

УДК 533.932

ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОГО ИЗОТОПНОГО ЭФФЕКТА В УДЕРЖАНИИ ЭНЕРГИИ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

© 2019 г. Д. В. Куприенко^{а,*}, А. Б. Алтухов^а, А. Д. Гурченко^а, Е. З. Гусаков^а, Л. А. Есипов^а,
О. А. Каледина^а, Н. В. Тропин^а, С. И. Лашкул^а, Г. А. Трошин^а, С. В. Шаталин^а

^а Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: denis.kouprienko@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 31.01.2019 г.

После доработки 22.04.2019 г.

Принята к публикации 25.05.2019 г.

Изучается влияние изотопного состава плазмы (водород/дейтерий) на удержание энергии в токамаке ФТ-2. Обнаружен сильный изотопный эффект, который проявляется в дейтериевой плазме в режимах с высокой плотностью. Показана корреляция между улучшением удержания в дейтерии и падением уровня турбулентности на периферии разряда.

DOI: 10.1134/S0367292119120047

ВВЕДЕНИЕ

Изотопный эффект в удержании энергии в плазме токамака известен, как отмечается в [1], уже около 40 лет и состоит в превышении времени удержания энергии в дейтериевом разряде над водородным. Этот эффект очень важен для успешного проведения экспериментов по управляемому термоядерному синтезу в экспериментальном токамаке-реакторе ИТЭР, с чем связан большой интерес к его изучению, вновь возникший в последнее время [2]. Несмотря на долгую историю изучения изотопного эффекта в удержании энергии в токамаке, он до сих пор не получил полноценного теоретического объяснения. Более того, его экспериментальные проявления противоречат предсказаниям как неоклассической теории, так и квазилинейным оценкам турбулентных коэффициентов переноса. В омических разрядах токамака этот эффект в свое время нашел отражение, например, в так называемом скейлинге Голдстона [3], фиксирующем пропорциональность глобального времени удержания энергии корню квадратному из атомного числа изотопа водорода.

В последнее время исследования изотопного эффекта в удержании энергии и частиц активно ведутся на токамаке ФТ-2 [4, 5]. Экспериментально и с помощью глобального гирокинетического моделирования была исследована зависимость плазменной турбулентности различных временных и пространственных масштабов, а также коэффициентов теплопроводности и диффузии плазмы от изотопного состава омических разрядов небольшой плотности. Было показано, что коэффициент диффузии в водородных разря-

дах малой плотности оказывается выше, чем в разрядах в дейтерии. В то же время оказалось, что электронная температуропроводность в этих разрядах не зависит от изотопного состава.

В настоящей статье приведены результаты изучения глобального времени удержания энергии в плазме токамака ФТ-2 в гораздо более широком диапазоне плотностей, представленных ранее в серии работ [6]. Проведено сопоставление полученных зависимостей времени удержания энергии от основных параметров разряда с апробированными скейлингами (нео-алкаторным и Голдстона). Показано, что в разрядах высокой плотности наблюдается зависимость времени удержания энергии от изотопного состава разряда. Особенно заметный или “сильный” изотопный эффект проявляется в разрядах с высокой плотностью, в которых водородная плазма (H-плазма) следует хорошо известному LOC-SOC (Linear Ohmic Confinement – Saturated Ohmic Confinement) сценарию зависимости времени удержания энергии от плотности [7]. В дейтериевой плазме (D-плазма), как и в водороде, с ростом плотности имеет место LOC-зависимость, причем перехода в режим SOC не происходит вплоть до самых больших достигнутых плотностей. Изотопный эффект в удержании частиц проявляется на профилях плотности, которые в дейтерии, в отличие от водородной плазмы, уплощаются в центральной зоне разряда, в то время как на периферии наблюдается образование сильного градиента.

Основной экспериментальный материал приведен в разд. 2–4. Выводы собраны в Заключение.

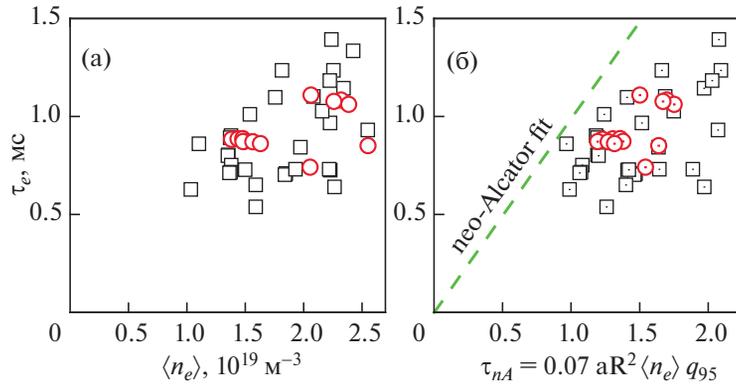


Рис. 1. Для разрядов с полным током плазмы $I_p = 19\text{--}22$ кА зависимость измеренного энергетического времени жизни от среднехордовой плотности (а) и от расчетного τ_E по нео-алкаторному скейлингу (б). Квадраты – водород, кружки – дейтерий. Штриховой линией показан ход нео-алкаторного скейлинга.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ПОДХОД И МОДЕЛИРОВАНИЕ

В работе систематизирована и проанализирована экспериментальная база данных токамака за достаточно большой период времени. Представленные результаты относятся к экспериментам, проведенным в стандартном омическом разряде токамака ФТ-2 ($R/a = 55$ см/8 см, $I_p = 19\text{--}35$ кА, $B = 2.0\text{--}2.3$ Тл, $q_{95} = 3.0\text{--}5.5$) на квазистационарной стадии разряда.

Профили электронной температуры и плотности измерялись с помощью диагностики томсоновского рассеяния и микроволнового интерферометра, ионная температура – 5-ти канальной сканирующей диагностикой потоков нейтральных атомов. Моделирование энергобаланса проводилось с помощью транспортного кода АСТРА [8].

Основной исследуемый в работе параметр – энергетическое время жизни τ_E – во всех представленных случаях определялся на основе измеренных профилей температуры и концентрации электронов и ионов. Полное энергетическое время жизни рассчитывалось как $\tau_E = W/(P_{OH} - dW/dt)$, где W – полное энергосодержание плазмы, P_{OH} – мощность омического нагрева.

В рамках исследований изотопного эффекта анализировались эксперименты с различными рабочими газами. В большинстве случаев эксперименты проведены в водородной и дейтериевой плазме, несколько экспериментов выполнены в гелиевой или частично гелиевой плазме. Для систематизации обширной базы данных токамака была сделана выборка омических разрядов по таким параметрам, как тороидальное поле B_T и полный ток I_p . В работе представлены только эксперименты с максимальным значением поля $B_T \sim 2\text{--}2.3$ Тл. По критерию I_p выбраны разряды в двух диапазонах полного тока плазмы, которые будут представлены отдельно: диапазон относи-

тельно малых токов плазмы ($I_p = 19\text{--}22$ кА, $q_{95} \sim 4\text{--}6$) и больших токов ($I_p = 29\text{--}35$ кА, $q_{95} \sim 3\text{--}4$).

3. СКЕЙЛИНГ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ

Диапазон низких токов плазмы $I_p = 19\text{--}22$ кА ($T_{e0} \sim 300\text{--}400$ эВ)

На рис. 1а для разрядов токамака с полным током $I_p = 19\text{--}22$ кА показана зависимость экспериментального энергетического времени τ_E от среднехордовой плотности. Видно, что, с точки зрения изотопного эффекта, существенной разницы в зависимости удержания энергии между водородной и дейтериевой плазмой при малых значениях тока разряда не наблюдается. Довольно ограниченный диапазон (по плотности) представленных на графике данных связан с тем, что при таких значениях полного тока плазмы на ФТ-2 технически сложно получить воспроизводимую устойчивую серию разрядов для более высоких значений концентрации плазмы.

Для сравнения с данными, полученными на других токамаках, имеет смысл сопоставить рассчитанные значения энергетического времени жизни с общепринятыми скейлингами для омических разрядов. Скейлинг Голдстона $\tau_{GS} = 0.07aR^2 \langle n_e \rangle q_{95}^{0.5} A^{0.5}$ в данной ситуации не выглядит уместным по причине зависимости в нем времени жизни от корня из массы изотопа водорода. Более подходящим будет сравнение с другим известным скейлингом – нео-алкаторным $\tau_{nA} = 0.07aR^2 \langle n_e \rangle q_{95}$, в котором изотопный состав плазмы не играет роли (рис. 1б). Видно, что измеренные значения энергетического времени жизни разрядов с полным током $I_p = 19\text{--}22$ кА оказываются заметно ниже (в 1.5–2 раза) предсказаний нео-алкаторного скейлинга.

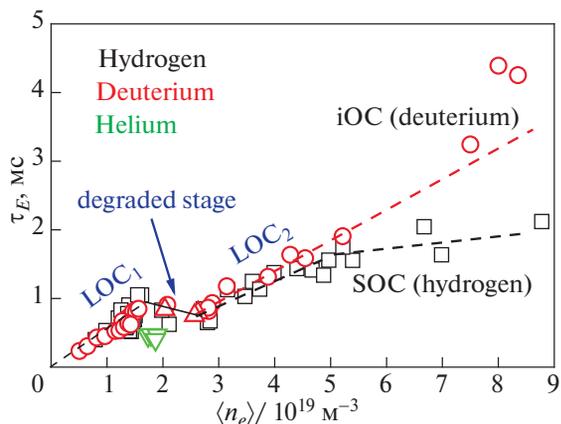


Рис. 2. Зависимость полного энергетического времени жизни от среднехордовой плотности для режимов с высоким током $I_p = 29\text{--}35$ кА. Квадраты – водород, кружки – дейтерий, треугольники – гелий.

Диапазон высоких токов плазмы $I_p = 29\text{--}35$ кА ($T_{e0} \sim 600\text{--}700$ эВ)

На рис. 2 показана зависимость энергетического времени в разрядах с током плазмы $I_p = 29\text{--}35$ кА от плотности плазмы $\tau_E(\langle n_e \rangle)$ в доступном на ФТ-2 диапазоне концентрации плазмы. При таком токе диапазон доступных с точки зрения операционных возможностей токамака плотностей плазмы значительно шире, чем в слаботочных режимах, о которых говорилось выше. На представленном графике (рис. 2) можно выделить 3 диапазона плотностей с существенно отличающимся характером зависимости времени жизни.

При среднехордовой плотности ниже значений $\langle n_e \rangle \approx 1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, как и в режимах с низким током, наблюдается линейный рост τ_E с ростом плотности, также без ярко выраженного изотопного эффекта. Отсутствие влияния изотопного состава на удержание энергии при малой плотности может быть связано с несущественной ролью ионов в аномальном теплопереносе и энергобалансе плазмы, который, в основном, определяется электронным теплопереносом [9].

В диапазоне плотностей от $1.7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ до примерно $2.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и в дейтерии, и в водороде наблюдается замедление линейного роста τ_E с ростом плотности и даже некоторая деградация удержания, что не характерно для общепринятого сценария LOC. Ожидаемый переход от LOC к SOC, по оценкам [10], должен происходить при существенно более высоких плотностях. Для понимания причин этого феномена имеет смысл посмотреть на зависимости от плотности других основных параметров плазмы (рис. 3). Из этого графика видно, что в рассматриваемом диапазоне концентраций плазмы происходит существенный (практически двукратный) рост значений эффективного заряда

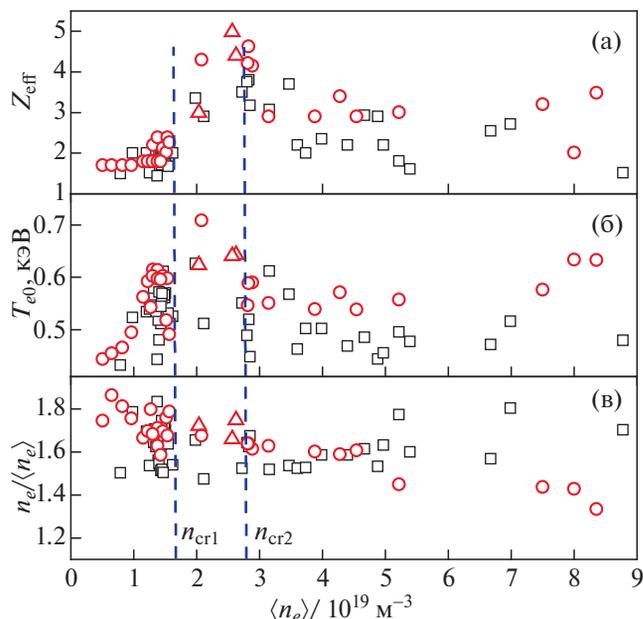


Рис. 3. Зависимости от средней плотности: а) – эффективного заряда, б) – центральной температуры, в) – отношения центральной плотности к средней. Квадраты – водород, кружки – дейтерий.

плазмы Z_{eff} , рис. 3а. Этот параметр рассчитывается с помощью кода АСТРА по измеренным профилям температуры в предположении неоклассической проводимости и плоского профиля Z_{eff} . Возможно, эффект аномально высоких значений Z_{eff} здесь связан с достаточно высокой электронной температурой в центре разряда ($>600\text{--}700$ эВ, рис. 3б), превышающей, согласно корональной модели, пороговые значения, при которых происходит полная “обдирка” легкой примеси кислорода до состояния O^{+8} с последующим ее накоплением в центре разряда. Формально, эффект деградации τ_E здесь связан с более быстрым, по сравнению с энергосодержанием, ростом вкладываемой мощности омического нагрева за счет снижения электропроводности плазмы.

При плотностях выше $\langle n_e \rangle \approx 2.8 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ снова наступает фаза линейного роста времени жизни, но характеризующаяся менее крутым нарастанием, если сравнивать с самыми низкими плотностями (стадия LOC₂ на рис. 2). Вплоть до значений плотности $\langle n_e \rangle \approx 4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ особой разницы между водородным и дейтериевым разрядами не наблюдается. Далее с ростом концентрации начинает сказываться влияние изотопного состава на глобальное удержание энергии. Для водорода наблюдается обнаруженный на многих токамаках переход от LOC к стадии SOC, то есть к насыщению τ_E с увеличением плотности. Эмпирическая оценка критической плотности перехода из LOC в SOC, полученная для обширной базы

данных многих токамаков, имеет вид $n_{\text{LOC-SOC}} \approx 0.65 A^{0.5} B_T / (Rq)$ [10], что в случае ФТ-2 для водорода дает значения среднехордовой плотности $n_{\text{LOC-SOC}} \approx 7 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

В D-плазме, в отличие от водородной, линейный рост τ_E продолжается при плотности выше $4.5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а в самых плотных режимах расчет τ_E дает даже более высокие значения, чем предполагает тенденция начального линейного роста этой величины (штриховая линия на рис. 2), — зависимость iOC (improved Ohmic Confinement). Из этого графика следует, что в режимах с максимальной плотностью на ФТ-2 энергетическое время жизни в дейтерии практически в два раза превышает значения τ_E для водородной плазмы. Столь существенная разница в глобальном удержании энергии предполагает наличие серьезных качественных различий в организации разрядов с высокой плотностью.

При сопоставлении зависимости, приведенной на рис. 2, с вышеупомянутыми скейлингами надо принимать во внимание различное проявление изотопного эффекта для разных диапазонов концентрации плазмы. Действительно, при низких плотностях плазмы, где не обнаружено существенных различий в энергетическом времени жизни между водородной и дейтериевой плазмой, наблюдается хорошее совпадение с нео-алкаторным скейлингом (рис. 4а). Для более высоких плотностей наблюдается хорошее соответствие со скейлингом Голдстона (рис. 4б). Оно практически идеально для водородной плазмы, однако не столь хорошо для дейтериевой: в средней части графика дейтериевые точки оказываются регулярно ниже предсказаний скейлинга Голдстона, а при самых высоких концентрациях, напротив, даже превышают оценки этого скейлинга.

На рис. 5 показаны измеренные профили плотности, электронной и ионной температур для четырех характерных случаев с точки зрения диапазона рабочих плотностей: обозначенных на рис. 2 как LOC₁, degraded stage, LOC₂, а также режимов HDR (high density regimes). В первых трех случаях и в дейтерии, и в водороде профили плотности вполне сопоставимы, а профили T_e и T_i если и отличаются, то незначительно. В случае же плотной плазмы изотопный состав плазмы существенным образом сказывается на форме профилей. На рис. 3б,в показана тенденция изменения параметров T_{e0} , $n_{e0}/\langle n_e \rangle$ для разных изотопов во всем диапазоне плотности плазмы. Видно, что в сопоставимых сценариях разряда центральная электронная температура в водородной плазме практически всегда ниже, чем в дейтериевой. А параметр $n_{e0}/\langle n_e \rangle$, характеризующий уширение профиля плотности, в дейтерии монотонно падает с ростом плотности, в

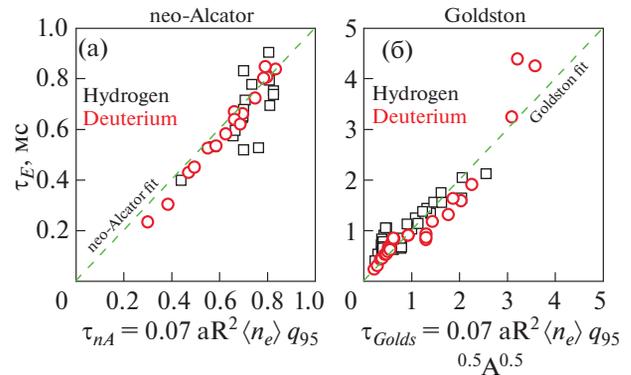


Рис. 4. Для разрядов с полным током плазмы $I_p = 29$ – 35 кА зависимость измеренного энергетического времени жизни τ_E от а) расчетного τ_E по нео-алкаторному скейлингу при низких концентрациях, б) расчетного τ_E по скейлингу Голдстона во всем диапазоне концентраций. Квадраты — водород, кружки — дейтерий.

то время как в водородной плазме практически не зависит от концентрации.

4. ПРОЯВЛЕНИЕ ИЗОТОПНОГО ЭФФЕКТА В РЕЖИМАХ С ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

Для понимания причин “усиления” изотопного эффекта с ростом плотности на ФТ-2 была проведена отдельная серия экспериментов в дейтериевой и водородной плазме в режимах с высокой плотностью $\langle n_e \rangle \sim (8-9) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в сопоставимых разрядах токамака. Сценарий разряда и в дейтерии, и в водороде предполагал плавный рост плотности от пробоя до максимальных значений за времена порядка 10 мс (рис. 6а). Было обнаружено, что в дейтерии существует некоторая критическая плотность, при превышении которой наблюдаются признаки перехода в режим улучшенного удержания энергии и частиц. К ним в первую очередь относится сильное падение (практически пятикратное) свечения линии D_β (рис. 6б), а также появление признаков формирования периферийного транспортного барьера на профиле плотности (рис. 7). Происходит уплощение профиля плотности внутри области $r/a < 0.6$, а вне этой области образуется сильный градиент n_e . Кроме того, через 1–2 мс после появления спада на D_β наблюдается падение сигнала напряжения обхода U_p (рис. 6в). Для сравнения на рис. 6 и 7 показаны графики для сопоставимого режима в водородной плазме, где никаких сильных эффектов и подобных особенностей не обнаружено.

В этой же серии экспериментов с плазмой высокой плотности были проведены зондовые измерения уровня турбулентности на периферии плазмы, вблизи последней замкнутой магнитной поверхности. 5-электродным ленгмюровским зондом измерялась динамика плавающего потенциала, которая затем пересчитывалась в величину

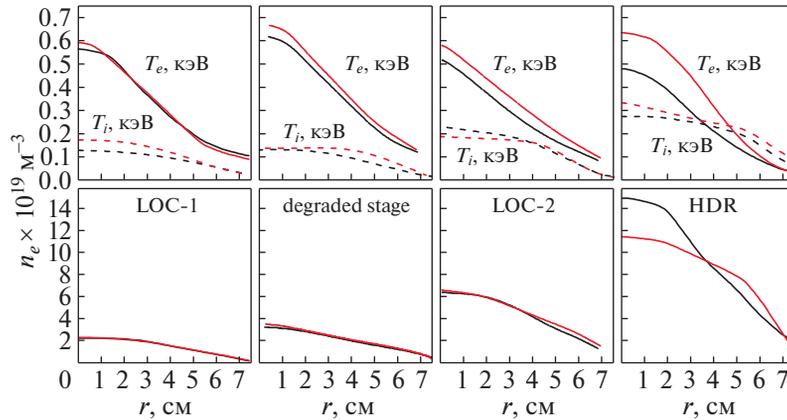


Рис. 5. Профили T_e , T_i и n_e для характерных диапазонов плотности: трех, показанных на рис. 2 как LOC₁, degraded stage, LOC₂, и диапазона HDR. Черные линии – водород, красные – дейтерий.

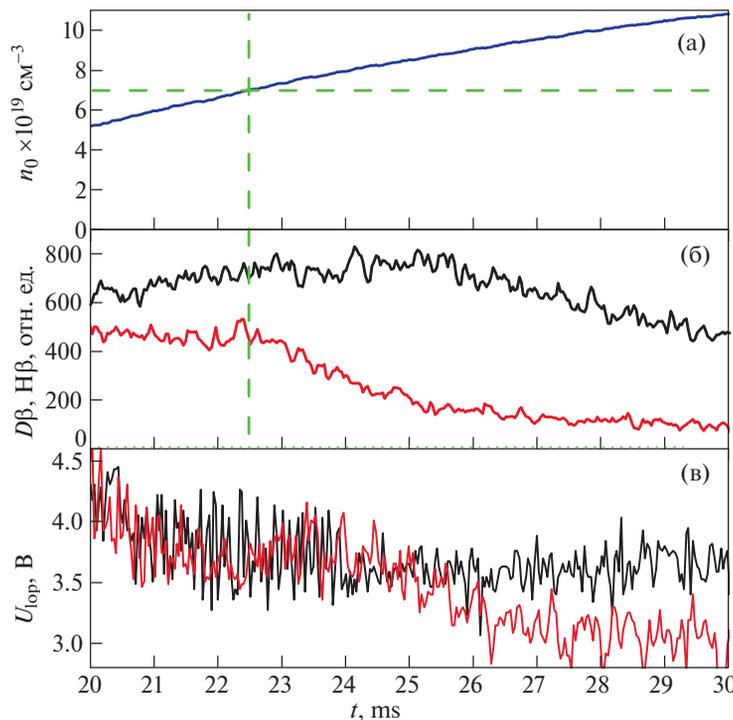


Рис. 6. а) – Динамика центральной хорды интерферометра; б) – динамика свечения линий H α (черный) и D α (красный); в) – напряжение на обходе в водородном (черная линия) и дейтериевом (красная линия) разрядах.

спектральной плотности флуктуаций плотности [11]. На рис. 8 показано поведение этой величины, измеренной вблизи последней замкнутой магнитной поверхности ($r = 78$ мм) со стороны слабого поля, для дейтериевой и водородной плазмы. Как видно, в водороде сигнал, измеренный в частотном диапазоне 0–1.56 МГц, практически не меняется во времени, в то время как в дейтериевом разряде, где наблюдались признаки перехода в режим улучшенного удержания, происходит практически двукратное его падение, что свидетельствует о подавлении периферийной турбулентности, определяющей уровень аномального переноса и качество удержания плазмы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведен расчет глобальных параметров удержания энергии на основе обширной базы данных токамака ФТ-2, показана зависимость от концентрации энергетического времени жизни для водорода и дейтерия. В режимах с низким током плазмы энергетическое время жизни не зависит от изотопного состава плазмы, при этом оказывается заметно ниже предсказаний нео-алкалаторного скейлинга. При высоких токах плазмы расчет τ_E хорошо совпадает с этим скейлингом при низких концентрациях, а при более высоких плотностях, где проявляется влияние изотопного

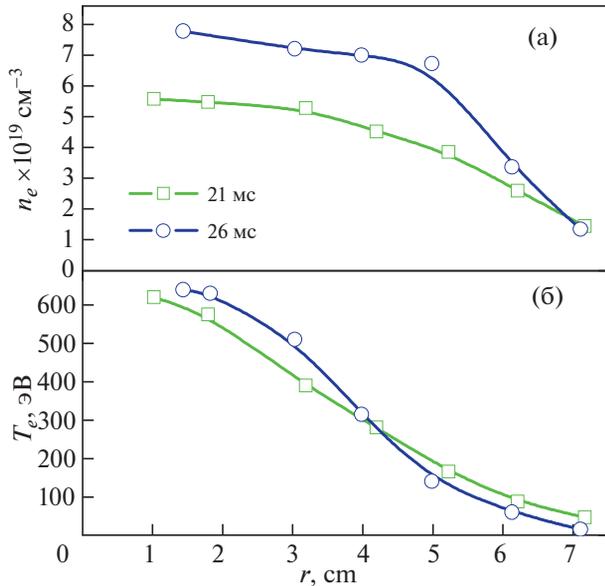


Рис. 7. Сопоставление профилей электронной температуры и плотности в водородном и дейтериевом разрядах. Время измерения профилей – до и после падения свечения линии D β .

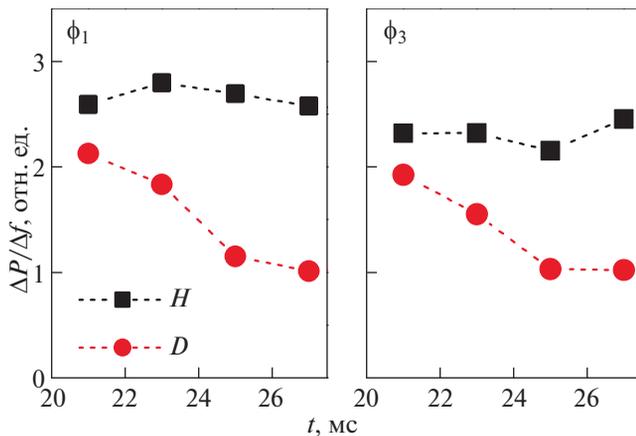


Рис. 8. Спектральная мощность флуктуаций плотности, измеренная на двух различных электродах ленгмюровского зонда в водороде (черные квадраты) и дейтерии (красные кружки).

состава плазмы, наиболее близкие оценки времени жизни дает скейлинг Голдстона.

В целом, при малых и средних плотностях плазмы изменение времени жизни от плотности следует общеизвестной ЛОС-зависимости. Заметный изотопный эффект в удержании энергии проявляется в режимах с высоким током и с высокой плотностью плазмы, в которых, по-видимому, существенно влияние ионной компоненты на характер переноса. При самых высоких плотностях $\langle n_e \rangle \sim (8-9) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ энергетическое время жизни в D-плазме в два раза выше, чем в H-плазме. Такой сильный изотопный эффект объясняется тем, что в D-плазме при превышении некоторого критиче-

ского уровня концентрации наблюдаются признаки перехода в моду улучшенного удержания (предположительно в омическую H-моду).

Исследования изотопного эффекта в удержании выполнены при поддержке гранта РФФИ 17-12-01110, функционирование токамака ФТ-2 и стандартных систем диагностики разряда было поддержано в рамках государственного контракта ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН 0040-2014-0023.

Контакты: Куприенко Денис Васильевич, ФТИ им. Иоффе РАН, С.-Петербург, ул. Политехническая 26, тел. (812) 2929329, e-mail: denis.kouprienko@mail.ioffe.ru

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wagner F, Stroth U.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 35. P. 1321.
2. *Maggi C.F., Weisen H., Hillesheim J.C., Chankin A., Delabie E., Horvath L., Auremma F., ICarvalho I.S., Corrigan G., Flanagan, Garzotti L., Keeling D., King D., Lerche E., Lorenzini R., Maslov M., Menmuir S., Saarelma S., Sips A.C.C., Solano E.R., Belonohy E., Casson F.J., Challis C., Giroud C., Parail V., Silva C., Valisa M. and JET Contributors* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. 014045.
3. *Goldston R.J.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. V. 26. P. 87.
4. *Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Niskala P., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kiviniemi T.P., Korpilo T., Kouprienko D.V., Lashkul S.I., Leerink S., Perevalov A.A., Irzak M.A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. 044002.
5. *Niskala P., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Altukhov A.B., Esipov L.A., Kantor M.Y., Kiviniemi T.P., Kouprienko D.V., Korpilo T., Lashkul S.I., Leerink S., Perevalov A.A., Rochford R.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. 044010.
6. *Kouprienko D., Altukhov A., Esipov L., Gurchenko A., Gusakov E., Kantor M., Lashkul S., Leerink S., Perevalov A., Troshin G.* // 44th EPS Conf. Plasma Phys., Belfast, Northern Ireland, UK, 2017. P4.179.
7. *Simmet E.E. and the ASDEX Team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 38. P. 689.
8. *Pereverzev G., Yushmanov P.N.* Rep. 5/98 Max-Planck-Institut fur Plasmaphysik. Garching, 1998.
9. *Schneider P.A., Bustos A., Hennequin P., Ryter F., Bernert M., Cavedon M., Dunne M.G., Fischer R., Görler T., Hoppel T., Igochine V., Kurzan B., Lebschy A., McDermott R.M., Morel P., Willensdorfer M., EUROfusion MST1 Team* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 066003.
10. *Shimomura Y., Suzuki N., Sugihara M., Tuda T., Odajima K.* JAERI-M Report 87-080 (1987).
11. *Лащул С.И., Шаталин С.В., Алтухов А.Б., Векшина Е.О., Дьяченко В.В., Есипов Л.А., Кантор М.Ю., Куприенко Д.В., Попов А.Ю., Степанов А.Ю., Шарпенюк А.П.* // Физика плазмы. 2006. Т. 32. С. 387. [Lashkul S.I., Shatalin S.V., Altukhov A.B., Vekshina E.O., Dyachenko V.V., Esipov L.A., Kantor M.Y., Kouprienko D.V., Popov A.Y., Stepanov A.Y., Sharpenok A.P. // Plasma Phys. Rep. 32 (5), 353(2006)]