 = 0.1\lambda$, $z = \lambda/4$, $w(z) = 5\lambda$.

Вычислим релятивистский фактор заряда $\gamma = \left((1-\beta_x^2)\right)^{-\frac{1}{2}}$. С учетом (5) и (6) получим

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{p_{0A}^2}{m^2c^2}(\cos(\omega t_0)\exp(-\frac{r_0^2}{w^2}) - \cos(\omega t\ )\exp(-\frac{r^2}{w^2}))}. \tag{8}$$

Фактор γ имеет максимальное значение в случаях, когда $t_0 = 0$ и $z = (2s+1)\lambda/4$, $s = 0,1,2,3...$, причем при четных значениях s отрицательный заряд летит в сторону отрицательных значений оси oX, а при нечетных значениях s – в сторону положительных значений оси oX. В случае положительного заряда направления движения меняются на противоположные.

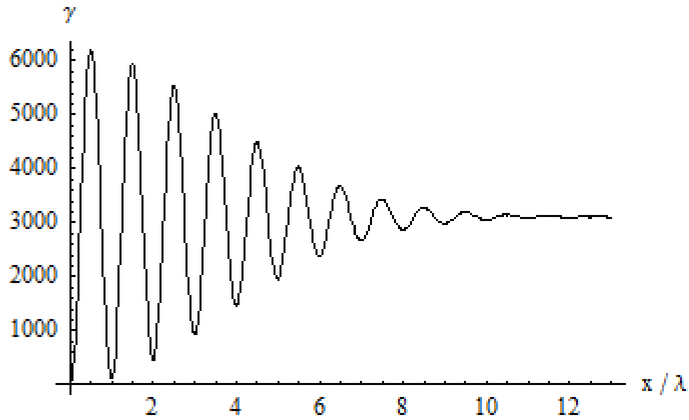

Рис.4. График зависимости γ-фактора электрона от Безразмерного параметра x/λ, $t_0 = 0$, $p_0 = 0$, $z = \lambda/4$, $E_A = 5\times10^{14}$ В/м, $\lambda = 10$ мкс, $x_0 = 0.1\lambda$, $w(z) = 5\lambda$.

На рис.4 мкс представлен график зависимости γ-фактора электрона от безразмерного параметра x/λ для случая, когда амплитуда напряженности электрического поля стоячей волны равна $E_A = 5\times10^{14}$ В/м, а начальный импульс равен нулю. Энергия электрона за промежуток времени от t_0 до $T/4$ возрастает от нуля до 1.6 ГэВ.

При ионизации газа в момент $t = t_0$ заряды могут возникнуть в разных точках области, занимаемой волной, при этом фаза волны $\varphi_0 = \omega t_0$ в точке, где возникают заряды, может иметь разные значения. Следовательно, набор энергии зарядом также будет различным. На рис.5 приведен график зависимости энергии заряда от φ_0 Как следует из графика, максимальную энергию заряды приобретают вблизи значений $\varphi_0 = \pi s$, $s = 0,1,2,3,...$, если же заряд возникает вблизи фазы $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}(2s+1)$, $s = 0,1,2,3,...$, то набор энергии заряда равен нулю. В фазовой области, где $0 < \varphi_0 < \pi/2$ и $\pi/2 < \varphi_0 < 3\pi/2$, электрон летит в отрицательном направлении оси oX, если же $\pi/2 < \varphi_0 < 3\pi/2$ – в положительном направлении.

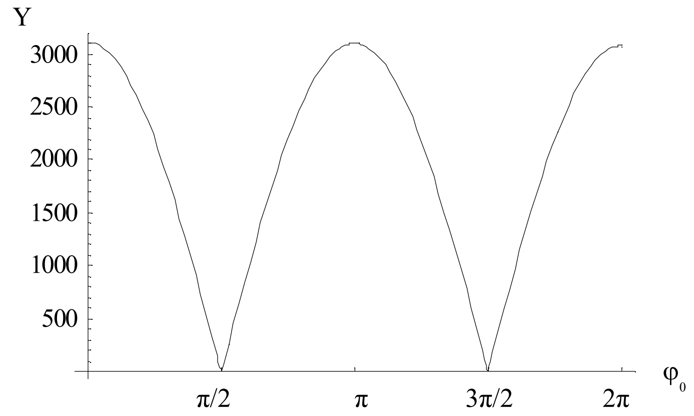

Рис.5. Зависимость γ-фактора электрона, вылетевшего за пределы электромагнитного поля, от фазы электрического поля $\varphi_0 = \omega t_0$. Амплитуда напряженности электрического поля стоячей волны равна $E_A = 5\times10^{14}$ В/м, а начальный импульс равен нулю.

Как следует из (8), с увеличением частоты поля лазерной волны, величина энергии, приобретенной зарядом линейно уменьшается. Такая зависимость определяется тем обстоятельством, что набор энергии частицей просходит за промежуток времени $\Delta t = \frac{T}{4} - t_0$. При увеличении частоты уменьшается период колебаний поля, и соответственно уменьшается время Δt, в течение которого поле совершает работу над зарядом.

5. Схема экспериментаьной проверки полученных результатов

Для экспериментальной проверки полученных результатов можно использовать схему, состоящую из элементов, используемых в обычных лазерах.

При этом ожидать больших энергий у ускоренных электронов не приходится, однако можно будет наблюдать все описанные выше эффекты. Ниже приведена одна из подобных схем (рис.6).

Плоское зеркало 1 и вогнутое зеркало 6 вместе с частотным фильтром 4 составляют резонатор для генерации одночастотных электромагнитных волн наносекундной длительности. В резонаторе находятся также активный элемент 3, модулятор с поляризатором 2 и оптическая система 5, компенсирующая вогнутое зеркало 6. Потери резонатора составляют остаточные пропускания зеркал, остаточные отражения просветляющих покрытий и рассеяние электромагнитной волны в оптических элементах.

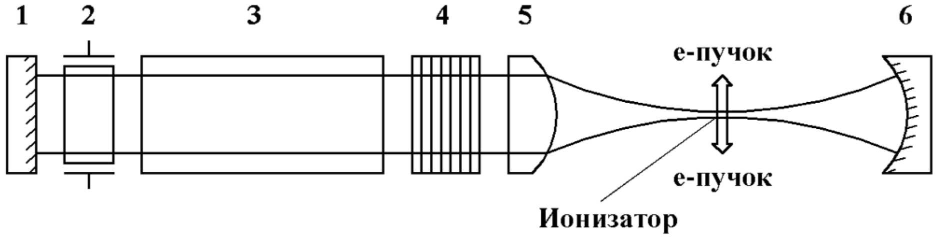

Рис.6. Оптическая схема лазерной установки для ускорения электронов. 1 – плоское зеркало, 2 – модулятор с поляризатором, 3 – активный элемент, 4 – частотный фильтр, 5 – фокусирующая оптическая система, 6 – вогнутое зеркало.

При оптимизации потерь в резонаторе можно достичь мощностей стоячей волны, которые могут быть соизмеримы с уровнем порогов разрушения оптических элементов или их покрытий. Оценки показывают, что в зоне фокуса зеркала 6 описанного резонатора напряженность электрического поля стоячей волны может иметь значения порядка $E_x = 10^{11} \div 10^{12}$ В/м. Ожидаемый прирост энергии ускоренных электронов в фокусе электромагнитной волны будет составлять $W \approx 2 \div 3$ МэВ.

6. Заключение

Таким образом, в работе исследованы особенности ускорения заряда в поле стоячей лазерной волны. Перечислим основные результаты, полученные выше.

Для ускорения заряженных частиц в стоячей волне, они должны возникать в области, занимаемой волной. За время $\Delta t = T/4 - t_0$ заряд получает постоянный импульс, относительно которого начинает совершать затухающие колебательные движения. Величина приобретенной энергии заряженных частиц зависит от фазы поля стоячей волны в момент их возникновения.

При увеличении частоты поля стоячей волны прирост энергии заряженных частиц уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.L. Galkin, M.Yu. Romanovskiy, V.V. Korobkin, V.A. Trofimov, O.B. Shiryaev**. Physics of Plasmas, **19,** 073102 (2012).
2. **S.-W. Bahk, P. Rousseau, T.A. Planchon, V. Chvykov, G. Kalintchenko, A. Maksimchuk, G.A. Mourou, V. Yanovsky**. Opt. Lett., **29**, 2837 (2004).
3. **D.K. Armani, T.J. Kippenberg, S.M. Spillane, K.J. Vahala**. Nature, **421**, 925 (2003).
4. **A.A. Savchenkov, V.S. Ilchenko, A.B. Matsko, L.Maleki**. Phys. Rev. A, **70**, 051804, (2004).
5. **B.-Sh. Song, S. Noda, T. Asano, Y. Akahane.** Nature Mater., **4**, 207 (2005).
6. **А.М.Гончаренко.** Гауссовы пучки света. Минск, Наука и техника, 1977.
7. **А.Ф.Курин**. Письма в ЖТФ, **31**,13 (2005).
8. **Л.Д. Ландау, Е.М.Лифшиц**. Теория поля. М., Наука,1973.
9. **Б.М. Болотовский, А.В Серов.** ЖТФ, **173**, 667 (2003).

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՑՄԱՆ ՅՈՒՐԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԿԱՆԳՈՒՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Է.Ա. ԲԵՂԼՈՅԱՆ, Ա.Ս. ՂԱԼՈՒՄՅԱՆ

Դիտարկված են լիցքավորված մասնիկների կանգուն լազերային ալիքի դաշտի հետ փոխգործակցության յուրահատկությունները: Գտնվել են մասնիկների օպտիմալ արագացման պայմանները: Ցույց է տրված, որ գերբարձր բարորակություն ունեցող օպտիկական ռեզոնատորների օգտագործման դեպքում էներգետիկ աճը կարող է հասնել մի քանի ԳէՎ-ի:

FEATURES OF CHARGED PARTICLES ACCELERATION IN A STANDING LASER WAVE FIELD

E.A. BEGHLOYAN, A.S. GHALUMYAN

We consider features of interaction of charged particles with a standing laser wave field. Conditions under which they can be optimally accelerated are found. It is shown that by using ultrahigh-Q optical resonators the energy gain can reach a few GeV.