

УДК 533.95

## Рамановское рассеяние лазерного излучения в магнитоактивной плазме

В. Б. Красовицкий, В. А. Туриков

*Представлено численное моделирование рамановского рассеяния при распространении лазерного излучения в докритической плазме поперек внешнего магнитного поля. Показано, что на линейной стадии развития рамановской неустойчивости магнитное поле снижает инкремент для рассеяния вперед и увеличивает инкремент для обратного рассеяния. С ростом величины магнитного поля усиливается стохастический нагрев электронов плазмы в области обратного рассеяния.*

PACS: 52.38.Bv

*Ключевые слова:* лазерное излучение, рамановское рассеяние, докритическая плазма, стохастический нагрев электронов.

### Введение

При распространении интенсивных лазерных импульсов в докритической плазме генерируются сверхсильные квазистатические магнитные поля [1]. Сверхсильные магнитные поля в плазме, облучаемой мощным лазером, могут создаваться и другими способами. Так, на установке NTF (Невада, США) [2] исследуется взаимодействие лазерного излучения с плазмой Z-пинча с полями в несколько мегагаусс. Наличие внешнего магнитного поля приводит к изменению условий развития в плазме параметрических неустойчивостей [3]. В сверхсильных полях это особенно ярко проявляется в области резонансов, когда определяющую роль начинают играть нелинейные процессы [4—6].

Влиянию магнитного поля на рамановское (вынужденное комбинационное) рассеяние посвящено большое число работ ввиду его важности в системах лазерного термоядерного синтеза. Однако результаты этих работ противоречат друг другу и единого мнения по этому вопросу до сих пор нет. Выделим среди них две работы, наиболее часто цитируемые по данной теме. В работе [7] рассматривался распад лазерной волны, распространяющейся в плазме перпендикулярно внешнему магнитному полю, на электромагнитную и верхнегибридную волны. Утверждалось, что инкремент рамановской неустойчивости для обратного рассея-

ния уменьшается с ростом величины магнитного поля. Влияние самоиндуцированного магнитного поля на рамановское рассеяние и двухплазменный распад исследовалось в работе [8] на основе численного решения нелинейного дисперсионного уравнения для этих процессов. В противоположность этому, по результатам работы [7] был сделан вывод о том, что инкремент для обратного рассеяния возрастает при увеличении магнитного поля.

В данной работе влияние внешнего поперечного магнитного поля на рамановское рассеяние лазерного излучения исследуется с помощью численного моделирования по методу частиц в ячейке. При этом предполагается, что излучение распространяется в виде необыкновенной электромагнитной волны в магнитоактивной плазме.

### Рамановское рассеяние необыкновенной волны

Поле необыкновенной электромагнитной волны, распространяющейся в плазме вдоль оси  $z$  поперек постоянного магнитного поля  $\mathbf{B}_0(0, B_0, 0)$ , можно представить в виде [9]

$$\mathbf{E}^{(0)} = (\mathbf{e}_x E_x^{(0)} + \mathbf{e}_z E_z^{(0)}) \exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)] + \text{с.с.},$$

где

$$\frac{E_z^{(0)}}{E_x^{(0)}} = -\frac{i\omega_p^2 \omega_c}{\omega_0(\omega_0^2 - \omega_{uh}^2)}, \quad (1)$$

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} \left( 1 - \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega_p^2)}{\omega_0^2(\omega_0^2 - \omega_{uh}^2)} \right)^{1/2}.$$

Здесь  $\omega_p$  — плазменная частота,  $\omega_c$  — электронная циклотронная частота,  $\omega_{uh}$  — верхнегибридная частота.

При рамановском рассеянии в замагниченной плазме волна накачки в виде необыкновенной

**Красовицкий Валерий Борисович**, вед. научн. сотр., профессор.

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН.

Россия, 125047, Москва, Миусская пл., 4.

Тел. (495) 330-49-17. E-mail: krasovit@mail.ru

**Туриков Валерий Алексеевич**, доцент.

Российский университет дружбы народов.

Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6.

Тел. (495) 491-55-90. E-mail: vturikov@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 20 июня 2011 г.

электромагнитной волны распадается на другую электромагнитную волну и на верхнегибридную электростатическую волну. В таком процессе выполняются распадные условия

$$\omega_0 = \omega_s + \omega, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}, \quad (2)$$

где  $\omega_s$ ,  $\mathbf{k}_s$  — частота и волновой вектор рассеянной электромагнитной волны,  $\omega$ ,  $\mathbf{k}$  — соответствующие значения для электростатической волны. При этом возможно рассеяние вперед, при котором векторы  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_s$  направлены в одну сторону, и обратное рассеяние (или рассеяние назад), когда эти вектора противоположны.

В изотропной плазме ( $\omega_c = 0$ ) рамановская неустойчивость развивается при условии  $\omega_p < 0,5\omega_0$ . Максимальное значение инкремента для рассеяния вперед в этом случае определяется выражением [10]

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{8}} \frac{\omega_p^2 v_0}{\omega_0 c}, \quad (3)$$

где  $v_0 = eE_x^{(0)} / m_e \omega_0$  — скорость осцилляций электрона в поле волны накачки. Для обратного рассеяния максимальный инкремент имеет вид

$$\gamma = \frac{kv_0}{4} \left[ \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_0 - \omega)} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где

$$k = k_0 + \frac{\omega_0}{c} \left( 1 - \frac{2\omega_p}{\omega_0} \right)^{1/2}.$$

В данной работе с помощью численного моделирования исследуется влияние внешнего магнитного поля на значения инкрементов (3) и (4).

### Результаты численного моделирования

Для анализа свойств рамановского рассеяния в замагниченной плазме было проведено численное моделирование процесса распространения лазерного излучения в докритической плазме поперек внешнего магнитного поля. Поле излучения в вакуумной области задавалось в виде линейно поляризованной волны с вектором электрического поля, перпендикулярным направлению магнитного поля. Моделирование проводилось с помощью электромагнитного релятивистского PIC кода 1D2V в постановке задачи, аналогичной [4—6]. В начальном состоянии плазма считалась холодной с плотностью  $n = (0,1 - 0,2) \cdot n_{cr}$ . Начальная форма импульса в вакууме имела вид волны, огибающая которой включала область постоянной амплитуды и плавные передний и задний фронты, ширина ко-

торых была значительно меньше размера области постоянной амплитуды. Длительность импульса равнялась 100 периодам колебаний лазерной волны. Длина волны лазерного излучения полагалась равной 1 мкм. Интенсивность излучения варьировалась от  $10^{16}$  до  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Ионы плазмы считались неподвижными.

Для описания результатов численного моделирования удобно использовать следующие безразмерные параметры

$$\varepsilon = \frac{eE_x^{(0)}}{m_e \omega_0 c}, \quad q_p = \frac{\omega_p}{\omega_0}, \quad q_c = \frac{\omega_c}{\omega_0}.$$

Проведенные численные эксперименты показали, что на линейной стадии развития рамановской неустойчивости с ростом внешнего магнитного поля  $B_0$  имеет место убывание инкремента для рассеяния вперед и возрастание инкремента для обратного рассеяния (рис. 1). По отношению к обратному рассеянию этот результат согласуется с теорией работы (8). Причина такой зависимости инкремента в этом случае, по-видимому, заключается в уменьшении рассогласования частот  $\omega_0 - \omega_{uh}$  с ростом  $B_0$ . Снижение инкремента для рассеяния вперед при увеличении магнитного поля обусловлено влиянием продольного поля лазерной волны  $E_z^{(0)}$  в магнитоактивной плазме, определяемого выражением (1). С ростом  $B_0$  продольная компонента поля также возрастает. Так как возбуждаемая верхнегибридная волна и лазерная волна движутся с близкими фазовыми скоростями, то условие согласования частот (2) будет нарушаться при увеличении  $B_0$ .

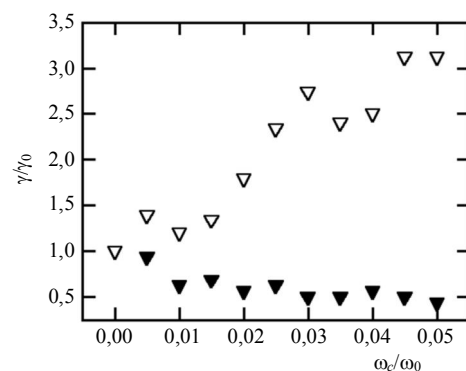


Рис. 1. Зависимость инкремента рамановской неустойчивости от величины внешнего магнитного поля, полученная по результатам численного моделирования:

▼ — рассеяние вперед, ▽ — обратное рассеяние;  
 $\gamma_0$  — инкремент в изотропной плазме;  $\varepsilon = 0,2$ ;  $q_p = 0,4$

На рис. 2 приведены спектры продольного поля для рассеяния вперед и обратного рассеяния для  $q_c = 0,1$ ,  $\varepsilon = 0,2$ ,  $q_p = 0,4$ . При таких параметрах продольное поле лазерной волны становится срав-

нимым с полем верхнегибридной волны (рис. 2, а), что приводит к уменьшению инкремента. Спектр продольного поля для обратного рассеяния (рис. 2, б) соответствует стохастическому нагреву электронов плазмы на нелинейной стадии развития неустойчивости. Такой процесс для рамановского рассеяния в изотропной плазме недавно подробно исследовался в работе [11]. В этом случае имеет место попарное слияние структур с захваченными частицами (фазовых дыр) и развитие неустойчивых каскадных процессов. На рис. 3 изображена электронная плоскость  $z, P_x$  после полного проникновения лазерного импульса в магнитоактивную плазму. Координата  $z$  выражена в единицах  $k_0^{-1}$ , время — в единицах  $\omega_0^{-1}$ , релятивистский импульс  $P_x$  — в единицах  $m_e c$ . Граница плазмы находится в точке  $z_b = 800$ . Область стохастического нагрева, вызванного нелинейной стадией обратного рассеяния, расположена вблизи границы плазмы в области размером  $\Delta z \approx 200$ . Видна корреляция распределения по импульсам с распределением поля рассеянной электромагнитной волны. Рассеяние вперед происходит в средней части интервала моделирования. Видно, что оно в значительной степени подавлено продольным полем лазерной волны. Можно также видеть, что в головной части импульса происходят только колебания электронов в поле лазерной волны. Рамановская неустойчивость не успевает развиваться в этой области.

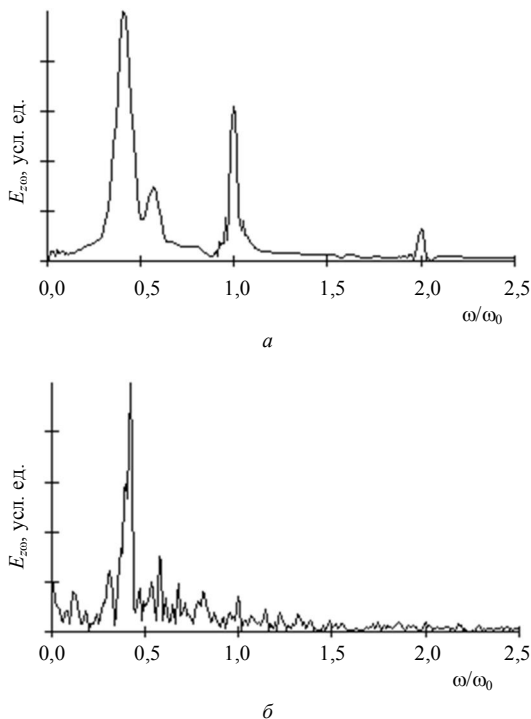


Рис. 2. Спектры продольного поля при рамановском рассеянии в поперечном магнитном поле: а — рассеяние вперед; б — обратное рассеяние;  $\varepsilon = 0,2, q_p = 0,4, q_c = 0,1$

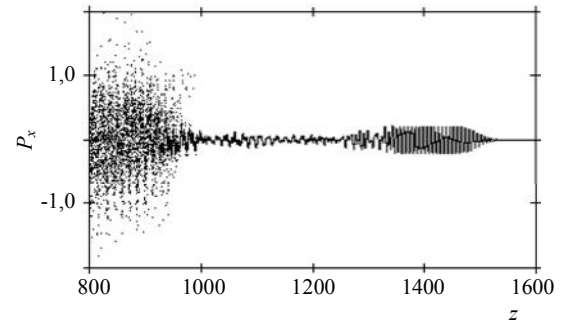


Рис. 3. Плоскость  $z, P_x$  для электронов плазмы в момент времени  $t = 800$  при тех же параметрах, что на рис. 2. Координата  $z$  выражена в единицах  $k_0^{-1}$ , время — в единицах  $\omega_0^{-1}$ , релятивистский импульс  $P_x$  — в единицах  $m_e c$

Численные эксперименты показали, что существует некоторое критическое значение внешнего магнитного поля  $B_{cr}$ , начиная с которого стохастический нагрев резко возрастает. На рис. 4 приведена зависимость средней энергии электронов  $\bar{W}_e$  от  $q_c = \omega_c / \omega_0$  после прохождения лазерным импульсом в плазме расстояния, равного его начальной длине в вакууме. Для данных значений параметров  $\varepsilon$  и  $q_p$  критическому значению соответствует  $q_c \approx 0,1$ , т. е.  $B_{cr} \approx 10$  МГс.

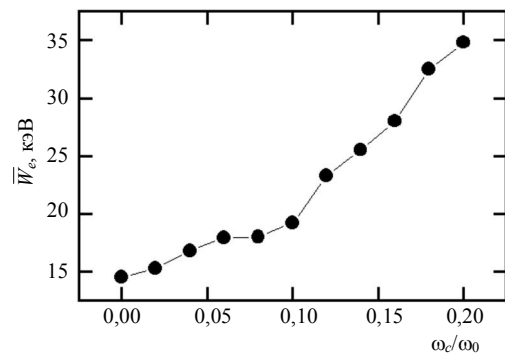


Рис. 4. Зависимость средней энергии электронов от величины магнитного поля после прохождения лазерным импульсом расстояния в плазме, равного его начальной длине в вакууме:  $\varepsilon = 0,2, q_p = 0,4$

### Заключение

Показано, что на линейной стадии развития рамановской неустойчивости наличие внешнего магнитного поля приводит к уменьшению инкремента для рассеяния вперед и к росту инкремента для обратного рассеяния. На нелинейной стадии обратного рамановского рассеяния в магнитоактивной плазме имеет место стохастический нагрев электронов. При некотором критическом значении магнитного поля происходит резкое возрастание стохастического нагрева. Для лазерного излучения с  $\lambda_0 = 1$  мкм с интенсивностью  $10^{16} - 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> рассчитанное значение  $B_{cr} \approx 10$  МГс.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России", а также частично поддержана грантом РФФИ № 10-02-01302.

#### Литература

1. Беляев В. С., Крайнов В. П., Лисица В. С., Матафонов А. П. // УФН. 2008. Т. 178. С. 823.
2. Krasovitskiy V. B., Dorofeenko V. G., Sotnikov V. I., Bauer B. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 724.
3. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. — М.: Наука, 1973.
4. Красовицкий В. Б., Дорофеев В. Г., Туриков В. А., Сотников В. И. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 26.
5. Krasovitskiy V. B., Turikov V. A., Sotnikov V. I. // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 092108-1-10.
6. Красовицкий В. Б., Туриков В. А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 1085.
7. Grebogi C., Liu C. S. // J. Plasma Phys. 1980. V. 23. P. 147.
8. Barr H. C., Boyd J. M., Gardner L. R., Rankin R. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 2730.
9. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987.
10. Kruer W. I. The Physics of Laser Plasma Interactions. Addison — Wesley Publ. Comp. N. Y., 1988.
11. Chizzo A., Del Sarto D., Reveille T. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 046404.

## Raman scattering of the laser radiation in magnetized plasma

V. B. Krasovitskiy

Keldysh Institute of Applied Mathematics, Russian Academy of Sciences,  
4 Miusskaya sq., Moscow, 125047, Russia  
E-mail: krasovit@mail.ru

V. A. Turikov

Russian University of People's Friendship,  
6 Mikluho-Maklay str., Moscow, 117198, Russia  
E-mail: vturikov@yandex.ru

*The numerical simulation of Raman scattering for the laser radiation propagating across the external magnetic field is made. It is shown that at the linear stage of Raman instability the magnetic field reduces the forward scattering increment and increases the backward scattering increment. The stochastic heating of electrons in the backward scattering region is enhanced with increasing the magnetic field.*

PACS: 52.38.Bv

*Keywords:* laser radiation, Raman scattering, underdense plasma, stochastic heating of electrons.

Bibliography — 11 references.

Received June 20, 2011