

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В СИЛЬНО ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ, ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЛИЧИНАХ И НАПРАВЛЕНИЯХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Д. Сладков^{1,2}, *А. В. Коржيمانов*^{1,2 *}

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

На основе анализа дисперсионных соотношений и численного моделирования исследована генерация черенковского излучения ультракоротким лазерным импульсом, распространяющимся в замагниченной плазме поперёк внешнего магнитного поля в случае, когда циклотронная частота превышает плазменную. Показано, что из плазмы способно выйти излучение с частотой в интервале от плазменной до циклотронной частоты, угол между волновым вектором которого и направлением движения лазерного импульса составляет менее 45° . С увеличением магнитного поля мощность излучения растёт, достигая максимума при циклотронной частоте порядка обратной длительности лазерного импульса, после чего начинает уменьшаться. С увеличением поля также наблюдается сужение диаграммы направленности вышедшего из плазмы излучения, укорочение длительности сгенерированного импульса и уширение его спектра.

ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологий создания источников электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот открывает новые возможности для решения целого ряда прикладных задач [1]. Одним из важных направлений исследований при этом является получение импульсов с высокой интенсивностью, амплитудой электрического поля, превышающей 1 МВ/см, и магнитной индукцией выше 0,3 Тл. Такие источники, в частности, востребованы для настольных ускорителей частиц [2], генерации аттосекундных импульсов [3], нелинейной терагерцовой спектроскопии [4], изучения сверхбыстрых фазовых превращений [5] и атомной томографии [6].

Для получения интенсивных терагерцовых импульсов представляется перспективным использование лазерно-плазменных методов с применением сверхинтенсивных источников фемтосекундных импульсов. В частности, переходное излучение в терагерцовом диапазоне могут генерировать при пересечении границы вакуум—плазма электронные пучки, ускоренные в кильватерной плазменной волне [7]. Генерация терагерцовых импульсов также наблюдалась за счёт токов, возбуждаемых при облучении мощными лазерными импульсами поверхности твердотельных мишеней [8].

Ещё одной возможностью получить излучение нужной частоты является возбуждение лазерными импульсами кильватерных плазменных волн. При распространении короткого импульса в прозрачной плазме позади него за счёт пондеромоторного воздействия возбуждается электростатическая волна на плазменной частоте $\omega_p = [e^2 N_e / (\epsilon_0 m_e)]^{1/2}$, где N_e — концентрация электронов в плазме, e , m_e и ϵ_0 — элементарный заряд, масса электрона и электрическая постоянная соответственно. При концентрации электронов в плазме 10^{16} см^{-3} частота возбуждаемых колебаний составляет 0,9 ТГц. Эти волны, однако, имеют близкую к нулю групповую скорость и поэтому

* artem.korzhimanov@ipfran.ru

высвечиваются из плазмы с чрезвычайно низкой эффективностью. Для увеличения эффективности их высвечивания были предложены несколько подходов [9–11], в том числе использование внешнего магнитного поля [12].

При наложении на плазму внешнего магнитного поля её диэлектрическая проницаемость модифицируется, в результате чего появляется «бегучесть» у электростатической моды плазменных волн. Для так называемой необыкновенной моды в случае распространения строго поперёк внешнего поля справедливо следующее дисперсионное соотношение:

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_p^2 \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_h^2}, \quad (1)$$

где k и ω — волновое число и частота волны соответственно, $\omega_h = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, $\omega_c = eB/m_e$ — циклотронная частота, B — индукция внешнего магнитного поля, c — скорость света в вакууме. Таким образом, групповая скорость таких волн оказывается не равной нулю и возможно их высвечивание из плазмы в вакууме.

В первоначально предложенной концепции рассматривался случай слабозамагниченной плазмы, в которой $\omega_c < \omega_p$. В этом случае возникает проблема выхода излучения из плазмы при наличии на её границе градиента концентрации. При постепенном понижении концентрации электронов необыкновенная волна становится нераспространяющейся и происходит её отражение обратно в плазму. Таким образом, эффективный выход волны из плазмы оказывается возможным только при достаточно резком скачке концентрации плазмы. Это привело к значительному — в сотни раз — падению эффективности генерации терагерцового излучения в замагниченной плазме в первых экспериментах [13, 14].

Такая проблема отсутствует в случае сильно замагниченной плазмы, в которой $\omega_c > \omega_p$ [15]. В этом случае необыкновенная волна остаётся распространяющейся при понижении концентрации электронов и излучение может свободно выходить из плазмы даже при плавном снижении её концентрации на границе. В рамках данной работы мы расширяем анализ, проведённый ранее для сильно замагниченной плазмы, в частности сравнив возбуждение кильватерных волн в замагниченной плазме при различных величинах магнитного поля. Мы рассмотрим задачу в двумерной геометрии отдельно для случая, когда магнитное поле перпендикулярно рассматриваемой плоскости, и для случая, когда оно лежит в этой плоскости. В рамках данной работы ограничимся также малыми амплитудами возбуждаемых волн, так что анализ их распространения можно проводить в линейном приближении.

1. АНАЛИЗ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

Дисперсионное уравнение для высокочастотных электромагнитных волн в замагниченной плазме имеет два решения, определяемых в отсутствие поглощения следующим соотношением [16]:

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \frac{2\omega^2 \omega_p^2 (\omega^2 - \omega_p^2)}{2\omega^2 (\omega^2 - \omega_p^2) - \omega^2 \omega_c^2 \sin^2 \alpha \pm \sqrt{\omega^4 \omega_c^4 \sin^4 \alpha + 4\omega^2 \omega_c^2 (\omega^2 - \omega_p^2)^2 \cos^2 \alpha}}, \quad (2)$$

где α — угол между направлением магнитного поля и волновым вектором волны. Верхний знак соответствует обыкновенной моде, а нижний — необыкновенной.

Фазовая скорость этих волн в определённом диапазоне частот оказывается ниже скорости света, что приводит к их эффективному возбуждению по черенковскому механизму источником, движущимся в плазме с околосветовой скоростью. В качестве такого источника может выступать

пучок ультрарелятивистских заряженных частиц или лазерный импульс на частоте, значительно превышающей плазменную, — групповая скорость такого импульса будет практически равна скорости света.

Для волн, излучаемых по черенковскому механизму, справедливо условие черенковского синхронизма, заключающееся в равенстве фазовой скорости возбуждаемой волны в проекции на направление движения источника и скорости его движения. Это условие в приближении равенства скорости движения источника и скорости света может быть записано следующим образом:

$$\omega = ck \cos \theta, \quad (3)$$

где θ — угол между волновым вектором возбуждаемой волны и направлением движения источника. Из совместного решения уравнений (2) и (3) можно получить зависимости частоты $\omega(\theta)$ и волнового числа $k(\theta)$ излучаемых волн от угла излучения.

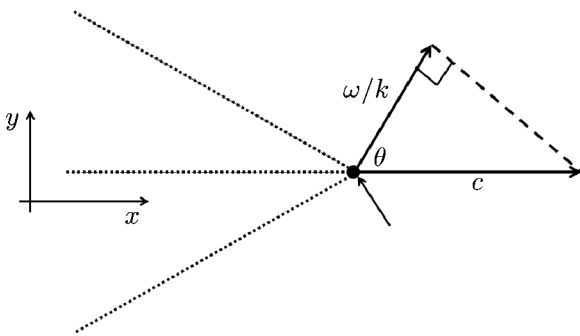


Рис. 1. Схема генерации черенковского излучения источником, движущимся с околосветовой скоростью (показан стрелкой). Условием синхронизма является выполнение равенства $\omega = ck \cos \theta$. Черенковское излучение образует позади источника характерный конус (показан пунктиром)

Рассмотрим задачу о черенковском излучении протяжённого вдоль оси z источника, распространяющегося в замагниченной плазме перпендикулярно внешнему магнитному полю. Будем решать задачу в двумерной геометрии в плоскости (x, y) для двух возможных направлений магнитного поля: вдоль оси z (случай поля поперёк рассматриваемой плоскости) и вдоль оси y (случай поля в рассматриваемой плоскости). Далее первый случай будем обозначать B_z , а второй — B_y . На рис. 1 приведена геометрия рассматриваемой задачи.

Для случая B_z волновые векторы всех излучаемых волн оказываются перпендикулярны магнитному полю ($\alpha = 0$), что значительно упрощает дисперсионное уравнение (2) и сводит его

к (1) для необыкновенной моды и к следующему выражению для обыкновенной моды:

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_p^2. \quad (4)$$

Несложно видеть, что (4) всегда даёт фазовую скорость ω/k выше скорости света; следовательно, такие волны не могут возбуждаться по черенковскому механизму. В то же время фазовая скорость необыкновенных волн меньше скорости света в диапазоне частот от ω_p до ω_h , и поэтому в этом диапазоне возможно их возбуждение источником, движущимся со скоростью, близкой к скорости света. Совместное решение уравнений (1) и (3) даёт зависимость $k(\theta)$, приведённую на рис. 2а.

Для случая B_y излучаемые волны уже не перпендикулярны магнитному полю (за исключением случая $\theta = 0$) и совместное решение уравнений (2) и (3) при дополнительном условии $\alpha = \pi/2 - \theta$ даёт сложную зависимость $k(\theta)$. Она была найдена численно и приведена также на рис. 2а для двух значений внешнего поля. Отметим следующие особенности. Во-первых, при некотором угле θ фазовая скорость обыкновенной моды оказывается ниже скорости света и возможно её возбуждение по черенковскому механизму, причём возбуждаются сразу две волны с различными волновыми числами. Поведение необыкновенной моды оказывается близким к случаю B_z , однако волновые числа возбуждаемых волн при тех же углах оказываются чуть меньше.

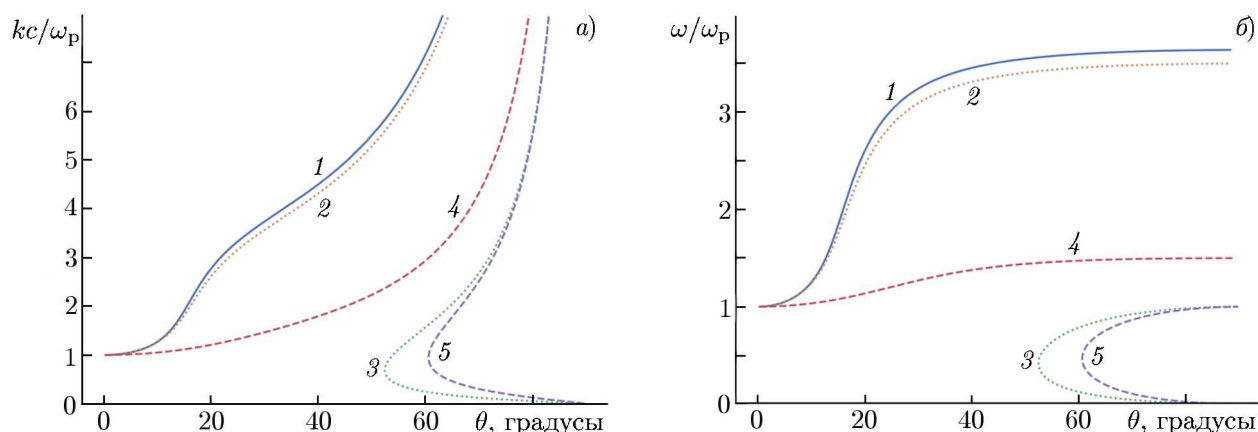


Рис. 2. Угловые зависимости волнового числа k (а) и частоты ω (б) черенковского излучения, которое генерируется точечным источником, движущимся в плазме, находящейся во внешнем магнитном поле: линиям 1 соответствует необыкновенная волна в случае $B_z = 3,5$; 2 — необыкновенная волна в случае $B_y = 3,5$; 3 — обыкновенная волна в случае $B_y = 3,5$; 4 — необыкновенная волна в случае $B_y = 1,5$; 5 — обыкновенная волна в случае $B_y = 1,5$ (поле приведено в единицах $m\omega_p/e$)

На рис. 2б приведены зависимости $\omega(\theta)$, из которых видно, что в случае B_z частоты необыкновенных волн лежат в диапазоне от ω_p до ω_h , в то время как для случая B_y — от ω_p до ω_c . Частоты возбуждаемых обыкновенных волн оказываются лежащими в диапазоне от 0 до ω_p .

Рассмотрим вопрос о выходе возбуждаемых в плазме волн в вакуум при наличии градиента концентрации плазмы в направлении распространения лазерного импульса. Как было указано в [15], в случае $\omega_c > \omega_p$ волны, возбуждаемые на частотах $\omega < \omega_c$, в линейном приближении остаются распространяющимися при плавном понижении плотности плазмы и, таким образом, могут быть эффективно преобразованы в электромагнитное излучение в вакууме. Кроме того, отметим, что в силу постоянства частоты и поперечного по отношению к градиенту концентрации плазмы волнового вектора в вакуум могут выйти только те волны, для которых $k_y = k \sin \theta < \omega/c$. В обратном случае волна будет испытывать полное внутреннее отражение. С учётом соотношения (3) это даёт нам следующее дополнительное условие выхода черенковского излучения из плазмы: $\tan \theta < 1$. Таким образом, выйти могут только волны, распространяющиеся под углами меньше 45° . Это означает, что обыкновенная волна, возбуждаемая только под большими углами θ , из плазмы выйти не может. Поскольку необыкновенные волны в случае B_y всегда имеют частоту ниже ω_c , то для них определяющим условием выхода будет условие $\theta < 45^\circ$. В случае же B_z из уравнений (1) и (3) можно определить угол, под которым излучается волна на частоте ω_c : $\cos^2 \theta_c = \omega_c^2 / (2\omega_c^2 - \omega_p^2)$. Несложно видеть, что всегда выполняется неравенство $\cos^2 \theta_c > 1/2$; следовательно, $\theta_c < 45^\circ$. Таким образом, в случае B_z более сильным оказывается условие $\omega < \omega_c$.

2. ПАРАМЕТРЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Анализ дисперсионных соотношений даёт качественное представление о поведении возбуждаемых волн, однако количественная оценка аналитическими методами затруднена даже в линейном приближении, особенно с учётом возможной дифракции лазерного импульса. Поэтому для получения количественных характеристик нами была проведена серия компьютерных расчётов на основе метода частиц в ячейках, который позволяет решать совместную систему уравнений Максвелла для электромагнитных волн и бесстолкновительных кинетических уравнений для электронов и ионов плазмы. Для расчёта применялся программный комплекс Smilei [17].

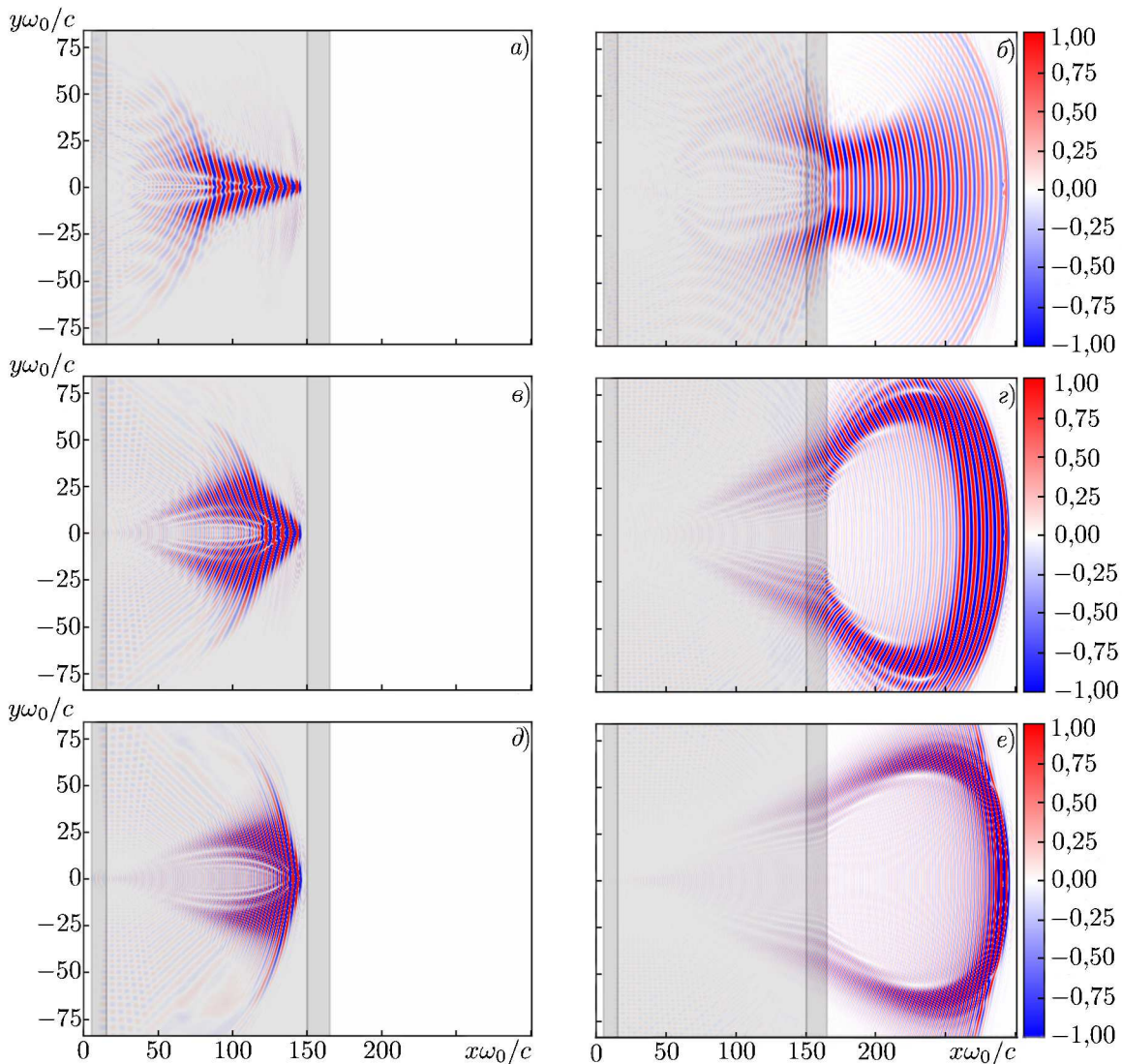


Рис. 3. Распределения поперечного поля E_z в моменты времени $t = 150\omega_0^{-1}$ (слева) и $t = 300\omega_0^{-1}$ (справа), полученные в ходе численного моделирования в случае B_y для трёх значений внешнего магнитного поля ($B_y = 1,1$ — а, б; $B_y = 2,0$ — в, г; $B_y = 3,5$ — д, е). Оттенками серого выделены области пространства с постоянной концентрацией плазмы и линейным градиентом концентрации. Электрические поля приведены в единицах $mc\omega_0/e \cdot 10^{-10}$

Моделирование проводилось в прямоугольнике с размером $300c/\omega_0 \times 200c/\omega_0$, где ω_0 — нормировочная частота, выбранная равной плазменной частоте ω_p основного слоя плазмы. Шаг по координате составлял $5 \times 10^{-3}c/\omega_0$ в направлении оси x и $0,1c/\omega_0$ в направлении оси y . Однородный плазменный слой с невозмущённой концентрацией $n_0 = \epsilon_0 m_e \omega_0^2 / e^2$ занимал пространство от $x = 20c/\omega_0$ до $x = 150c/\omega_0$. К нему были пристыкованы слои плазмы с линейным градиентом концентрации от 0 до n_0 с толщиной $15c/\omega_0$ перед плазмой и $20c/\omega_0$ позади плазмы. Плазма считалась полностью ионизованной с модельным отношением массы ионов M_i к их заряду Z_i , равным $M_i/Z_i = 10^3 m_e$.

Линейно поляризованный вдоль оси y лазерный импульс с гауссовой огибающей по обеим координатам генерировался на границе $x = 0$. Его частота равнялась $\omega_L = 100\omega_0$, а длительность τ_p по уровню половины интенсивности составляла $\pi/(2\omega_0)$, что соответствует четверти плазмен-

ной длины волны, в основной серии расчётов и $\pi/(4\omega_0)$ в дополнительной, как объяснено ниже. Импульс фокусировался в пятно с диаметром $w = c/\omega_0$ в фокальной плоскости, расположенной в середине плазменного слоя в точке $x_F = 85c/\omega_0$. Амплитуда электрического поля импульса в фокусе равнялась $10^{-2}mc\omega_0/e$; таким образом, релятивистские и пондеромоторные нелинейности были несущественны.

Отметим, что характерная дифракционная (рэлеевская) длина для лазерного импульса составляла $Z_R = \omega_L w^2/(2c) = 50c/\omega_0$ и была меньше длины плазменного слоя. Таким образом, наблюдалась заметная дифракция лазерного импульса, и его поперечный размер на входе в плазму был в $[1 + (x_F/Z_R)^2]^{1/2} \approx 2$ раза больше, чем в фокусе, а амплитуда, соответственно, приблизительно в $\sqrt{2}$ раз меньше.

Время моделирования выбиралось достаточно большим, чтобы сгенерированное в плазме черенковское излучение вышло в вакуум. Анализ излучения проводился путём фурье-преобразования пространственного распределения в два момента времени: в $t = 150\omega_0^{-1}$, когда лазерный импульс был близок к выходу из плазмы и всё сгенерированное им излучение находилось в плазме, и в $t = 300\omega_0^{-1}$, когда лазерный импульс находился вблизи правой границы расчётной области, а сгенерированное им излучение в основном уже покинуло плазму.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На рис. 3 приведены характерные распределения поперечной компоненты E_z электрического поля, полученные в ходе проведённых расчётов для различных величин магнитного поля. Магнитное поле здесь нормировано на величину $B_0 = m\omega_0/e$; таким образом, $B = \omega_c/\omega_p$. Отметим, что в плазме формируется характерный черенковский конус, угол раскрытия которого определяется соотношением между фазовой скоростью возбуждаемых волн и скоростью движения лазерного импульса. С увеличением магнитного поля фазовая скорость необыкновенных волн растёт, что приводит к увеличению угла раскрытия конуса. Одновременно с фазовой скоростью увеличивается и групповая скорость возбуждаемых волн. Это вызывает укорочение генерируемого импульса, что также хорошо видно на приведённых графиках.

На рис. 4 приведены характерные пространственные спектры сгенерированных волн в плазме и после их выхода в вакуум. Во-первых, отметим качественное согласие частотно-угловых распределений с теми, которые приведены на рис. 2а. Во-вторых, видно, что интенсивность сгенерированных волн при больших углах падает и для обыкновенной волны значительно ниже, чем для необыкновенной волны. В случае B_z генерация обыкновенной волны полностью отсутствует. В-третьих, для большего магнитного поля спектр оказывается более широким, что вызвано упомянутым выше укорочением сгенерированных импульсов с увеличением магнитного поля.

Сравнивая спектральные распределения для волны внутри плазмы и после выхода из неё, отметим, что, как и предсказывает проведённый выше анализ, в случае B_y выходят только те волны, которые были сгенерированы под углами $\theta < 45^\circ$. В случае B_z ожидалось, что выйдут волны, сгенерированные под углами $\theta < \theta_c = \arccos[\omega_c^2/(2\omega_c^2 - \omega_p^2)]^{1/2}$, что при $\omega_c/\omega_p = 3,5$ даёт значение $\theta_c \approx 43,78^\circ$. Таким образом, для столь больших полей угол, определяемый условием $\omega < \omega_c$, практически совпадает с предельным углом выхода для черенковского механизма, что подтверждается и нашим моделированием.

Наиболее интересным, однако, представляется изучение полной мощности излучения в диапазоне частот от ω_p до ω_c . На рис. 5 приведены угловые спектры этой мощности на выходе из плазмы для разных значений магнитного поля. Отметим качественное совпадение и количественную близость случаев B_y и B_z , по крайней мере для относительно больших полей ($B > 2$), когда

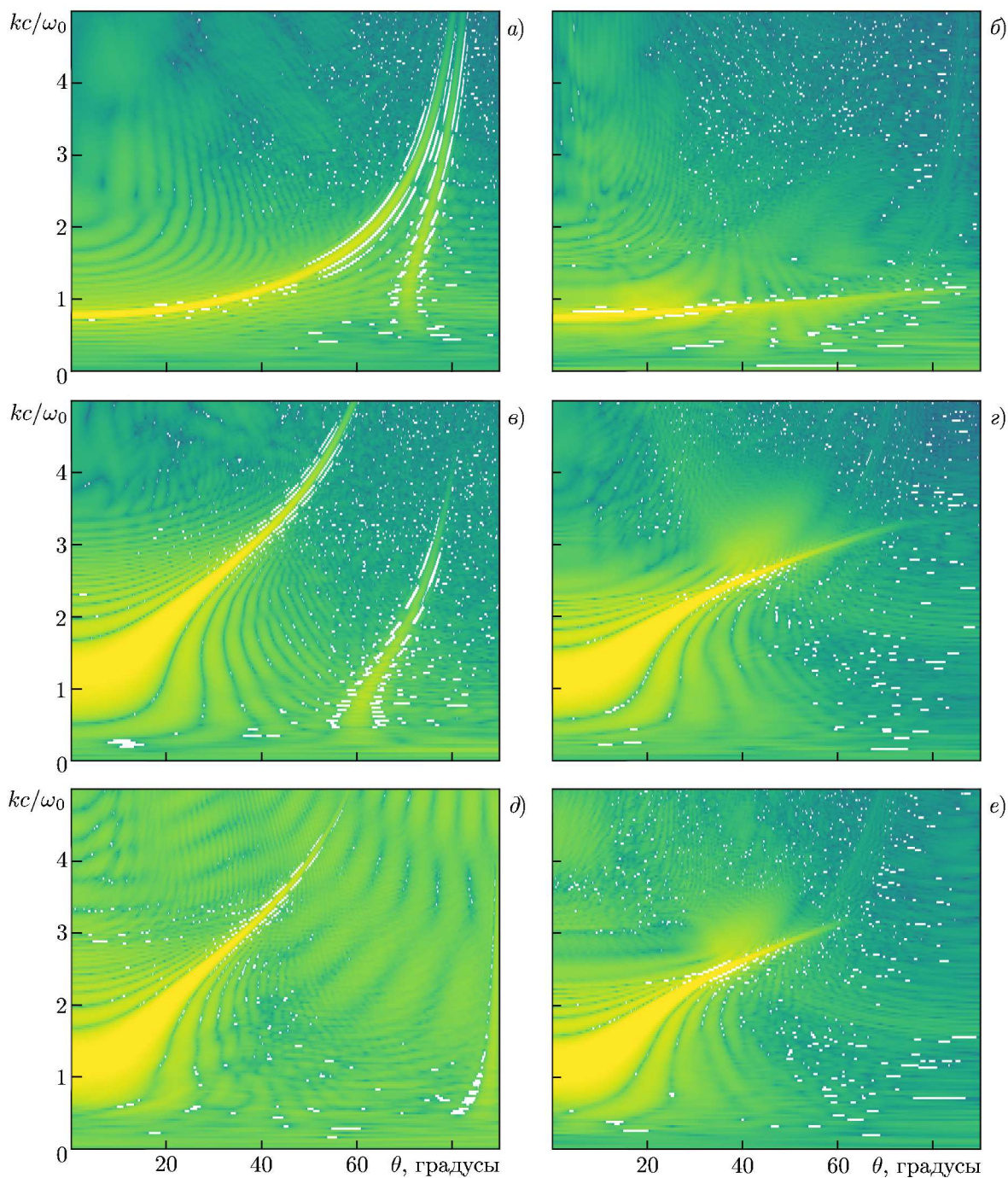


Рис. 4. Пространственные фурье-распределения $\hat{E}_z(k, \theta)$ поперечного электрического поля в плазме в момент времени $t = 150\omega_0^{-1}$ (слева) и вне плазмы в момент времени $t = 300\omega_0^{-1}$ (справа) для случаев $B_y = 1,1$ (а, б), $B_y = 3,5$ (в, г), $B_z = 3,5$ (д, е). Жёлтый цвет отвечает максимуму, синий — минимуму

$\theta_c \approx 45^\circ$. Это объясняется близостью как дисперсионных соотношений в этих случаях в диапазоне $\theta < 45^\circ$, так и условий выхода излучения из плазмы.

Общей закономерностью является обужение углового спектра с увеличением магнитного поля, что связано с отмеченным выше увеличением угла раскрытия черенковского конуса. Кроме

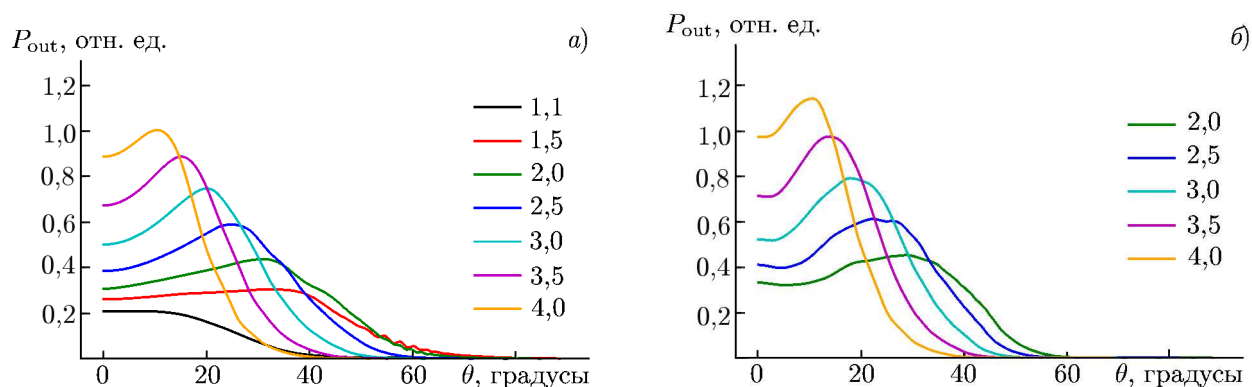


Рис. 5. Угловые спектры мощности излучения P_{out} , вышедшего из плазмы, для случаев B_y (а) и B_z (б) при различных величинах магнитного поля (см. легенду)

того, отметим рост пиковой угловой мощности с увеличением поля. Это связано с тем, что амплитуда поперечного электрического поля возбуждаемой необыкновенной волны с увеличением магнитного поля повышается: в рамках одномерной модели было показано, что она равна $E_{\perp} = E_x \omega_c / \omega_p$, где E_x — амплитуда продольного поля, которая слабо зависит от внешнего магнитного поля и определяется только амплитудой и длительностью лазерного импульса.

Тем не менее, анализ зависимости полной мощности излучения, проинтегрированной по всем углам, от величины внешнего магнитного поля, приведённой на рис. 6, демонстрирует наличие оптимума. Его существование связано с тем, что наиболее эффективно кильватерная волна возбуждается при условии, что длительность лазерного импульса равна половине длины волны: $c\tau_p k \cos \theta = \pi$, откуда с учётом условия (3) имеем $\omega\tau_p = \pi$. Поскольку из плазмы не выходят волны с частотой выше ω_c (для случая B_y — чуть ниже ω_c , однако для больших магнитных полей отличие невелико), то снижения эффективности генерации стоит ожидать при $\omega_c^* > \pi/\tau_p$. В случае $\tau_p = \pi/(2\omega_p)$ имеем $\omega_c^* > 2\omega_p$, что грубо согласуется с рис. 6.

Чтобы проверить, что положение оптимума определяется длительностью лазерного импульса, была также проведена серия расчётов для более короткого лазерного импульса. Её результаты также представлены на рис. 6. Видно, что с уменьшением длительности в два раза мощность излучения при небольших магнитных полях снижается примерно в 4 раза, что соответствует одномерной теории возбуждения кильватерных волн, согласно которой амплитуда поля в возбуждаемой волне пропорциональна длительности лазерного импульса. Кроме того, как и ожидалось, оптимальное магнитное поле, при котором достигается максимум излучения, увеличивается.

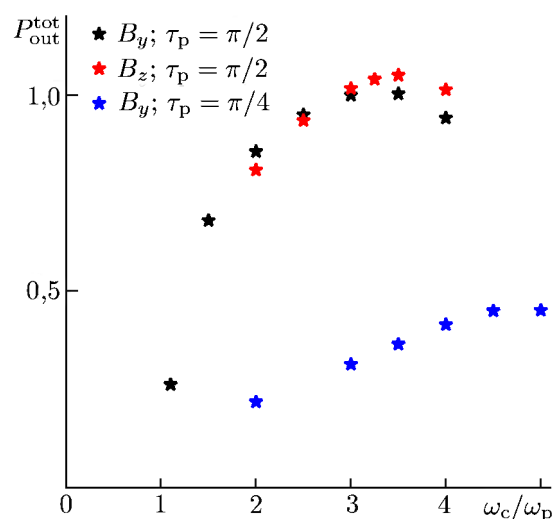


Рис. 6. Зависимость полной мощности излучения $P_{\text{out}}^{\text{tot}}$, вышедшего из плазмы, от отношения циклотронной и плазменной частот для случаев B_y и B_z и относительно длинного лазерного импульса и в случае B_y и более короткого лазерного импульса τ_p . Длительность лазерного импульса приведена в единицах ω_0^{-1}

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что численное моделирование возбуждения черенковского излучения коротким лазерным импульсом, распространяющимся в замагниченной плазме, в двумерной геометрии подтвердило основные выводы анализа дисперсионных соотношений. В частности, было показано, что в случае магнитного поля поперёк рассматриваемой плоскости возбуждается только необыкновенная мода, а в случае поля в плоскости — как необыкновенная, так и обыкновенная моды. Частоты возбуждаемых волн при этом лежат в интервале от ω_p до ω_h в случае поля поперёк плоскости и в интервалах от 0 до ω_p для обыкновенной моды и от ω_p до ω_c для необыкновенной моды в случае магнитного поля в плоскости.

Из плазмы, однако, способно выйти только то излучение, которое было испущено под углами $\theta < 45^\circ$ и частота которого лежит в интервале от ω_p до ω_c . В случае магнитного поля поперёк плоскости основным ограничивающим условием является условие на частоты, а в случае магнитного поля в плоскости — условие на углы.

С увеличением магнитного поля мощность излучения вначале растёт, однако затем достигает оптимума, который определяется длительностью лазерного импульса и грубо соответствует магнитному полю, удовлетворяющему условию $\omega_c^* > \pi/\tau_p$. С увеличением магнитного поля диаграмма направленности вышедшего из плазмы излучения сужается, длительность генерируемого импульса уменьшается, а его спектр уширяется.

В дальнейшем проведённое исследование может быть обобщено на случай возбуждения нелинейных волн.

Авторы благодарны М. И. Бакунову, С. А. Сычугину и М. В. Стародубцеву за ценные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00395). Численное моделирование проводилось на ресурсах, предоставленных Межведомственным суперкомпьютерным центром РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tonouchi M. // Nat. Photonics. 2007. V. 1, No. 2. P. 97–105.
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.3>
2. Hibberd M. T., Healy A. L., Lake D. S., et al. // Nat. Photonics. 2020. V. 14, No. 12. P. 755–759.
<https://doi.org/10.1038/s41566-020-0674-1>
3. Hong W., Lu P., Lan P., et al. // Opt. Express. 2009. V. 17, No. 7. P. 5139–5146.
<https://doi.org/10.1364/OE.17.005139>
4. Novelli F., Guchhait B., Havenith M. // Materials. 2020. V. 13, No. 6. Art. no. 1311.
<https://doi.org/10.3390/ma13061311>
5. Li X., Qiu T., Zhang J., et al. // Science. 2019. V. 364, No. 6445. P. 1079–1082.
<https://doi.org/10.1126/science.aaw4913>
6. Vella A., Houard J., Arnoldi L., et al. // Sci. Adv. 2021. V. 7, No. 7. Art. no. eabd7259.
<https://doi.org/10.1126/sciadv.abd7259>
7. Leemans W. P., Geddes C. G. R., Faure J., et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91, No. 7. Art. no. 074802. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.074802>
8. Gao Y., Drake T., Chen Z., DeCamp M. F. // Opt. Lett. 2008. V. 33, No. 23. P. 2776–2778.
<https://doi.org/10.1364/OL.33.002776>
9. Sheng Z. M., Mima K., Zhang J. // Phys. Plasmas. 2005. V. 12, No. 12. Art. no. 123103.
<https://doi.org/10.1063/1.2136107>

10. Timofeev I. V., Annenkov V. V., Volchok E. P. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24, No. 10. Art. no. 103106. <https://doi.org/10.1063/1.4993100>
11. Pukhov A., Golovanov A., Kostyukov I. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127, No. 17. Art. no. 175001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.175001>
12. Yoshii J., Lai C. H., Katsouleas T., et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79, No. 21. P. 4194–4197. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.4194>
13. Yugami N., Higashiguchi T., Gao H., et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89, No. 6. Art. no. 065003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.065003>
14. Bakunov M. I., Bodrov S. B., Maslov A. V., Sergeev A. M. // Phys. Rev. E. 2004. V. 70, No. 1. Art. no. 016401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.70.016401>
15. Tailliez C., Davoine X., Debayle A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128, No. 17. Art. no. 174802. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.174802>
16. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М. : Наука, 1967. 685 с.
17. Derouillat J., Beck A., Perez F., et al. // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 222. P. 351–373. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2017.09.024>

Поступила в редакцию 6 декабря 2022 г.; принята в печать 27 декабря 2022 г.

ČERENKOV RADIATION OF AN ULTRASHORT LASER PULSE PROPAGATING IN STRONGLY MAGNETIZED PLASMA AT VARIOUS INTENSITIES AND DIRECTIONS OF THE MAGNETIC FIELD

A. D. Sladkov and A. V. Korzhimanov

We study generation of Čerenkov radiation by an ultrashort laser pulse propagating in magnetized plasma across an external magnetic field in the case, where the cyclotron frequency exceeds the plasma frequency, basing on the analysis of the dispersion relationships and numerical simulation. It is shown that the radiation with a frequency in the range from the plasma frequency to the cyclotron one, which is generated at angles of up to 45° can escape the plasma. As the magnetic field grows, the power of the radiation increases, reaches the maximum at the cyclotron frequency being of the same order as the inverse duration of the laser pulse, and starts decreasing afterwards. As the field becomes stronger, narrowing of the radiation pattern of the radiation having escaped from the plasma, shortening of the duration of the generated pulse, and widening of the pulse spectrum are observed.