

ЭКСТРЕМАЛЬНОЕ ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ: ФИЗИКА И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Ускорение электронов лазерным импульсом при выходе его на оптическую поверхность раздела вакуум – прозрачная среда. Лазерный синхротрон

М.Ю.Романовский

Рассматривается динамика электрона в поле электромагнитной волны, образующейся на границе раздела вакуум – прозрачная среда при отражении от границы, близком к полному внутреннему отражению. Скорость распространения постоянной фазы электромагнитной волны вдоль границы раздела может варьироваться от c/n до бесконечности (c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды на границе раздела). При этом образуются области положительной и отрицательной фаз поля с длинами, приблизительно равными половине длины волны исходного лазерного излучения, которые могут распространяться со скоростью, близкой к скорости света в вакууме. Если вдоль поверхности при этом распространяется пучок релятивистских электронов, они могут набирать энергию и ускоряться, а также излучать. При замкнутых траекториях движения электронов в результате многих циклов ускорения будет реализован лазерный синхротрон.

Ключевые слова: лазерное ускорение электронов, релятивистские электроны, лазерный синхротрон.

1. Введение

Идея «прямого» ускорения заряженных частиц лазерным полем, т. е. электрическим полем распространяющегося лазерного излучения, привлекательна по ряду причин. Во-первых, такой способ потенциально гораздо эффективнее уже реализованных способов ускорения (кильватерной волной мощного лазерного импульса [1, 2], «пузырем» положительных ионов [3, 4]), которые являются принципиально нелинейными, хотя один из режимов ускорения (кильватерной волной) именуется «линейным» [5] (тем не менее, уже достигнуты энергии электронов 4.2 ГэВ [6]). Во-вторых, действующая на ускоряемые частицы электрическая сила ограничена только напряженностью лазерного поля, а ускоряющие поля, возникающие в результате использования указанных выше нелинейных способов ускорения, всегда будут меньше этого поля.

С другой стороны, известна идея «динамических ловушек» [7, 8], когда вместе с частицей распространяется соответствующая среда (например, химическая [7] или плазменная [8]), которая трансформирует частицу требуемым образом. Известно также, что электромагнитная волна в вакууме интегрально не ускоряет заряженные частицы, а только меняет их местоположение [9]. Новая идея ускорения заряженных частиц в вакууме при пересечении ими косых лазерных фронтов [10, 11] требует перпендикулярности фазового фронта лазерной волны вектору ее распространения; возможность генерации таких электромагнитных полей сейчас только обсуждается [12].

Тем не менее динамические ловушки электромагнитного излучения, распространяющиеся со скоростью,

близкой к скорости света c в вакууме, могут быть реализованы. Должна быть рассмотрена динамика электрона в поле электромагнитной волны, образующейся на границе раздела вакуум – прозрачная среда при отражении от границы, близком к полному внутреннему отражению. Легко видеть, что скорость распространения постоянной фазы этой электромагнитной волны вдоль границы раздела может варьироваться с уменьшением угла падения от c/n до бесконечности (n – показатель преломления среды на границе раздела). При этом образуются бегущие области положительной и отрицательной фаз поля с длинами, приблизительно равными половине длины волны исходного лазерного излучения, которые могут распространяться со скоростью, близкой к скорости света в вакууме. Если вдоль поверхности при этом распространяется пучок релятивистских электронов, последние могут набирать энергию и ускоряться.

Скорости распространения постоянной фазы поля, близкие к c , достигаются при выходе фазового фронта лазерного импульса из оптически более плотной среды под углом, близким к углу полного внутреннего отражения. При поляризации излучения в плоскости падения электрический вектор перпендикулярен границе раздела, и ускорение невозможно. При поляризации в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, электрический вектор лазерного излучения в менее оптически плотной среде рядом с границей раздела параллелен границе раздела, но перпендикулярен направлению распространения постоянной фазы поля. Тем не менее в последней конфигурации возможно ускорение релятивистских электронов. Начальный пучок электронов вводится вблизи поверхности раздела вдоль направления распространения постоянной фазы, и он должен не отставать (или отставать не очень сильно, см. ниже) от распространяющейся области постоянного электрического поля. В нем пучок набирает скорость в направлении, перпендикулярном вектору распространения. Энергия электрона при этом увеличивается, т. е. он ускоряется.

М.Ю.Романовский. Федеральное агентство научных организаций, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 32а; e-mail: slon@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 15 марта 2016 г.

Очевидно, что при таком ускорении траектория электрона искривляется, и он излучает. Если в результате нескольких циклов ускорения траектория становится замкнутой (или близкой к замкнутой) и энергия, приобретаемая электроном в результате такого ускорения, сравнивается с энергией, теряемой на излучение, то в таком эксперименте реализуется лазерный синхротрон, т. к. число циклов ускорения может быть велико. Поскольку очевидно, что эффективный радиус указанного кольца может быть весьма мал (порядка десятков сантиметров), весь так называемый синхротрон можно разместить на лабораторном оптическом столе. При этом оценки показывают, что максимум излучения такого синхротрона может лежать в области энергий фотонов в единицы и десятки кэВ и более (см. ниже).

Необходимый эффект полного внутреннего отражения реализуется на границе прозрачной оптической среды (стекло, плавленный кварц и др.) и вакуума, поэтому интенсивности лазерного излучения ограничены сверху лучевой прочностью прозрачной среды. Кроме того, используемые лазерные импульсы диспергируют в прозрачной среде, и положительная полуволна красного частотного края импульса может догнать отрицательную синюю полуволну, что ограничивает полную длину ускорения. Эти и другие ограничивающие эффекты также обсуждаются ниже.

2. Динамика электромагнитного поля лазерного импульса при выходе его на оптическую границу раздела

Схематично картина выхода пространственно-ограниченного лазерного импульса на поверхность раздела оптически прозрачная среда – вакуум представлена на рис.1. При этом предполагается, что лазерное излучение линейно поляризовано в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Если вектор распространения постоянной фазы поля направлен вдоль положительной части оси z , как на рис.1, то положительный электрический вектор E имеет только составляющую E_x , а магнитный вектор H – составляющие H_y и H_z (см., напр., [13]). Угол θ

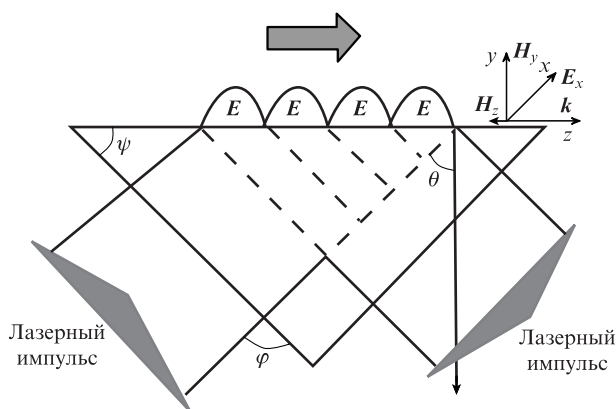


Рис.1. Схема выхода пространственно-ограниченного лазерного импульса на поверхность раздела оптически прозрачная среда – вакуум. Штриховыми линиями, перпендикулярными направлению распространения (показано широкими стрелками), обозначены поверхности постоянной фазы. Жирная стрелка показывает направление распространения областей электрического поля одного знака (т. е. искомых динамических ловушек). Электрическое поле направлено вдоль оси x , ось z лежит в плоскости рисунка.

близок к углу полного внутреннего отражения. С увеличением угла θ скорость движения постоянной фазы по поверхности раздела уменьшается. Поскольку движение материального тела (в предполагаемой схеме ускорения – электрона) всегда происходит со скоростью, меньшей c , схема ускорения реализуется как раз в режиме полного внутреннего отражения (также см. ниже).

Заметим, что схема, представленная на рис.1, используется для генерации поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) (см., напр., [14]). Однако эта волна «стартует» уже после выхода электромагнитной волны на поверхность раздела. У ПЭВ другая скорость распространения, c/n [14], и другая амплитуда. Мы не рассматриваем здесь ПЭВ как механизм ускорения заряженных частиц. В то же время такая схема предлагалась как раз для ускорения заряженных частиц (см. [15] и ссылки в этой статье), но ранее искались возможности продольного ускорения, в отличие от рассматриваемого в настоящей работе.

Амплитуда электромагнитного поля в вакууме вблизи границы раздела известна для монохроматической волны [13]:

$$E(y, z, t) = E \exp[-k|y| \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1} + i(kzn \sin \theta - \omega t)]. \quad (1)$$

Здесь k – амплитуда волнового вектора лазерного излучения в вакууме; ω – частота лазерного излучения. Фазовая скорость этой волны в вакууме $v_{ph} = c/(n \cos \theta)$, и она всегда меньше c , т. к. $n \cos \theta > 1$. Поскольку лазерный импульс ограничен во времени и в пространстве, величины n и θ следует понимать как центральные по временному и пространственному спектрам. Отметим, что таков общепринятый подход при рассмотрении проблемы полного внутреннего отражения коротких лазерных импульсов [16]. Мы не будем рассматривать все сопутствующие эффекты типа появления предвестников и др. [16], отметим только те, что нужны для нашего ускорения, и те, которые могут его реально ограничивать. Во-первых, сам показатель преломления n зависит от частоты. Это означает, что угол полного внутреннего отражения для разных участков временного спектра лазерного импульса разный, т. е. если для синего края спектра имеется полное внутреннее отражение, то для красного его уже нет, и часть излучения выходит в вакуум под углом, близким к прямому. Этот эффект напрямую не препятствует ускорению. Однако, если интенсивность преломленного красного излучения оказывается большой, суммарные амплитуды электрического и магнитного векторов сближаются и эффект ускорения уменьшается.

Главным же конкурирующим дисперсионным эффектом будет упомянутый выход на поверхность раздела разных частей спектра излучения под разными углами. Если поперечный размер пучка D и связанная с ним полная возможная длина ускорения $L = D/\cos \theta$ достаточно велики, положительная полуволна синего излучения может совпасть с отрицательной полуволной красного, и ускорение прекратится. Условие прекращения ускорения таково:

$$N\lambda_r = (N + 1/2)\lambda_b.$$

Здесь λ_b, λ_r – длины волн синего и красного краев спектра импульса соответственно; N – максимальное число положительных (или отрицательных) полуволн вышедшего на поверхность электромагнитного поля, пригодного для

ускорения. Это ограничит полную длину ускорения L величиной L_{cr} :

$$L \leq L_{cr} \approx \frac{\lambda n^2}{2\Delta n}, \quad (2)$$

где Δn – полное изменение показателя преломления прозрачной среды от синего края спектра импульса до красного. В линейном приближении $\Delta n \sim \Delta\lambda$. Поскольку $\Delta\lambda \approx \lambda^2/(c\tau_p)$, то

$$\Delta n \approx \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda \approx \frac{dn}{d\lambda} \frac{\lambda^2}{c\tau_p},$$

что дает

$$L \leq L_{cr} \approx \frac{cn^2\tau_p}{2\lambda(dn/d\lambda)}. \quad (2a)$$

Например, для плавленого кварца [17] и центральной длины волны 1.06 мкм имеем $dn/d\lambda \sim 0.012 \text{ мкм}^{-1}$, $n \sim 1.45$ и $L_{cr} \sim 2.5 \text{ см}$ при длительности импульса $\tau_p \sim 1 \text{ пс}$. Заметим, что эта оценка получена для случая прямого прохождения обычного лазерного импульса через призму из плавленого кварца. Оптимизация процесса (введение соответствующего частотного чирпа лазерного импульса и др.) может увеличить L_{cr} .

3. Ускорение электрона в поперечном электромагнитном поле

Уравнения движения электрона в электромагнитном поле в лабораторной системе координат записываются обычным образом:

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= -eE_x - \frac{e}{c}v_yH_z + \frac{e}{c}v_zH_y, \\ \frac{dp_y}{dt} &= \frac{e}{c}v_xH_z, \\ \frac{dp_z}{dt} &= -\frac{e}{c}v_xH_y. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $p_{x,y,z}$ и $v_{x,y,z}$ – составляющие импульса и скорости электрона вдоль осей x , y и z соответственно; e – заряд электрона. Вектор электрического поля направлен вдоль оси x , а вектор магнитного поля лежит в плоскости yz (см. рис.1). Начальные условия без ограничения общности выберем следующие: $p_x = 0$, $p_y = 0$, $p_z = p_{z0}$, $x = 0$, $y = 0$, $z = 0$ при $t = 0$.

Если E и H являются функциями координат и времени, как это имеет место в случае выхода лазерного импульса на поверхность раздела, система (3) допускает только численное решение (оно будет получено в следующей работе). Мы ограничимся случаем постоянных E_x , H_y и H_z , сделав необходимые оговорки для анализа возможной экспериментальной реализации ускорения в предлагаемой схеме.

Известно, что система (3) при постоянных полях допускает точное решение, поскольку переходом в соответствующую систему координат можно исключить одно из полей (электрическое или магнитное), а решение системы (3), включающей только одно поле, элементарно [9]. Мы, однако, должны решить эту систему в лабораторной системе координат.

В этом случае система имеет интеграл движения, который запишем в виде

$$\gamma = \gamma_0 - \frac{eEx}{mc^2}. \quad (4)$$

Здесь $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/c^2}$ – релятивистский энергетический фактор; γ_0 – его начальное значение; x – текущее значение поперечной координаты; m – масса электрона. В (4) считается, что движение происходит в отрицательном направлении оси x , в противном случае происходит торможение частицы. Рассмотрим некоторые возможности и перспективы экспериментальной реализации предлагаемой схемы ускорения и потребности в ней.

Из (4) видно, что при пробеге частицы в поперечном направлении расстояния x хотя бы $\sim 1 \text{ см}$ финальная энергия ускоренного электрона может отличаться от начальной на величину $\gamma - \gamma_0$, определяемую теперь только величиной электрического поля. Очевидно, что ограничивающим фактором в предлагаемой схеме будет лучевая прочность прозрачной среды, которая для пикосекундных импульсов не позволит реализовать интенсивность лазерного импульса, превышающую 10^{13} Вт/см^2 даже для наиболее стойкого к излучению плавленого кварца. Для фемтосекундных лазерных импульсов эта величина, по видимому, больше [18]. Указанное выше ограничение определит максимально возможную амплитуду $E_x \sim 3 \times 10^5 \text{ ед. CGSE}$, и верхняя оценка реально достижимого приращения энергии за один цикл ускорения $\gamma - \gamma_0$ составит ~ 170 , т.е. около 87 МэВ. Поскольку и диаметр поперечного сечения лазерного пучка при этом не превышает 1 см, максимальная требуемая мощность лазерного импульса составляет 10^{13} Вт . Для самой малой длительности импульса (100 фс) это даст необходимую энергию лазерного импульса 1 Дж. Такую энергию обеспечивают достаточно компактные (table-top) лазерные системы, что определяет перспективность данной схемы ускорения (см. далее).

Система (3) очевидно интегрируется один раз, после чего, подставляя полученные второе и третье уравнения в первое, имеем

$$\frac{d}{dt}[v_x(x_1 - x)] = -c^2\delta - c^2\frac{H^2}{E_x^2}\frac{x}{x_1 - x}. \quad (5)$$

Здесь $x_1 = \gamma_0 mc^2/(eE_x)$; $\delta = 1 - v_{z0}H_y/(cE_x)$; $H^2 = H_y^2 + H_z^2$. При характерных значениях параметров $E_x \sim 3 \times 10^5 \text{ ед. CGSE}$ и $\gamma_0 \sim 10$ величина $x_1 \sim 0.06 \text{ см}$. Для двух полярных условий, $x \gg x_1$ и $x \ll x_1$, получаются очевидные разложения, соответствующие разным вариантам экспериментов. Во втором случае

$$x \approx -\delta\frac{c^2}{2x_1}t^2. \quad (6)$$

Здесь время в случае $x \ll x_1$ для плавленого кварца при вышеуказанных значениях E_x и γ_0 должно быть много меньше 10 пс. Если рассматривать выход лазерного импульса на поверхность раздела, то это время ограничивается поперечным размером пучка – он должен быть много меньше 0.06 см. Этому же случаю, $x \ll x_1$, соответствуют все эксперименты при больших (свыше 100) γ_0 .

Используя (4), для приращения энергии в этом случае имеем

$$\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0 = \frac{\delta e^2 E_x^2}{2\gamma_0 m^2 c^2} t^2. \quad (6a)$$

Еще раз напомним, что для реальных экспериментальных условий максимальное время t здесь фактически является временем выхода лазерного импульса на поверхность раздела, равным L/c , а отнюдь не длительностью лазерного импульса.

Для противоположной ситуации, $x \gg x_1$, нужно два раза проинтегрировать уравнение (5). Это можно сделать точно, однако решение при условии $x \gg x_1$ и даже $x \sim x_1$ физического смысла не имеет (см. ниже).

Определим длину пробега электрона Λ , при которой он еще остается внутри ускоряющей полуволны выходящего на поверхность излучения:

$$\Lambda = \int_0^t v_z dt \leq v_{ph} t - \frac{\lambda}{2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что для больших x электрон выпадет из ускоряющей полуволны всегда, если не прибегнуть к оптимизации, что находится за рамками рассматриваемой задачи.

Нам нужно еще определить изменение направления движения ускоряемого электрона. Очевидно, что это угол поворота α , который можно найти следующим образом:

$$\tan \alpha = \left| \frac{v_x}{v_z} \right|. \quad (8)$$

В случае $x \ll x_1$

$$\tan \alpha \simeq \frac{\delta c^2 t}{v_{z0} x_1} \simeq \frac{\delta e E_x t}{\gamma_0 m c}, \quad (8a)$$

поскольку $v_{z0} \approx c$.

Данных (6)–(8) достаточно для обсуждения возможных экспериментов с ускорением электронов при выходе лазерного импульса на поверхность раздела прозрачной среды и вакуума.

4. Обсуждение возможных экспериментов по ускорению электронов при выходе лазерного импульса на поверхность раздела

Итак, при выходе на поверхность раздела лазерного импульса с поляризацией излучения, перпендикулярной плоскости падения (см. рис.1), по этой поверхности бегут полуволны положительного и отрицательного электрических полей. Чтобы процесс ускорения происходил достаточно долго (в идеале полное время выхода лазерного импульса на поверхность $t = L/c$), необходимо удовлетворить нескольким требованиям.

Первое из них уже упоминалось: конкурирующим дисперсионным эффектом будет выход на поверхность раздела разных частей спектра излучения под разными углами. Если длина ускорения L достаточно велика, положительная полуволна синего излучения может совпасть с отрицательной полуволной красного, и ускорение прекратится. Максимальная длина ускорения L_{cr} (2a) для плавленого кварца при $\tau_p = 1$ пс и $E_0 \sim 3 \times 10^5$ ед. CGSE составляет около 2.5 см. Соответственно для более коротких импульсов эта длина (если не прибегать к специальному chirпированию сверхкороткого лазерного импульса), пропорциональная τ_p , обусловит меньшую длину полного возможного ускорения. Заметим, что с энергетиче-

ческой точки зрения чем короче импульс – тем лучше, однако при этом имеет место ограничение из-за дисперсии.

Здесь возможна оптимизация эксперимента с использованием вместо достаточно толстой призмы, как на рис.1, тонкого клина. Угол падения φ на входную грань призмы в этом случае не прямой, как на рис.1. Легко видеть, что движение положительной полуволны электрического поля по поверхности раздела со скоростью, примерно равной скорости света, может быть обеспечено следующим соотношением между углом клина ψ и углами θ и φ :

$$\sin \varphi \approx \frac{\cos(\theta - \psi) - n \sin \psi}{\cos \theta}.$$

Например, для плавленого кварца при $\psi = 11^\circ$ угол падения $\varphi = 61^\circ$, т.е. без специального просветления этой грани большая часть лазерного излучения от нее отразится. Длина же ускорения L в такой схеме может быть увеличена в несколько раз (для кварца при рассмотренных углах – примерно в три раза) в результате уменьшения действия дисперсии, т.к. длина пробега лазерного импульса в преломляющей диспергирующей среде уменьшается.

Второе ограничение также очевидно. Легко видеть, что при ускорении вдоль оси x электрон замедляется вдоль оси z . Это приводит к тому, что электрон покидает ускоряющую полуволну электрического поля лазерного импульса и переходит в замедляющую волну, а ускоряющая волна бежит по поверхности раздела со скоростью, близкой к c . Здесь могут возникать более сложные эффекты, например сосредоточение электронов в определенной фазе ускоряющей полуволны [10, 11], которые должны быть исследованы численно. Таким образом, длина пробега электрона может максимально отличаться от длины пробега ускоряющей полуволны лазерного импульса по поверхности раздела примерно на $\lambda/2$. Очевидно также, что поперечный размер лазерного пучка тоже должен быть достаточно велик, чтобы обеспечить ускорение при всех x .

Третьим ограничением является ограничение поверхности раздела по лучевой прочности, поэтому мы не будем использовать при оценках электрические поля, большие 3×10^5 ед. CGSE [18].

Оценки условий возможных экспериментов проведем для плавленого кварца как среды с наибольшей лучевой прочностью. Причем рассмотрим так называемый демонстрационный эксперимент, когда приращение Δu мало по сравнению с γ_0 , и эксперимент, когда оно относительно велико.

Рассмотрим систему (3) для такого случая, когда все поля создаются исключительно лазерным импульсом, выходящим на границу раздела плавленый кварц – вакуум. Из работы [15] (см. в ней формулы (31) и (33) при азимутальном угле 90°) следуют соотношения между составляющими полей в вакууме: $H_y = E_x n \sin \theta$, $H_z = -i E_x \times (n^2 \sin^2 \theta - 1)^{1/2}$, т.е. $H_y^2 + H_z^2 = \dot{H}^2 = E_x^2$. Величина δ в (6) должна оставаться положительной, иначе ускорение не реализуется. Это достигается только при $v_{z0} < v_{ph}$, поэтому v_{ph} должна быть весьма близка к скорости света, и в этом случае $\delta \approx 1/2\gamma_0^2$. Демонстрационному эксперименту соответствует рассмотренный случай $x \ll x_1$ (6). Угол падения θ близок к углу полного внутреннего отражения 43.6° (показатель преломления плавленого кварца на длине волны 1.06 мкм равен 1.45). Если мы имеем обыч-

ный пучок диаметром $D \sim 200$ мкм, то условие $x \ll x_1$ удовлетворяется. Для плавленого кварца при вышеуказанном значении E это даст $\Delta\gamma \approx 0.07/\gamma_0$, при этом пробег электрона вдоль оси z «внутри» ускоряющей полуволны (он определит полное «выпадение» частицы из фазы волны) составит более 300 мкм, а вдоль оси x он будет равен 8 мкм/ γ_0 . Для $\gamma_0 = 10$ это даст $\Delta\gamma \approx 3.5$ кэВ и пробег вдоль оси x чуть менее 1 мкм. Угол поворота ускоренного электронного пучка при этом крайне мал.

Можно увеличить δ , если приложить к системе дополнительное постоянное магнитное поле ΔH (это было известно, по-видимому, уже авторам [19]) по оси y (см. рис.1). В этом случае уже только одна из полуволн, вышедших на поверхность, будет ускоряющей. Тогда $\delta \approx \Delta H/E_x$. В настоящее время известны постоянные магниты с полем до 30000 Гс, для которого $\delta \approx 0.1$. При $\gamma_0 = 10$ это даст $\Delta\gamma \approx 1.4/\gamma_0 \approx 70$ кэВ и пробег вдоль оси x около 15 мкм, что соответствует углу поворота около 3° (8а). Такие параметры изменения энергии и угла могут быть легко зарегистрированы экспериментально. Поскольку при сделанном выше предположении о близости v_{ph} к c поле H_z весьма мало по сравнению с остальными, оно не приведет к вылету ускоряемых электронов из области ускорения (щель, см. ниже) в вертикальном направлении.

Заметим, что в предлагаемом эксперименте величина γ_0 не может быть слишком маленькой (порядка единицы), т.к. при этом скорость перемещения ускоряющей полуволны по поверхности нужно делать заметно меньше c , и глубина проникновения электрического поля в вакуум в силу (1) становится явно недостаточной. Фазовая скорость перемещения ускоряющей полуволны по поверхности раздела должна быть примерно равна входной скорости электрона v_{z0} . Тогда

$$n \sin \theta = \frac{\gamma_0}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}.$$

Это даст для глубины экспоненциального проникновения поля в вакуум по оси z из (1)

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{k\sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\gamma_0^2 - 1}.$$

Таким образом, при $\gamma_0 < 10$ эта глубина меньше 2λ .

Демонстрационный эксперимент может быть осуществлен с использованием лазерного импульса с энергией $\sim cE_0^2 D^2 \tau_p / 32$. Длительность импульса может быть весьма малой, т.к. пробег лазерного импульса по призме можно сделать достаточно небольшим (до $D/\cos \theta \sim D$ для плавленого кварца), что даст минимальную длительность импульса $\tau_p \sim 30$ фс и минимальную энергию лазерного импульса 0.1 мДж.

Обсудим теперь возможный эксперимент с большим относительным приращением энергии ускоряемого электрона, а затем – пути оптимизации обоих экспериментов. Казалось бы, основное ограничение на условия их проведения накладывает дисперсия: длина ускорения должна быть меньше или ~ 1 см. При больших γ_0 (около 100) и $L \sim ct \sim 1$ см величина $\gamma - \gamma_0$ может составлять ~ 100 . При этом $-x$ будет равен ~ 1 см. Однако, если не принять специальных мер, частица «выпадет» из ускоряющей полуволны излучения до достижения ею максимальной энергии. Чтобы этого не произошло, нужно заставить ускоряющую полуволну двигаться вместе с частицей. Это возможно, если ускоряющая полуволна не плоская, а расхо-

дящаяся цилиндрическая (в проекции на поверхность раздела), причем фокус (мнимый) волны расположен до выхода излучения на поверхность раздела. Точные параметры такой оптической системы (либо цилиндрической линзы, вырезанной под углом, который обеспечивает выход излучения на поверхность под углом, близким к углу полного внутреннего отражения, либо просто специальным образом расфокусированного лазерного пучка) должны быть рассчитаны численно. При этих расчетах также должно быть учтено, что электрический вектор поля излучения поворачивается относительно движущейся частицы не совсем так, как это записано для системы (3). По-видимому, в случае расходящейся ускоряющей цилиндрической полуволны ситуация будет улучшаться за счет поворота электрического вектора и ухудшаться вследствие падения интенсивности излучения из-за расходимости. Всего этого система (3) не описывает.

Оптимизация эксперимента возможна также за счет использования двух встречных ускоряющих полуволн излучения, каждая из которых распространяется по своей поверхности раздела (вторая призма должна располагаться симметрично призме на рис.1, относительно плоскости xz); амплитуды этих волн складываются, т.е. они имеют нужную фазу. Электрон теперь ускоряется в узкой щели между этими поверхностями. При ускорении вдоль одной поверхности электрическое поле с ростом расстояния от нее падает пропорционально $\exp(-kz)$ (1). Для такой схемы поле в щели в поперечном направлении будет (в очень грубом приближении) стабильным. При ширине щели l и амплитуде поля на каждой поверхности E , поле в щели $E_c \approx E(2 - \kappa l)$, т.е. вообще в первом приближении ($\kappa l \ll 1$) оно будет постоянным. Кроме того, можно использовать лазерные импульсы с поляризацией, не являющейся чисто линейной в плоскости, перпендикулярной плоскости падения, а слегка эллиптической, причем вращение на разных поверхностях встречных импульсов должно быть разным. Тогда в щели, наряду с почти однородным ускоряющим полем вдоль поверхности, будет существовать неоднородное поле, толкающее частицы к центру щели, и угловая расходимость пучка может быть существенно уменьшена. Заметим, что типичный поперечный размер ускоряемого сгустка частиц в ускорителе составляет ~ 1 мкм, поэтому для постановки оптимального эксперимента достаточно ширины щели 10 мкм.

5. Лазерный синхротрон

При описанном ускорении электрона последний излучает. В результате нескольких последовательных циклов ускорения, в каждом из которых ускорение происходит вдоль входной скорости электрона, электрон (или электронный сгусток) в конце концов повернет на 360° и процесс можно закольцевать. Таким образом будет реализован синхротрон, по методу ускорения – лазерный. Оценим максимально возможную частоту синхротронного излучения, а также возможность принципиальной реализации прибора.

Полная энергия излучения частицы $\Delta\epsilon$ в поле определена в [9] (§73). Поскольку для синхротрона характерны большие значения γ_0 , то при использовании $\Delta\epsilon$ из [9] для решения системы (3) следует применить случай $x \ll x_1$. Предельное значение γ_0 легко определить, приравняв приобретенную в одном цикле ускорения энергию $mc^2 \Delta\gamma$ потерям $\Delta\epsilon$ в этом цикле. Расчет с помощью (6) дает

$$\Delta\varepsilon \approx \frac{2e^4 E^2}{3m^2 c^3} \delta^2 \gamma_0^2 t = mc^2 \Delta\gamma \approx \frac{\delta e^2 E^2}{2\gamma_0 mc^2} t^2 \quad (9)$$

и

$$\gamma_0 \leq \gamma_{cr} = \sqrt[3]{\frac{3mc^3 t}{4e^2 \delta}}. \quad (10)$$

При $\gamma_{cr} \sim 10^4$ и $\delta = 0.1$ (оценки показывают, что схема лазерного синхротрона без дополнительного магнитного поля нереализуема) равновесная длина ускорения $L \sim ct$ составляет около 3 см. При этом угол поворота в одном цикле ускорения $\alpha = 0.053 \approx 3^\circ$. Если представить себе синхротрон, состоящий из секций пар призм из плавленого кварца, то необходимо $360^\circ/\alpha(^{\circ}) \sim 120$ таких пар. При этом минимальный радиус R составит около 50 см, что даст основную частоту синхротронного излучения [20] (основной тон)

$$\Omega = \frac{3c}{2R} \gamma_0^3 \sim 10^{21} \text{ с}^{-1}.$$

Энергия излучаемых квантов при этом составит ~ 0.15 МэВ.

Заметим, что если ускорение будет осуществляться «секциями», состоящими из двух встречных призм, то из такой системы излучение всегда будет выводиться вдоль поверхности раздела. Это излучение не сможет создавать паразитные электроны, которые в обычном синхротроне выбиваются излучением из стенок трубы, что может стать дополнительным преимуществом предлагаемого лазерного синхротрона.

6. Заключение

Очевидно, что для демонстрации эффекта ускорения электронов при выходе лазерного излучения на оптическую поверхность раздела при полном внутреннем отражении достаточно ввести параллельно этой поверхности, в направлении распространения фазы поля, релятивистский электронный пучок с начальной энергией электронов $\gamma_0 \geq 10$. Без дополнительного (вертикального) магнитного поля поперечное ускорение будет происходить как в положительном, так и в отрицательном направлении оси x . При этом может регистрироваться угол отклонения электронов. Повторное ускорение ускоренного сгустка электронов может быть реализовано аналогично, т.е. процесс может быть продолжен. В данном случае мы очевидно будем терять электроны, в каждом цикле примерно половину, но эффект ускорения, в том числе многократного, может быть зарегистрирован. При наличии дополнительного магнитного поля нужно будет согласовывать фазы ускоряющих лазерных импульсов. Это же необходимо, конечно, и для реализации схемы синхротрона: здесь потребуются ловить сгусток нужной фазой ускоряющего поля в призмной щели, но это тема отдельной работы, т.к. динамика сгустка в подобных ловушках требует отдельного расчета (см., напр., [10, 11]). Заметим, что в схеме с дополнительным магнитным полем входная скорость электронов может быть и несколько больше, чем скорость распространения фазы поля по поверхности раздела; при этом ускорение тоже реализуется, но расчет его становится более сложным. В идеале

начальная скорость электрона должна настолько превышать скорость фазы поля, чтобы электрон сначала достиг противоположного края ловушки при непрерывном торможении, которое продолжается в поперечно-ускоряющей фазе до полной потери синхронизма. При этом полная длина ускорения и время синхронизма могут быть увеличены, по-видимому, до двух раз.

Таким образом, при введении пучка электронов вдоль оптической поверхности раздела вакуум – прозрачная среда в случае выхода импульса поляризованного лазерного излучения при полном внутреннем отражении можно ожидать нарастания энергии частиц за счет поперечного ускорения. При осуществлении многих циклов последовательного ускорения электронов и «закольцовывания» схемы возможна реализация лазерного синхротрона. Физический предел частоты синхротронного излучения такого прибора лежит в области очень жесткого гамма-излучения. По-видимому, без дополнительного магнитного поля схема не реализуема.

Работа выполнена при поддержке Программы РАН I.21П «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения» и гранта РФФИ №13-02-01259 «Концепция формирования сжатых и ускоренных до большой энергии электронных сгустков в электромагнитных полях нескольких интерферирующих интенсивных лазерных импульсов с наклонными амплитудными фронтами».

1. Leemans W.P., Nagler B., Gonsalves A.J., et al. *Nature Phys.*, **2**, 696 (2006).
2. Nakamura K., Nagler B., Tóth Cs., et al. *Phys. Plasmas*, **14**, 056708 (2007).
3. Mora P., Antonsen T.M., Jr. *Phys. Rev. E*, **53**, R2068 (1996).
4. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. *Appl. Phys. B*, **74**, 355 (2002).
5. Коржманов А.В., Гonosков А.А., Хазанов Е.А. и др. *УФН*, **181**, 9 (2011).
6. Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 245002 (2014).
7. Cross M.C., Honenberg P.C. *Rev. Mod. Phys.*, **65**, 851 (1993).
8. Lubashevsky I.A., Manke R., Hajimahmoodzadeh M., et al. *Eur. Phys. J. B*, **44**, 63 (2005).
9. Landau L.D., Lifshitz E.M. *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1971).
10. Korobkin V.V., Romanovskiy M.Yu., Trofimov V.A., et al. *Laser Part. Beams*, **31**, 23 (2013).
11. Коробкин В.В., Романовский М.Ю., Трофимов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **43**, 232 (2013).
12. Балакин А.А., Фрайман Г.М. *Письма в ЖЭТФ*, **99**, 443 (2014).
13. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
14. Либенсон М.Н. *Соросовский образовательный журн.*, №10, 92 (1996).
15. Fernow R.C. *Techn. Rep. Brookhaven Nat. Lab. BNL-52290* (New York: Upton, 1991).
16. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука 1988).
17. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
18. Иванов А.В. *Прочность оптических материалов* (Л.: Машиностроение, 1989).
19. Nagorsky H.A., Amatuni A.Ts., Harutiunian W.M. *Proc. 12th Intern. Conf. High Energy Accelerators* (Fermilab, USA, 1983, p. 488–90).
20. Тернов И.М., Михайлин В.В., Халипов В.Р. *Синхротронное излучение и его применения* (М.: Изд-во МГУ, 1980).