

04

## Зависимость времени удержания энергии от величины тороидального магнитного поля в токамаке ТУМАН-3М

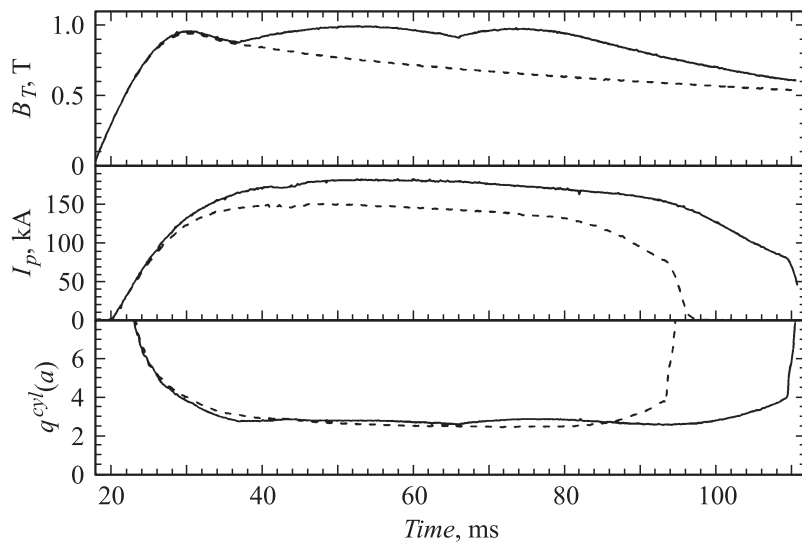
© С.В. Лебедев, Л.Г. Аскинази, М.И. Вильджюнас, Н.А. Жубр,  
В.А. Корнев, С.В. Крикунов, А.С. Тукачинский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: sergei.lebedev@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 25 ноября 2011 г.

Представлены результаты исследования влияния величины тороидального магнитного поля на время удержания энергии в омическом  $H$ -режиме в токамаке с малым магнитным полем ТУМАН-3М. Исследование выполнено при тороидальных полях 0.68–1.0 Т, вдвое превышающих поля, исследовавшиеся в сходных экспериментах на сферических токамаках NSTX и MAST (0.25–0.5 Т). Полученные данные указывают на сильную зависимость времени удержания энергии от тороидального поля:  $\tau_E \propto B_T^{(0.75-0.8)}$ . Найденная зависимость существенно более сильная, чем в скейлинге ИТЭР:  $\tau_{E\_IPB98} \propto B_T^{0.15}$ , и несколько слабее, чем наблюдавшаяся на токамаках NSTX и MAST. Более сильная по сравнению со скейлингом ИТЭР зависимость  $\tau_E$  от  $B_T$ , обнаруженная в описываемых экспериментах, должна учитываться при разработке проектов термоядерных установок с малыми аспектным отношением и тороидальным магнитным полем, в частности при проектировании термоядерного источника нейтронов.

Зависимость времени удержания энергии  $\tau_E$  от тороидального магнитного поля  $B_T$  в токамаках с традиционной геометрией и диапазоном  $B_T$  хорошо исследована в рамках работ по определению параметров реактора ИТЭР [1]. В  $H$ -режиме эта зависимость слабая и выражается следующим соотношением:  $\tau_{E\_IPB98} \propto B_T^{0.15}$  (см. скейлинг IPB98 (y,2) в [1]). Возросший в последнее время интерес к альтернативным термоядерным устройствам на основе концепции токамака, имеющим целью реализацию ускоренного пути создания энергетической станции [2–4], мотивировал изучение зависимости  $\tau_E$  от  $B_T$  при меньших аспектных отношениях и магнитных полях. Исследования на токамаках NSTX [5] и MAST [6] при относительно



**Рис. 1.** Тороидальное магнитное поле  $B_T$ , плазменный ток  $I_p$  и запас устойчивости  $q^{cyl}(a)$  в разрядах до (прерывистые линии) и после (непрерывные линии) модернизации схемы питания ОТП.

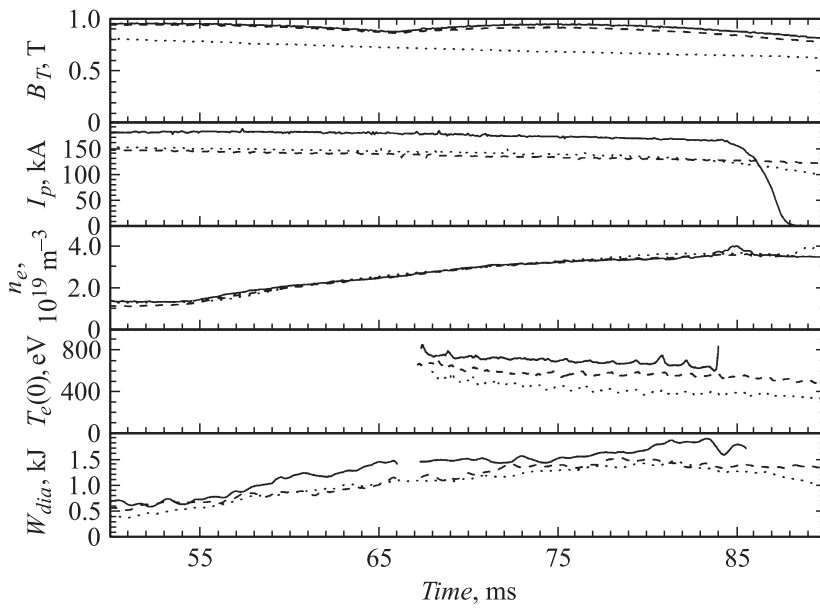
низких магнитных полях ( $B_T < 0.5$  Т) показали более сильную зависимость от  $B_T$ :  $\tau_E \propto B_T^{(0.9-1.4)}$ , чем предполагает скейлинг IPB98 (у,2). Помимо практической важности исследования зависимости времени удержания от магнитного поля существует фундаментальный интерес к этой проблеме, обусловленный существенным влиянием электронного переноса тепла на время удержания при малых полях и аспектных отношениях. Аномальный электронный перенос является одной из ключевых проблем физики нагрева плазмы в установках с магнитным удержанием. Есть основания полагать, что изучение закономерностей электронного переноса в широком диапазоне параметров будет способствовать пониманию физики наблюдаемой аномальности переноса. Описываемые в настоящем письме эксперименты были выполнены в лимитерном токамаке с круговым сечением ТУМАН-3М [7] при большем, чем в [5] и [6], тороидальном магнитном поле 0.68–1.0 Т.

Недавно осуществленная модернизация системы питания токамака ТУМАН-3М [8] позволила увеличить максимальное тороидальное маг-

нитное поле в стадии плато тока от 0.68 до 1.0 Т. В первом окне на рис. 1 прерывистой и сплошной линиями показаны временные зависимости тороидального магнитного поля до и после модернизации системы питания соответственно. В этих условиях изучалось влияние  $B_T$  на  $\tau_E$  и электронную температуру  $T_e$  в плазме. При увеличении тороидального поля был расширен также диапазон доступных плазменных токов  $I_p$  от 140 до 190 кА. Временные зависимости тока плазмы и коэффициента запаса устойчивости на лимитере  $q^{cyl}(a)$ , рассчитанного в цилиндрическом приближении, представлены во втором и третьем окнах на рис. 1 при разных величинах  $B_T$ . Таким образом, появилась возможность помимо влияния  $B_T$  исследовать влияние  $I_p$  на время удержания энергии и электронную температуру.

Параметры плазмы в описываемых экспериментах находились в следующих пределах: большой и малый радиусы  $R_0 = 0.53$  м и  $a = 0.22$  м соответственно,  $B_T = 0.68$ –1.0 Т,  $I_p = 140$ –190 кА, средняя концентрация  $\bar{n} = (2$ –5)  $\cdot 10^{19}$  м $^{-3}$ ,  $T_e(0) = 0.4$ –0.9 кэВ, ионная температура на оси разряда  $T_i(0) = 0.15$ –0.2 кэВ, рабочий газ — дейтерий. Все эксперименты осуществлялись в режиме омической  $H$ -моды, ранее детально изучавшейся в ТУМАНе-3М при полях  $B_T \leq 0.68$  Т [9]. Электронная температура измерялась с помощью набора детекторов мягкого рентгеновского излучения, снабженных бериллиевыми фольгами. Ионная температура определялась по спектрам нейтральных атомов перезарядки (NPA). Запасенная в плазме энергия  $W_{dia}$  измерялась с помощью диамагнитных петель. Вкладываемая в плазму мощность нагрева рассчитывалась по измеряемому напряжению и плазменному току.

Для целей настоящего исследования были выбраны три группы разрядов, отличавшихся или магнитным полем, или током: 1)  $B_T = 0.68$  Т,  $I_p = 140$  кА; 2)  $B_T = 1.0$  Т,  $I_p = 140$  кА; 3)  $B_T = 1.0$  Т,  $I_p = 170$  кА. Сопоставление параметров разрядов из 1 и 2 групп было использовано для анализа зависимости  $\tau_E(B_T)$ , а сопоставление 2 и 3 групп — для анализа зависимости  $\tau_E(I_p)$ . В этих трех сценариях разрядов были осуществлены измерения центральной электронной температуры  $T_e(0)$  и энергосодержания плазмы  $W_{dia}$ . Во избежание влияния концентрации плазмы эволюция  $\bar{n}_e$  была подобрана одинаковой во всех трех сценариях. На рис. 2 представлено временное поведение различных параметров плазмы в характерных разрядах из трех групп. В первых трех окнах приведены описанные выше  $B_T$ ,  $I_p$  и  $\bar{n}_e$  в разрядах из



**Рис. 2.** Тороидальное магнитное поле  $B_T$ , плазменный ток  $I_p$ , средняя плотность  $\bar{n}_e$ , температура электронов в центре  $T_e(0)$  и запасенная энергия  $W_{dia}$  в разрядах с  $B_1 = 0.68$  Т,  $I_p = 140$  кА — пунктирные линии,  $B_T = 1.0$  Т,  $I_p = 140$  кА — прерывистые линии,  $B_T = 1.0$  Т,  $I_p = 170$  кА — непрерывные линии.

групп 1, 2 и 3. Измерения электронной температуры, выполненные в разрядах с различными магнитными полями, показали увеличение  $T_e(0)$  от 400–500 до 550–600 eV при увеличении  $B_T$  от 0.68 до 1.0 Т (см. 4-е окно на рис. 2, прерывистая и непрерывная линии). В предположениях подобия форм радиальных распределений  $T_e(r)$  и неизменности  $T_i(r)$  при увеличении  $B_T$  было рассчитано увеличение времени удержания. Отметим, что неизменность  $T_i(0)$  была подтверждена измерениями с помощью НРА диагностики. Полагая, что все изменение  $\tau_E$  обусловлено изменением  $B_T$ , была найдена степенная зависимость  $\tau_E(B_T)$ , соответствующая наблюдаемому увеличению  $T_e(0)$ . Она оказалась

$$\tau_E \propto B_T^{0.75}. \tag{1}$$

Сопоставление параметров разрядов из групп 2 и 3 (сценарии с одинаковыми  $B_T$  и различными  $I_p$ ) позволило аналогичным вышеописанному образом получить зависимость  $\tau_E(I_p)$ . Как видно на рис. 2 (4-е окно, прерывистая и непрерывная линии), увеличение  $I_p$  от 140 до 170 кА при неизменном  $B_T = 1.0$  Т привело к дальнейшему росту  $T_e(0)$  от 550–600 до 650–750 эВ. Соответствующая такому приросту  $T_e(0)$  степенная зависимость  $\tau_E(I_p)$  оказалась

$$\tau_E \propto I_p^{0.95}. \quad (2)$$

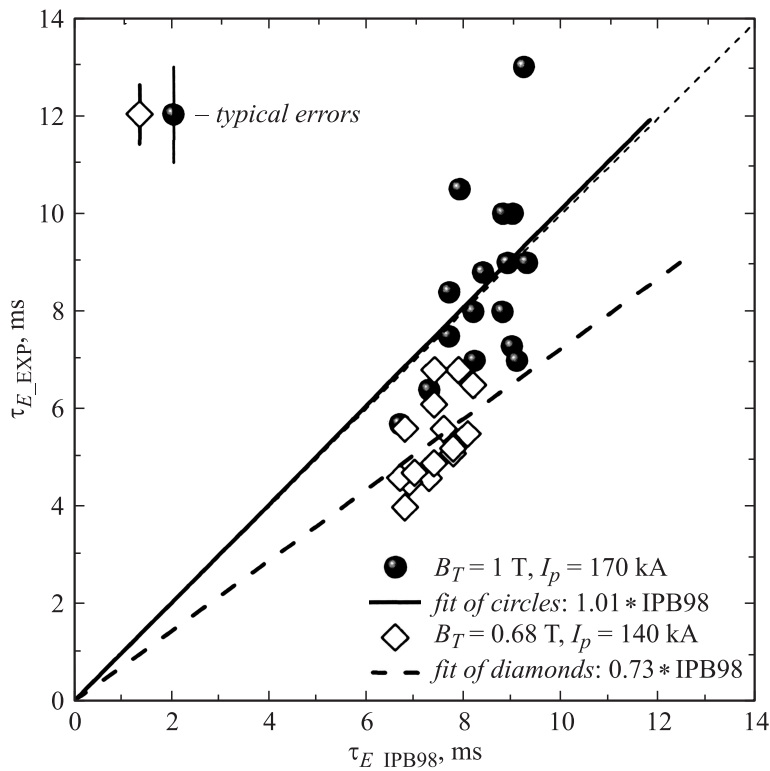
В наших экспериментах был использован и другой, независимый метод исследования зависимости времени удержания энергии от тороидального магнитного поля и плазменного тока — измерение  $\tau_E$  с использованием данных об энергосодержании плазмы, полученных с помощью диамагнитных петель  $W_{dia}$ . Следует отметить, что точность диамагнитных измерений в описываемых режимах не очень высока — около 10%, что обусловлено недостаточной точностью измерительной схемы и малой величиной бета-полоидального (отношение газкинетического давления плазмы к давлению магнитного поля) тока:  $\beta_p = \int_s p(r) ds / (\mu_0 I_p^2 / 8\pi) = 0.2–0.4$ . Измерения показали, что прирост  $W_{dia}$  при увеличении  $B_T$  невелик (см. 5-е окно на рис. 2, пунктирная и прерывистая линии), однако заметным оказалось уменьшение вкладываемой мощности, очевидно, обусловленное ростом температуры электронов, приводящим к росту проводимости и снижению напряжения на обходе плазмы. Эффект уменьшения вкладываемой мощности при увеличении  $B_T$  привел к выводу о сильной зависимости  $\tau_E(B_T)$ . Расчеты показали:

$$\tau_E \propto B_T^{0.8}, \quad (3)$$

что близко к зависимости, полученной на основе измерений электронной температуры, см. формулу (1).

В сценариях с одинаковыми  $B_T$  наблюдался явный прирост  $W_{dia}$  при увеличении  $I_p$  от 140 до 170 кА (см. 5-е окно на рис. 2, прерывистая и непрерывная линии). Эти данные были использованы для получения зависимости  $\tau_E(I_p)$ , которая оказалась близкой к определенной по измерениям электронной температуры, см. формулу (2):

$$\tau_E \propto I_p^{0.95}. \quad (4)$$



**Рис. 3.** Экспериментальное время удержания энергии  $\tau_{E\_EXP}$  как функция скейлинга IPB98 ( $y,2$ ) [1] в двух сценариях омической  $H$ -моды: ромбы ( $\diamond$ ) —  $B_T = 0.68 T, I_p = 140 kA$  (прерывистая прямая — линейная аппроксимация); кружки ( $\bullet$ ) —  $B_T = 1.0 T, I_p = 170 kA$  (непрерывная прямая — линейная аппроксимация). Типичная ошибка определения  $\tau_{E\_EXP}$  — 12%.

По результатам диамагнитных измерений в более широком диапазоне концентраций плазмы было осуществлено сравнение экспериментально измеренных времен удержания энергии  $\tau_{E\_EXP}$  с рассчитанными по скейлингу IPB98 ( $y,2$ )  $\tau_{E\_IPB98}$ . Сравнение выполнено для двух сценариев работы токамака: один с малыми полем и током по плазме ( $B_T = 0.68 T, I_p = 140 kA$ ) и второй — с большими полем и

током ( $B_T = 1.0 \text{ T}$ ,  $I_p = 170 \text{ kA}$ ). Экспериментальное время удержания энергии в первом сценарии оказалось заметно ниже, чем во втором: 4–7 ms в сравнении с 7–13 ms. Отличаются и отношения  $\tau_{E\_EXP}$  к  $\tau_{E\_IPB98}$ . Причем следует отметить, что  $\tau_{E\_EXP}/\tau_{E\_IPB98}$  близко к единице только в случае больших  $B_T$  и  $I_p$ , тогда как при малых  $B_T$  и  $I_p$  отношение  $\tau_{E\_EXP}/\tau_{E\_IPB98}$  в среднем составляет 0.73. Сказанное выше проиллюстрировано на рис. 3, на котором точки, соответствующие каждому разряду, представлены на графике с осями  $\tau_{E\_IPB98}$  и  $\tau_{E\_EXP}$ . Если воспользоваться подтвержденной двумя независимыми измерениями зависимостью  $\tau_E \propto I_p^{0.95}$  (см формулы (2) и (4)), то по обнаруженному различию  $\tau_{E\_EXP}/\tau_{E\_IPB98}$  также можно определить зависимость  $\tau_E(B_T)$ . Определенная таким образом степенная зависимость совпала с найденной по диамагнитным измерениям при неизменном токе и одинаковой концентрации, см. формулу (3).

Таким образом, в результате осуществленного исследования времени удержания энергии в режиме омической  $H$ -моды в диапазоне полей 0.68–1.0 T обнаружено, что зависимость  $\tau_E(B_T)$  может быть выражена следующим степенным законом:  $\tau_E \propto B_T^{(0.75-0.8)}$ . Найдена зависимость заметно сильнее, чем в скейлинге IPB98 (y,2):  $\tau_{E\_IPB98} \propto B_T^{0.15}$ . Причем отклонения от скейлинга IPB98 (y,2) наиболее заметны при малых  $B_T$ . Этот факт может быть интерпретирован как ухудшение удержания при снижении магнитного поля в токамаке ниже величины  $\sim 1 \text{ T}$ . Это наблюдение подтверждается результатами экспериментов на токамаках NSTX [5] и MAST [6], в которых при еще меньших полях наблюдалась еще более сильная зависимость  $\tau_E(B_T)$ : при  $B_T = 0.25-0.5 \text{ T}$   $\tau_E \propto B_T^{(0.9-1.4)}$ . Полученный результат, по-видимому, следует учитывать при проектировании термоядерных установок с малыми магнитными полями. Помимо зависимости  $\tau_E$  от магнитного поля была получена зависимость  $\tau_E(I_p)$ :  $\tau_E \propto I_p^{0.95}$ . Она оказалась близкой к зависимости в скейлинге IPB98 (y,2):  $\tau_E \propto I_p^{0.93}$ .

Отметим, что в более ранних экспериментах на токамаке ТУ-МАН-3 [10] были обнаружены режимы с удержанием, несколько лучшим, чем в настоящем исследовании. Отличие экспериментов [10] от рассматриваемых в настоящем сообщении состоит в проведении процедуры „боронизации“ стенок разрядной камеры, которая оказывала дополнительное благоприятное воздействие на характеристики разрядов. При проведении описанных здесь экспериментов „боронизация“ не использовалась.

Работа поддерживалась Российской академией наук (программа президиума РАН № 30), Министерством науки и образования РФ (контракт № 16.518.11.7017 и договор № 11.G34.31.0041) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 10-02-01414-а).

## Список литературы

- [1] *ITER Phys. Expert Groups on Conf. and Transp. and Conf. Mod. and Database, ITER Physics Basis Editors* // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2175–2249.
- [2] *Peng Y.-K.M., Fogarty P.J., Burgess T.W. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. P. B263–283.
- [3] *Voss G., Davisa S., Dnestrovskij A. et al.* // Fusion Eng. & Des. 2008. V. 83. P. 1648–1653.
- [4] *Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S. et al.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 073013 (6 p.).
- [5] *Kaye S.M., Bell M.G., Bell R.E. et al.* // Nucl. Fusion. 2006. V. 46 P. 848–857.
- [6] *Valovic M., Akers R., Cunningham G. et al.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 075016 (8 p.).
- [7] *Воробьев Г.М., Голант В.Е., Горностаев С.В. и др.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 105–120.
- [8] *Аскинази Л.Г., Жубр Н.А., Корнев В.А., Лебедев С.В., Разуменко Д.В., Тукачинский А.С.* // Приборы и техника эксперимента. 2011. В. 6. С. 66–70.
- [9] *Lebedev S.V., Andrejko M.V., Askinazi L.G. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1996. V. 38. P. 1103–1116.
- [10] *Андрейко М.В., Аскинази Л.Г., Голант В.Е., Корнев В.А., Лебедев С.В., Левин Л.С., Раздобарин Г.Т., Рождественский В.В., Тукачинский А.С., Ярошевич С.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. В. 2. С. 94–97.