

УДК 533.9

ВЗАИМОСВЯЗЬ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ АКУСТИЧЕСКИХ МОД И ШИРА СРЕДНЕГО ПОТОКА ПРИ ИНЖЕКЦИИ СВЕРХЗВУКОВОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА В ТОКАМАК HL-2A

© 2022 г. M. Y. Wang^{a, b, c, *}, C. Zhou^a, A. D. Liu^a, G. Zhuang^a, X. Feng^a, J. Zhang^a, Z. Y. Liu^a, J. X. Ji^a, X. M. Zhong^a, J. Cheng^d, and C. Y. Chen^e

^a KTX Laboratory and Department of Engineering and Applied Physics, University of Science and Technology of China, Anhui Hefei, China

^b Hebei Key Laboratory of Compact Fusion, Langfang, China

^c ENN Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang, China

^d Institute of Fusion Science, School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu, China

^e Southwestern Institute of Physics, Chengdu, People's Republic of China

*e-mail: wmyuan@mail.ustc.edu.cn

Поступила в редакцию 08.09.2021 г.

После доработки 19.12.2021 г.

Принята к публикации 26.12.2021 г.

С использованием ленгмюровских зондов исследовалось взаимодействие между геодезическими акустическими модами (ГАМ), средним потоком и широм среднего потока в условиях периодической инжекции сверхзвуковых молекулярных пучков (SMBI) во время разрядов в режиме L -моды в токамаке HL-2A. Результаты, касающиеся процесса подпитки плазмы с помощью SМBI-инжекции, можно описать следующим образом. Было установлено, что в фазе I, следующей непосредственно за инжекцией пучка, электрическое поле (E_r) и температура (T_e) в наибольшей степени реагируют на инжекцию пучка, резко уменьшаясь с увеличением интенсивности турбулентности. В фазе II поле E_r и частота ГАМ значительно возрастают. В фазе III поле E_r продолжает постепенно нарастать вплоть до начала следующего импульса SМBI, тогда как интенсивность ГАМ уменьшается.

Ключевые слова: SМBI, зональные потоки, турбулентность, электрическое поле

DOI: 10.31857/S0367292122040163

1. ВВЕДЕНИЕ

Четкое понимание явлений турбулентности в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы необходимо для понимания физической картины аномального переноса. Выполненные ранее теоретические и экспериментальные исследования показали, что на турбулентные флуктуации и аномальный перенос могут влиять зональные потоки (ЗП), которые сами вызываются этой турбулентностью и нелинейно зависят от нее [1–3].

Зональные потоки представляют собой тороидально- и полоидально-симметричные ($n = m = 0$) колебания. При тороидальной геометрии различают два типа этих потоков: низкочастотные зональные потоки [4] с частотой, близкой к нулю [5], и более высокочастотные колебания на частоте геодезических акустических мод (ГАМ) [6–11]. ГАМ включают в себя компоненты колебаний плотности с $m = 1$ и колебаний магнитного поля с

$m = 2$ [12–16] и частотой $\omega_{GAMs} \approx \sqrt{2}c_s/R_0$, где R_0 и c_s – это, соответственно, большой радиус плазмы и скорость ионно-звуковой волны.

Недавнее исследование [17] показало, что в экспериментах с подачей отрицательного смешения турбулентность и ГАМ могут быть уменьшены за счет увеличения шира среднего потока. Исследование также выявило взаимодействие среднего потока и ГАМ с турбулентностью на краю плазмы в L -режиме, которое возникает во время перехода от низкого к улучшенному удержанию (L – H -переход), что справедливо также и для промежуточных режимов [18]. Текущие экспериментальные исследования фокусируются на исследовании тонкостей нелинейных процессов переноса и менее распространенных режимов удержания.

В настоящей работе представлены результаты исследования взаимодействия между ГАМ, средним потоком и широм среднего потока в плазме токамака HL-2A в режиме L -моды с использова-

нием метода инъекции сверхзвукового молекулярного пучка (SMBI). SМBI-инъекция обеспечивает возможность изменения радиальной компоненты поля E_r и шира E_r , аналогично тому, как это происходит для электрода смещения, в котором можно управлять E_r -компонентой подавая напряжение смещения [17].

После начала SМBI-инъекции компонента E_r постоянно увеличивалась вплоть до начала следующего импульса SМBI. При этом интенсивность турбулентности существенно не менялась и лишь немного увеличивалась во время SМBI-инъекции (фаза I), тогда как интенсивность ГАМ непрерывно уменьшалась. Насыщение турбулентности является весьма сложным процессом, на интенсивность которого влияют ГАМ, шир среднего потока и зональные потоки; разумно предположить, что интенсивность турбулентности не сильно меняется, когда интенсивность ГАМ уменьшается, а шир среднего потока возрастает. В этих условиях интенсивности ГАМ и среднего потока примерно пропорциональны друг другу. Увеличение инкремента ЗП подавляется наличием шира среднего потока. Установить прямое взаимодействие между средним потоком и ГАМ сложно. Поэтому понимание причин развития турбулентности может помочь установить эту связь [19–21].

Оставшаяся часть статьи организована следующим образом. В разд. 2 обсуждаются параметры установки HL-2A, схема SМBI-инъекции и расположение зондов Ленгмюра (ЗЛ). В разд. 3 рассматривается взаимодействие ГАМ и шира среднего потока через турбулентность плазмы. В разд. 4 представлены резюме и окончательное обсуждение.

2. ТОКАМАК HL-2A И ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СИСТЕМЫ SМBI

2.1. Токамак HL-2A

Токамак HL-2A – первый токамак в Китае, использующий диверторы [22]. Основные параметры HL-2A таковы: $R_0 \sim 1.65$, $a \sim 0.4$ м, $B_t \sim 2.8$ Тл, $I_p \sim 0.48$ МА, электронная температура на краю $T_e \sim 50\text{--}80$ эВ, и запас устойчивости на краю $q_a \sim 3.5\text{--}6.2$. Дивертор установки имеет конфигурацию с одним нулем.

Достижение высокой эффективности подпитки топливом является одной из наиболее важных задач для термоядерных реакторов CFETR (China Fusion Engineering Test Reactor) [23] и ITER [24], поскольку, чтобы компенсировать потери плотности, подпитка плазмы термоядерным топливом должна осуществляться в области плазмы глубже пьедестала. Для современного токамака

поддержание баланса частиц и контроль плотности плазмы имеют решающее значение. Чтобы удовлетворить этим требованиям, были разработаны три распространенных метода подпитки плазмы топливом, а именно: обычный напуск газа [25], инъекция пеллет [26, 27] и инъекция сверхзвукового молекулярного пучка (SМBI) [28, 29].

Изначально методика SМBI была успешно разработана для токамака HL-1M. На токамаке HL-2A используются два типа систем SМBI-инъекции [28, 29]. Одна из них представляет собой инжектор с электромагнитным клапаном, установленный со стороны слабого магнитного поля (LFS), а другая представляет собой инжектор с пневматическим клапаном, установленный со стороны сильного магнитного поля (HFS). Линия SМBI-инъекции лежит в экваториальной плоскости и перпендикулярна магнитной оси тороидальной камеры токамака HL-2A. В данном исследовании обсуждаются экспериментальные результаты, полученные с помощью системы, установленной со стороны слабого поля (системы LFS). Клапан системы LFS, используемый для генерации сверхзвукового молекулярного пучка, представляет собой импульсный клапан S99 с электромагнитным приводом и диаметром цилиндра 0.2 мм. Расстояние между соплом клапана и границей плазмы составляет примерно 1.3 м. Для поддержания низкого фонового давления при инъекции пучка в инъекционной трубе установлен турбомолекулярный насос производительностью 450 л/с. С помощью точного и удобного программного кода управления для клапана системы LFS можно предварительно задать время открытия, длительность импульса и интервал между импульсами. Таким образом, можно получить желаемые экспериментальные параметры и контролировать количество вещества, инжектируемого в каждом выстреле. Точность задания длительности импульса может достигать 0.1 мс, а количество импульсов может варьироваться от 1 до 1000. Обычно давление инжектируемого газа дейтерия находится в пределах 6–12 бар.

2.2. Ленгмюровские зонды

Флуктуации плавающего электростатического потенциала измерялись с помощью двух наборов ленгмюровских зондов, смещенных друг относительно друга в полоидальном направлении. Набор ленгмюровских зондов 1–4 (ϕ_{1-4}) состоит из четырех зондов, разнесенных на 4 и 2 мм в радиальном и полоидальном направлениях, соответственно. Кроме того, имеется набор ленгмюровских зондов 7–10 (ϕ_{7-10}), состоящий из четырех зондов, разнесенных на 4 мм как в радиальном, так и в полоидальном направлениях (см. рис. 1).

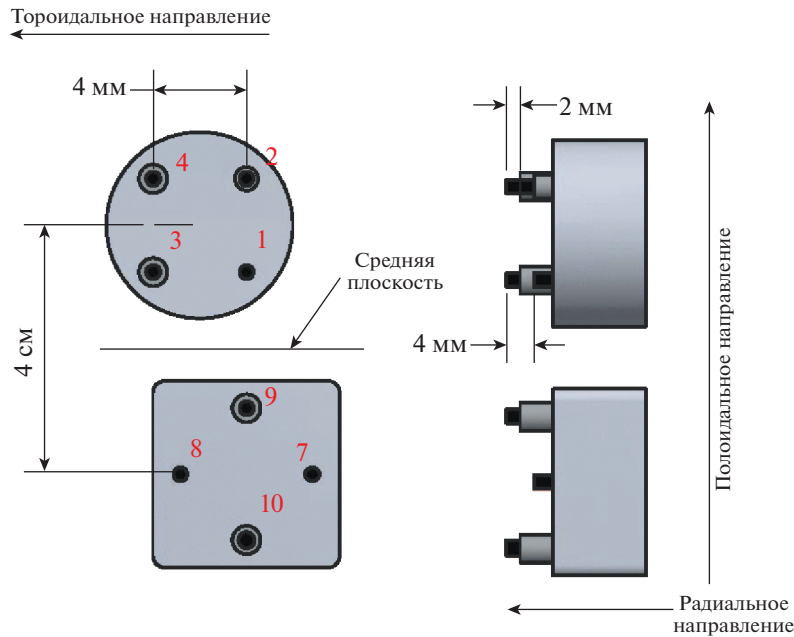


Рис. 1. Схема расположения ленгмюровских зондов.

Два набора, образующие суммарный комплект из восьми зондов, размещены в одном полоидальном сечении и разнесены на 40 мм в полоидальном направлении. Комплект зондов установлен в средней плоскости токамака с внешней стороны симметрично в вертикальном направлении. Частота снятия отсчетов сигналов ленгмюровских зондов составляет 1 МГц. При размещении зондов снаружи от поверхности $r/a = 1$ значимых сигналов не было зарегистрировано. Расположение ленгмюровских зондов соответствует $r \sim 360$ мм ($r/a \sim 0.92$), а частота столкновений и запас устойчивости в месте расположения зондов оцениваются как $v_{ii} \sim (2.1-4.3) \times 10^4$ с⁻¹ и $q(r/a) = 0.88q_a$, соответственно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Пространственные характеристики ГАМ

На рис. 2 показаны основные параметры разряда #7095. Ленгмюровские зонды двинулись в плазму в течение временного интервала 430–570 мс, а их положение составляло примерно $r \sim 360$ мм ($r/a \sim 0.92$) при небольших смещениях плазмы. Влияние магнитного поля на экраны зондов было минимальным, а данные с различных зондов воспроизводились очень хорошо. Плазменный ток I_p составлял приблизительно 180 кА, а среднехордовая плотность электронов была 2.1×10^{19} м⁻³. В этом разряде ток плазмы и среднехордовая плотность электронов не изменя-

лись под действием SMBI-инжекции. Это связано с тем, что давление газа, инжектируемого во время SMBI-инжекции, обычно низкое, и влияние SMBI на среднюю плотность плазмы обычно невелико [30]. Результаты моделирования показывают, что профили плотности и температуры плазмы становятся однородными в полоидальном направлении сначала за счет быстрого полоидального переноса, при том что после SMBI-инжекции они дополнительно релаксируют в радиальном направлении к стационарному состоянию. Плотность плазмы увеличивается, а ее температура снижается в целом во всей области параметров, в которой проводилось моделирование. Была обнаружена область с более крутым градиентом давления из-за увеличения плотности плазмы в этой области. Поток молекул, инжектируемых при SMBI, влияет на эффективность подпитки плазмы и глубину проникновения сверхзвукового молекулярного пучка. Плотность и скорость SMBI-пучка в выстреле #7095 не измерялись. Можно утверждать, что интегральная плотность плазмы различна при разных давлениях пучка SMBI.

На рис. 3а и 3б показаны временная эволюция и спектральная мощность сигналов плавающего потенциала (зонды 4, 9 и 10) на временном интервале 440–500 мс. В интервале частот от 12 до 14 кГц возникали электростатические колебания (данные магнитного зонда не регистрировались при низких β_n). Кроме того, плавающий потенциал модулировался пучком SMBI, что могло быть вызвано изменениями градиента давления

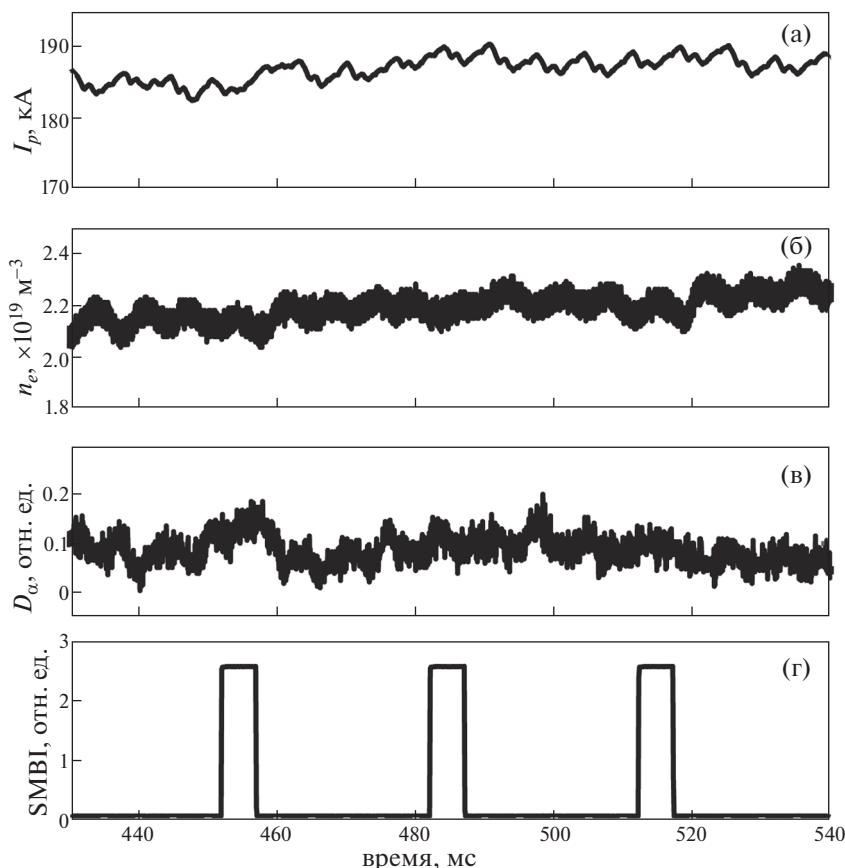


Рис. 2. Временная эволюция основных параметров плазмы в выстреле № 7095 с подпиткой плазмы с помощью SMBI-инъекции. На осциллограммах представлены (сверху вниз): а) плазменный ток; б) усредненная по хорде электронная плотность, измеренная интерферометром на основе HCN лазера; в) интенсивность линии $D\alpha$, характеризующая рециклинг в области средней плоскости; г) контрольный сигнал SMBI.

плазмы [30, 31] или локальной эффективности столкновений [32]. В первом случае около места осаждения пучка SMBI обычно образуется холодная локальная область с высокой плотностью, что может вызвать изменение градиента давления в этом месте. Согласно уравнению баланса радиальных сил, уменьшенный или увеличенный радиальный градиент давления может, соответственно, увеличивать или уменьшать компоненту поля E_r . В последнем случае, когда локальная температура уменьшается, а локальная плотность увеличивается (увеличивается локальная столкновительность), отрицательный потенциал плазмы и отрицательная компонента E_r одновременно увеличиваются.

Для получения частотно-волновых спектров электростатических колебаний, были проведены двухточечные корреляционные измерения флуктуаций потенциала. Этот подход предполагает, что колебания можно описать как суперпозицию волновых пакетов, каждый из которых характеризуется стохастической зависимостью между

волновым числом $k(f)$ и частотой f . В этом случае локальный частотно-волновой спектр $S(k_\theta, f)$ можно оценить как $S(k_\theta, f) = 1/N \times \sum_{i=1}^N \delta[k_\theta - k_i(f)] S_{crs,i}(f)$. Здесь, $\delta(n - m) = 1$, если $m = n$; в противном случае, $\delta(n - m) = 0$. $S_{crs,i}$ и N представляют собой, соответственно, кросс-корреляционную функцию и число реализаций. Как видно из рис. 3в, на временном интервале 440–500 мс полоидальный волновой вектор (зонды 4 и 10) составлял примерно 0.01 см^{-1} . Эти характеристики соответствуют полоидальным свойствам ГАМ.

3.2. Нелинейная связь между ГАМ и турбулентностью

Бикогерентный анализ использовался для контроля интенсивности нелинейного взаимодействия. Для двух временных последовательностей данных $x_1(t)$ и $x_2(t)$ мы определяем усред-

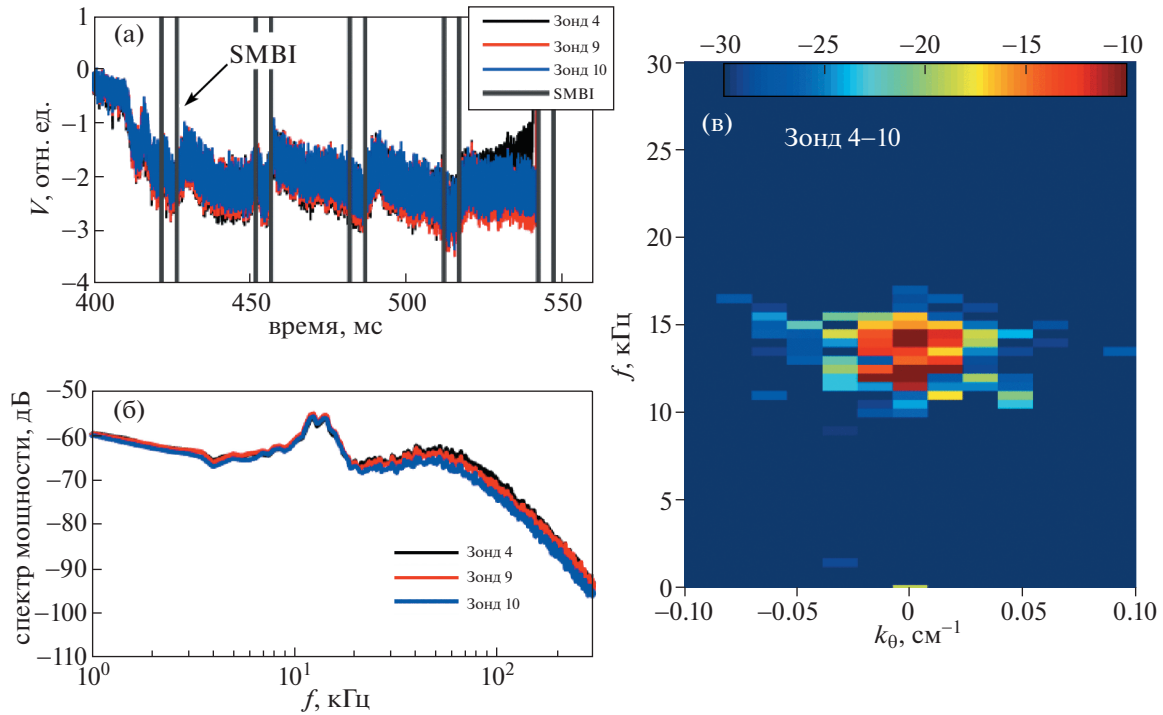


Рис. 3. а) Временная зависимость плавающего потенциала (зонды 4, 9 и 10); б) спектральная плотность мощности флуктуаций плавающего потенциала на временном интервале 440–500 мс; в) полоидальный частотно-волновой спектр флуктуаций плавающего потенциала (зонды 4 и 10).

ненную по ансамблю биспектральную когерентность следующей функцией $B(f_1, f_2)$:

$$B(f_1, f_2) = x_1(f_1) x_1(f_2) x_2^*(f_1 \pm f_2 = f_3). \quad (1)$$

Здесь $x_i(f_j)$ – это Фурье-образ функции $x_i(t)$. Тогда коэффициент бикогерентности $b^2(f_1, f_2)$ можно записать в следующем виде:

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|B(f_1, f_2)|^2}{|x_1(f_1) x_1(f_2)| |x_2(f_3)|}. \quad (2)$$

Суммарная бикогерентность $b^2(f_3)$ является мерой связанности на одной частоте по отношению ко всем другим и определяется следующим выражением:

$$b^2(f_3) = \sum_{f_1+f_2=f_3} b^2(f_1, f_2). \quad (3)$$

На рис. 4а представлена контурная диаграмма квадрата автобикогерентности для плавающего потенциала (зонд 4, временной интервал 430–520 мс), построенная в области между линиями $f_1 = f_2$ и $f_1 = -f_2$ на плоскости $f_1 - f_2$ и для области частот ниже 250 кГц. Разрешение по частоте составляет 1 кГц, поэтому может быть получено достаточное количество реализаций. Для каждой точки (f_1, f_2) на рисунке оттенки темного цвета

характеризуют силу связанности с третьей волной. Значения коэффициента бикогерентности для частот $f_3 = f_1 - f_2 \sim 14$ кГц и $f_2 \sim 14$ кГц оказались намного выше, чем для других частот, будучи при этом значительно выше уровня шума. Это показывает, что между ГАМ и турбулентностью возникла сильная трехволновая связь. При этом на частотной зависимости суммарной автобикогерентности, показанной на рис. 4б, также видны пики на частотах ГАМ, амплитуда которых намного больше, чем на других частотах. Этот результат согласуется с результатом для обычного биспектра ГАМ в отсутствие SMBI-инъекции [33, 34].

3.3. Взаимодействие между ГАМ, средним потоком и турбулентностью

На токамаке HL-2A в режиме подпитки плазмы с помощью SMBI-инъекции было проведено множество экспериментов с целью понять взаимодействие между ГАМ, средним потоком и широм среднего потока. На рис. 5а представлена спектрограмма сигнала, измеренного зондом 4. Кроме того, на рисунке показана эволюция сигналов плавающего потенциала (рис. 5б, ϕ_i , где i обозначает номер электрода), радиальных электрических полей $E_{r1} = (\phi_4 - \phi_2)/\delta r$ и $E_{r2} = (\phi_2 - \phi_1)/\delta r$

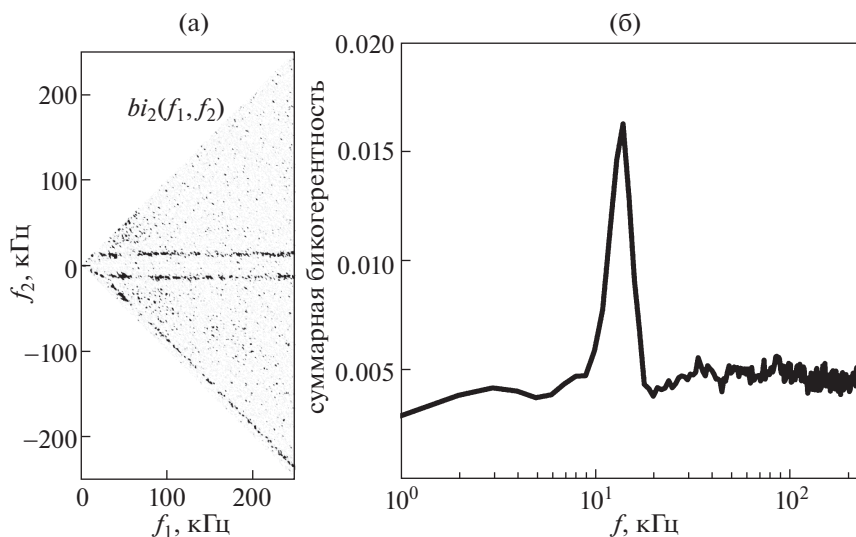


Рис. 4. а) Спектр квадрата коэффициента бикогерентности; б) суммарная бикогерентность плавающего потенциала (зонд 4) на временном интервале 440–500 мс.

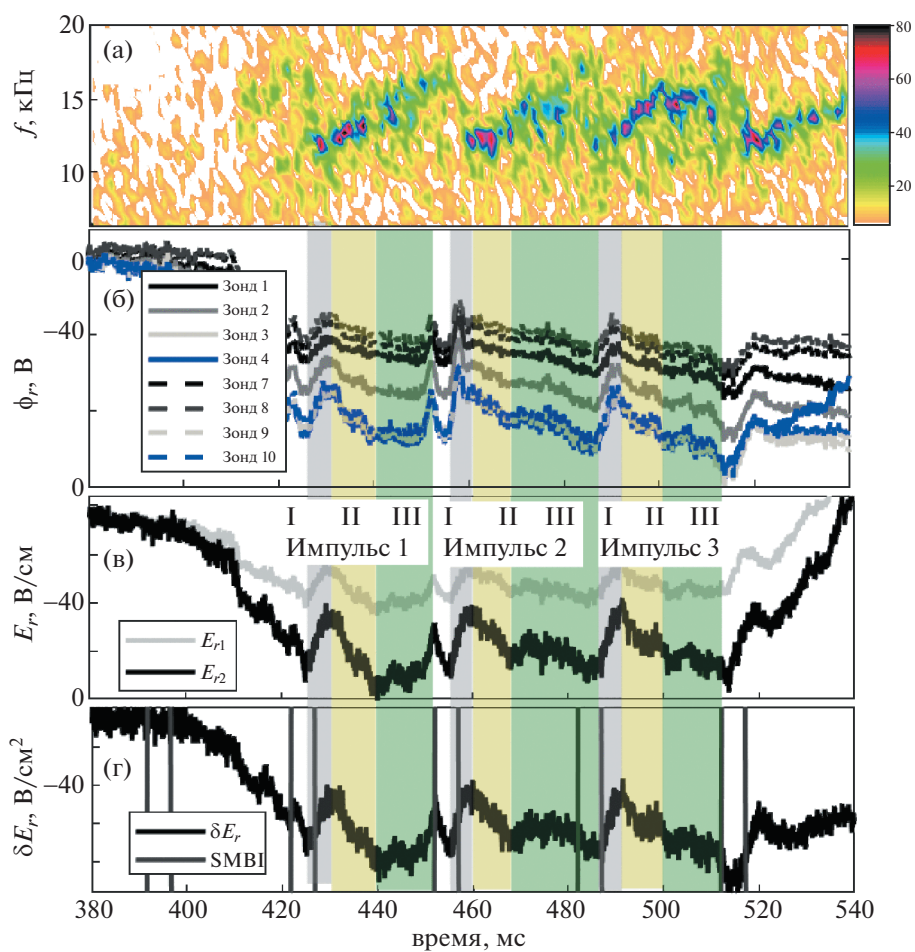


Рис. 5. а) Спектрограмма мощности потенциала плазмы, измеренная зондом 4; б) эволюция плавающего потенциала (ϕ_i , где i обозначает номер зонда); в) радиальное электрическое поле; г) шир радиального электрического поля.

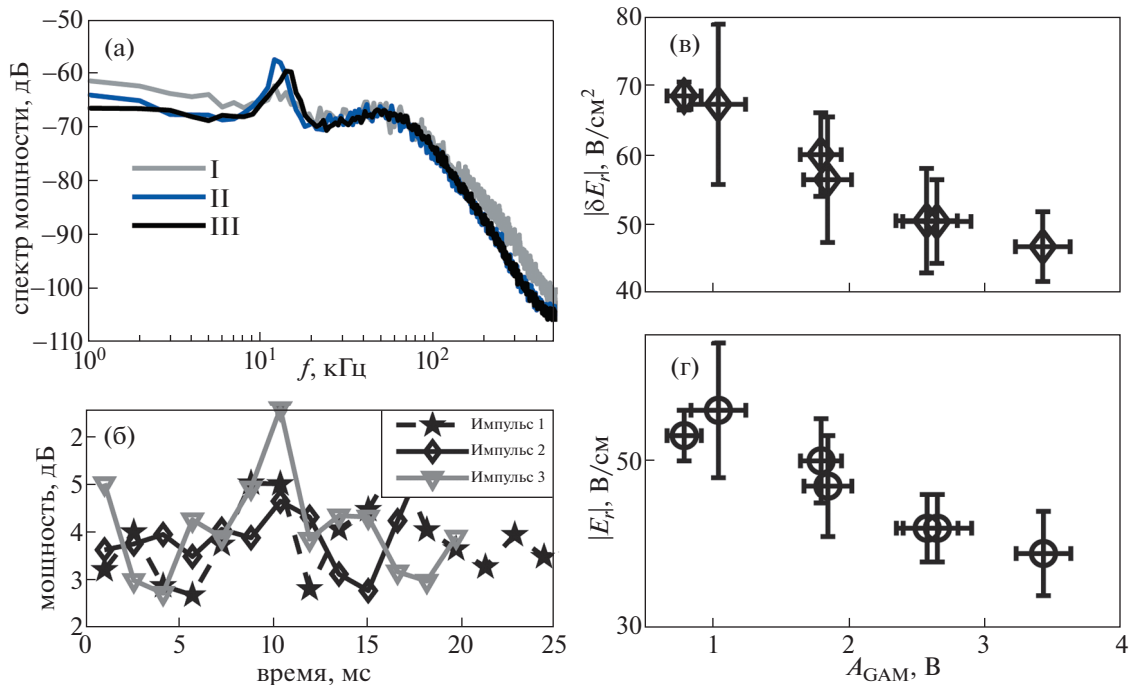


Рис. 6. а) Спектры мощности плавающего потенциала; б) временная зависимость интенсивности суммарной мощности плавающего потенциала (разрешение 1 кГц), в) и г) радиальное поле E_r и его шир как функции интенсивности ГАМ.

(рис. 5в), и шира электрического поля $\delta E_r = (E_{r1} - E_{r2})/\delta r$ с фильтром низкой частоты (рис. 5г). Во время SMVI-инъекции наиболее чувствительными параметрами являются E_r и δE_r . Исходя из сигнала E_r , процесс подпитки плазмы с помощью SMVI-инъекции можно разделить на три фазы, обозначенные на рис. 5 цифрами I, II и III. В первой фазе поле E_r с запаздыванием в несколько мс начало резко уменьшаться, как показано на рис. 5б, в то время как интенсивность турбулентности увеличивалась благодаря SMVI-инъекции, как видно на рис. 6а. В фазе II поле E_r значительно увеличивалось, и частоты ГАМ также возрастали. В течение фазы III поле E_r постепенно возрастает вплоть до начала следующего импульса SMVI, тогда как интенсивность ГАМ уменьшалась, как показано на рис. 6в и 6г.

Как видно из рис. 6а, общая интенсивность турбулентности оставалась постоянной во время фаз II и III, но была слабее, чем в фазе I. На рис. 6б показана временная эволюция интенсивности турбулентности для трех импульсов SMVI (рис. 5). Кроме того, возрастали частота ГАМ, средний поток и шир среднего потока. Однако интенсивность ГАМ уменьшалась. Связь между интенсивностью ГАМ, широм среднего потока и средним потоком оказалась примерно линейной

(рис. 6в и 6г). Это указывает на то, что ГАМ и шир среднего потока создают механизм поддержания интенсивности турбулентности. С учетом сложности установления прямого взаимодействия между ГАМ и широм среднего потока, мы предполагаем, что турбулентность играет роль связующего звена в установлении этого взаимодействия, как это и было выявлено в более ранних теоретических исследованиях, проводившихся с использованием различных моделей [19, 35].

4. ВЫВОДЫ

В этом исследовании изучалось взаимодействие между ГАМ, средним потоком и широм среднего потока. Импульсная инъекция SMVI может влиять на ГАМ и шир среднего потока посредством изменения температуры плазмы и радиального потенциала. Установлено, что увеличение инкремента ГАМ подавляется широм среднего потока, который может поддерживать квазиравновесие, обеспечивающее постоянную интенсивность фоновой турбулентности. В отличие от предыдущих экспериментов, в данном исследовании влияние ГАМ и шира среднего потока на общую интенсивность турбулентности оказалось очень слабым, и наблюдалось улучшение удержания. Однако при определенных условиях SMVI-инъекция может обеспечить подавление турбулентности и, таким образом, способство-

вать переходу из режима худшего удержания плазмы к улучшенному (L - H переход). Результаты, полученные в экспериментах с SMBI-инжекцией, можно сформулировать следующим образом.

Вследствие SMBI-инъекции, вблизи границы плазмы образуются локальные области с низкой температурой и высокой плотностью (области осаждения). Такого типа изменения в плазме могут вызвать уменьшение радиального электрического поля E_r , что приведет к увеличению интенсивности турбулентности вблизи места осаждения. После SMBI-инъекции температура плазмы (в данном исследовании предполагалось, что $T_e \approx T_i$), локальная столкновительность и плотность начинают восстанавливаться и увеличивают поле E_r при возрастании T_e . Возросшее поле E_r и его шир подавляют развитие фоновой турбулентности. Помимо того, что уменьшается интенсивность ГАМ, ослабевает и их способность подавлять турбулентность. В итоге на временном масштабе, превышающем время развития ГАМ, устанавливается относительно стабильное состояние в отношении интенсивности ГАМ, шири среднего потока и интенсивности турбулентности. По сравнению с предыдущими исследованиями, в данном случае роль высокочастотной турбулентности может оказаться более важной: она может оказаться каналом, по которому происходит передача энергии между ГАМ и средним потоком. Данное исследование показало, что SMBI-инжекция создает возможность активной "регулировки" турбулентности, что имеет решающее значение для экспериментов по турбулентному переносу в токамаке. Однако остается много вопросов, требующих решения. Например, должно быть исследовано влияние изменения локальной столкновительности на взаимодействие радиального поля E_r и ГАМ, а также установлены факторы, влияющие на подавление турбулентности при взаимодействии ГАМ и шири среднего потока. Кроме того, необходимо также установить, является ли частота столкновений незначительной при наличии турбулентности, и как период следования импульсов SMBI влияет на турбулентность, шир среднего потока и ГАМ.

Работа выполнена при частичной поддержке Национальной программы КНР в области магнитного удержания термоядерной энергии (National MCF Energy R&D Program, проекты № 2018YFE0311200 и 2017YFE0301204), и Научного фонда естественных наук КНР (Natural Science Foundation of China, проекты № U1967206 и 11975231). Авторы благодарят команду токамака HL-2A за помощь при проведении экспериментов. Все данные, подтверждающие результаты этого исследования, можно получить у авторов статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wootton A.J., Carreras B.A., H. Matsumoto, Mcguire K., Peebles W.A., Ritz C.P., Terry P.W., and Zweben S.J., Phys. Fluids B **2**, 2879 (1990).
2. Diamond P.H., Itoh S.I., Itoh K., and Hahm T.S., Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 35 (2005).
3. Tynan G.R., Fujisawa A., and Mckee G., Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 1968 (2009).
4. Hahm T.S., Beer M.A., Lin Z., Hammett G.W., Lee W.W., and Tang W.M., Phys. Plasmas **6**, 922 (1999).
5. Liu A., Lan T., Yu C., Zhao H., Yan L., Hong W., Dong J., Zhao K., Qian J., Cheng J., et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 095002 (2009).
6. Ido T., Miura Y., Kamiya K., Hamada Y., Hoshino K., Fujisawa A., Itoh K., Itoh S., Nishizawa A., Ogawa H., et al., Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S41 (2006).
7. Melnikov A., Vershkov V., Eliseev L., Grashin S., Gudozhnik A., Krupnik L., Lysenko S., Mavrin V., Perfilov S., Shelukhin D., et al., Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S87 (2006).
8. Melnikov A., Eliseev L., Perfilov S., Lysenko S., Shurygin R., Zenin V., Grashin S., Krupnik L., Kozachek A., Solomatin R.Y., et al., Nucl. Fusion **55**, 063001 (2015).
9. Fujisawa A., Nucl. Fusion **49**, 199 (2009).
10. Winsor N., Johnson J.L., and Dawson J.M., Phys. Fluids **11**, 2448 (1968).
11. Fujisawa A., Ido T., Shimizu A., Okamura S., Matsuoka K., Iguchi H., Hamada Y., Nakano H., Ohshima S., Itoh K., et al., Nucl. Fusion **47**, S718 (2007).
12. Seidl J., Krbec J., Hron M., Adamek J., Hidalgo C., Markovic T., Melnikov A., Stockel J., Weinzettl V., Aftanas M., et al., Nucl. Fusion **57**, 126048 (2017).
13. Huang Z., Coda S., Merlo G., Brunner S., Villard L., Labit B., Theiler C., and Team T.T., Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 034007 (2018).
14. Simon P., Conway G.D., Stroth U., Biancalani A., Palermo F., and Team T.A.U., Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 045029 (2016).
15. Silva C., Hillesheim J.C., Gil L., Hidalgo C., Meneses L., Rimini F., and Contributors J., Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 085006 (2018).
16. Wang M., Zhou C., Liu A., Zhang J., Liu Z., Feng X., Ji J., Li H., Lan T., Xie J., et al., Phys. Plasmas **25**, 102508 (2018).
17. Silva C., Duarte P., Fernandes H., and Figueiredo H., Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 085013 (2012).
18. Conway G.D., Angioni C., Ryter F., Sauter P., and Vicente J., Phys. Rev. Lett. **106** (2011).
19. Anderson J. and Kishimoto Y., Phys. Plasmas **13**, 102304 (2006).
20. K. Uzawa, Y. Kishimoto, and J. Li, Plasma Fusion Res. **1**, 024 (2006).
21. Kim E.-j. and Diamond P., Phys. Plasmas **10**, 1698 (2003).
22. Liu Y., Ding X.T., Yang Q.W., Yan L.W., Liu D.Q., Xuan W.M., Chen L.Y., Song X.M., Cao Z., and Zhang J.H., Nucl. Fusion **45**, S239 (2005).
23. Wan Y., Li J., Liu Y., Wang X., Chan V., Chen C., Duan X., Fu P., Gao X., Feng K., et al., Nucl. Fusion **57**, 102009 (2017).

24. *Aymar R., Barabaschi P., and Shimomura Y.*, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 519 (2002).
25. *Bakhtiari M., Kawano Y., Tamai H., Miura Y., Yoshino R., and Nishida Y.*, Nucl. Fusion **42**, 1197 (2002).
26. *Baylor L.R., Jernigan T.C., Combs S.K., Houlberg W.A., Murakami M., Gohil P., Burrell K.H., Greenfield C.M., Groebner R.J., and Hsieh C.L.*, Phys. Plasmas **7**, 1878 (2000).
27. *Foster C.A., Colchin R.J., Milora S.L., Kim K., and Turnbull R.J.*, Nucl. Fusion **17**, 1067 (1977).
28. *Yao L., Zhou Y., Cao J., Feng B., Feng Z., Luo J., Dong J., Yan L., Hong W., and Li K.*, Nucl. Fusion **41**, 817 (2001).
29. *Sun H.-J., Ding X.-T., Yao L.-H., Feng B.-B., Liu Z.-T., Duan X.-R., and Yang Q.-W.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 045003 (2010).
30. *Takenaga H., Miyo Y., Bucalossi J., Marty V., Urano H., Asakura N., Nishiyama T., Sasajima T., Masaki K., and Kaminaga A.*, Nucl. Fusion **50**, 115003 (2010).
31. *Razumova K., Andreev V., Eliseev L., Kislov A.Y., La Haye R., Lysenko S., Melnikov A., Notkin G., Pavlov Y.D., and Kantor M.Y.*, Nucl. Fusion **51**, 083024 (2011).
32. *Melnikov A.V.*, *Electric Potential in Toroidal Plasmas* (Springer Nature Switzerland, Basel, 2019).
33. *Melnikov A., Eliseev L., Lysenko S., Ufimtsev M., and Zenin V.*, Nucl. Fusion **57**, 115001 (2017).
34. *Riggs G.A., Nogami S., Koepke M., Melnikov A., Eliseev L., Lysenko S., Khabanov P., Drabinskij M., Kharchev N., Kozachek A.*, J. Plasma Phys. **87**, 885870301 (2021).
35. *Kendl A. and Scott B.*, Phys. Plasmas **12**, 064506 (2005).

Перевод с английского И.А. Гришиной

INTERACTION BETWEEN GAMS AND MEAN FLOW SHEAR DURING SMBI INJECTION INTO HL-2A TOKAMAK

M. Y. Wang^{1, 2, 3, #}, C. Zhou¹, A. D. Liu¹, G. Zhuang¹, X. Feng¹, J. Zhang¹, Z. Y. Liu¹, J. X. Ji¹, X. M. Zhong¹, J. Cheng⁴, and C. Y. Chen⁵

¹ *KTX Laboratory and Department of Engineering and Applied Physics, University of Science and Technology of China, Anhui Hefei 230026, China*

² *Hebei Key Laboratory of Compact Fusion, Langfang 065001, China*

³ *ENN Science and Technology Development Co., Ltd., Langfang 065001, China*

⁴ *Institute of Fusion Science, School of Physical Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China*

⁵ *Southwestern Institute of Physics, Chengdu, People's Republic of China*

[#]*e-mail: wmyuan@mail.ustc.edu.cn*

The interactions among geodesic acoustic modes (GAMs), mean flow, and mean flow shear were investigated using Langmuir probe arrays under periodic supersonic molecular beam injection (SMBI) during L-mode discharges in HL-2A tokamak. Results of the SMBI fueling process can be described as follows. In Phase I, immediately following beam injection, the electric field (E_r) and temperature (T_e) are found to be the most sensitive plasma parameters and decreased abruptly with an increase in the intensity of the turbulence. In Phase II, E_r increased significantly, and the frequency of the GAMs also increased. In Phase III, E_r gradually increased until the next SMBI pulse commenced, whereas the intensity of the GAM decreased.

Keywords: SMBI, ZF, turbulence, electric field