

ОПТИЧЕСКИЕ И РЕНТГЕНОВСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

УДК 533.9.082.5

ДИАГНОСТИКА СИЛЬНОЙ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

© 1998 г. Л. Н. Вячеславов, В. Ф. Гурко, В. Ф. Жаров, И. В. Кандауров,
Э. П. Кругляков, О. И. Мешков, А. Л. Санин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Поступила в редакцию 20.08.97 г.

Разработан и применен в реальном эксперименте диагностический комплекс для исследования сильной ленгмюровской турбулентности, возбуждаемой электронным пучком в магнитоактивной плазме. Базовым методом служит лазерное рассеяние как на плазменных колебаниях для исследования их ω - и k -спектров, так и на независимых плазменных электронах для изучения динамики их функции распределения по координатам и скоростям. В качестве источника излучения для измерения спектров ленгмюровских волн выбран ТЕ CO_2 -лазер, позволивший перекрыть весь интересующий диапазон в k -спектре: $0.1\omega_{pe}/c < k_{\perp} < 30\omega_{pe}/c$. Система рассеяния на основе CO_2 -лазера после существенной модификации применена для изучения ω - и k -спектров коротковолновой ионно-звуковой турбулентности, возникающей при сильной ленгмюровской турбулентности.

Рассеяние излучения Nd-лазера (1058 нм, 40 Дж, 0.3 мрад) на угол 8° использовано для измерения динамики высокоэнергичных “хвостов” электронной функции распределения (0.4–10 кэВ). Разработана 25-канальная система регистрации рассеянного на 90° ИК-излучения, предназначенная для исследования микроскопических характеристик турбулентной плазмы, в частности для непосредственного наблюдения явления коллапса. Помимо лазерного рассеяния в экспериментах используется монохроматор на $\lambda = 470$ мкм на основе сеточных фильтров для наблюдения спонтанного излучения плазмы на частотах вблизи $2\omega_{pe}$, а из традиционных для подобных экспериментов методик применяются две модификации штарковской спектроскопии турбулентных микрополей в плазме.

1. ВВЕДЕНИЕ

Электронные плазменные колебания, ставшие объектом научного изучения одновременно с появлением самого термина “плазма” почти шестьдесят лет назад [1], продолжают возбуждать интерес исследователей и в настоящее время [2, 3]. Состояние с высоким уровнем хаотических электронных плазменных волн (ленгмюровская турбулентность (ЛТ)) играет существенную роль во многих процессах в космической и лабораторной плазме. Особенности генерации электромагнитного излучения в активных ядрах галактик [4, 5] в магнитосфере пульсаров [6, 7] в плазме солнечной короны [8], в межпланетной [9] и околопланетной плазме [10, 11], вероятнее всего, связаны с возбуждением там ЛТ. Турбулентные ленгмюровские колебания существенны в процессах, проходящих при воздействии на плазму потоков электромагнитного излучения и электронов как в активных экспериментах в космосе [12, 13], так и в лабораторных условиях при взаимодействии с плазмой лазерного излучения [14, 15] и электронных пучков [16–18]. Теория ЛТ в целом хорошо развита, хотя ряд практически важных обстоятельств, как, например, наличие внешнего магнитного поля, резонансное взаимодействие волн и частиц плазмы или электрон-ионные столкновения, может быть учтен в аналитической теории и численном моделировании пока лишь

для единичных частных случаев. В плане эксперимента наиболее адекватен задаче исследования ЛТ метод ее возбуждения с помощью электронного пучка, поскольку в этом случае проще избежать прямой генерации пучком паразитных мод колебаний, в частности ионного звука. До настоящей работы в подобных экспериментах были наиболее полно изучены микроскопические характеристики ЛТ с использованием ленгмюровских зондов [19], в то время как из коллективных эффектов исследовались лишь собственное СВЧ-излучение плазмы [18, 20] или спектр ускоренных электронов с помощью электростатического анализатора [16] или лазерного рассеяния [21]. Данные о микроскопических характеристиках собственно турбулентных пульсаций выводились из формы контуров спектральных линий [22, 23] и не могли дать сколько-нибудь полной информации о спектрах возбуждаемых волн.

В данной работе предпринята попытка создания диагностической системы для комплексного исследования макроскопических и микроскопических характеристик сильной ЛТ в наименее изученном ее режиме, когда: а) магнитное поле определяет дисперсию ленгмюровских волн в

энергосодержащей части $\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_{Be}}{\omega_{pe}} \right)^2 \gg \frac{3}{2} (kr_D)^2$;

б) велик поток энергии по спектру и существенны

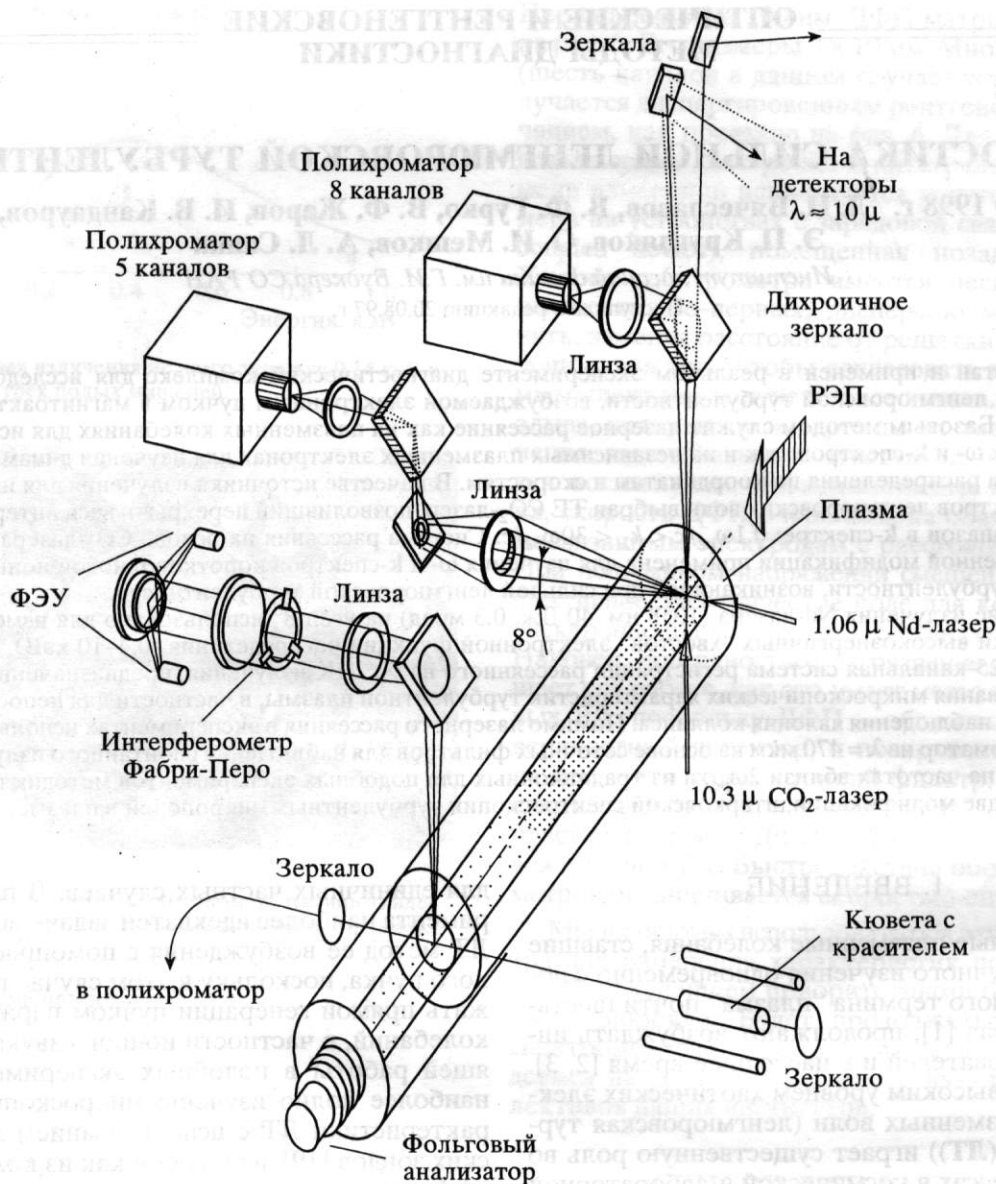


Рис. 1. Схема расположения диагностик.

кинетические эффекты; в) реализуется квазистационарный случай (пространственный и временной масштабы турбулентности намного превышают размер и время жизни отдельного кавитона). Особенностью диагностической системы является то, что в качестве базового метода используется техника лазерного рассеяния для изучения как макроскопических, так и микроскопических характеристик турбулентности. Лазерное рассеяние дополняется штарковской спектроскопией и регистрацией коллективного СВЧ-излучения турбулентной плазмы – методиками, которые наиболее часто находят применение в подобных экспериментах. Общая схема расположения диагностик на установке приведена на рис. 1. Эле-

ктронный пучок (600 кэВ, 2 кА, 200 нс, 2 см) инжектируется вдоль магнитного поля пробочной конфигурации (25/50 кГс) в предварительно созданную плазму (10^{15} см $^{-3}$, 1–2 эВ). В 15 см от места инжекции электронного пучка в плазме расположено первое диагностическое сечение, где проводились измерения по томсоновскому рассеянию, а также регистрация излучения плазмы вблизи $2\omega_{pe}$. Второе сечение, расположенное в 95 см от места инжекции, использовалось для спектроскопических измерений, а в противоположном торце установки был расположен многофольговый анализатор ускоренных плазменных электронов.

2. МЕТОД ЛАЗЕРНОГО РАССЕЯНИЯ

2.1. Коллективное рассеяние

Первые эксперименты по томсоновскому рассеянию СВЧ-излучения на турбулентных ленгмюровских волнах [24, 25] и излучения рубинового лазера на ионно-звуковой турбулентности [26] были выполнены много лет назад. Используемая тогда техника, однако, не позволяла провести сколько-нибудь подробных измерений пространственных спектров турбулентности. Впоследствии томсоновское рассеяние применялось для получения информации о *k*-спектрах ЛТ в лазерной плазме [27, 28] и исследования ионно-звуковой турбулентности во многих экспериментах. В нашей работе выбран метод рассеяния излучения ТЕ СО₂-лазера для диагностики как ленгмюровской, так и ионно-звуковой турбулентности. Это позволило обеспечить выполнение одновременно условий коллективности и Брэгга для всего спектра плазменных волн в исследуемой плазме.

Дифференциальное эффективное сечение рассеяние для единицы объема в случае рассеяния с малым изменением частоты дается известным выражением [29]

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \sigma_e \frac{1}{2\pi} \langle \delta n_e^2 \rangle_{k\omega}$$

Проинтегрированная по частоте спектральная плотность флуктуаций плотности связана со спектральными плотностями энергии турбулентности следующим образом:

$$W_k = \frac{4\pi e^2}{k^2} \langle \delta n_e^2 \rangle_k = T_e \frac{1}{(kr_D)^2} \frac{\langle \delta n_e^2 \rangle_k}{n_e} \quad (1)$$

– для ленгмюровских колебаний,

$$W_k = \frac{4\pi e^2}{k^2} (kr_D)^2 \langle \delta n_e^2 \rangle_k = T_e \frac{\langle \delta n_e^2 \rangle_k}{n_e} \quad (2)$$

– для ионно-звуковых колебаний.

Отличие выражений (1) и (2) на множитель $(kr_D)^2$ отражает тот факт, что половина средней энергии ленгмюровских колебаний содержится в электрическом поле, которое для $(kr_D)^2 \ll 1$ достигает больших величин при очень малом уровне флуктуаций плотности электронов. Такая особенность сечения рассеяния на ЛТ обеспечивает частичную компенсацию снижения спектральной плотности колебаний в коротковолновую сторону, тем самым облегчая спектральные измерения в области больших *k*.

а) Регистрация ленгмюровских колебаний

Подробно техника наблюдения ЛТ была описана ранее [30], здесь мы ограничимся более

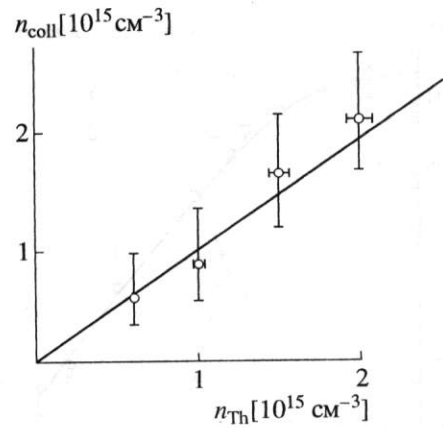


Рис. 2. Корреляция плотности плазмы, определенной из положения ленгмюровского спутника (n_{coll}) и плотности, измеренной непосредственно по некогерентному лазерному рассеянию (n_{Th}).

краткой характеристикой методики. Использовались прямое детектирование излучения и подавление фонового рассеянного излучения с помощью поглощающей ячейки, заполненной аммиаком. Такой фильтр-пробка имеет полосу поглощения, перестраиваемую в широких пределах давлением аммиака в ячейке, и обеспечивает практически полное (более 10^{12} раз) подавление рассеянного излучения с малым смещением частоты при хорошей прозрачности для “синего” спутника спектра рассеяния для плотностей плазмы до $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Угол рассеяния, соответствующий регистрации волн, резонансно-возбуждаемых электронным пучком (10 мрад), значительно превышал угловую расходимость лазерного пучка в плазме (1 мрад), а диаметр лазерного пучка в плазме (1.5 см) был много больше длины волн резонансных волн (0.1 см). Это обеспечивало достаточное спектральное разрешение при измерении *k*-спектра. Устройство *k*-спектрометра можно понять из рис. 1, где показаны два канала регистрации из обычно работающих 12 каналов. ω -Спектрометр, базирующийся на дифракционной решетке и линейке фотоспротивлений, позволял получить разрешение 60 ГГц/канал в 5-канальном варианте. Одновременные измерения спектра спутника и плотности плазмы по некогерентному рассеянию излучения лазера на неодимовом стекле показали хорошую корреляцию положения спутника с плотностью плазмы (рис. 2), что однозначно идентифицирует тип наблюдаемых волн. Пример *k*-спектра можно видеть на рис. 3. Приведенные здесь данные соответствуют двум углам падения зондирующего излучения относительно направления электронного пучка и демонстрируют превышение в максимуме спектральной плотности колебаний над ее тепловым

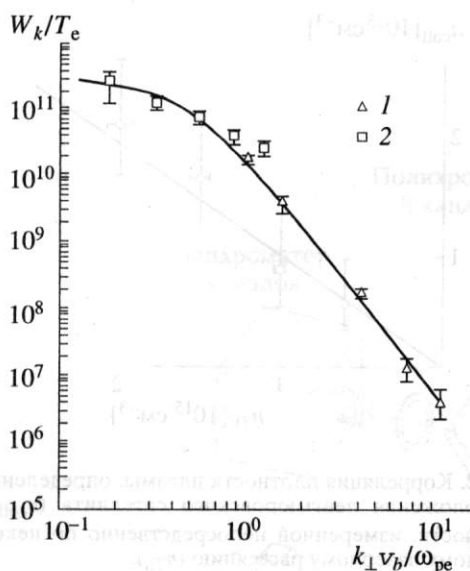


Рис. 3. k -Спектр, измеренный вдоль линии $k_{\parallel} v_b / \omega_{pe} = 1$, при двух углах падения лазерного пучка относительно направления распространения электронного пучка: $\gamma = 90^\circ$ (1) и $\gamma = 30^\circ$ (2).

уровнем более чем на 11 порядков величины. Общее представление об измеренном k -спектре может дать рис. 4, где показано распределение спектральной плотности относительно параллельной и нормальной к направлению магнитного поля (и распространения электронного пучка) компонент волнового вектора. Хорошо виден пик спектральной плотности ЛТ в области накачки, увеличивающийся по ширине с ростом поперечной компоненты волнового вектора. Анализ полученного спектра показывает его сильную неус-

тойчивость относительно низкочастотных возмущений [31], что является существенным аргументом в пользу реализации режима сильной ЛТ в наших условиях.

б) Регистрация ионно-звуковых колебаний

Возникновение коротковолновой ионно-звуковой турбулентности естественно ожидать в неизоотермической плазме как следствие сильной ЛТ [32]. Для перехода к исследованию ионного звука схему лазерного рассеяния потребовалось модифицировать. В первую очередь это связано с трудностью использования аммиачного фильтра, поскольку рассогласование линии генерации CO_2 и линии поглощения NH_3 (1.4 ГГц) примерно соответствует смещению звукового спутника в спектре рассеяния. Этот факт был использован для оценки ширины ω -спектра колебаний по зависимости ослабления сигнала газовым фильтром от давления аммиака [33]. Однако для исследования k -спектра звуковой турбулентности в разных участках спектра использовались две модификации методики, развитой для диагностики ленгмюровских колебаний. В коротковолновой области измерения проводились по схеме без поглощающего фильтра [33], а в области меньших k – по схеме со сдвигом линии генерации лазера до совпадения ее с линией поглощения NH_3 . С этой целью в резонатор генератора был помещен термостабилизированный германиевый эталон Фабри-Перо толщиной 0.9 см. Полуширина контура усиления CO_2 при давлении 1 атм составляет 1.8 ГГц, что превышает требуемый сдвиг (рис. 5). Это позволило поворотом эталона совместить линию генерации с центром линии поглощения фильтра при давлении 7.5 Тор аммиака.

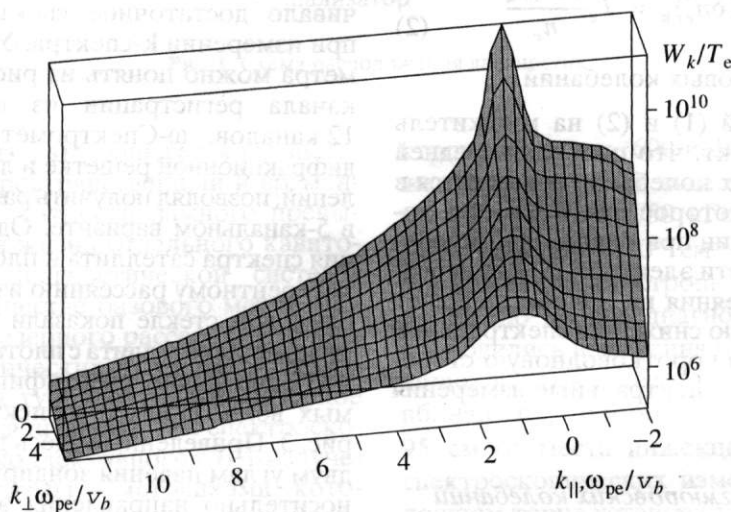


Рис. 4. Участок измеренного спектра ЛТ.

Появление ложных сигналов вследствие возможного просветления фильтра при слишком мощном фоновом рассеянии или вследствие увеличения числа генерируемых продольных мод лазера контролировалось в этой схеме специальным монитором. Проводились также проверки того, что регистрируемые сигналы соответствуют рассеянию на ионно-звуковых колебаниях и что ионный звук вызван ЛТ [34]. Полученный в результате спектр ионно-звуковой турбулентности (рис. 6) имеет форму, сильно отличающуюся от вида, следующего из модели слабой турбулентности [35], что является важным доводом в пользу наличия коллапса ленгмюровских волн.

2.2. Некогерентное рассеяние

а) Функция распределения плазменных электронов

Некогерентное рассеяние излучения лазера на неодимовом стекле (1058 нм) применялось в работе для исследования функции распределения плазменных электронов, имеющей вид суммы равновесной и неравновесной высокоэнергетической части. Общий вид двух систем этой методики, предназначенных для регистрации рассеянного на 90° и 8° света, можно видеть на рис. 1. Более подробное описание диагностики содержится в [35]. С помощью 90°-ного рассеяния был измерен временной ход температуры при инжекции в плазму электронного пучка [31]. Поскольку роль омической составляющей в нагреве электронов мала, рост температуры электронов обязан столкновительному затуханию ленгмюровских колебаний, что дает независимый способ оценки уровня ЛТ.

Данные по регистрации рассеянного на 8° излучения позволили построить функцию распределения плазменных электронов, ускоренных вследствие поглощения энергии турбулентности [35]. Функция распределения имеет степенной закон спада с показателем 2.7 при общем содержании энергии в неравновесной части, примерно равной энергосодержанию равновесной. Два альтернативных механизма могут быть ответственны за образование неравновесных горячих электронов, причем для обоих требуется существование коллапса ленгмюровских волн. В первом сценарии нагрев происходит непосредственно в электрических полях, запертых в кавернах [36], а во втором коллапс служит лишь для генерации ионного звука, на котором происходит конверсия длинноволновых ленгмюровских колебаний в коротковолновые вынужденные колебания, которые и передают энергию турбулентности электронам плазмы вследствие затухания Ландау [32].



Рис. 5. Относительное расположение линий усиления активной среды CO₂-лазера при P = 1 атм, пропускания фильтра-пробки при P = 7.5 Тор и аппаратная функция эталона Фабри-Перо. Контур линии усиления CO₂ – 1; аппаратная функция Фабри-Перо – 2; пропускание поглощающей кюветы – 3.

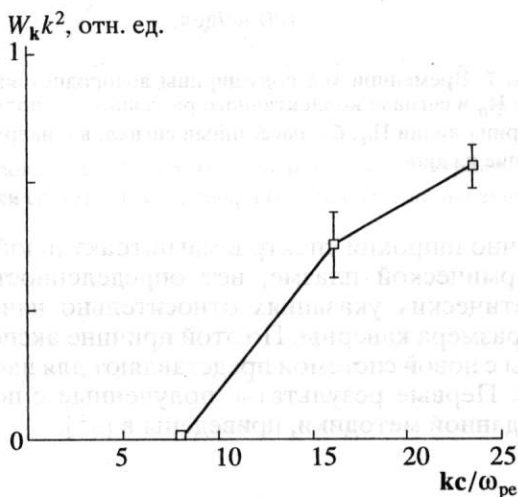


Рис. 6. Спектр ионно-звуковой турбулентности.

б) Диагностика для прямой регистрации коллапса ленгмюровских волн

Для непосредственного наблюдения образования каверн – ямок плотности электронов, исследования пространственного распределения и частоты их образования создана третья система регистрации рассеянного на 90° излучения [35]. Она базируется на 25-канальной линейке лавинных диодов, каждый из которых в этой системе снабжен своим предусилителем и АЦП. Ожидается, что временное и пространственное разрешение системы регистрации позволят обнаружить отдельную каверну на стадии ее образования. Следует отметить, что для сильной ЛТ, имеющей до-

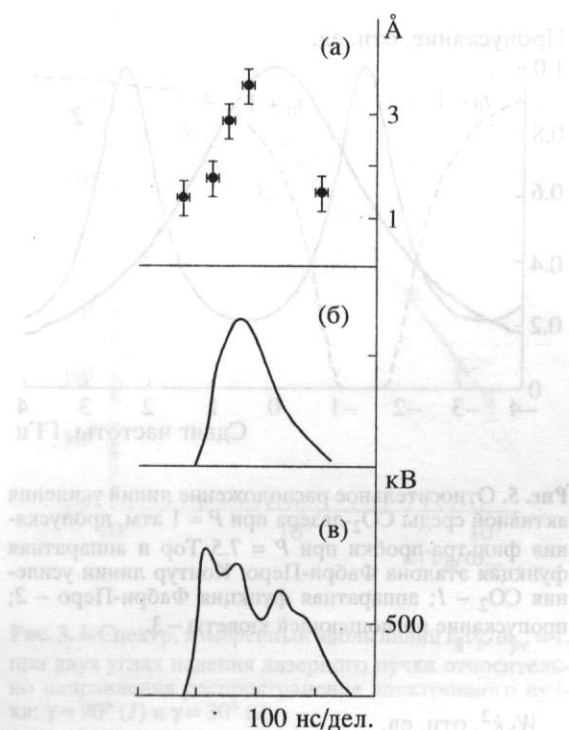


Рис. 7. Временной ход полуширины водородной линии H_{α} и сигнала коллективного рассеяния: а – полуширина линии H_{α} ; б – рассеянный сигнал; в – напряжение на диоде.

статочного широкий спектр в магнитоактивной неизоотермической плазме, нет определенности в теоретических указаниях относительно начального размера каверны. По этой причине эксперименты с новой системой представляют для нас интерес. Первые результаты, полученные с помощью данной методики, приведены в [35].

3. ДРУГИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

3.1. Эмиссионная штарковская спектроскопия

Эмиссионная спектроскопия до сих пор являлась практически единственной альтернативой ленгмюровским зондам в более плотной плазме для исследования ЛТ с помощью анализа штарковских профилей линий водородных или гелиевых спектральных линий [22, 23, 37]. В нашей работе использовался 15-канальный спектрометр на основе термостабилизированного интерферометра Фабри-Перо для определения динамики профиля водородной линии H_{α} [38]. Временной ход полуширины линии H_{α} , показанный на рис. 7 вместе с сигналом коллективного рассеяния и осциллограммой напряжения на диоде генератора электронного пучка, свидетельствует, что уширение линии происходит только во время прохождения электронного пучка через плазму. Заметим,

что сигнал коллективного рассеяния также существует лишь во время инжекции электронного пучка, в то время как импульс зондирующего лазерного излучения имеет гораздо большую длительность.

3.2. Внутррезонаторная лазерная штарковская абсорбционная спектроскопия

С целью увеличения спектрального и пространственного разрешения метода штарковской спектроскопии была создана и применена в эксперименте другая спектроскопическая система, основанная на изменении спектра лазера на красителе, при введении в его резонатор слабого поглотителя в спектральном диапазоне генерации [39]. Лазер настраивался на линию H_{α} , резонатор располагался так, что плазма находилась внутри него [38]. Спектры лазера без плазмы, с плазмой до инжекции пучка, а также во время инжекции приведены на рис. 8. Здесь же можно видеть полученные в результате обработки спектров профили линии H_{α} . Оценка турбулентных ВЧ-полей по ним, согласно [40], дает величину $\langle E \rangle = 30$ кВ/см. Роль НЧ-полей в уширении крыльев H_{α} мала, как это следует из наших измерений уровня звуковой турбулентности по лазерному рассеянию. Нужно отметить, что, хотя из оценки уровня ЛТ по нагреву основной компоненты плазмы вследствие столкновительного затухания ленгмюровских волн получается большая величина – $\langle E \rangle = 140$ кВ/см, однако эти данные относятся к первому сечению (рис. 1). Как показали специальные эксперименты по коллективному рассеянию, уровень ЛТ во втором сечении, где проводились спектроскопические измерения, примерно в 5 раз ниже, что, очевидно, связано с быстрым увеличением углового разброса электронного пучка по мере прохождения плазмы и снижением инкрементов раскочки ЛТ.

3.3. Регистрация собственного излучения плазмы в области $2\omega_{pe}$

Собственное коллективное излучение плазмы с ЛТ является наиболее часто исследуемым ее свойством. В астрофизике радиоизлучение в большинстве случаев является единственным регистрируемым свидетельством процессов, происходящих в турбулентной плазме. Во многих лабораторных экспериментах по взаимодействию лазерных и электронных пучков с плазмой также наблюдается излучение вблизи электронной плазменной частоты и ее гармоник. По этим причинам в нашей работе предпринята попытка сравнения измеренной мощности излучения с вычисленной из экспериментально полученных спектров ЛТ. Корректно такое сопоставление проще провести для излучения на второй гармонике ω_{pe} .

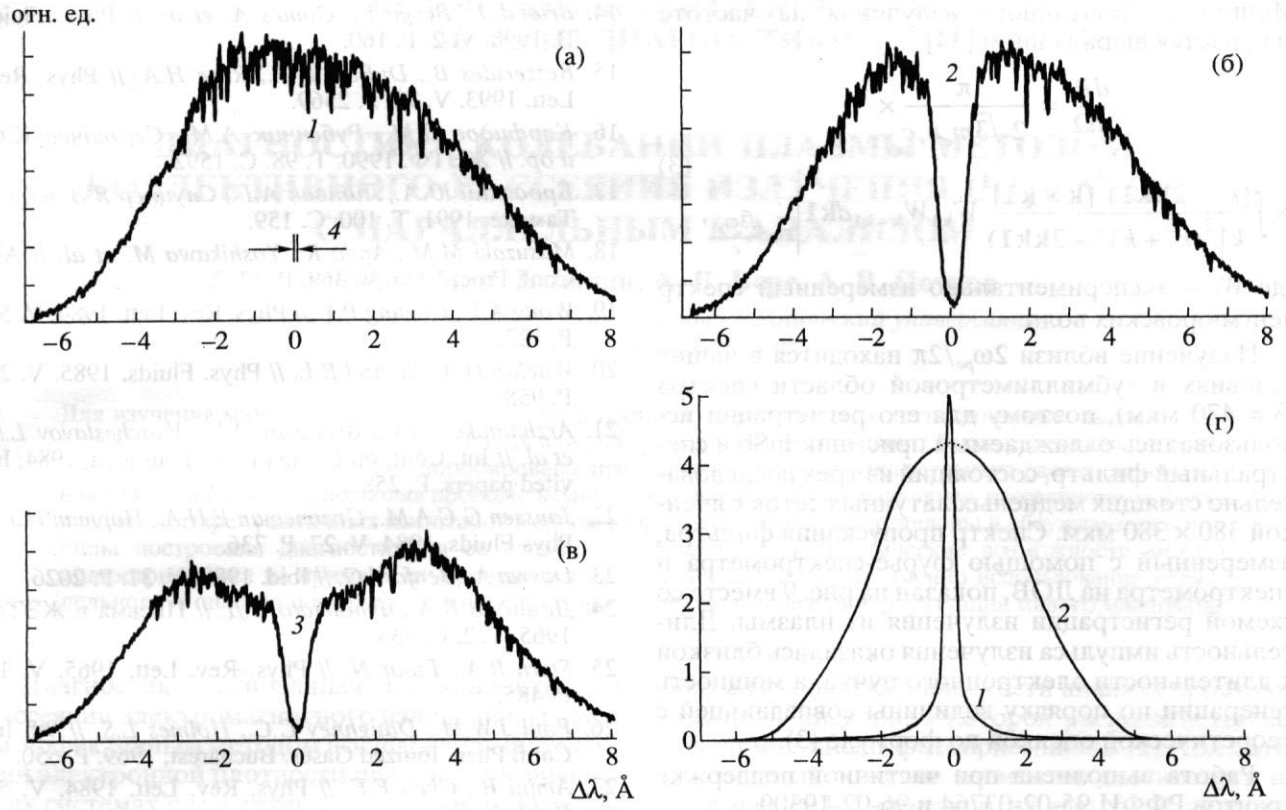


Рис. 8. Спектр лазера, настроенного на линию H_{α} без плазмы в резонаторе (1); с плазмой до инъекции электронного пучка (2) и во время инъекции (3). Внизу: полученный из обработки спектра лазера профиль линии H_{α} ; до инъекции электронного пучка (1) и во время инъекции (2).

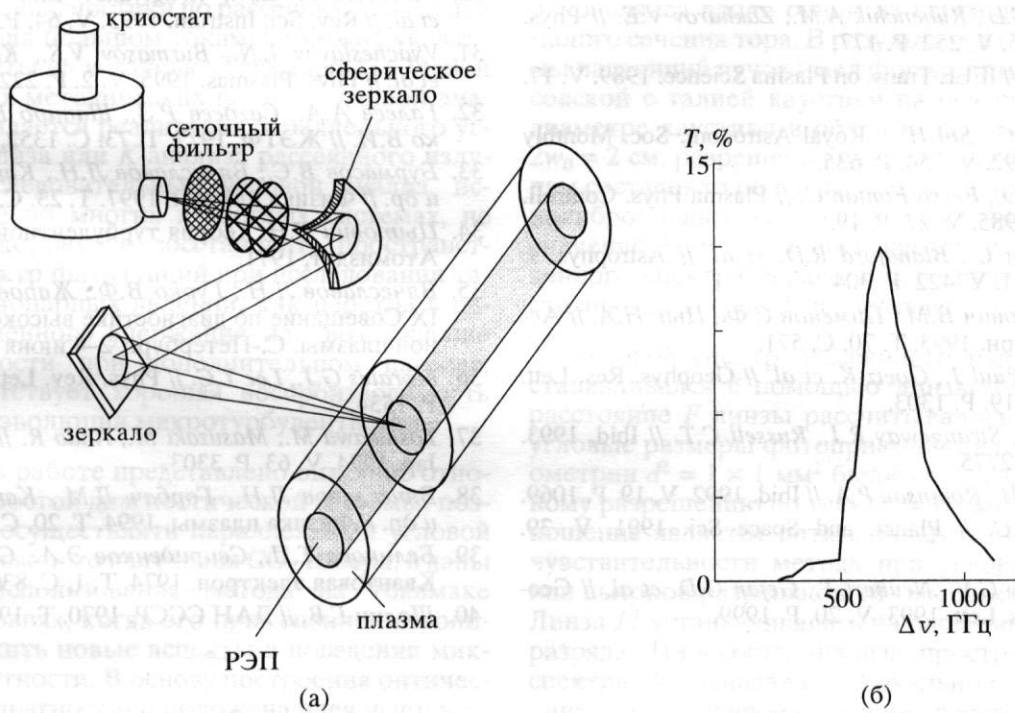


Рис. 9. Схема регистрации собственного свечения плазмы в области $2\omega_{pe}$ и кривая пропускания сеточного фильтра.

Мощность спонтанного излучения на частоте $2\omega_{pe}$ дается выражением [34]

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}m_e n_e c} \times \int \frac{(k^2 - 2\mathbf{k}\mathbf{k}_1)^2 [\mathbf{k} \times \mathbf{k}_1]^2}{k_1^2 (k^2 + k_1^2 - 2\mathbf{k}\mathbf{k}_1)} W_{\mathbf{k}_1} W_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1} d\mathbf{k}_1 \Big|_{k = \frac{\sqrt{3}\omega_{pe}}{c}} \quad (3)$$

где W_k – экспериментально измеренный спектр ленгмюровских волн.

Излучение вблизи $2\omega_{pe}/2\pi$ находится в наших условиях в субмиллиметровой области спектра ($\lambda = 470$ мкм), поэтому для его регистрации использовались охлаждаемый приемник InSb и спектральный фильтр, состоящий из трех последовательно стоящих медненных латунных сеток с ячейкой 380×380 мкм. Спектр пропускания фильтра, измеренный с помощью фурье-спектрометра и спектрометра на ЛОВ, показан на рис. 9 вместе со схемой регистрации излучения из плазмы. Длительность импульса излучения оказалась близкой к длительности электронного пучка, а мощность генерации по порядку величины совпадающей с теоретической оценкой по формуле (3).

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 95-02-03764 и 96-02-19309.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tonks L., Langmuir I. // Phys. Rev. 1929. V. 33. P. 195.
2. Robinson P.A. // Rev. Mod. Phys. 1997. V. 69. P. 507.
3. Musher S.L., Rubenchik A.M., Zakharov V.E. // Phys. Rep. 1995. V. 252. P. 177.
4. Lesch H. // IEEE Trans. on Plasma Science. 1989. V. 17. P. 252.
5. Pelletier G., Sol H. // Royal Astronom. Soc. Monthly Notic. 1992. V. 254. P. 635.
6. Verga A.D., Ferro Fontan C. // Plasma Phys. Controll. Fusion. 1985. V. 27. P. 19.
7. Thompson C., Blandford R.D. et al. // Astrophys. J. 1994. Pt. 1. V. 422. P. 304.
8. Конторович В.М., Пименов С.Ф., Цык Н.А. // Астрон. журн. 1993. Т. 70. С. 571.
9. Kellogg Paul J., Goetz K. et al. // Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. P. 1303.
10. Ho C.M., Strangeway R.J., Russell C.T. // Ibid. 1993. V. 20. P. 2775.
11. Cairns I.H., Robinson P.A. // Ibid. 1992. V. 19. P. 1069.
12. Chian A.C. // Planet. and Space Sci. 1991. V. 39. P. 1217.
13. Khazanov G.V., Neubert T., Gefan G.D. et al. // Geophys. Res. Lett. 1993. V. 20. P. 1999.
14. Briand J., Berge L., Gomes A. et al. // Phys. Fluids. B. 1990. V. 2. P. 160.
15. Bezzerides B., DuBois D.F., Rose H.A. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 2569.
16. Карфидов Д.М., Рубенчик А.М., Сергейчев К.Ф. и др. // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. С. 1592.
17. Бродский Ю.А., Литвак А.Г., Слуцкер Я.З. и др. Там же. 1991. Т. 100. С. 159.
18. Masuzaki M.M., Ando R., Yoshikawa M. et al. // AP Conf. Proc. 1996. V. 369. P. 1222.
19. Wong A.Y., Cheung P.Y. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1222.
20. Whelan D.A., Stenzel R.L. // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 958.
21. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Vyacheslavov L.N. et al. // Int. Conf. on Plasma Phys. Lausanna, 1984, Invited papers. P. 258.
22. Janssen G.C.A.M., Granneman E.H.A., Hopman H.J. // Phys Fluids. 1984. V. 27. P. 736.
23. Dovrat A., Benford G. // Ibid. 1988. V. 31. P. 2026.
24. Демидов Б.А., Фанченко С.Д. // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т. 2. С. 533.
25. Stern R.A., Tzoar N. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 15. P. 485.
26. Paul J.W.M., Daughney C.C., Holmes L.S. // 9th Int. Conf. Phen. Ionized Gases. Bucharest, 1969. P. 650.
27. Amini B., Chen F.F. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1441.
28. Clayton C.E., Joshi C., Darrow C. et al. // Ibid. 1985. V. 54. P. 2343.
29. Электродинамика плазмы / Под ред. А.И. Ахиезера. М.: Наука, 1974.
30. Vyacheslavov L.N., Kruglyakov E.P., Losev M.V. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1993. V. 64. P. 1398.
31. Vyacheslavov L.N., Burmasov V.S., Kandaurov I.V. et al. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2224.
32. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1352.
33. Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Кандиуров И.В. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 142.
34. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
35. Вячеславов Л.Н., Гурко В.Ф., Жаров В.Ф. и др. IX Совещание по диагностике высокотемпературной плазмы. С.-Петербург, 2–4 июня 1997.
36. Morales G.J., Lee Y.C. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 1534.
37. Yoshikawa M., Masuzaki M., Ando R. // J. Phys. Soc. Jap. 1994. V. 63. P. 3303.
38. Вячеславов Л.Н., Горбач Л.М., Кандауров И.В. и др. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 51.
39. Беликова Т.П., Свириденков Э.А., Сучков А.Ф. Квантовая электрон. 1974. Т. 1. С. 830.
40. Шолин Г.В. // ДАН СССР. 1970. Т. 194. С. 55.