



Резонансное взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой в сильном магнитном поле (обзор)

В. А. Туриков

Представлен обзор исследований резонансного нагрева плазмы мощным лазерным излучением в сильном магнитном поле. Показано, что при распространении импульса малой амплитуды вдоль магнитного поля в плазме с докритической плотностью в области ЭЦР имеет место модуляционная неустойчивость с периодом модуляции, равным длине возбуждаемой плазменной волны. С ростом амплитуды импульса происходит сильное возрастание возбуждаемого продольного электрического поля. Энергия, передаваемая лазерным излучением электронам плазмы, увеличивается при этом в несколько раз по сравнению со случаем изотропной плазмы. Физическая причина такого сильного нагрева электронов заключается в переходе модуляционной неустойчивости при больших амплитудах в стохастический режим. В случае поперечного распространения по отношению к магнитному полю рассмотрен процесс распространения необыкновенной лазерной волны в плазме в области параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. В таком взаимодействии также происходит значительный дополнительный нагрев электронов. Он обусловлен распадом лазерной волны на верхнегибридные плазмоны и возбуждением волн Бернштейна. Из распределений электрического поля в момент достижения лазерным импульсом правой границы плазменного слоя следует, что в области параметрического верхнегибридного резонанса имеет место сильное поглощение поперечного электрического поля лазерного импульса и нарастание продольного поля. Показано, что при этом возникает отраженная электромагнитная волна на верхнегибридной частоте.

Ключевые слова: лазерное излучение, параметрический резонанс, неоднородная плазма, сильное магнитное поле, верхняя гибридная частота, моды Бернштейна.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-6-520-533

Введение

При взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой в области критической плотности n_{cr} , где плазменная частота близка к частоте лазерной волны, сильно нелинейные процессы приводят к ускорению заряженных

частиц до энергий в несколько МэВ, а также к генерации сверхсильных квазистатических магнитных полей [1]. В экспериментах [2–4] было показано, что лазерное излучение может возбуждать сильные магнитные поля и в докритической плазме. Их величины могут достигать значений в несколько МГц. Аналогичные результаты были также получены в численном моделировании по методу частиц [5–8]. В области докритических плотностей с $n \leq n_{cr} / 4$ под действием мощного лазерного излучения могут возбуждаться такие параметрические неустойчивости, как рамановское рассеяние и двухплазмонный распад [9], опре-

Туриков Валерий Алексеевич, доцент, к.ф.-м.н.
E-mail: vturikov@yandex.ru
Российский университет дружбы народов (РУДН).
Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6.

Статья поступила в редакцию 12 октября 2022 г.

© Туриков В. А., 2022

деляющие эффективность передачи энергии излучения плазме. Эти процессы играют важную роль в системах лазерного синтеза. Сильные магнитные поля приводят к изменению ветвей электромагнитных колебаний в плазме, что может оказывать существенное влияние на развитие параметрических неустойчивостей. Плазменные волны в этом случае переходят в верхнегибридные. В работах [10, 11] был сделан вывод о том, что наличие сильного магнитного поля приводит к уменьшению инкремента для двухплазмонного распада и практически не влияет на инкремент рамановской неустойчивости. При этом, однако, теоретическое рассмотрение проводилось в электростатическом приближении, когда фазовая скорость плазмонов намного меньше скорости света. Более общий анализ с учетом электромагнитного характера возбуждаемых волн, проведенный в работах [12–14], показал, что соответствующие инкременты рассматриваемых параметрических неустойчивостей возрастают с ростом сильного магнитного поля. Такая зависимость наблюдалась и в численных экспериментах [13–15].

В работах [15–22] исследовался резонансный электронный нагрев лазерной волной в однородной плазме в сильном магнитном поле. Такой тип нагрева широко используется в системах с магнитным удержанием плазмы. Однако амплитуды СВЧ-излучения в этих системах намного ниже амплитуд излучения современных мощных лазеров. Поэтому нелинейные эффекты в случае лазерного нагрева в сильном магнитном поле могут приводить к значительному изменению процесса резонансного взаимодействия. В этих работах были получены условия для развития параметрических неустойчивостей, а также исследованы процессы передачи энергии излучения частицам плазмы. В частности, в работе [19] был продемонстрирован переход в режим стохастического лазерного нагрева, обусловленный перекрытием нелинейных резонансов, возникающих при развитии модуляционной неустойчивости.

При резонансном взаимодействии лазерного излучения с неоднородной плазмой параметрические неустойчивости могут иметь либо конвективный, либо абсолютный характер. Впервые теоретический анализ конвективной распадной неустойчивости в таком взаимодействии был проведен в классических

работах Пилия и Розенблюта [23–25]. Рассматривался случай линейной зависимости рассогласования волновых векторов дочерних волн от координаты вдоль направления неоднородности. Была получена зависимость инкремента неустойчивости от градиента рассогласования и от амплитуды волны накачки. При немонотонном профиле неоднородности и локализованной амплитуде волны накачки возможен переход от конвективной неустойчивости к абсолютной [26–28]. Такой переход может также играть важную роль в процессах ЭЦР-нагрева в токамаках [29]. Однако, в силу малости амплитуд СВЧ-излучения по сравнению с лазерными влияние нелинейных явлений в этом случае будет более слабым.

Особый интерес представляет случай распространения электромагнитной волны необыкновенной поляризации поперек внешнего магнитного поля в неоднородной плазме в области верхнегибридного параметрического резонанса. На этом основан один из основных методов нагрева плазмы в магнитных ловушках [29–31]. При этом происходит трансформация в потенциальные моды Бернштейна, распространяющиеся вдоль магнитного поля. Эти колебания затем поглощаются электронами, что приводит к значительному усилению нагрева. Такой процесс был исследован в работах [32, 33] для случая лазерного излучения в неоднородной плазме в сильном магнитном поле. Из анализа спектров продольного поля сделан вывод о том, что нагрев электронов обусловлен нелинейным взаимодействием верхнегибридных плазмонов, возбуждаемых лазерной волной, с электростатическими модами Бернштейна. Рассмотрена зависимость средней энергии электронов, набираемой в процессе нагрева, от их начальной температуры. Обнаружено возникновение отраженной от области неоднородности необыкновенной волны на верхнегибридной частоте. Исследована зависимость средней энергии электронов, набираемой при развитии неустойчивости, от величины внешнего магнитного поля и от градиента плотности плазмы.

Резонансное взаимодействие в однородной плазме

Резонансное взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой может происхо-

диль при наличии сильного магнитного поля. Такие поля могут возбуждаться при этом как самим лазерным излучением [1], так и создаваться извне [34].

Рассмотрим сначала правополяризованную электромагнитную волну в плазме, которая распространяется вдоль внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{B}_0 , совпадающего по направлению с осью z декартовой системы координат. Будем предполагать, что она имеет вид плоской волны с медленно изменяющейся амплитудой и фазой

$$E_{\perp} = E(\xi) \exp(kz - \omega t),$$

где $E_{\perp} = E_x + iE_y$ – поперечное поле волны, $\xi = z - v_g t$ – продольная координата в системе волны, v_g – групповая скорость. В работе [21] для волны малой амплитуды такого типа было получено следующее уравнение для относительного изменения электронной плотности

$$\frac{d^2(\delta n)}{d\xi^2} + \frac{q_p^2}{\beta_g^2(1-\theta)} \frac{\delta n}{\delta n} = \frac{1}{2\delta^2\beta_g^2(1-\theta)} \frac{d^2}{d\xi^2} |a|^2. \quad (1)$$

Здесь, $\delta n = \frac{n_e - n_0}{n_0} \cong \frac{v_z}{v_g}$, $n_e(\xi)$ – плотность электронов, n_0 – плотность невозмущенной плазмы, $\beta_g = v_g / c$, $q_p = \omega_p / \omega$. ω_p – плазменная частота, $\delta = (\omega_c - \omega) / \omega$, $\omega_c = eB_0 / m_e c$ – циклотронная частота, $\zeta = \xi \frac{\omega}{c} T_e$, T_e – электронная температура, $\theta = \frac{T_e}{m_e v_g^2}$, $a = \frac{eE}{m_e \omega c}$. Ионы при этом считаются неподвижными. Уравнение такого типа совместно с уравнением для изменения со временем амплитуды a использовалось в работе [35] для исследования процесса самомодуляции лазерной волны в холодной изотропной плазме. Правая часть уравнения (1) описывает пондеромоторное воздействие волны на плазму. Из него видно, пондеромоторная сила в условиях ЭЦР при $|\delta| \ll 1$ может значительно возрастать по сравнению с изотропной плазмой. Из уравнения (1) также следует, что тепловые эффекты могут оказывать

влияние на длину возбуждаемой плазменной волны, определяемую вторым слагаемым в левой части (1), а также на величину пондеромоторной силы.

Строгое рассмотрение процесса самомодуляции в гидродинамическом приближении следует, конечно, проводить, решая совместно уравнение (1) с уравнением для огибающей импульса $a(\xi, t)$ зависящей от координат и от времени [35]. Однако, теоретическое решение задачи в такой постановке в условиях ЭЦР представляется весьма сложным. В частности, в работе [35] система уравнений такого типа даже в случае изотропной плазмы решалась численно. С физической точки зрения процесс самомодуляции достаточно длинного электромагнитного импульса можно представить следующим образом. На начальном этапе взаимодействия его передний фронт возбуждает плазменную волну с фазовой скоростью равной v_g и амплитудой, определяемой пондеромоторной силой в уравнении (1). После этого возмущения плотности электронов в плазменной волне приводят к модуляции электромагнитного импульса, глубина которой в дальнейшем нарастает из-за возбуждения модуляционной неустойчивости. Такое развитие процесса самомодуляции для волны малой амплитуды имеет место лишь когда показатель преломления плазмы близок к значению в линейном приближении. Для волны малой амплитуды влияние температуры плазмы становится существенным, если частота волны попадает в область сильного циклотронного поглощения [36]. Но такое взаимодействие может быть описано лишь в рамках кинетического приближения. Мы применим для этого численное моделирование по методу частиц в ячейке. Как показали численные эксперименты, процесс кардинально изменяется для лазерных волн большой амплитуды, когда важен нелинейный вклад в показатель преломления.

С помощью численного моделирования по методу частиц в ячейке была исследована самомодуляция правополяризованного электромагнитного импульса при прохождении через слой плазмы в области ЭЦР. Моделирование проводилось с использованием одномерного релятивистского кода 1D3V. Самосогласованное электромагнитное поле рассчитывалось из уравнений Максвелла, а координаты

наты и импульсы частиц находились путем решения релятивистских уравнений движения в этом поле и внешнем постоянном магнитном поле B_0 . Предполагалось, что все поля и параметры плазмы зависят только от координаты z вдоль направления магнитного поля. Ионы считались неподвижными, образующими нейтрализующий фон. Электромагнитный импульс двигался из вакуума вдоль внешнего магнитного поля и входил в слой плазмы. Начальное распределение частиц плазмы по скоростям формировалось в соответствии с распределением Максвелла при фиксированных значениях параметра $\beta_T = v_T / c$, где v_T – тепловая скорость электронов. Число частиц на сеточный шаг Δ варьировалось от 10 до 50, в зависимости от требуемой точности моделирования. Величина Δ была равна $0,2k^{-1}$ (k – волновое число волны в вакууме), а величина шага по времени $\Delta t = 0,2\omega_0^{-1}$ (ω_0 – частота волны в вакууме). При этом в области плазмы выполнялось условие $\Delta = c\Delta t$, необходимое для реализации схемы Даусона [37] интегрирования уравнений Максвелла вдоль вакуумных характеристик. Координаты и длины измерялись в единицах k^{-1} , а время – в единицах ω_0^{-1} . Начальная огибающая импульса задавалась плавной функцией вида

$$f(z) = \exp\left[2(z - z_0) / L_r\right]^8,$$

где z_0 – центр распределения, L_r – характерный продольный размер импульса. Во всех приведенных ниже численных результатах было использовано значение $L_r = 3600$. Начальное распределение плотности плазмы считалось постоянным со ступенчатым профилем на границах и длиной $L_p = 3800$.

В численном моделировании в качестве основных параметров были выбраны следующие безразмерные величины:

$$\varepsilon = \frac{eE_0}{m_e\omega_0c}, \quad q_c = \frac{\omega_c}{\omega_0}, \quad q_p = \frac{\omega_p}{\omega_0}, \quad \beta_T = \frac{v_T}{c}.$$

Как показали численные эксперименты, начальная стадия процесса самомодуляции электромагнитного импульса малой амплитуды в условиях ЭЦР при медленном изменении амплитуды импульса протекает в соответствии со сценарием, описанным выше. Период самомодуляции на этом этапе совпадает с длиной возбуждаемой плазменной волны. Далее модуляционная неустойчивость приводит к увеличению глубины модуляции и росту амплитуды кильватерной волны (рис. 1а). При уменьшении ЭЦР-расстройки частоты имеет место сильное возрастание максимальных значений глубины модуляции импульса и амплитуды плазменных колебаний, как это следует из выражения для пондеромоторной силы в уравнении (1) (рис. 1б).

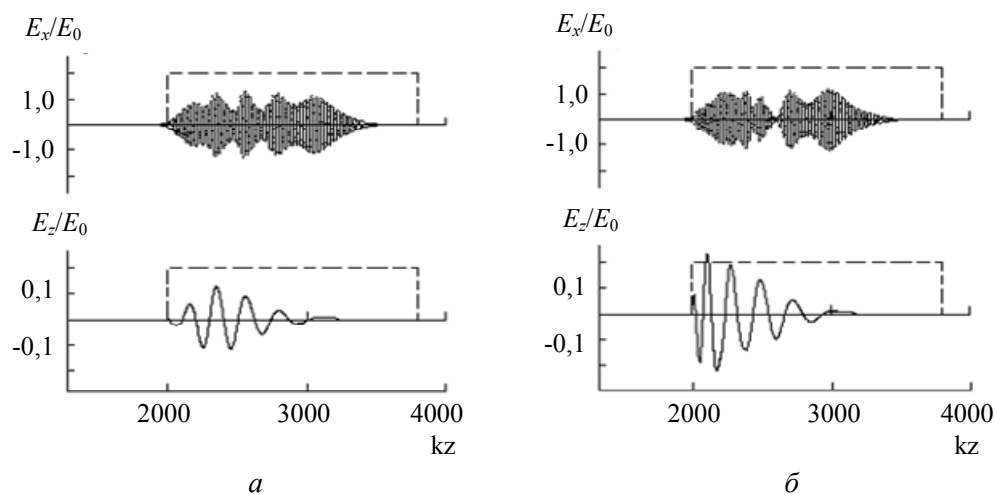


Рис. 1. Самомодуляция правополяризованной волны малой амплитуды в области ЭЦР. $\varepsilon = 0,002$, $q_p = 0,02$. а) – $q_c = 0,97$, $\alpha t = 1800$; б) – $q_c = 0,975$, $\alpha t = 1800$

Было проведено численное моделирование для волн больших амплитуд лазерного диапазона, распространяющихся в плазме в сильном внешнем магнитном поле. Один из таких результатов представлен на рис. 2. Из рисунка видно, что с ростом магнитного поля растет максимальная амплитуда возбуждаемого продольного электрического поля, которая может достигать значений порядка 30 % от амплитуды поля лазерной волны.

Распределения на фазовых плоскостях для этого случая показывают (рис. 3), что возникает значительное число электронов с большими скоростями, движущихся в направлении движения лазерного импульса. Такой процесс наблюдался в работе [38] при численном моделировании распространения лазерного импульса в изотропной плазме. Из рис. 3 видно также, что в области ЭЦР-энергия таких электронов может достигать значений с $\gamma \approx 100$.

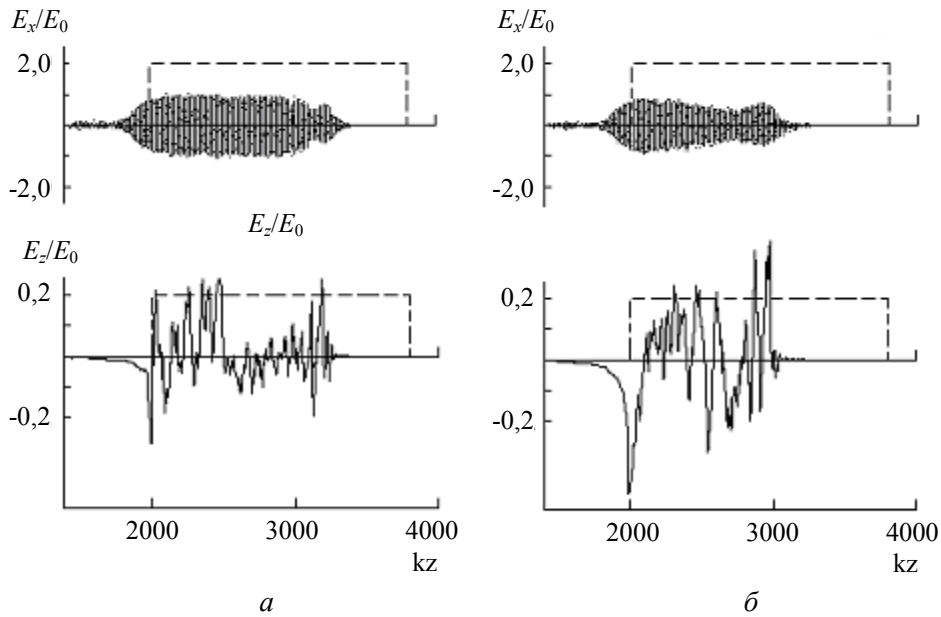


Рис. 2. Распределение поля при прохождении импульса большой амплитуды через слой плазмы в магнитном поле. $\varepsilon = 1,0$, $q_p = 0,2$, $\beta_T = 0$, $\alpha t = 1600$; а) – $q_c = 0,2$, б) – $q_c = 0,9$

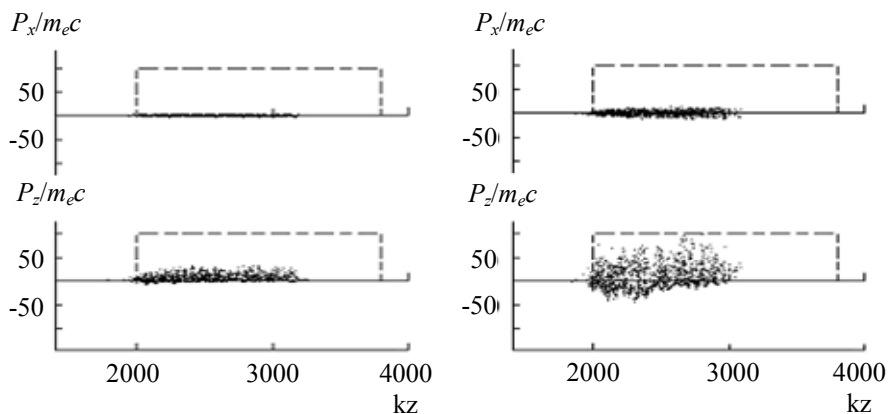


Рис. 3. Фазовые плоскости электронов при тех же параметрах, что и на рис. 2

Численные расчеты показали, что при лазерных амплитудах $\varepsilon \geq 1$ энергия, передаваемая излучением электронам плазмы в сильном внешнем магнитном поле в условиях ЭЦР,

может возрастать в несколько раз по сравнению со случаем $B_0 = 0$ (рис. 4). Причем такое возрастание начинается еще вдали от области ЭЦР и слабо зависит от температуры. Резуль-

тат, представленный на рис. 4, соответствует температуре электронов порядка 10 кэВ и он отличается всего на несколько процентов от случая первоначально холодной плазмы при тех же параметрах.

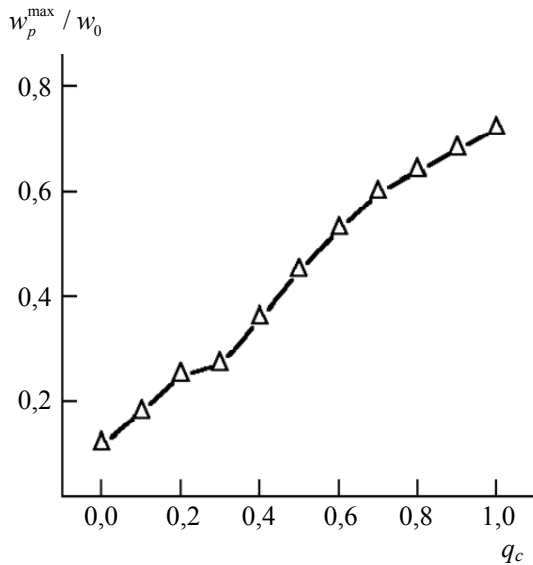


Рис. 4. Зависимость максимальной энергии импульса, поглощаемой плазмой, от магнитного поля. $\epsilon = 1,0$, $q_p = 0,2$, $\beta_T = 0,2$; $\alpha t = 2000$

Физическая причина такого существенного нагрева электронов, по-видимому, заключается в переходе модуляционной неустойчивости при больших амплитудах в стохастический режим, как это было показано в работе [19] для случая поперечного распространения необыкновенной волны в сильном магнитном поле.

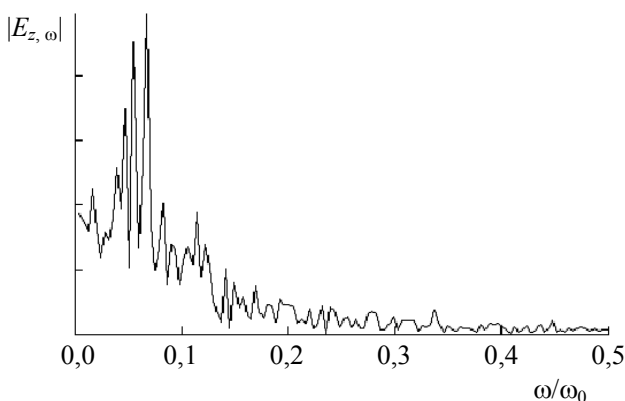


Рис. 5. Спектр продольного поля в точке $z_0 = 2400$. Фурье-амплитуда $E_{z, \omega}$ в произвольных единицах. $\epsilon = 1,0$, $q_B = 0,9$, $q_p = 0,2$

На это указывает спектр продольного электрического поля, представленный на

рис. 5. Видно, что возникает большое число колебаний с частотами, смещенными в низкочастотную область относительно плазменной частоты, что является характерным для стохастического режима неустойчивости.

В работе [19] было исследовано резонансное взаимодействие необыкновенной волны большой амплитуды, распространяющейся перпендикулярно внешнему сильному магнитному полю. Поле волны и внешнее магнитное представлялись в виде:

$$\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z), \quad \mathbf{V} = (0, V_y, 0), \quad \mathbf{B}_0 = (0, B_0, 0).$$

Была получена следующая аналитическая оценка пороговой амплитуды волны, при которой начинается стохастический нагрев электронов:

$$\epsilon_{st} \cong \frac{\alpha \sqrt{\delta}}{\pi},$$

где $\alpha \cong 2$ – коэффициент, характеризующий пространственный период самомодуляции на начальной стадии модуляционной неустойчивости, δ – относительная расстройка частоты, определенная выше. Выражение для ϵ_{st} получено при условиях $q_p \ll 1$, $\delta \ll 1$. Численное моделирование, проведенное с использованием электромагнитного релятивистского PIC кода 1D2V, подтвердило справедливость полученного выражения для ϵ_{st} . При выполнении этих условий наблюдался наиболее эффективный нагрев электронов плазмы. В этом случае полоса непропускания справа от верхнегибридной частоты является достаточно узкой, и частота необыкновенной волны расположена в окрестности как циклотронной, так и верхнегибридной частот.

На рис. 6 представлены фазовые плоскости электронов u_z, z для безразмерной амплитуды вблизи порогового значения ϵ_{st} . При $\epsilon = 0,12$ в результате самомодуляции возникает цепочка солитонов. Движение электронов имеет в этом случае регулярный характер. При $\epsilon = 0,16$ начинается переход к стохастическому движению, приводящему к сильному нагреву.

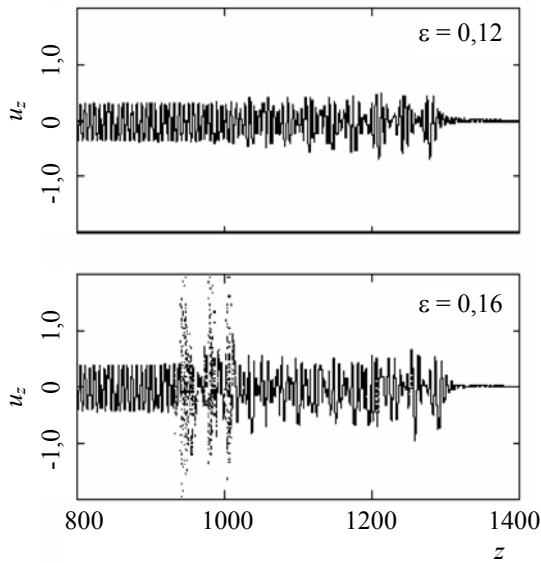


Рис. 6. Переход к стохастическому режиму в случае превышения порогового значения амплитуды волны. $q_p = 0,1, q_c = 0,9, t = 600$

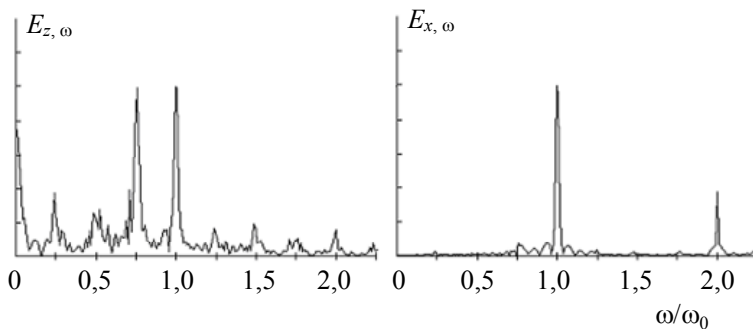


Рис. 7. Изменение спектров продольного поля E_z и поперечного поля E_x (фурье-амплитуды в относительных единицах) при увеличении амплитуды лазерного импульса $\varepsilon = eE_0/m_c\omega$ $q_p = 0,1, q_c = 0,9$. Спектр выводился в точке на расстоянии $\Delta z = 150$ от левой границы плазмы

В работе [22] был исследован процесс нагрева электронов плазмы необыкновенной лазерной волной на удвоенной верхнегибридной частоте. Такой метод нагрева часто используется в термоядерных установках с магнитным удержанием [29–31]. Он связан с развитием неустойчивости на основном параметрическом резонансе. В работе [16] было получено следующее выражение для ее инкремента в приближении $\varepsilon \ll 1$:

$$\lambda = \sqrt{\lambda_m^2 - \tilde{\delta}^2}, \quad (2)$$

$$\lambda_m = \frac{q_c \varepsilon}{2(1 - q_{uh}^2)} \left(1 - q_p^2 + \frac{3q_p^2 + 2q_c^2}{2q_p} \right),$$

где $\tilde{\delta} = 1/2 - q_{uh}$ – расстройка частоты относительно параметрического резонанса. Максимальное значение инкремента $\lambda = \lambda_m$ достигается при точном резонансе $\tilde{\delta} = 0$. В этом

На рис. 7 изображены спектры продольного и поперечного полей для этого случая. При достижении сателлитной частотой ω значения $0,75\omega_0$ возникают нелинейные резонансы, отстоящие друг от друга на расстояниях $\Delta\omega = \omega_0/4$. Следует отметить, что подобное дробление спектров возникает во многих процессах перехода к турбулентному движению в жидкости [39]. В рассматриваемой системе изменение спектров колебаний является результатом смещения частот биений основной и сателлитных частот с ростом амплитуды падающей волны. В проведенных численных экспериментах средняя энергия электронов в области стохастического нагрева достигала значений порядка нескольких МэВ при изменении амплитуд ε в интервале от 0,2 до 1,0.

случае $\lambda_m = q_c \varepsilon$. Из условия $-\lambda_m < \tilde{\delta} < \lambda_m$ для заданного значения плазменной частоты q_p следует интервал значений циклотронной частоты q_c , при которых возбуждается параметрическая неустойчивость [16]:

$$\frac{1}{2} \sqrt{1 - 4q_p^2} - \frac{\varepsilon}{2} < q_c < \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4q_p^2} + \frac{\varepsilon}{2}. \quad (3)$$

С ростом амплитуды излучения область значений внешнего магнитного поля, определяемая интервалом (3), расширяется и инкремент неустойчивости возрастает. Выражения (2), (3) получены в линейном приближении по параметру ε . При учете слагаемых более высокого порядка по ε теоретический анализ представляет собой весьма сложную задачу и приходится даже для простых колебательных систем решать уравнение Матье численными методами [40]. Для анализа процесса парамет-

рического нагрева в работе [22] были проведены численные эксперименты по схеме моделирования аналогичной [19].

На рис. 8 представлена зависимость средней энергии электрона, полученной в процессе нагрева, от величины внешнего магнитного поля, определяемого параметром q_c . При выбранных значениях параметров основному верхнегибридному резонансу $q_{uh} = 0,5$ соответствует значение $q_c = 0,4$. Из рисунка видно, что имеет место параметрическая неустойчивость слева и справа от этого значения, что согласуется с теоретическими результатами.

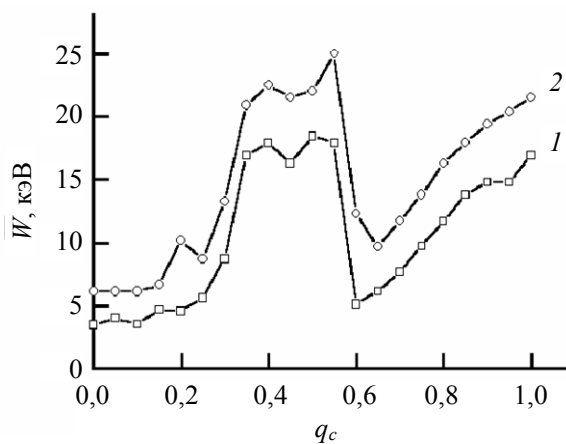


Рис. 8. Зависимость средней энергии электронов от параметра $q_c = \omega_c/\omega_p$. 1 – $T_e = 1$ кэВ, 2 – $T_e = 5$ кэВ, $\varepsilon = 0,1$, $q_p = \omega_p/\omega_0 = 0,3$

Видно также, что эффективность нагрева слабо зависит от начальной температуры электронов. При стремлении к значению $q_c = 1$ основную роль начинает играть электронный циклотронный резонанс для необыкновенной волны и вызванный им процесс самомодуляции лазерного импульса, приводящий к стохастическому нагреву.

На рис. 9 показана зависимость средней энергии электронов от амплитуды излучения. Видно, что существенный нагрев достигается уже при амплитудах $\varepsilon \approx 0,1$. При этом эффективность нагрева возрастает с увеличением внешнего магнитного поля. Исследован диапазон амплитуд излучения на четвертой гармонике с основной длиной волны 1064 нм, при котором имеет место параметрическая неустойчивость.

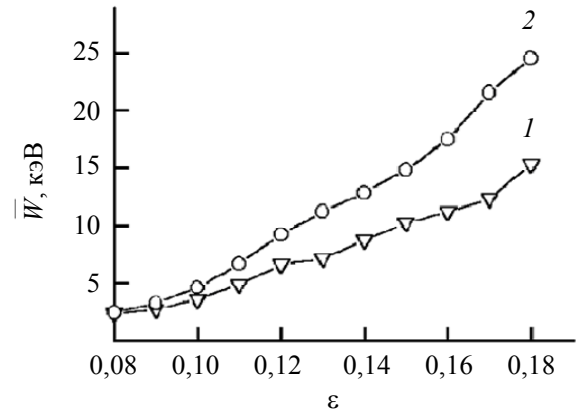


Рис. 9. Зависимость средней энергии электронов от амплитуды лазерной волны ε после прохождения импульсом расстояния равного его длине. 1 – $q_c = 0,1$, 2 – $q_c = 0,2$, $q_p = 0,3$, $T_{e0} = 1$ кэВ

Параметры плазмы и величина внешнего магнитного поля выбирались близкими к их значениям в экспериментах с плазмой Z-пинча [41]. Взаимодействие с лазерным излучением использовалось в этой работе как метод диагностики. Минимальное значение безразмерной амплитуды излучения, необходимое для начала эффективного нагрева для таких параметров по результатам оценки [19] имеет величину $\varepsilon \approx 0,1$. Таким образом, для осуществления нагрева в плазме Z-пинча требуется генерация четвертой гармоники с такими амплитудами. Для этого необходимо использовать нелинейные кристаллы-конверторы с высокими характеристиками. Рассмотренный метод нагрева может быть использован и в других схемах создания горячей плазмы с помощью мощного лазерного излучения. Так в работе [42] высшие гармоники, возникающие вследствие нелинейных процессов, применялись по методу отсечки для измерения создаваемых сверхсильных магнитных полей при облучении тонких пленок. Если в такой схеме использовать внешнее излучение на высших гармониках, то можно также реализовать эффективный нагрев электронов плазмы. По сравнению с нагревом на удвоенной верхнегибридной частоте в магнитных ловушках рассматриваемый лазерный нагрев обеспечивает передачу значительно большей энергии волны накачки электронам плазмы. Однако, амплитуды СВЧ-излучения в системах с магнитным удержанием значительно ниже лазер-

ных амплитуд. Это же относится и к величинам соответствующих магнитных полей в резонансных условиях. Поэтому результаты взаимодействия в этих двух случаях могут сильно отличаться друг от друга, что обусловлено влиянием нелинейных эффектов и релятивизма. Проведенные расчеты показали, что эффективность нагрева плазмы лазерной волной в области параметрического резонанса сильно зависит от амплитуды волны и от значений циклотронной и плазменной частоты. При этом наибольший нагрев достигается в случае, когда циклотронная частота превышает плазменную. Для получения значения $q_c \cong 0,5$ при длине волны лазерного излучения $\lambda_0 \cong 1$ мкм в этом случае необходимо магнитное поле в 50 МГц. С помощью использования высших гармоник излучения можно снизить это значение в несколько раз. Такие условия вполне могут быть реализованы, например, при взаимодействии лазерного излучения с тонкими фольгами [42].

Параметрический резонанс в неоднородной плазме

В неоднородной плазме при распространении мощной лазерной волны в окрестности параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте основную роль начинают играть распадные неустойчивости и трансформация в бернштейновские потенциальные колебания [30, 31]. В работах [32, 33] такие процессы исследовались посредством численного моделирования в рамках модели, описанной в работе [22]. Для невозмущенной плотности плазмы использовалось следующее модельное распределение

$$N(Z) = n/n(Z_{p0}) = 1 + a \cdot \text{th} \left[\frac{2(Z - Z_{p0})}{L_p b} \right],$$

где Z – безразмерная координата в единицах k_0^{-1} , k_0 – волновое число лазерной волны в вакууме, Z_{p0} – точка, в которой $q_p(Z)$ принимает заданное значение q_p , L_p – безразмерная ширина слоя плазмы, параметры a и b определяют высоту и ширину области перепада плотности.

Численные расчеты показали, что лазерное излучение, взаимодействующее с неоднородной плазмой в сильном магнитном поле в области параметрического резонанса, передает значительную часть энергии электронам. На рис. 10 представлены распределения продольного и поперечного полей в момент достижения лазерным импульсом правой границы плазменного слоя. Из рисунка видно, что в области параметрического верхнегибридного резонанса имеет место сильное поглощение поперечного электрического поля импульса и E_x нарастание продольного поля E_z .

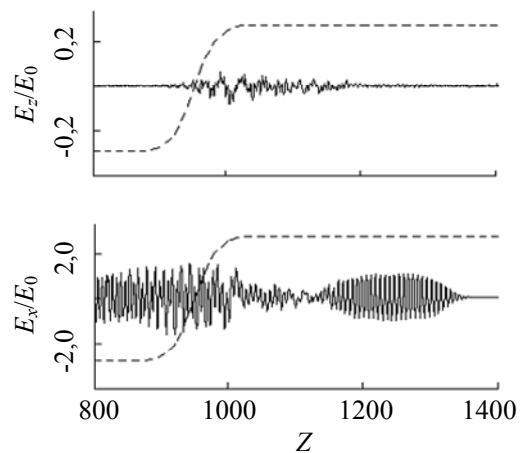


Рис. 10. Распределение продольного и поперечного полей в момент времени $t = 600$. Пунктирной линией изображен начальный профиль плотности плазмы. $\varepsilon = 0,1$, $q_p = 0,3$, $q_c = 0,2$, $T_{e0} = 1$ кэВ, $a = 0,8$, $b = 0,1$, $Z_{p0} = 950$

Такие процессы могут быть обусловлены распадом лазерной волны на два верхнегибридных плазмона, подобно тому, как это происходит в токамаках при циклотронном нагреве [29–31]. Рост продольного поля может быть вызван возбуждением нелинейных электростатическими мод, подобным модам Бернштейна в линейном приближении. Видно также, что в этой области возникает отраженная электромагнитная волна на половинной частоте падающего излучения. Такая волна может быть следствием вторичного нелинейного процесса, вызванного первичным распадом волны накачки в резонансной области [29]. Эти соображения подтверждаются соответствующими спектрами продольного электрического поля, представленными на рис. 11. На спектрах отчетливо видны линии для верхнегибридных плазмонов с частотами, близки-

ми к $\omega_0 / 2$. Для нагретой плазмы возникают линии с частотами в области циклотронной частоты (рис. 11б). В силу того, что они исчезают при тех же параметрах в холодной плазме (рис. 11а), они могут быть интерпретированы как нелинейные моды Бернштейна, возбуждаемые при больших амплитудах волны накачки. Нарастание продольного поля вызывает значительный нагрев электронной компоненты. Процесс нагрева представлен на фазовых плоскостях электронов, представленных на рис. 12. Была исследована зависимость средней энергии электронов в процессе нагрева от их начальной температуры (рис. 13). Видно, что с ростом начальной температуры эффективность нагрева значительно увеличивается, что связано с возрастанием амплитуды волн Бернштейна. Численные эксперименты показали, что по сравнению с нагревом на удвоенной верхнегибридной частоте в магнитных ловушках [29] рассматриваемый лазерный нагрев обеспечивает передачу значительно большей энергии волны накачки электронам плазмы. Однако, в этом случае условия резонанса могут быть выполнены лишь при наличии сверхсильного магнитного поля.

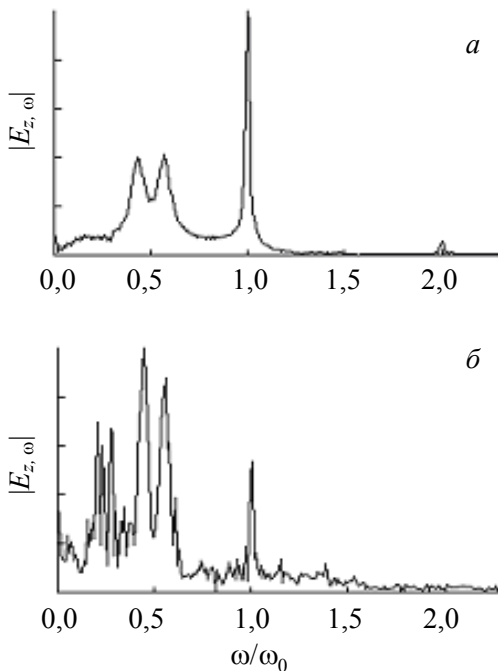


Рис. 11. Спектры продольного поля E_z (произвольные единицы) в момент $t = 600$ в точке $Z = 930$. а) – $T_{e0} = 0$, б) – $T_{e0} = 1$ кВ. Остальные параметры те же, что на рис. 10.

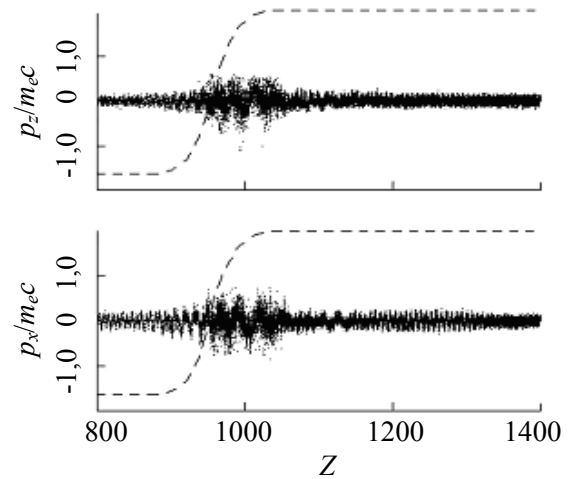


Рис. 12. Фазовые плоскости электронов в момент времени $t = 600$. Значения параметров те же, что на рис. 10.

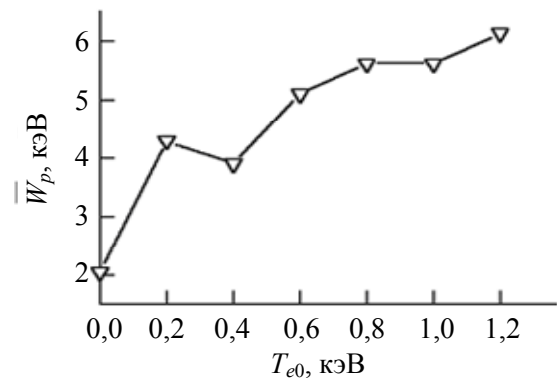


Рис. 13. Зависимость средней энергии электронов от начальной температуры в момент времени $t = 600$. Параметры те же.

Была рассмотрена эффективность нагрева плазмы лазерной волной в области параметрического резонанса для разных значений амплитуды волны ϵ , циклотронной частоты q_c и плазменной частоты q_p . При $\epsilon < 0,1$ на рассмотренных интервалах времени параметрический нагрев проявлялся значительно слабее, а при $\epsilon = 0,01$ вообще исчезал.

На рис. 14 представлены зависимости средней энергии электронов от времени для разных значений отношения q_c / q_p при условии $q_{uh} \cong 1/2$. Видно, что наибольший нагрев достигается при $q_c > q_p$. При этом, как было показано в работе [32], основной вклад в энергию электронов создают возбуждаемые моды Бернштейна.

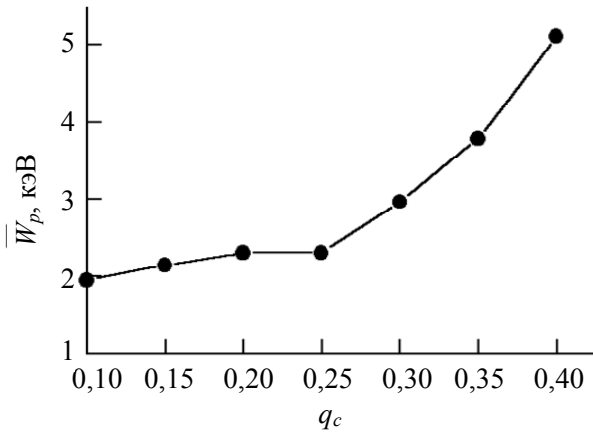


Рис. 14. Зависимость средней энергии электронов в момент времени $t = 500$ от величины магнитного поля при $q_{\text{нл}} = 0,5$. Параметры те же.

Заключение

В настоящем обзоре представлены результаты исследований резонансного нагрева плазмы мощным лазерным излучением в сильном магнитном поле. Такие исследования могут представлять интерес для систем лазерного термоядерного синтеза. Описаны результаты исследований резонансных взаимодействий при распространении лазерного импульса вдоль направления сильного магнитного поля и перпендикулярно к нему.

При продольном распространении импульса малой амплитуды в докритической плазме в области ЭЦР имеет место модуляционная неустойчивость с периодом модуляции, равным длине возбуждаемой плазменной волны. Для волн больших амплитуд с ростом величины внешнего магнитного поля растет максимальная амплитуда возбуждаемого продольного электрического поля, величина которой может достигать значений порядка 30 % от амплитуды электрического поля лазерной волны. Было обнаружено, что при таких амплитудах возникает значительное число электронов с большими скоростями, движущихся в направлении движения лазерного импульса. В области ЭЦР значение релятивистского фактора для таких электронов достигало значений $\gamma \approx 100$. При амплитудах $\varepsilon \geq 1$ энергия, передаваемая лазерным излучением электронам плазмы в сильном внешнем магнитном поле, возрастает в несколько раз по сравнению со случаем изотропной плазмы. Сильный рост энергии электронов начинается уже при

магнитных полях намного меньших резонансного значения. Показано, что такое поглощение лазерного излучения слабо зависит от электронной температуры. На основе полученных спектров возбуждаемых в плазме полей сделан вывод о том, что физическая причина такого существенного нагрева электронов заключается в переходе модуляционной неустойчивости при больших амплитудах в стохастический режим. Средняя энергия электронов в таком режиме может достигать значений порядка нескольких МэВ. Наибольший нагрев имеет место для частоты лазерного излучения ω_0 близкой к электронной циклотронной частоте ω_c при условии $\omega_0 \gg \omega_p$. Существенный нагрев происходит и при значительно меньших магнитных полях, начиная со значений $\omega_c \approx 0,1\omega_0$.

Следует сказать об области применимости рассмотренной постановки задачи для продольного распространения. Резонансное значение внешнего магнитного поля при характерной длине волны лазерного излучения 1 мкм составляет порядка 100 МГц. Хотя уже имеются данные экспериментов по созданию сверхсильных магнитных полей, сравнимых по величине с этим значением, но пока речь идет о квазистационарных полях с меньшими значениями B_0 . Однако, быстрый прогресс экспериментальных исследований в этом направлении позволяет надеяться на получение в скором времени магнитных полей с такими резонансными величинами.

В случае поперечного распространения по отношению к магнитному полю был исследован процесс распространения необыкновенной лазерной волны в плазме в области параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. Численные эксперименты показали, что при этом происходит значительный дополнительный нагрев электронов. Нагрев наблюдался при значительных расстройках относительно основного параметрического резонанса, что обусловлено большой амплитудой возбуждающей волны. Этот факт приводит, в частности, к снижению резонансной величины сильного магнитного поля. Из результатов моделирования [32, 33] следует, что при этом происходит распад волны накачки на два верхнегибридных плазмона, а

также возбуждаются волны Бернштейна. Взаимодействие этих колебаний вызывает значительный нагрев электронов плазмы. По сравнению с нагревом на удвоенной верхнегибридной частоте в магнитных ловушках рассматриваемый лазерный нагрев обеспечивает передачу электронам значительно большей энергии электромагнитной волны. Однако, в этом случае для выполнения резонансных условий необходимо наличие сверхсильного магнитного поля. Из распределений электрического поля в момент достижения лазерным импульсом правой границы плазменного слоя следует, что в области параметрического верхнегибридного резонанса имеет место сильное поглощение поперечного электрического поля лазерного импульса и нарастание продольного поля. При этом возникает отраженная электромагнитная волна на верхнегибридной частоте. Сделан вывод о том, что такая волна является следствием нелинейного процесса, вызванного распадом волны накачки в резонансной области на верхнегибридные плазмоны.

Проведенное численное моделирование показало, что эффективность нагрева плазмы лазерной волной в области параметрического резонанса сильно зависит от амплитуды волны и от значений циклотронной и плазменной частоты. При этом наибольший нагрев достигается в случае, когда циклотронная частота превышает плазменную. Безразмерная амплитуда $\varepsilon \cong 0,1$, использованная в численном моделировании, для стандартной длины волны лазерного излучения $\lambda_0 = 1$ мкм соответствует интенсивности $I \cong 2 \times 10^{17}$ Вт/см². Для получения значения $q_c = 0,5$ в этом случае необходимо магнитное поле в 50 МГц. При использовании высших гармоник излучения это значение может быть значительно снижено. Такие параметры вполне могут быть реализованы при взаимодействии лазерного излучения с тонкими фольгами [42].

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев В. С., Крайнов В. П., Лисица В. С., Матафонов А. П. // УФН. 2008. Т. 178. С. 283.
2. DiVergilio W. F., Wong A. Y., Kim H. C., Lee Y. C. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 541.
3. Stamper J. A., McLean E. A., Ripin B. H. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 1177.
4. Obenschain S. R., Luhman Jr. N. C. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 311.
5. Thomson J. J., Max C. E., Estabrook K. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 663.
6. Woo W., DeGroot // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. P. 2072.
7. Estabrook K. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 41. P. 1808.
8. Estabrook K., Kruer W. L. // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. P. 1892.
9. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. – М.: Наука, 1973.
10. Grebogi C., Liu C. S. // J. Plasma Phys. 1980. Vol. 23. P. 147.
11. Grebogi C., Liu C. S. // Phys. Fluids. 1980. Vol. 23. P. 1330.
12. Barr H. C., Boyd T. J. M., Gardner G. A., Rankin R. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 462.
13. Kruer W. L., Estabrook K. // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20. P. 1688.
14. Barr H. C., Boyd T. J. M., Gardner G. A., Rankin R. // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27. P. 2730.
15. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Прикладная физика. 2011. № 6. С. 79.
16. Krasovitskiy V. B., Dorofeenko V. G., Sotnikov V. I., Bauer B. S. // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11. P. 724.
17. Красовицкий В. Б., Дорофеенко В. Г., Туриков В. А., Сотников В. И. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 1. С. 26.
18. Krasovitskiy V. B., Turikov V. A., Sotnikov V. I. // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. P. 992108.
19. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 12. С. 1085.
20. Дорофеенко В. Г., Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2015. Т. 32. № 1. С. 26.
21. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 5. С. 440.
22. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 6. С. 524.
23. Piliya A. D. // Proc. 10th Conf. Phenomena in Ionized Gases. Oxford. 1971. P. 320.
24. Rosenbluth M. N. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. P. 564.
25. Пулия А. Д. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1237.
26. Pesme D., Laval G., Pellat R. // Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 203.
27. DuBois D. F., Forslund D. W., Williams E. A. // Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 1013.
28. Chambers F. W., Bers A. // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20. P. 466.
29. Попов А. Ю., Гусаков Е. З. // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. Вып. 1. С. 165.
30. Тимофеев А. В. // Вопросы теории плазмы. 1985. Вып. 14. С. 56.
31. Porcolab M., Cohen B. I. // Nuclear Fusion. 1988. Vol. 28. № 2. P. 239.
32. Туриков В. А., Умнов А. М. // Прикладная физика. 2019. № 6. С. 29.
33. Туриков В. А. // Прикладная физика. 2020. № 5. С. 33.

34. Zhe Zhang, Baojun Zhu, Yutong Li, Weiman Jiang, Dawei Yuan, Huigang Wei, Guiyun Liang, Feilu Wang, Gang Zhao, Jiayong Zhong, Bo Han, Neng Hua, Baoqiang Zhu, Jianqiang Zhu, Chen Wang, Zhiheng Fang, and Jie Zhang // High Power Laser Science and Engineering. 2018. Vol. 6. P. 1.
35. Андреев Н. Е., Горбунов Л. М., Кирсанов В. И., Погосова А. А., Рамазашивили Р. Р. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 550.
36. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. – М.: Высшая школа, 1978.
37. Бедсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
38. Bulanov S. V., Inovenkov I. N., Kirsanov V. I., Naumova N. M., Sakharov A. S. // Phys. Fluids B. 1992. Vol. 4. P. 1935.
39. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика. – М.: Мир, 1984.
40. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, 1984.
41. Ivanov V. V., Astanovitskiy A. L., Papp D., Chitenden J. P., Bland S. N., Jones B., Altamara S. D. // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 102702-1-9.
42. Tatarakis M., Gopal A., Watts I., Beg F. N., Dangor A. E., Krushelnik R., Wagner U., Norreus P. A., Clark E. L., Zepf M., Evans R. G. // Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9. P. 2244.

PACS: 52.35.Mw, 52.50.Jm, 52.65.Rr

Resonant interaction of high-power laser radiation with plasma in a strong magnetic field (a review)

V. A. Turikov

Peoples' Friendship University of Russia (RUDN University)
6 Ul. Miklukho-Maklaya, Moscow, 117198, Russia
E-mail: vturikov@yandex.ru

Received October 12, 2022

The review is presented on investigations on the resonance plasma heating by a powerful laser radiation in a strong magnetic field. It is shown that for small amplitude impulse propagation along the magnetic field in the underdense plasma with ECR conditions the modulation instability takes place with modulation period equal to the excited plasma wave length. With an increase in the amplitude of the pulse, a strong amplification of the excited longitudinal electric field occurs. The energy of laser radiation gained by plasma electrons increases several times in comparison with the case of isotropic plasma. The physical reason for such a strong heating of electrons is the transition of the modulation instability at large amplitudes to the stochastic regime. In the case of transverse propagation with respect to the magnetic field, the process of the extraordinary laser wave propagation in the region of parametric resonance at a doubled upper hybrid frequency is considered. In such an interaction, significant additional heating of electrons also occurs. It is caused by the decay of the laser wave into upper hybrid plasmons and the excitation of Bernstein waves. From the distributions of the electric field at the moment when the laser pulse reaches the right boundary of the plasma layer, it follows that in the resonance region there is a strong absorption of the transverse electric field of the laser pulse and an increase in the longitudinal field. It is shown that in this case a reflected electromagnetic wave occurs at the upper hybrid frequency.

Keywords: laser radiation, parametric resonance, inhomogeneous plasma, strong magnetic field, upper hybrid frequency, Bernstein modes.

DOI: 10.51368/2307-4469-2022-10-6-520-533

REFERENCES

1. V. S. Belyaev, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa and A. P. Matafonov, *Physics Uspekhi* **51**, 793 (2008).
2. W. F. DiVergilio, A. Y. Wong, H. C. Kim and Y. C. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 541 (1977).
3. J. A. Stamper, E. A. McLean and B. H. Ripin, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1177 (1978).
4. S. R. Obenshain and Jr. N. C. Luhman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 311 (1979).
5. J. J. Thomson, C. E. Max and K. Estabrook, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 663 (1975).
6. W. Woo and DeGroot, *Phys. Fluids.* **21**, 2072 (1978).
7. K. Estabrook, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1808 (1978).
8. K. Estabrook and W. L. Kruer, *Phys. Fluids.* **26**, 1892 (1983).
9. V. P. Silin, *Parametric effect of high-power radiation on plasma*. (Nauka, Moscow, 1973) [in Russian].
10. C. Grebogi and C. S. Liu, *J. Plasma Phys.* **23**, 147 (1980).
11. C. Grebogi and C. S. Liu, *Phys. Fluids.* **23**, 1330 (1980).
12. H. C. Barr, T. J. M. Boyd, G. A. Gardner and R. Rankin, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 462 (1984).
13. W. L. Kruer and K. Estabrook, *Phys. Fluids.* **20**, 1688 (1977).
14. H. C. Barr, T. J. M. Boyd, G. A. Gardner and R. Rankin, *Phys. Fluids.* **27**, 2730 (1984).
15. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **38** (13), 1016 (2012).
16. V. B. Krasovitskiy, V. G. Dorofeenko, V. I. Sotnikov and B. S. Bauer, *Phys. Plasmas.* **11**, 724 (2004).
17. V. B. Krasovitskii, V. G. Dorofeenko, V. A. Turikov and V. I. Sotnikov, *Plasma Physics Reports* **32** (1), 25 (2006).
18. V. B. Krasovitskiy, V. A. Turikov and V. I. Sotnikov, *Phys. Plasmas.* **14**, 992108 (2007).
19. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **36** (12), 1023 (2010).
20. V. G. Dorofeenko, V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **41** (3), 262 (2015).
21. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **44** (5), 507 (2018).
22. V. B. Krasovitskiy and V. A. Turikov, *Plasma Physics Reports* **45** (6), 561 (2019).
23. A. D. Piliya, in *Proc. 10th Conf. Phenomena in Ionized Gases*. (Oxford, 1971), p. 320.
24. M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 564 (1972).
25. A. D. Piliya, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **64** (4), 1237 (1973).
26. D. Pesme, G. Laval and R. Pellat, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 203 (1973).
27. D. F. DuBois, D. W. Forslund and E. A. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1013 (1974).
28. F. W. Chambers and A. Bers, *Phys. Fluids.* **20**, 466 (1977).
29. Yu. Popov and E. Z. Gusakov, *JETP* **147**, 165 (2015).
30. A. V. Timofeev, *Reviews of Plasma Physics. vol. 14*. Ed. by B. B. Kadomtsev (New York, 1987).
31. M. Porcolab and B. I. Cohen, *Nuclear Fusion* **28** (2), 239 (1988).
32. V. A. Turikov and A. M. Umnov, *Plasma Physics Reports* **46** (8), 859 (2020).
33. V. A. Turikov, *Applied Physics*, No. 5, 33 (2020) [in Russian].
34. Zhe Zhang, Baojun Zhu, Yutong Li1, Weiman Jiang, Dawei Yuan, Huigang Wei, Guiyun Liang, Feilu Wang, Gang Zhao, Jiayong Zhong, Bo Han, Neng Hua, Baoqiang Zhu, Jianqiang Zhu, Chen Wang, Zhiheng Fang and Jie Zhang, *High Power Laser Science and Engineering* **6**, 1 (2018).
35. N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova and R. R. Ramazashvili, *JETP Letters* **55**, 571 (1992).
36. A. F. Aleksandrov, L. S. Bogdankevitch, A. A. Rukhadze, *Principles of plasma electrodynamics*. (Vyschaya Shkola, Moscow, 1978) [in Russian].
37. C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*. (McGraw-Hill Book Company, 1985).
38. S. V. Bulanov, I. N. Inovenkov, V. I. Kirsanov, N. M. Naumova and A. S. Sakharov, *Phys. Fluids B.* **4**, 1935 (1992).
39. J. Lichtenberg and M. A. Leiberman, *Regular and Stochastic Motion*. (Springer-Verlag, New York, 1983).
40. M. I. Rabinovich and D. I. Trubetskov, *Oscillations and waves in linear and nonlinear systems*. (Kluwer Academic Publishers Publishers, 1989).
41. V. V. Ivanov, A. L. Astanovitskiy, D. Papp, J. P. Chitenden, S. N. Bland, B. Jones and S. D. Altemara, *Phys. Plasmas* **17**, 102702-1-9 (2010).
42. M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts, F. N. Beg, A. E. Dangor, R. Krushelnik, U. Wagner, P. A. Norreus, E. L. Clark, M. Zepf and R. G. Evans, *Phys. Plasmas* **9**, 2244 (2002).