

МОДЕЛИРОВАНИЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДЖЕТОВ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ЛАЗЕРНОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЫ

© 2024 г. В. С. Беляев¹, В. П. Крайнов^{2,*}, А. П. Матафонов¹

¹АО «Центральный научно-исследовательский институт машиностроения», Королев, Россия

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

*E-mail: vpkrainov@asc.rssi.ru

Поступила в редакцию 27.12.2023 г.

После доработки 11.03.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

Дан краткий обзор результатов экспериментального моделирования космических джетов в сверхсильных магнитных полях лазерной релятивистской плазмы. Отмечается, что развитие циклотронной неустойчивости с генерацией циклотронного излучения играет ключевую роль в ряде процессов в плазме с магнитным полем: самолокализации плазмы в виде солитонов, преобразовании вращательного движения плазмы в поступательное, циклотронном ускорении заряженных частиц, разделении (стратификации) плазменной струи на отдельные плазменные образования.

Ключевые слова: лабораторная астрофизика, астрофизические джеты, лабораторное моделирование, лазерная установка

DOI: 10.31857/S0004629924040022 **EDN:** KGBUSG

1. ВВЕДЕНИЕ

Лабораторная астрофизика является одним из актуальных и быстро развивающихся направлений научных исследований. Созданная в АО «ЦНИИ-маш» лазерная установка стала экспериментальной основой работ в институте по лабораторной астрофизике. Эксперименты проводились с 10-и тераваттным уровнем мощности при следующих параметрах лазерного импульса: энергия до 15 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.0 пикосекунды, контраст лазерного излучения порядка 10^8 . Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивала концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 10 мкм и пиковую интенсивность излучения порядка 5×10^{18} Вт/см². При воздействии такого мультитераваттного лазерного излучения на вещество возникает плазма с уникальными параметрами — температурой ионов порядка миллиарда кельвинов, энергией протонов уровня мегаэлектронвольт (10^6 эВ), магнитным полем более ста мегагаусс (10^8 Гс) и соответствующим давлением порядка сотен миллионов атмосфер.

Общий вид пикосекундной лазерной установки представлен на рис. 1.

Схема проведения экспериментов представлена на рис. 2.

Одним из направлений работ, проведенных на установке, является динамика мощных потоков плазмы в магнитных полях. Интерес к проблемам динамики мощных потоков плазмы в магнитных полях обусловлен рядом актуальных связанных с ней проблем фундаментальной и прикладной физики. Среди таких проблем: природа образования, процесс трансформации энергии, механизм устойчивости астрофизических джетов; генерация мощных потоков плазмы как основы принципиально новых высокоэффективных технологий, в том числе



Рис. 1. Общий вид лазерной установки.

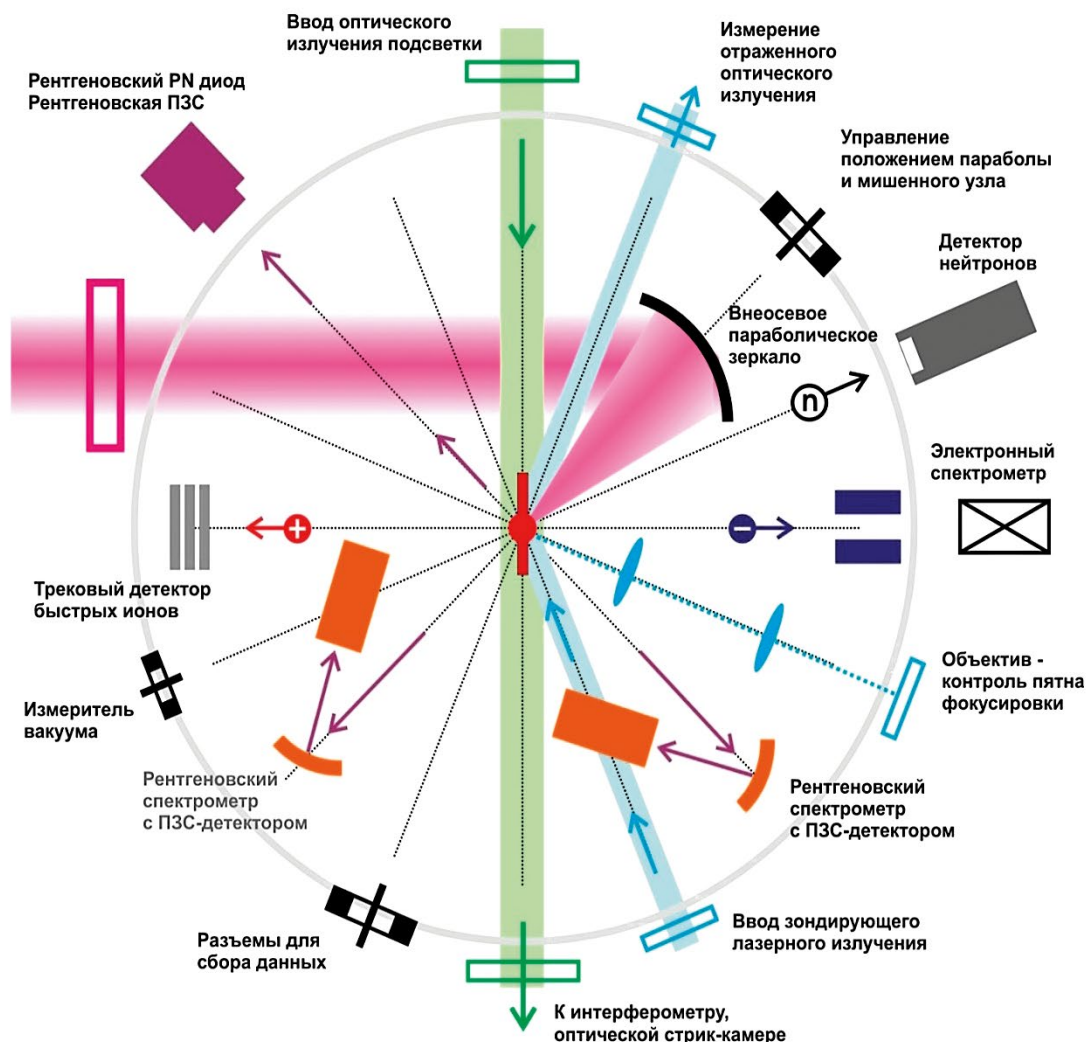


Рис. 2. Схема проведения экспериментов, вакуумной камеры, измерительной аппаратуры и лазерного пучка [1].

ракетных двигательных; перспективность применения замагниченных плазменных структур в качестве драйвера ядерных реакций синтеза. Все эти проблемы объединены большой, часто определяющей, ключевой ролью магнитного поля в плазменных процессах, сильно различающихся по пространственным и временным масштабам.

Физическое моделирование динамических процессов генерации и трансформации мощных потоков плазмы в магнитных полях успешно осуществляется в лабораторных условиях на физических установках, среди которых выделяются высокоинтенсивные лазеры и установки типа «плазменный фокус». Моделирование астрофизических джетов является одним из основных направлений работ, проводимых на этих установках [2]. Моделирование такого сложного многогранного явления, как астрофизический джет, возможно путем поэтапного рас-

смотрения процессов их образования, структурирования, ускорения, трансформации энергии, устойчивого распространения на большие расстояния. Проблема «центральной машины», т. е. источника энергии джетов, при этом не затрагивается.

Работа является продолжением недавно опубликованных работ [1, 3], в которых представлены экспериментальные и теоретические результаты моделирования астрофизических джетов на лазерной установке. В работе [1] исследовалась структура поперечного сечения, расходимость и энергия пучков протонов, возникающих с тыльной стороны тонкой мишени из меди, облучаемой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка 5.7×10^{18} Вт/см². При энергии протонов 2.9 МэВ зарегистрирована предельно узкая расходимость протонного пучка, равная 0.05° . Для теоретического объяснения полученных экспериментальных данных

использована модель пересоединения магнитных силовых линий Свита-Паркера. Отмечается ключевая роль в магнитном пересоединении процесса аномальной диффузии Бома — диффузии плазмы поперек магнитных силовых линий. Малая величина времени пересоединения ($\tau = 2 \times 10^{-10}$ с) обусловлена большим значением коэффициента диффузии Бома. С учетом этого процесс пересоединения Свита-Паркера уже нельзя считать медленным. Тем не менее время пересоединения силовых линий велико по сравнению с длительностью лазерного импульса, так что все эффекты протекают уже после его завершения. Полученное значение скорости истечения, равное альфвеновской скорости втекания плазмы в узкий токовый (диффузионный) слой, в котором происходит процесс перезамыкания магнитных линий, хорошо согласуется с экспериментальным значением скорости протонов с энергией 2.9 МэВ.

Использование методов магнитного пересоединения позволяет с хорошей точностью оценить энергию ускоренных в процессе пересоединения заряженных частиц, однако эта теория не дает информации о трехмерной пространственной структуре плазменных образований и магнитных полей, генерируемых в области пересоединения.

Пространственная структура плазменных потоков в магнитных полях лазерной плазмы исследовалась в работе [3]. Рассмотрено образование равновесных плазменных образований в тонкой токовой струе, возникающей в результате магнитного пересоединения в условиях эксперимента работы [1]. Равновесным плазменным образованиям отвечает бессиловое магнитное поле и решение задачи сводится к решению уравнения Грэда-Шафранова [4, 5], которое описывает тороидальные плазменные структуры с винтовым магнитным полем. Экспериментально наблюдаемая [1] в сечении плазменного потока кольцевая структура соответствует тороидальной равновесной плазменной конфигурации, которая возникает в сильных магнитных полях лазерной плазмы. Численные расчеты в условиях эксперимента на установке показали, что при определенных значениях полоидального магнитного поля возможно возникновение кольцевых структур [2].

Полученные в работе [3] трехмерные изображения этих конфигураций при разных значениях параметра A , характеризующего магнитный поток через площадь, перпендикулярную к оси тороидальной конфигурации, показаны на рис. 3.

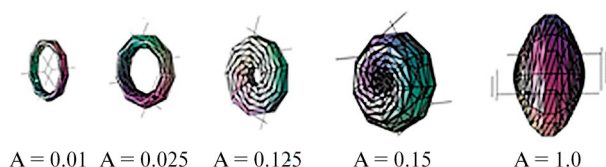


Рис. 3. Тороидальные равновесные плазменные конфигурации при разных значениях магнитного потока, проходящего через сечение тора [3].

Взаимодействие таких плазменных структур космических джетов с межзвездным газом может приводить к образованию объектов Хербига-Аро. Современное состояние исследований этих астрофизических объектов представлено в обзорной работе [6].

Лазерная плазма, инициируемая одиночным лазерным импульсом, генерирует одиночную тороидальную равновесную плазменную структуру (в работе [8] она была классифицирована как альфвеновский солитон). Термин альфвеновский солитон был впервые введен в работе [9]; он был использован при описании плазменных структур в виде тороидальных солитонов, бегущих вдоль магнитного поля со скоростью Альфвена [10].

В работе [8] предположено, что в случае наличия мощного постоянного источника энергии, в условиях сильного магнитного поля может реализоваться автоколебательный режим, приводящий к последовательности таких солитонов, следующих друг за другом. Это предположение требует обоснования на основе физического механизма возникновения такого режима космического джета. Возможный механизм такой стратификации предложен ниже в настоящей статье.

В работе [3] предложена модель астрофизических токовых струй (джетов), состоящих из дискретной последовательности тороидальных равновесных плазменных структур. Устойчивостью таких равновесных плазменных структур, их солитонным характером, может быть объяснена устойчивость космических джетов и распространение их с малой расходимостью на большие астрономические расстояния.

Автоколебаниями являются вынужденные незатухающие колебания в реальных системах, период и амплитуда которых не зависят от характера внешнего воздействия, а определяются свойствами самой автоколебательной системы. Подтверждением генерации релятивистских токовых струй в режиме автоколебаний может быть снятая с высоким разрешением дискретная структура токовой струи космического джета [11].

Частным случаем режима автоколебаний в гидродинамике является течение Куэтта — устойчивое

состояние с последовательностью осесимметричных тороидальных вихрей, известных как вихри Тейлора [12]. Далее в настоящей статье на основе течения Куэтта будет рассмотрено образование дискретной структуры (стратификация) токовой струи космического джета.

2. АЛЬФВЕНОВСКАЯ ЦИКЛОТРОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ КОСМИЧЕСКОГО ДЖЕТА

Вращение космических джетов является их неотъемлемой физической характеристикой, играющей важную роль в процессах образования, трансформации, устойчивости джетов. Развитие наблюдательной астрофизики с высоким пространственным разрешением с использованием наземных средств радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ), а также космических телескопов позволило достоверно обнаружить вращение как релятивистских, так и нерелятивистских космических джетов. Вращение струи галактики M 87 экспериментально наблюдалось в работе [13] на базе результатов, полученных с помощью комплекса телескопов ALMA (Atacama Large Millimeter Array), самого большого на Земле. Результаты прямого наблюдения вращения струйных выбросов молодых звезд с использованием телескопа «Хаббл» представлено в работе [14].

Анизотропность распределений частиц по скоростям, как следствие вращения, может приводить к самопроизвольному возбуждению различных колебаний плазмы — кинетическим неустойчивостям. К кинетическим неустойчивостям в замагниченной плазме с анизотропным распределением частиц по скоростям относится неустойчивость с развитием на циклотронной частоте ионов (электронов) — так называемая циклотронная неустойчивость, приводящая к генерации электромагнитных волн, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля [15].

При этом особую важность в случае непрерывного течения, например, джета, приобретает рассмотрение процесса передачи вдоль поля крутящего момента. В результате этого процесса образуется вихревое циклотронное вращение ионов в образованном полоидальном поле. Этот процесс образования аксиального компонента магнитного поля и циклотронного вращения в нем ионов носит характер развития кинетической неустойчивости, известной как альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость (АИЦН) [16].

Физический смысл альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости состоит в том, что начальная анизотропия частиц по скоростям приводит к возникновению токов, усиливающих аксиальную составляющую магнитного поля. Таким образом, начальная анизотропия является причиной возникновения положительной обратной связи в плазме и ведет к развитию неустойчивости. Такой начальной анизотропией в случае космических струй — джетов может служить вращательная составляющая скорости струи в основании джета.

Альфвеновская циклотронная неустойчивость, возникающая при анизотропном распределении частиц по скоростям в плазме, имеет много общего в процессах генерации и усиления магнитного поля с неустойчивостью Вайбеля. Развитием неустойчивости Вайбеля, в частности, объясняется генерация сильного магнитного поля в скин-слое при лазерном воздействии на поверхность твердой мишени [17, 18]. Неустойчивость Вайбеля возникает в отсутствие магнитного поля в плазме с анизотропным распределением частиц. Такая анизотропия возникает в процессе ионизации атомов и атомарных ионов сверхсильным лазерным полем. Большинство электронов вылетает вдоль направления вектора напряженности электрического поля линейно поляризованной лазерной волны.

Обоснование тождественности механизмов плазменных неустойчивостей Вайбеля и альфвеновской циклотронной проведено в работе [19]. Показано, что анизотропное распределение частиц по скоростям в плазме, находящейся в магнитном поле, в системе отсчета, вращающейся вместе с частицами, например, ионами, приводит к неустойчивости Вайбеля. Рассмотрение этой неустойчивости Вайбеля в неподвижной системе отсчета приводит к альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость — это вайбелевская, filamentation неустойчивость, происходящая во вращающейся системе отсчета [19]. Неустойчивость Вайбеля является частным случаем альфвеновской ионной циклотронной неустойчивости в пределе нулевого внешнего магнитного поля.

Развитие циклотронной неустойчивости с генерацией циклотронного излучения играет ключевую роль в ряде процессов в плазме с магнитным полем.

Способность циклотронных волн к самолокализации в виде солитонов с достижением большой плотности волновой энергии отмечалась в работе [20]. Значительная плотность энергии коле-

баний электрического поля в солитоне может приводить к нагреву и аномальному сопротивлению. При этом энергия колебаний солитонного электрического поля посредством циклотронного резонанса переходит в поперечную кинетическую энергию захваченных электронов или ионов. Физическая сущность таких солитонов имеет много общего с конфигурациями обращенного магнитного поля (FRC — field reversed configuration) [21]. Конфигурация с FRC представляет собой тип плазменного устройства, активно изучаемого как средство реализации ядерного синтеза и как средство ускорения плазмы. В FRC плазма имеет форму стабильного тора.

Кроме способности циклотронных волн к самолокализации в виде солитонов, интерес к циклотронной неустойчивости применительно к космическим джетам, как будет показано ниже в настоящей статье, обусловлен ее ключевой ролью в процессах преобразования вращательного движения плазмы в поступательное, циклотронного ускорения заряженных частиц, разделения (стратификации) плазменной струи на отдельные плазменные образования.

3. ЦИКЛОТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ СТРУИ ДЖЕТА В ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ

Описание релятивистских джетов требует учета релятивистских факторов. В связи с этим при построении модели джетов представляет интерес рассмотрение релятивистского движения отдельной заряженной частицы в поле гармонической плоской волны при наличии однородного магнитного поля, параллельного направлению плоской волны. Наличие такого аксиального компонента магнитного поля с циклотронным вращением в нем ионов представляет интерес в связи с резонансом, возникающим при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты.

Рассмотрим общий случай циклотронного вращения релятивистской заряженной частицы в поле электромагнитной волны и случай резонанса при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты вращения частицы.

Движение заряда с учетом релятивизма в поле плоской монохроматической волны при разных поляризациях рассмотрено в работе [22]. Показано, что в поле поляризованной по кругу волны

заряд движется в плоскости поляризации волны по окружности с постоянным по величине импульсом. Покажем, что составляющая скорости частицы, перпендикулярная этой плоскости, т. е. по направлению распространения волны, возникает при рассмотрении релятивистского движения частицы в поле электромагнитной волны.

Релятивистское уравнение механики для частицы массой m имеет вид [22, 23]

$$mc^2 \frac{dU^v}{d\sigma} = F^v, \quad (1)$$

где $U^v = \frac{dx^v}{d\sigma}$ — четырехвектор скорости, $d\sigma$ — интервал в покоящейся системе отсчета:

$$(d\sigma)^2 = c^2 dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right),$$

t — время по часам, покоящимся в этой системе отсчета, F^v — четырехвектор силы.

Отделяя пространственную и временную части уравнения (1) и выражая четырехвектор силы через обычную силу Ньютона в электромагнитном поле, получим уравнения релятивистской механики

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{m_0 \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right\} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right\} = e \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}. \quad (3)$$

Уравнение (2) с учетом соотношения между векторами электрического и магнитного полей плоской волны, распространяющейся в направлении единичного вектора $\mathbf{n}$

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \mathbf{n} \times \mathbf{E}, \quad (4)$$

преобразуется к виду

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{\mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right\} = \frac{e}{m_0} (1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c) \mathbf{E} + \frac{e}{m_0 c} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n}. \quad (5)$$

Умножая обе части этого уравнения на $\mathbf{n}$, получим уравнение

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{n \mathbf{v}}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} \right\} = \frac{e}{m_0 c} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}), \quad (6)$$

которое, совместно с уравнением (3) приводит к соотношению (интегралу (инварианту) движения)

$$\lambda \equiv \frac{1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c}{\sqrt{1 - v^2 / c^2}} = \text{const.} \quad (7)$$

Полученный интеграл движения показывает появление составляющей скорости частицы, перпендикулярной плоскости поляризации электромагнитной волны, т. е. по направлению распространения волны. С ростом абсолютного значения скорости в знаменателе (7) растет величина $\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c$ в числителе, т. е. составляющая скорости частицы по направлению распространения волны. Такое преобразование вращательного движения частицы в поступательное возникает при рассмотрении движения частицы в поле электромагнитной волны и является релятивистским эффектом, проявляющимся при любых скоростях. В работе [24] отмечалось, что преобразование энергии вращения в энергию поступательного движения играет важную роль в процессах выброса потоков плазмы, которые происходят на Солнце.

Задача о плоской произвольно поляризованной электромагнитной волне, распространяющейся в направлении $\mathbf{n}$ при наложении магнитного поля $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{n}$, рассмотрена в работе [26]. Теперь в правую часть уравнения (3) необходимо ввести дополнительный член $\left(\frac{e}{m_0} \right) \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$. Уравнение (6) при этом остается в силе, в нем остается постоянной величина λ . Решение задачи для волны с круговой поляризацией приводит к выводу о росте в условиях резонанса, возникающем при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты, абсолютного значения скорости частицы и стремлении при этом скорости частицы в направлении $\mathbf{n}$ к скорости света. Это стремление скорости частицы в направлении $\mathbf{n}$ к скорости света при росте скорости $\mathbf{v}$ непосредственно следует из уравнения (7), как показано на приводимом на рис. 4 графике $f(\beta)$, где $f = \cos(\mathbf{n}, \mathbf{v})$, $\beta = v/c$. Полагая в соотношении (7) $\lambda = 1$ (при $v = 0$, $\lambda = 1$), получим

$$f(\beta) = \frac{1 - \sqrt{1 - \beta^2}}{\beta}; 0 < \beta < 1. \quad (8)$$

Скалярное произведение $\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c$ равно произведению $\beta \times \cos \alpha$, где α — питч-угол, угол между

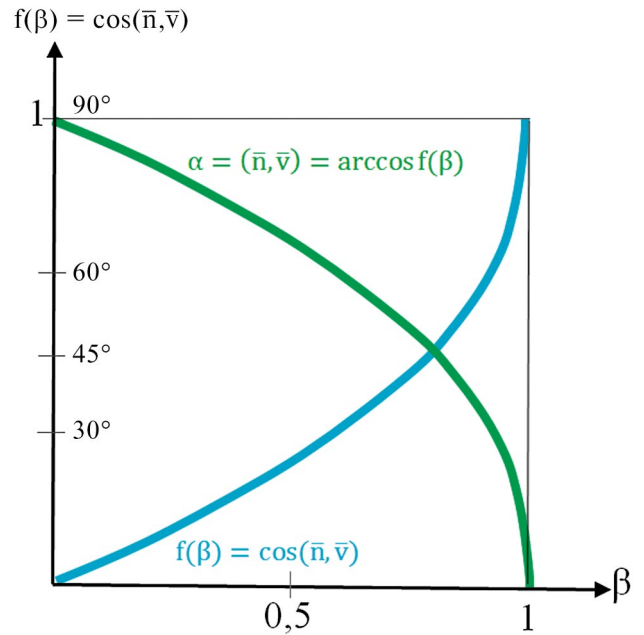


Рис. 4. Зависимость питч-угла и его косинуса от абсолютной скорости частицы.

векторами скорости частицы и магнитного поля, параллельного в данном случае направлению плоской электромагнитной волны. С ростом скорости частицы $\cos \alpha$ как функция скорости $\cos \alpha = f(\beta)$ растет, как показано на рис. 4, а питч-угол уменьшается. Питч-угол в данном случае характеризует близость магнитной конфигурации к бессиловой, при возрастании скорости этот угол стремится к нулю, что соответствует стремлению к бессиловой магнитной конфигурации — совпадению направлений магнитного поля и электрического тока.

Интеграл движения (7) не зависит от массы и заряда частицы, имеет одинаковый вид для ионов и электронов. Движение электронов и ионов в альфвеновской волне происходит одинаково, плазма ведет себя как единая жидкость. Качественно задача о циклотронном вращении в поле электромагнитной волны одинакова для любой заряженной частицы, например, протона и электрона. В частности, результаты исследования циклотронного механизма ускорения электронов в поле лазерной волны в присутствии продольного магнитного поля [26] могут быть использованы для выявления характеристик процесса ускорения протонов в поле электромагнитной волны при их циклотронном вращении в аксиальном магнитном поле. В работе [26] показано, что в циркулярно-поляризованном лазерном поле в присутствии продольного магнитного поля воз-

можен непрерывный эффективный набор энергии резонансными электронами, когда циклотронная частота электрона в квазистационарном магнитном поле становится равной частоте лазерного излучения. Анализ проводился на основе исследования уравнений движения электрона в поле лазерной волны и постоянном магнитном поле, поскольку столкновениями электронов при релятивистских энергиях можно пренебречь. Показано, что релятивистское уравнение движения электрона (1) приводит к интегралу движения, который связывает энергию электрона и его продольный импульс, что позволяет решить уравнение (1) аналитически и получить выражение для скорости вдоль магнитного поля, аналогичное выражению (7). Наличие инвариантов движения частиц в релятивистской и нерелятивистской бесстолкновительной плазме, как отмечалось в работе [27], позволяет аналитически исследовать нелинейные нейтральные токовые локализованные структуры. Можно сказать, что развитие процесса циклотронного ускорения электронов в поле лазерной волны и в присутствии магнитного поля носит характер развития электронно-циклотронной неустойчивости. Аналогичное рассмотрение для ионно-циклотронной неустойчивости предсказывает эффективный непрерывный набор энергии ионов вдоль магнитного поля при их циклотронном вращении.

4. СТРАТИФИКАЦИЯ ТОКОВОЙ СТРУИ КОСМИЧЕСКОГО ДЖЕТА

Наблюдение космических джетов с высоким пространственным разрешением, проводимое космическими и наземными телескопами, показывает, что определенная протяженная область джета представляет собой не сплошной поток вещества, а последовательность отдельных изолированных друг от друга пространственных структур. Так, на фото космического телескопа «Хаббл» молодого объекта HH 24, находящегося в комплексе молекулярных облаков Орион В, запечатлены два узких противоположно направленных джета, создающие на своем пути серию светящихся изолированных структур [28]. Другой объект (протозвезда) HH 212 из созвездия Ориона наблюдался в инфракрасном диапазоне Европейской южной обсерваторией, телескопы которой расположены в северной части Чили. На полученных изображениях джета этого объекта четко различима дискретная структура части его струй [28]. В настоящий момент HH 212 активно поглощает материал из молодого диска аккреции, радиус которого составляет примерно 60 астрономических единиц.

Стратификация струйного течения (джета) с образованием тороидальных тейлоровских вихрей допускает теоретическое представление на базе использования результатов исследований течения Куэтта — движения между вращающимися цилиндрами [12]. Критерий устойчивости такого движения, определяемый частотами вращения цилиндров и их размерами, получен Г. И. Тейлором (G. I. Taylor) в 1923 г. Потеря течением устойчивости (если критерий устойчивости не выполняется) приводит к возникновению другого, тоже стационарного течения. Оно представляет собой тороидальные вихри (их называют тейлоровскими), регулярно расположенные вдоль длины цилиндров [12]. Они заполняют все пространство между цилиндрами, направления их вращения чередуются. Отмечается, что потеря устойчивости периодическим движением, сопровождающаяся образованием двумерного тора, типична для гидродинамики [12]. При анализе устойчивости потока в рассматриваемой системе между цилиндрами Тейлор получил число, которое позже было названо его именем и которое обуславливает диапазоны критериального параметра устойчивости ламинарного течения и стационарного течения, образованного тейлоровскими вихрями. Число (критерий) Тейлора определяет, как и число Рейнольдса Re , отношение центробежной силы к силам вязкого трения и выражается следующим образом:

$$T = \frac{\Omega^2 r^2 l^2}{\nu^2}, \quad (9)$$

где Ω , r — частота вращения и радиус внутреннего цилиндра, l — зазор между цилиндрами, ν — кинематическая вязкость [29]. Роль кинетической вязкости в задачах магнитной гидродинамики играет коэффициент магнитной диффузии [30] и связанный с ним коэффициент диффузии Бома — диффузии плазмы поперек магнитных силовых линий [1].

При превышении критического значения T_1 течение из ламинарного становится неустойчивым, происходит смена устойчивости, возникает устойчивый поток соосных тейлоровских вихрей. При превышении другого критического значения T_2 вихри становятся неустойчивы, при $T > T_3$ возникает турбулентность [31].

Число Тейлора (9) может быть представлено в виде $Re^2 \frac{l^2}{r^2}$, где Re — число Рейнольдса, много большее единицы для космической плазмы. Можно предположить, что при формировании космической струи (джета), значение параметра l

(расстояния между внешним и внутренним диаметрами струи) меняется от нуля до значения порядка характерного поперечного размера джета. При изменении значения числа Тейлора существует диапазон этих значений, в котором реализуется устойчивый поток тейлоровских вихрей [31]. На рис. 5 показан космический джет с последовательностью тейлоровских вихрей.

Возникновение последовательности тейлоровских вихрей (течения Куэтта) в работе [31] классифицируется как развитие стохастических автоколебаний. В книге [32] отмечается, что некоторые особенности образования вихрей Тейлора характерны для самоорганизующихся систем.

Модель течения Куэтта применяется в разного типа задачах исследования устойчивости течений. Модель Куэтта служит основой в работе [33] для изучения крупномасштабных термодинамических природных процессов, формирующихся во вращающихся сферических слоях атмосферы планет при различных динамических и тепловых воздействиях. В этой же работе отмечается, что в случае цилиндрического течения Куэтта, после потери устойчивости основного течения в результате центробежного механизма неустойчивости и с соблюдением принципа смены устойчивости, формируется стационарное осесимметричное вторичное течение в виде бесконечной стопки кольцевых тороидальных вихрей.

Модель Куэтта работает и служит основой исследования устойчивости течений в верхних слоях атмосферы в отсутствие явно выраженных вещественных границ вращающихся сферических слоев атмосферы.

Корректность применения модели цилиндрического течения Куэтта для исследования устойчивости течения космического джета обусловлена существованием поверхностей тангенциального разрыва, т. е. токовых слоев в равновесном магнитном поле.

По определению [34], токовый слой — область плазмы, занятая полем, характерный размер которого значительно меньше типичного размера задачи. В токовом слое градиент поля значительно превышает значение на масштабе задачи и поэтому велика плотность тока. Равновесное магнитное поле в токовом слое приводит к бессильной конфигурации, которая представляет пример поля с продольным током.

Формирование поверхностей тангенциального разрыва (токового слоя) хорошо изучено [30]. Токовый слой может быть классифицирован как диффузионный слой в моделях магнитного пересоединения, в частности в модели Свита-Паркера. Существенная роль самопроизвольного формирования

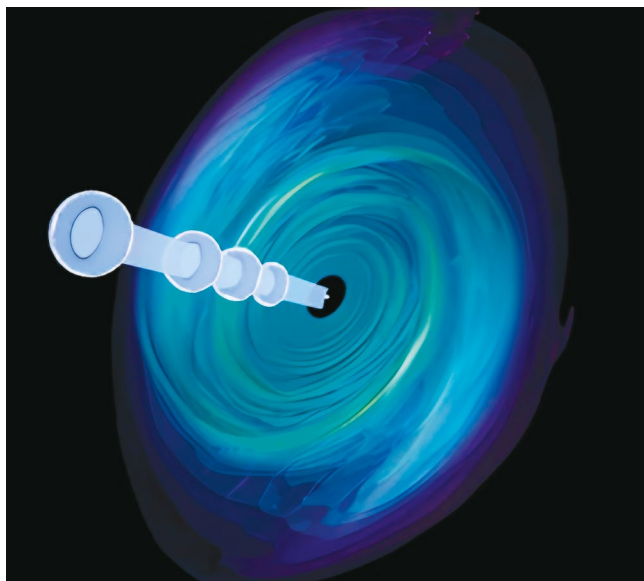


Рис. 5. Космический джет с последовательностью тейлоровских вихрей.

токовых слоев состоит в реализации в них процессов магнитного пересоединения. Максвелловские напряжения, описываемые выражением (1), устремляют поле к состоянию минимально возможной энергии, итогом которого становятся тангенциальные разрывы (токовые слои) [35].

Вихревой характер бессильного магнитного поля следует из его определения [5, 36]

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = K \mathbf{B}, \quad (10)$$

где величина K , названная Ю. Пакером «коэффициентом скручивания», является мерой крутящего момента, передаваемого вдоль поля [35].

Уравнение (10) приводит к уравнению Грэда-Шафранова, которое имеет решение в виде вихревых тороидальных бессильных плазменных структур [3, 4].

Интерес к альфвеновской циклотронной неустойчивости в нашем случае обусловлен возможностью образования вращающихся поверхностей, необходимых для реализации течения Куэтта — движения между вращающимися цилиндрами [12]. В случае джета это поверхности тангенциального разрыва или токовые слои. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость развивается на фоне процесса образования токового слоя, их совмещение обеспечивает пространственную конфигурацию, необходимую для реализации течения Куэтта. В области выполнения критерия устойчивости течения Куэтта формируется стационарное осесимметричное течение в виде стопки изолированных

друг от друга кольцевых тороидальных вихрей. Противоположное направление токов в соседних вихрях приводит к их расталкиванию и размытию всей стопки вихрей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены экспериментальные и теоретические результаты моделирования космических джетов потоками протонов на лазерной установке. Исследовалась пространственная структура, расходимость и энергия пучков протонов, возникающих с тыльной стороны тонкой мишени из меди, облучаемой лазерными импульсами с пиковой интенсивностью порядка 5×10^{18} Вт/см². При энергии протонов 2.9 МэВ зарегистрирована предельно узкая расходимость протонного пучка, равная 0.05 градуса. Для теоретического объяснения полученных экспериментальных данных использована модель пересоединения магнитных силовых линий Свита-Паркера.

Показано, что экспериментально наблюдаемая в сечении плазменного потока кольцевая структура соответствует тороидальной равновесной плазменной конфигурации, которая возникает в сильных магнитных полях лазерной плазмы.

Показано, что при формировании космических джетов большую роль в ряде процессов может играть альфвеновская циклотронная неустойчивость. Физический смысл альфвеновской циклотронной неустойчивости состоит в том, что начальная анизотропия частиц по скоростям приводит к возникновению токов, усиливающих аксиальную составляющую магнитного поля. Таким образом, начальная анизотропия является причиной возникновения положительной обратной связи в плазме и ведет к развитию неустойчивости. Такой начальной анизотропией в случае космических струй — джетов может служить вращательная составляющая скорости струи в основании джета.

Циклотронная неустойчивость относится к кинетическим неустойчивостям в замагниченной плазме, ее развитие происходит на циклотронной частоте ионов (электронов), что приводит к генерации электромагнитных волн, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля. Показана ключевая роль циклотронной неустойчивости в процессах преобразования вращательного движения плазмы в поступательное, циклотронного ускорения заряженных частиц, разделения (стратификации) плазменной струи на отдельные плазменные образования.

В этой связи рассмотрен с учетом релятивистских факторов общий случай циклотронного вращения релятивистской заряженной частицы в поле элект-

ромагнитной волны при наличии однородного магнитного поля, параллельного направлению плоской волны. Рассмотрен также случай резонанса при совпадении частоты электромагнитной волны и циклотронной частоты вращения частицы. Полученный интеграл движения показывает появление составляющей скорости частицы, перпендикулярной плоскости поляризации электромагнитной волны, т. е. по направлению распространения волны. Такое преобразование вращательного движения частицы в поступательное возникает при рассмотрении движения частицы в поле электромагнитной волны и является релятивистским эффектом, проявляющимся при любых скоростях. Развитие процесса циклотронного ускорения заряженных частиц в поле электромагнитной волны и в присутствии магнитного поля носит характер развития циклотронной неустойчивости.

Предложена модель образования дискретной структуры (стратификации) струйного течения (джета) с образованием тороидальных тейлоровских вихрей на базе использования результатов исследований течения Куэтта — движения между вращающимися цилиндрами. Роль вращающегося цилиндра при этом может играть циклотронное совместно с поступательным движение заряженных частиц, реализуемое при развитии циклотронной неустойчивости. Возникновение последовательности тейлоровских вихрей (течения Куэтта) классифицируется как развитие стохастических автоколебаний. Отмечается, что некоторые особенности образования вихрей Тейлора характерны для самоорганизующихся систем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

За организацию и проведение полезных дискуссий по теме исследований авторы выражают благодарность программе 10 «Экспериментальная Лабораторная Астрофизика и Геофизика» НЦФМ. Работа поддержана также Министерством науки и высшего образования РФ (№FSMG-2023-0013).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Г.С. Бисноватому-Когану за ценные дискуссии и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. С. Беляев, Б. В. Загребев, А. Ю. Кедров и др., ЖЭТФ 160, 474 (2021).
2. В. С. Беляев, Г. С. Бисноватый-Коган, А. И. Громов и др., Астрон. журн. 95, 171 (2018).

3. В. С. Беляев, В. С. Загребев, В. П. Крайнов, А. П. Матафонов, ЖЭТФ 163, 3, 309–320 (2023).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц Электродинамика сплошных сред (М.: Наука, 1982).
5. В. Д. Шафранов, в сб. Вопросы теории плазмы (М.: Госатомиздат, вып. 2, 92–131, 1963).
6. T. P. Ray, J. Ferreira, New Astronomy Reviews 93, 101615 (2021).
7. В. С. Бескин, В. И. Крауз, С. А. Ламзин, УФН 194, № 4, 345–381 (2023).
8. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov and B. V. Zagreev, Int. J. Mod. Phys. D 27, 10, 1844002 (2018).
9. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фридман, Письма в ЖЭТФ 24, 53 (1976).
10. В. И. Петвиашвили, О. А. Похотелов Уединенные волны в плазме и атмосфере (М.: Энергоатомиздат, 200, 1989).
11. E. C. Hansen, A. Frank, P. Hartigan, and S. V. Lebedev, Astrophys. J. 837, 143 (2017).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц Гидродинамика (М.: Наука, 736, 1986).
13. F. Mertens, et al., Astron. and Astrophys. 595, 54 (2016).
14. D. Coffey, F. Bacciotti, T. P. Ray, et al., Astrophys. J. 663, 350 (2007).
15. В. И. Пистуневич, Атомная энергия 14, 1, 72–81 (1963).
16. Ю. А. Цидулко, И. С. Черноштанов, Физика плазмы 40, № 12, 1074–1083 (2014).
17. V. I. Arefyev, V. S. Belyaev, G. Ferrante, M. Zarcone, V. P. Silin, S. A. Uryupin, Laser Physics 10(2), 594 (2000).
18. V. P. Krainov, J. Phys. B 36, 3187 (2003).
19. А. С. Дзарахохова, Н. П. Зарецкий, А. В. Максимычев, Л. И. Меньшиков, П. Л. Меньшиков, УФН 190, № 6, 658–664 (2020).
20. В. И. Петвиашвили, О. А. Похотелов Уединенные волны в плазме и атмосфере (М.: Энергоатомиздат, 200, 1989).
21. С. В. Рыжков, Прикладная физика 1, 47–54 (2016).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля (М.: Наука, 1988).
23. А. А. Логунов, Лекции по теории относительности (М.: Наука, 175, 2002).
24. Г. Альвен, К.-Г. Фельтхаммер Космическая электродинамика (М.: Мир, пер. с англ., 1967).
25. Ф. Клеммоу, Дж. Доуэрти Электродинамика частиц и плазмы (М.: Мир, пер. с англ., 528, 1906).
26. В. С. Беляев, О. Ф. Костенко, В. С. Лисица, Письма в ЖЭТФ 77, 12, 784–787 (2003).
27. В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, В. Ю. Мартыанов, С. В. Тарасов, УФН 186, № 12, 1267–1318 (2016).
28. <http://www.spacephys.ru/o-dzhetakh>.
29. М. И. Рабинович, Д. И. Трубецков Введение в теорию колебаний и волн (НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 560, 2000).
30. Э. Прист, Т. Форбс Магнитное пересоединение: магнитогидродинамическая теория и приложения (М.: Физматлит, 592, 2005).
31. М. И. Рабинович, УФН 125, № 1, 123–168 (1978).
32. Г. Хакен Синергетика (М.: Мир, пер. с англ., 423, 1985).
33. Н. М. Астафьева, Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса 3, 1, 245–256 (2006).
34. С. И. Вайнштейн, Магнитная гидродинамика космической плазмы и токовые слои (Наука, М. 1985).
35. Ю. Паркер Беседы об электрических и магнитных полях в космосе (Изд-во: Регулярная и хаотическая динамика, 208, 2011).
36. Г. Моффат Возбуждение магнитного поля в проводящей среде (М.: Мир, под ред. Я. Б. Зельдовича; пер. с англ., 1980).

MODEL OF ASTROPHYSICAL JETS IN MAGNETIC FIELDS OF LASER RELATIVISTIC PLASMAS

V. S. Belyaev^a, V. P. Krainov^{b,*}, A. P. Matafonov^a

^aJoint Stock Company «Central Research Institute for Machine Building», Korolev, Moscow Region, Russia

^bMoscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia

*E-mail: vpkrainov@mail.ru

A brief review of the results of experimental modeling of cosmic jets in superstrong magnetic fields of laser relativistic plasma is given. It is noted that the development of cyclotron instability with the generation of cyclotron radiation plays a key role in a number of processes in a plasma with a magnetic field — self-localization of plasma in the form of solitons, conversion of rotational motion of plasma into translational motion, cyclotron acceleration of charged particles, separation (stratification) of a plasma jet into separate plasma formations.

Keywords: laboratory astrophysics, astrophysical jets, laboratory modeling, laser installation