

РАЗВИТИЕ ФИЛАМЕНТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА СО СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМОЙ

Н.В. Ёлкина, В.Д. Левченко

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия, elkina@Keldysh.ru

В рамках кинетического моделирования взаимодействия лазерного импульса со сверхкритической плазмой исследуются процессы развития филаментационной неустойчивости, связанной с анизотропией функции распределения по импульсам пучка быстрых электронов, ускоренных лазерным импульсом с поверхности вглубь мишени. Обсуждается возможный сценарий развития филаментационной неустойчивости, предложенный с учетом особенностей взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Особое внимание уделено особенностям поведения плазменных ионов на поздних стадиях взаимодействия.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пристальное внимание к проблеме развития филаментационной неустойчивости (неустойчивости Вейбеля) [1,2] при взаимодействии мощного лазерного излучения со сверхкритической мишенью связано с решением проблемы лазерного термоядерного синтеза в рамках подхода быстрого поджига (Fast Ignition) дейтерий-тритиевой мишени [3]. В этих условиях филаментационная неустойчивость развивается при прохождении пучка быстрых электронов, ускоренных мощным лазерным импульсом, сквозь плазму мишени. Электронный пучок переносит энергию лазерного излучения к центру мишени для осуществления термоядерного поджига. Как показывают исследования, филаментационная неустойчивость препятствует переносу быстрыми электронами энергии, достаточной для поджига центральной части мишени [4].

Энергия электронов, ускоренных с поверхности мишени лазерным импульсом, в процессе развития филаментационной неустойчивости переходит в энергию магнитного поля потоковых филаментов, а также в энергию теплового движения плазмы. Филаментационная неустойчивость имеет существенно кинетическую природу и связана с анизотропией функции распределения по импульсам [1,2]. Анизотропия функции распределения в данном случае связана с прохождением сквозь плазму мишени пучка электронов, ускоренных в продольном направлении ($u_b \parallel z \parallel k_z$) u_b -- скорость электронов в пучке, k_z -- волновой вектор лазерного импульса). Насыщение филаментационной неустойчивости происходит вследствие изотропизации функции распределения при взаимодействии пучковых филаментов.

В работе с помощью кинетического моделирования исследуются процессы возникновения и развития филаментационной неустойчивости. Основное внимание уделяется поведению филаментов на вре-

менах, сравнимых и больших длительности лазерного импульса.

Показано, что филаментационная структура магнитного поля сохраняется и после того, как импульс закончился. На таких временах основную роль в происходящих процессах играют ионы.

Численное моделирование взаимодействия лазерного излучения с плазмой было проведено с помощью релятивистского кинетического параллельного кода SUR/MP [5]. Использование асинхронного метода локальной-пространственно-временной декомпозиции LSTD [6] позволило провести расчеты для актуальных параметров взаимодействия лазерного излучения с плазмой.

2. РАЗВИТИЕ ФИЛАМЕНТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

На величину тока, переносимого пучком заряженных частиц через вакуум существует естественное ограничение, именуемое альфеновским пределом I_A [7]. Ее значение составляет $I_A = \beta \gamma m c^3 / e$, где $\beta = u_b / c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ -- релятивистские факторы, а u_b -- скорость частиц, составляющих пучок [7]. Для электронов значение составляет $I_A = 340$ кА, что в десятки раз меньше, чем необходимо для достаточного разогрева термоядерной мишени. Когда ток в пучке равен значению I_A , энергия магнитного поля, окружающего пучок, равна кинетической энергии, переносимой пучком. Однако, в плазме при распространении пучка этот предел существенно снижен, что связано с нейтрализацией заряда и тока электронного пучка при распространении сквозь плазму. Плазме возникает обратный ток, в большой степени компенсирующий ток пучка. Рассмотрим сценарий возникновения филаментационной неустойчивости во взаимодействии лазерного импульса со сверхкритической плазмой.

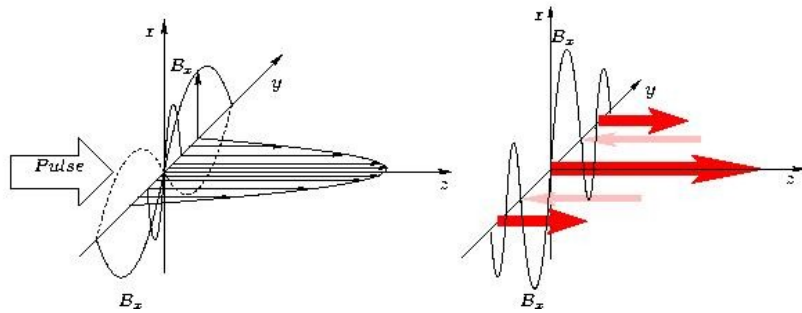


Рис.1: Схема развития филаментационной неустойчивости при взаимодействии s-поляризованного релятивистски сильного лазерного импульса импульса со сверхкритической плазмой

При интенсивностях $I > 10^{18}$ Вт/см² роль столкновений не очень существенна и поэтому поглощение энергии лазерного излучения в мишени происходит посредством коллективных механизмов [8].

На начальных стадиях взаимодействия, когда ток пучка еще довольно слабый и практически полностью компенсируется обратным плазменным током. Таким образом, на начальных стадиях взаимодействия система "электронный пучок--компенсирующий плазменный ток" представляет собой нейтральный токовый слой [9], суммарное магнитное поле которого близко к нулю, как это представлено на рис.1, а. На этом рисунке схематически показано распределение скорости электронов пучке. Магнитное поле пучка показано сплошной линией, а магнитное поле плазменного тока -- пунктирной.

При увеличении энергии, падающей на поверхность мишени, энергия электронов, инжектируемых в плазму возрастает и обратный плазменный ток перестает полностью компенсировать ток ускоренных электронов.

В это же время в приповерхностной области начинают появляться электроны, энергия которых в несколько раз превосходит осцилляторную энергию, приобретаемой электроном при движении в поле лазерной волны. Это связано с нелинейными процессами возбуждения плазменных волн и развитием модуляционной неустойчивости [10,11].

По мере развития взаимодействия, ток пучка усиливается, и теперь уже фоновый плазменный ток не может полностью скомпенсировать пучок. Это приводит к возникновению квазистатического магнитного поля, связанного с электронным пучком. Сгенерированное магнитное поле начинает сепарировать частицы, движущиеся в противоположных направлениях. Вследствие наличия у лазерного импульса огибающей, энергия электронов в пучке достигает максимума на оси, это приводит к более интенсивному вытеснению электронов фонового тока из центральной части пучка. Возникает локальное магнитное поле, генерируемое центральной частью пучка, как это показано на рис.1, а.

Локальное магнитное поле изолирует выделившийся филамент электронного пучка, что приводит к более активному вытеснению электронов обратного плазменного тока из образующегося пучкового

филамента, что опять же приводит к усилению магнитного поля выделяющегося филамента.

Описанные процессы показаны на рис.1, а. Вслед за центральным, выделяются остальные пучковые филаменты, изолированные собственным магнитным полем. Между пучковыми филаментами располагаются филаменты обратного плазменного тока. Эта картина иллюстрируется схемой 1, б, а также рис.2, где представлены распределения продольной компоненты обратного импульса и энергии электронов.

Развитие филаментационной неустойчивости приводит к усилению мелкомасштабного филаментационного магнитного поля сгенерированного филаментами.

Магнитное поле филамента может усиливаться до тех пор, пока величина ларморовского радиуса электрона, движущегося в локальном магнитном поле, не станет равной поперечному размеру филамента. Оценим максимальное значение магнитного поля, которое оно достигает в процессе развития филаментации. Ларморовский радиус электрона $\rho_L = u_{\perp B} / \omega_c \approx (\gamma_{\perp B}^2 - 1)^{1/2} mc^2 / eB$, где $u_{\perp B}$ и $\gamma_{\perp B}$ поперечные скорость и лоренц-фактор частицы в локальном магнитном поле B , ω_c -- циклотронная частота. Предполагая, что при насыщении филаментационной неустойчивости распределение частиц по импульсам будет изотропно ($\gamma_{\perp B} \sim \gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$), можно оценить энергию филаментационного магнитного поля[12]:

$$\frac{B^2 / 8\pi}{mc^2 n(\gamma - 1)} \sim \frac{\gamma + 1}{2\sqrt{2}\gamma}$$

В случае сильно релятивистского пучка, когда $\gamma \gg 1$, энергия магнитного поля сравнима с кинетической энергией электронов пучкового филамента.

На поздних стадиях в процессах филаментации становится существенным поведение ионов. Для иллюстрации динамики ионов приведены результаты двумерного численного эксперимента, моделирующего взаимодействие мощного импульса неодимового лазера ($\lambda = 1.06 \mu m$) интенсивностью $I = 1.1 \cdot 10^{19}$ Вт/см²

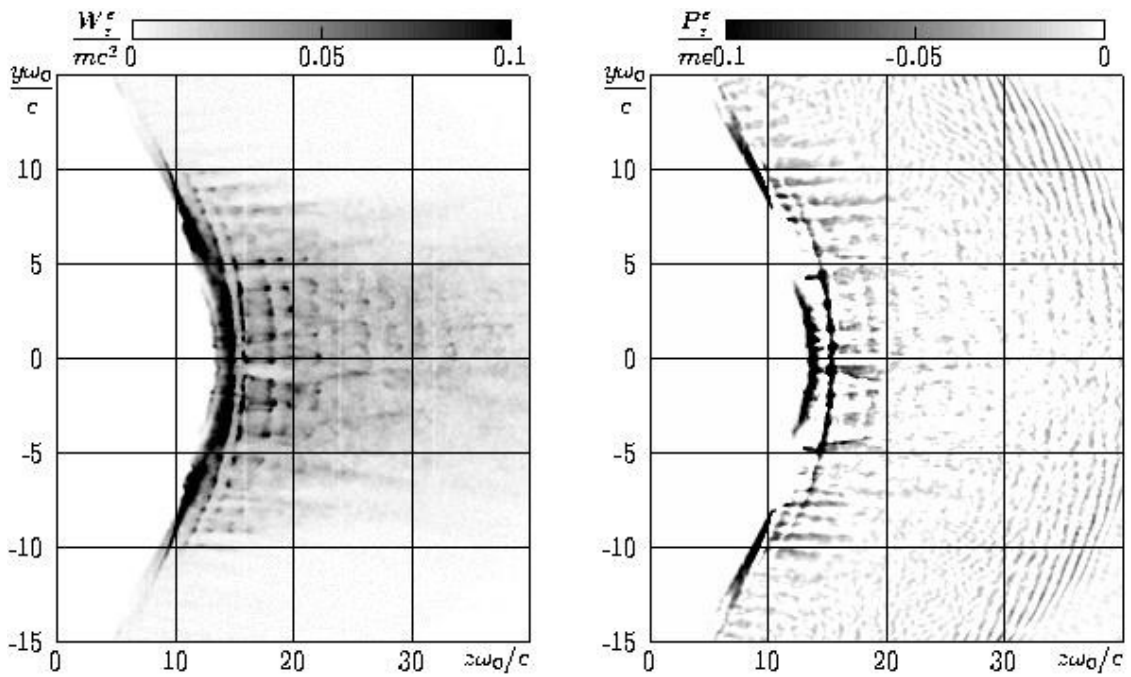


Рис.2: а) Продольная составляющая энергии электронов W_z^e , б) отрицательный продольный импульс электронов, $t\omega_0 = 190$, $N_e = 8n_{cr}$, s -поляризация

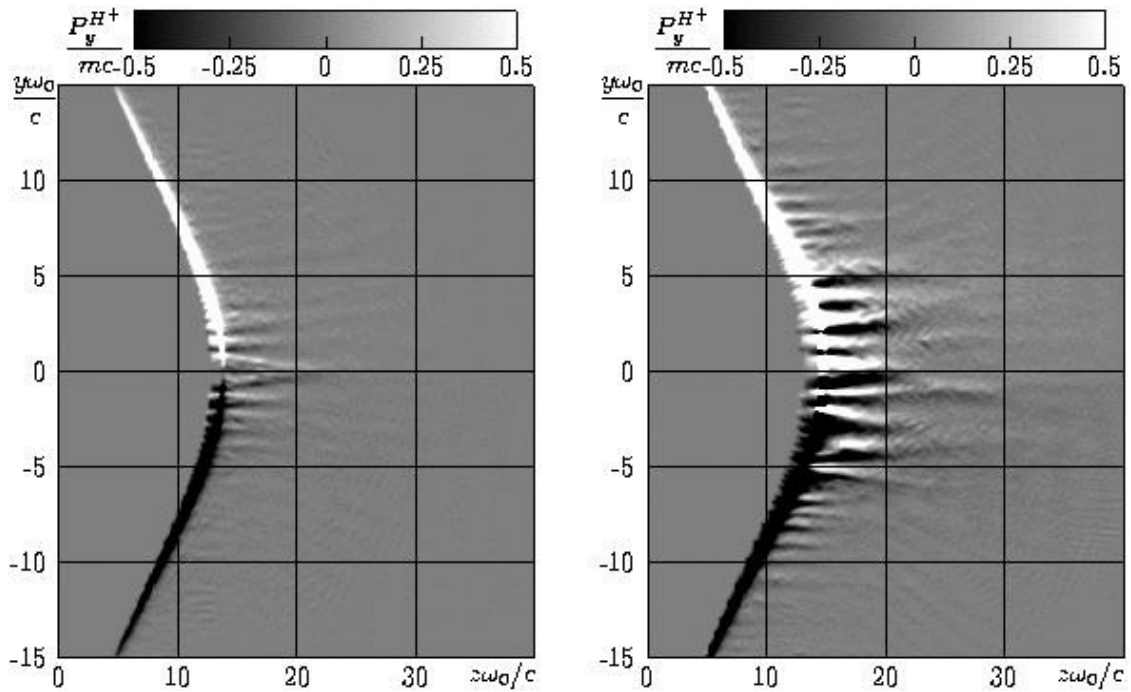


Рис.3: а) Поперечная составляющая импульса ионов водорода P_y^{H+} $t\omega_0 = 150, 190$, $N_e = 8n_{cr}$, s -поляризация. Ионы выталкиваются в поперечном направлении.

(безразмерная амплитуда для такого импульса -- $a = eE / c\omega_0 m = 3$, ω_0 -- лазерная частота) сверхкритической полиэтиленовой (CH_2) плазмой $CH_2 \rightarrow C^{6+} + 6H^+ + 12e^-$, с параметрами: $N_e^- = 8n_{cr}$, $N_{H^+} = 2n_{cr}$, $N_{C^{6+}} = 1n_{cr}$.

3. ДИНАМИКА ИОНОВ

При прохождении пучка ускоренных лазерным импульсом электронов сквозь мишень в плазме об-

разуется избыточный положительный заряд. Механизм его образования состоит в следующем: электроны, ускоренные лазерным импульсом с поверхности, а также быстрые электроны, сгенерированные в приповерхностной области мишени, образуют ток, проникающий в плазму. Как известно, ток в плазме экранируется током плазменных частиц [13]. Однако, из-за неполного экранирования, в плазме генерируется магнитное поле, связанное с пучком ускоренных электронов.

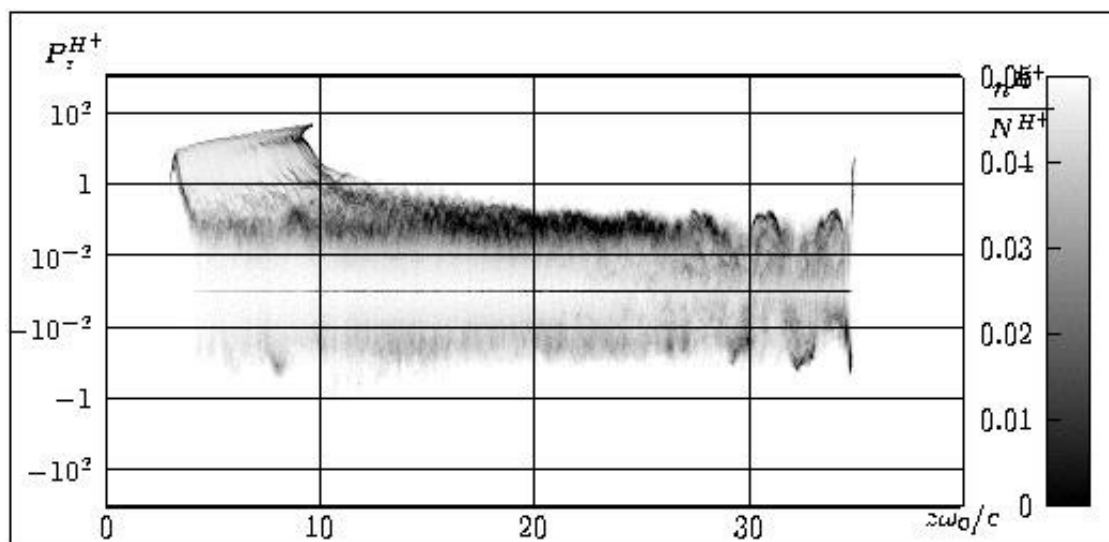


Рис.4: Распределение ионов водорода по импульсам P_{H^+} вдоль оси z $t\omega_0 = 190$, $N_e = 8n_{cr}$, s -поляризация

Это поле начинает разделять заряды, что приводит к развитию филаментации. Плазменный ток состоит из большого, по сравнению с прямым пучком количества более медленных плазменных электронов, которые вытесняются из области, где проходит прямой пучок. При развитии филаментации из пучковых филаментов медленные плазменные электроны вытесняются быстрее. Таким образом области прохождения филаментированного соответствует область пониженной электронной плотности с минимумами в местах, где расположены филаменты. При этом наблюдается образование избыточного положительного заряда, что приводит к активному вовлечению ионов в участия в дальнейших процессах, наблюдаемых в плазме. Под действием электростатической силы избыточного положительного заряда ионы начинают вытесняться из области, где проходил электронный пучок. Вытеснение в основном происходит в поперечном направлении из всей области, занимаемой филаментированным потоком. При этом из мест, где непосредственно расположены филаменты вытеснение ионов происходит интенсивнее, как это видно на рис.3, где приведено распределение поперечного импульса ионов водорода в различные моменты времени.

Как показывают результаты численных экспериментов, сильные магнитные поля остаются в плазме после того, как интенсивность падающего излучения ослабевает и даже после прохождения лазерного импульса. Энергия, заключенная в квазистатическом магнитном поле имеет значительную величину, сравнимую с кинетической энергией пучка ускоренных электронов. Отсюда можно предположить, что после прохождения лазерного импульса в плазме реализуется некоторый механизм, который поддерживает магнитное поле и постепенно приводит к уменьшению его энергии путем преобразования в кинетическую энергию плазменных частиц. Предполагается, что значительный вклад в процессы конверсии энергии магнитного поля в кинетическую энергию связан с поведением ионов.

Как показывают результаты моделирования на поздних стадиях взаимодействия ионов, летящих в положительном направлении оси z , больше, чем летящих в обратном направлении, как это видно на рис.4, где приведено распределение ионов водорода по импульсам вдоль оси z . Также на рис.4 видно, что наибольший продольный импульс ионы приобретают на поверхностях мишени, причем на обратной стороне импульс у ионов наибольший. Предполагается, что ускорение ионов в настольных лазер-плазменных ускорителях будет основан на этом явлении [9].

Таким образом, ток, возбуждаемый этими ионами, соответствует магнитному полю, которое связано с обратными филаментами плазменного компенсирующего тока. Это означает, что на поздних стадиях сильное магнитное может в какой-то мере поддерживаться ионным током. Предположительно, прямой ток ионов сосредоточен на месте филаментов плазменного тока. На месте потоковых филаментов электронного пучка образуются плазменные каналы.

4.3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе с помощью методов кинетического моделирования, исследуется динамика филаментационной неустойчивости при взаимодействии мощного лазерного импульса со сверхкритической плазмой. Обсуждается сценарий развития филаментационной неустойчивости, учитывающий особенности лазер-плазменного взаимодействия.

Отмечена роль поведения ионов на поздних, по сравнению с длительностью лазерного импульса, стадиях. Показано, что ионы вытесняются под действием электростатической силы из области прохождения электронного пучка и особенно из мест, где были расположены пучковые филаменты. Процессы вытеснения ионов приводят к образованию плазменных каналов при больших по сравнению с длительностью импульса временах.

Кроме того, отмечено явление преимущественного ускорения ионов в положительном направлении

вдоль оси $z \parallel k_z$. Предположительно, этот факт связан с механизмом поддержания филаментационного магнитного поля после прохождения электронного пучка.

Результаты имеют значения для исследования возможности осуществления лазерного термоядерного синтеза в концепции быстрого поджига и разработки настольных лазер-плазменных ускорителей ионов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 02-01-01004.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Weibel // *Phys. Rev. Lett.* 1959, v.2.
2. P.N. Yoon, R.C. Davidson // *Phys. Rev. A.* 1987, v.35, p.2718.
3. M. Tabak // *Phys. Of. Plasmas.* 1994, v.1, p.1626.
4. J. Meyer-ter-Vehn. Fast ignition of ICF targets: an overview // *Plasma Phys. and Controlled Fusion.* 2001, v.43.
5. N.V. Elkina, V.D. Levchenko. The parallel relativistic PIC code for laser-plasma interaction modelling // *Abstracts of ULIA Euroconferences-2. Pisa, Italy: IFAM-CNR, September 29- October 3, 2000.*
6. Н.В. Ёлкина, В.Д. Левченко. Метод локальной протранственно-временной декомпозиции для распараллеливания задач физики плазмы // *Труды Всероссийской конференции по высокопроизводительным вычислениям и их приложениям.* 2000.
7. А.С. Кингсепп. *Введение в нелинейную физику плазмы.* М.: МФТИ, 1996.
8. P. Mulser, S. Bauer, S. Hain, H. Ruhl, F. Cornotti. Present understanding of superintense laser-solid interaction // *Laser Phys.* 2000, v.1, N 1.
9. A. Pukhov. Strong field of laser radiation // *Reports in Progress in Phys.* 2002, v..66, N.2002.
10. Ю.С. Сигов *Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы.* Избранные Труды / Сост. Г.И. Змиевская, В.Д. Левченко. М.: Физматлит, 2000.
11. В.Б. Розанов, С.А. Шумский. *Простые модели генерации быстрых электронов в лазерной плазме* // Сборник научных трудов М.: Наука, 1986.
12. M.V. Medvedev, A. Loeb // *APJ, submitted (astro-ph/9904363).*
13. Б.А. Трубников. *Теория плазмы.* М.: Наука, 1986.