

Пороговые эффекты при взаимодействии плазмы с инжектированными пеллетами в токамаке Т-10

Б. В. Кутеев, В. Г. Скоков⁺, В. Ю. Сергеев⁺, В. М. Тимохин⁺, С. В. Крылов, Ю. Д. Павлов, А. В. Пономарев, В. Д. Пустовитов, Д. В. Сарычев, Л. Н. Химченко

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺ Государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 26 июля 2006 г.

Установлена связь резких изменений (вспышек и провалов) сигнала излучения углеродных пеллетов, инжектированных в плазму токамака, с уровнем вносимых возмущений. Определен пороговый размер (около 0.3 мм), начиная с которого в омической плазме токамака Т-10 пеллет инициирует тиринг-процессы в области с $q < 2$ и перезамыкание по Кадомцеву в центральной зоне с $q = 1$. Предложена модель, описывающая испарение в условиях вынужденных перезамыканий, инициированных пеллетом, которая удовлетворительно описывает наблюдаемую форму кривой скорости испарения.

PACS: 52.55.Fa

Подпитка плазмы топливом с помощью водородных пеллетов и диагностика плазмы примесными пеллетами широко применяются в токамаках и стеллараторах [1–3]. В проекте токамака ИТЭР инжекция DT пеллетов, принятая как один из основных методов подпитки центральной области, рассматривается также как средство улучшения удержания энергии в плазме, управления динамикой мод, локализованных на краю плазмы (ELM), и, возможно, предотвращения срывов [4].

Существенным для всех приложений является глубина проникновения пеллета в высокотемпературную плазму. Эта глубина определяется эффектом экранирования облаком нейтрального газа [3, 5], эффектами, связанными с надтепловыми электронами [6], и процессами магнитогидродинамики (МГД) в плазме, включая и инициируемые пеллетом [7]. Другая важная проблема в исследовании взаимодействия пеллета с плазмой – быстрый перенос испаренного вещества, привнесенного в плазму пеллетом. За этот перенос могут быть ответственны тороидальные дрейфы генерируемых пеллетом плазмодов [8] и МГД-процессы [7, 9]. Понимание влияния обоих механизмов на испарение пеллета и перенос испаренного вещества очень важно для разработки диагностических систем и систем подпитки топливом тороидальных термоядерных установок. Данная работа посвящена изучению взаимодействия пеллетов с плазмой в экспериментах по инжекции углеродных пеллетов различных размеров в токамак Т-10. Исследование было направлено на изучение эффектов, связанных с развитием МГД-процессов во время ис-

парения пеллетов, и сопутствующих явлений переноса.

Постановка эксперимента. Сферические углеродные пеллеты с диаметрами d , последовательно изменявшимися от 0.20 до 0.62 мм (что соответствует содержанию $1.9 \cdot 10^{17}$ – $5.1 \cdot 10^{18}$ атомов углерода в пеллете), ускорялись до скорости примерно 400 м/с и инжектировались сверху в направлении оси плазменного шнура [7]. При диаметре пеллетов больше 0.5 мм достигалось проникновение за центр плазмы, а при $d = 0.62$ мм наблюдалось сквозное проникновение. Параметры омического разряда были таковы: $\langle n_e \rangle \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.2 \text{ кэВ}$, $I_{pl} = 270 \text{ кА}$, $B_t = 2.4 \text{ Тл}$, $a = 30 \text{ см}$, $q = 3$. Испарение пеллета наблюдалось с помощью фотокамеры на основе ПЗС-матрицы, регистрировавшей трек пеллета в видимом свете, и широкообзорного фотодетектора с временным разрешением 1 мкс, сигнал которого, $I_{СИ}$, пропорционален скорости испарения $\dot{N}(t)$.

Экспериментальные результаты. В экспериментах было обнаружено появление зон повышенного испарения и провалы скорости испарения, которые имели четко выраженный пороговый эффект по размеру инжектированных пеллетов. Профили скорости испарения пеллетов с диаметром более 0.3 мм демонстрировали хорошо локализованные всплески/провалы испарения, в то время как меньшие пеллеты испарялись гладко. Значения скорости испарения в этом случае соответствовали предсказаниям модели нейтрального экранирования (МНЭ) [2, 3] (см. рис.1). Сигналы второй гармоники электронного циклотронного излучения, пропорциональ-

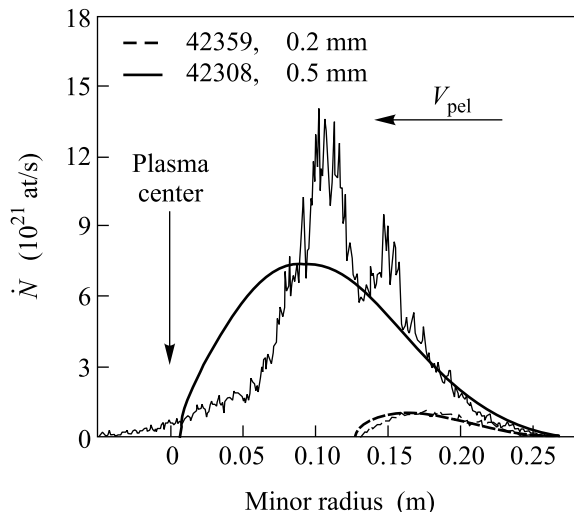


Рис.1. Экспериментально измеренная и рассчитанная по МНЭ скорость испарения для пеллетов разных диаметров. Гладкие линии – результат моделирования с использованием МНЭ без учета перезамыканий. Диаметры пеллетов указаны на рисунке. Скорость пеллета в разряде 42359–393 м/с, в разряде 42308–348 м/с. Профиль плотности здесь и далее использовался экспериментальный, он может быть аппроксимирован как $3.4 \cdot 10^{13}(1 - (r/a)^2)^{1.2} \text{ см}^{-3}$. Профиль температуры здесь и далее рассчитывался по скейлингу как $1200(1 - (r/a)^{2.3})^2 \text{ эВ}$

ные электронной температуре плазмы, также демонстрировали пороговый характер изменения скорости распространения фронтов охлаждения (см. рис.2а).

Отношение γ скорости фронта охлаждения V_{cool} к скорости пеллета V_{pel} и сигналы обзорного фотодиода $I_{\text{СП}}$ для пеллетов разного диаметра представлены на рис.2б.

Для пеллетов меньше 0.3 мм эти скорости близки, так что $\gamma = 1$. Но для больших пеллетов наблюдалось резкое увеличение γ в нескольких узких областях. Наибольшее отношение $\gamma > 10$ наблюдалось в центральной зоне плазмы, подверженной перезамыканию по Кадомцеву, где перед инъекцией пеллета регистрировались пилообразные колебания.

Распространение материала пеллета со скоростями, заметно превышающими скорость пеллета, было также зарегистрировано матрицами диодов AXUVD [10].

Анализ результатов. Полученные данные указывают на то, что в наших экспериментах механизмы испарения пеллета и переноса испаренного вещества во время проникновения пеллета в глубь плазмы существенно определяются МГД-процессами, локализованными вблизи рациональных магнитных поверхностей. Для объяснения обнаруженного явления

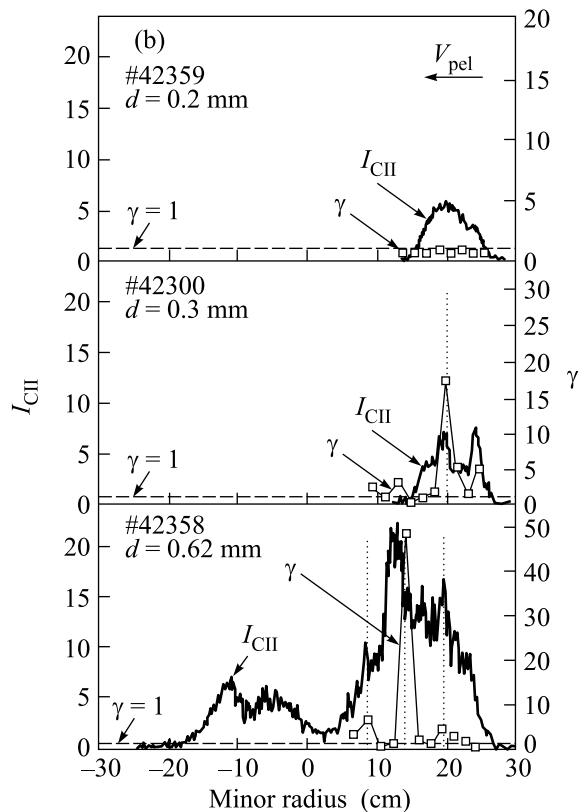
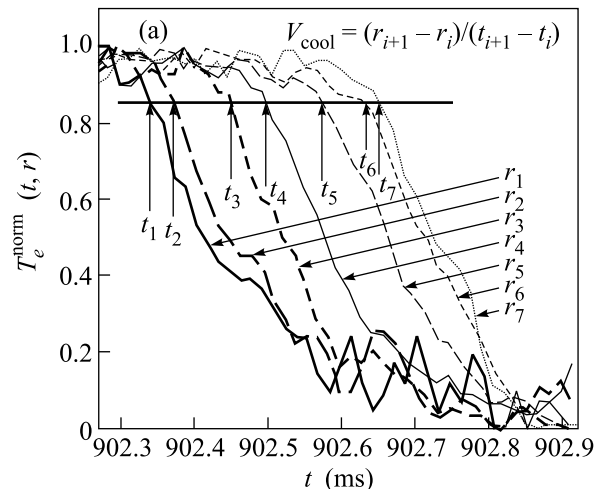


Рис.2. (а) Нормализованные сигналы электронной температуры, иллюстрирующие появление фронтов охлаждения со скоростью V_{cool} , заметно превосходящей скорость пеллета. Расстояние между точками наблюдения $r_{i+1} - r_i = 1.8 \text{ см}$. Временные задержки сигналов около r_1 и r_6 заметно меньше чем для r_4 , что указывает на формирование быстрых фронтов охлаждения вблизи r_1 и r_6 . (б) Сопоставление скорости испарения и скорости распространения фронта охлаждения. Диаметры пеллетов указаны на рисунке. Отрицательные значения малого радиуса соответствуют области ниже экваториальной плоскости токамака

ния скачков скорости испарения и генерации быстрых фронтов тепла и частиц предлагается модель с

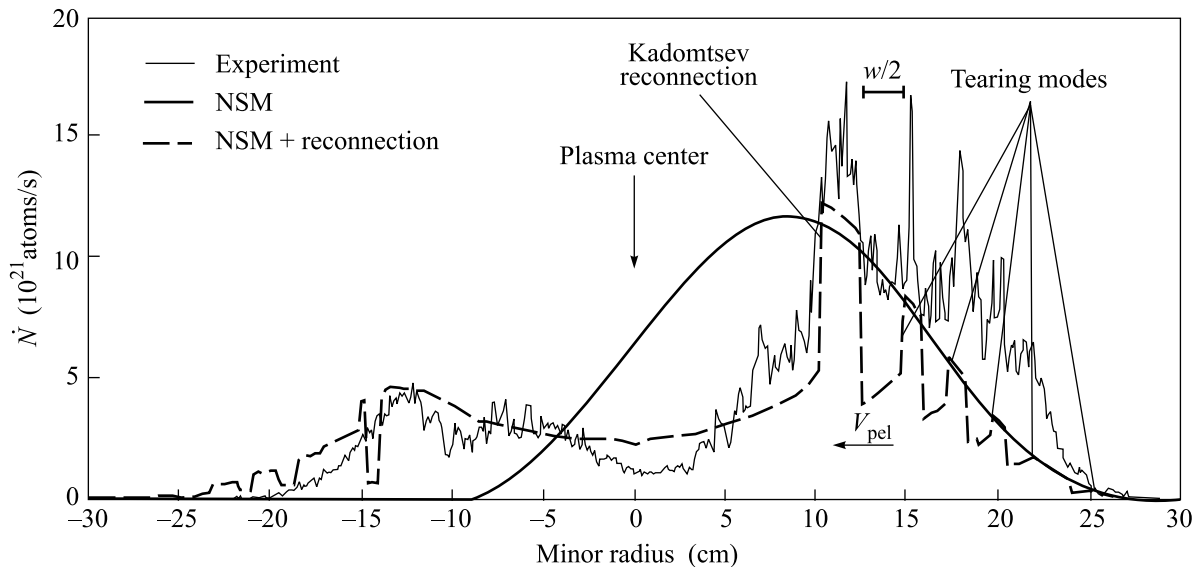


Рис.3. Результаты моделирования испарения пеллета с использованием модели, учитывающей перезамыкания в процессе проникновения пеллета в плазму. Скорость пеллета $V_{pel} = 371$ м/с, диаметр пеллета $d = 0.62$ мм

учетом перезамыканий, вызванных пеллетом. Пеллет охлаждает плазму и добавляет в нее примесь, тем самым увеличивая эффективный заряд плазмы Z_{eff} . Охлаждение плазмы и увеличение Z_{eff} приводят к росту резистивности η , электрического поля и формированию x -точек для перезамыкания винтовых магнитных потоков вблизи рациональных магнитных поверхностей [11]. Оценки показывают, что этот эффект может быть очень силен: для типичных условий токамака резистивное время $\tau_R = r^2/\eta$ может уменьшиться в $10^3 - 10^4$ раз, поскольку вблизи пеллета температура электронов составляет менее 10 эВ [1]. Это значит, что острова тиринг-моды с шириной w порядка нескольких сантиметров могут вырастать за времена, меньшие типичной для омической плазмы T-10 величины 100 мкс, и время перезамыкания по Кадомцеву может переходить в микросекундный диапазон.

Тот факт, что характерные времена тиринг-моды, развивающейся из-за воздействия пеллета на плазму, и перезамыкания по Кадомцеву значительно меньше, чем время испарения пеллета, позволяет нам предложить следующий алгоритм моделирования скорости испарения с учетом эффектов перезамыкания.

Для расчета скорости испарения $\dot{N}(t)$, зависящей от концентрации и температуры электронов плазмы, а также размера пеллета в точке его нахождения, используется МНЭ [3]. Начиная от границы плазмы $r = a$ вплоть до того места, где наблюдаются скачки скорости испарения, профиль скорости испарения $\dot{N}(t)$ рассчитывается по невозмущенным значениям плотности и температуры электронов T_e . Мы полага-

ем, что острова тиринг-моды шириной $w = 3 - 4$ см, которую можно оценить по наблюдаемому расстоянию между пиками на скорости испарения, формируются сразу же (за микросекунду, что соответствует смещению пеллета не более 0.4 мм), как только пеллет попадает на рациональную магнитную поверхность с $q = 2, 3/2, 4/3$ и $5/4$. Перемешивание плазмы в зонах перезамыкания формирует новые профили n_e и T_e перед пеллетом на глубину $w/2$. Скорость испарения $\dot{N}(t)$ после процесса перезамыкания рассчитывается на основе этих новых профилей. В расчетах предполагается мгновенная ионизация испаренного углерода до $Z = 6$ и учитывается радиационное охлаждение плазмы масштаба 5 кэВ на атом испаренного углерода. Для получения модифицированных профилей n_e, T_e в момент достижения пеллетом магнитной поверхности $q = 1$ используется модель перезамыкания по Кадомцеву [12]. За центром плазмы профили n_e, T_e рассчитываются с учетом испаренного вещества пеллета. Явления перезамыкания здесь не учитывались, хотя могут быть добавлены в расчет. Рис.3 иллюстрирует результаты расчетов по предложенной модели. На нем экспериментально измеренная скорость испарения (тонкая сплошная линия) сравнивается с результатами расчетов по МНЭ без (сплошная кривая) и с учетом (штриховая кривая) эффектов перезамыкания. Видно, что модель с перезамыканием разумно описывает наблюдаемые резкие изменения скорости испарения. Также воспроизводится и форма сигнала $\dot{N}(t)$ с начальным скачком скорости испарения в момент старта тиринг-процесса и последующим медленным спадом.

Эффект перезамыкания по Кадомцеву, ответственный за провал кривой испарения внутри поверхности $q = 1$, ясно виден по экспериментальным данным и хорошо описывается новой моделью. Даже за центром плазмы (отрицательные значения радиуса по оси абсцисс соответствуют области ниже экватора) экспериментальная и расчетная кривые демонстрируют сходное поведение.

Выводы. Обнаружен пороговый по размеру пеллет эффект появления всплесков и провалов на профиле скорости испарения пеллетов в плазме Т-10. Углеродные пеллеты диаметром менее 0.3 мм не сильно возмущают магнитную структуру токамака, о чем свидетельствует гладкая форма кривых испарения, хорошо согласующаяся с предсказаниями МНЭ. Такие достаточно малые пеллеты могут быть использованы для диагностических целей и изучения тороидального дрейфа пеллетного плазмоида.

Пеллеты диаметром более 0.3 мм вызывают в плазме Т-10 быстрые МГД-процессы. Флуктуации скорости испарения, формирование страт и фронтов опережающего охлаждения и проникновения вещества – типичные эффекты взаимодействия пеллета с плазмой при этих более высоких уровнях возмущения плазмы. Скорость опережающих фронтов превышает скорость пеллета на некоторых участках на порядок. При $q > 1$ зоны быстрого переноса локализованы в узких областях (несколько сантиметров) предположительно около рациональных магнитных поверхностей с низкими значениями $q(2, 3/2, \dots)$. В зоне перезамыкания по Кадомцеву ($r \sim 10$ см) скорость испарения значительно уменьшается из-за фронта охлаждения и имеет минимум на магнитной оси.

Предложено объяснение механизма влияния пеллета на МГД-устойчивость плазмы и алгоритм учета МГД-процессов в модели испарения. Основная идея состоит в том, что пеллет создает множественные x -точки при $q = 2, 3/2, \dots$ и одиночную x -точку на магнитной поверхности $q = 1$ и возбуждает перезамыкания из-за уменьшения проводимости плазмы в x -точках. Как уменьшение электронной температуры T_e , так и рост эффективного заряда Z_{eff} в окрестностях пеллета приводят к возрастанию инкремента тиринг-моды на рациональных поверхностях в

$10^3 - 10^4$ раз и к уменьшению времени резистивного перезамыкания до уровня существенно меньше времени испарения пеллета.

Обнаруженные явления при взаимодействии пеллета с плазмой, которые мы связываем с пороговыми МГД-процессами, существенно изменяют представления об условиях испарения и переносе испаренного вещества в токамаке. Наблюдаемые МГД-процессы обеспечивают более глубокое проникновение как пеллета, так и испаренного вещества в плазму, повышая эффективность ввода топлива в реактор. Инициированные пеллетом перезамыкания и связанные с ними конвективные переносы зависят от профиля запаса устойчивости, и поэтому должны проявляться при инжекции с любого направления. В этом случае инжекция со стороны слабого и сильного поля должна приводить к близким результатам.

1. S. L. Milora, W. A. Houlberg, L. L. Lengyel, and V. Mertens, Nucl. Fusion **35**, 657 (1995).
2. B. V. Kuteev, Techn. Phys. **69**, 63 (1999).
3. Б. В. Кутеев, В. Ю. Сергеев, Л. Д. Цендин, Физика плазмы **10**, 1172 (1984) [B. V. Kuteev, V. Yu. Sergeev, and L. D. Tsendin, Sov. J. Plasma Phys. **10**, 675 (1984)].
4. V. Mukhovatov, M. Shimada, A. N. Chudnovskiy et al., Plasma Phys. Control. Fus. **45**, A235 (2003).
5. B. V. Kuteev, Nucl. Fusion **35**, 453 (1995).
6. В. М. Тимохин, Б. В. Кутеев, В. Ю. Сергеев и др., Письма в ЖТФ **30**, 83 (2004) [V. M. Timokhin, B. V. Kuteev, V. Yu. Sergeev et al., Techn. Phys. Letters **30**, 298 (2004)].
7. B. Kuteev, L. Khimchenko, S. Krylov et al., 32nd EPS Conf. on Plasma Phys., 2005, ECA, Vol. **29C**, O-1.002.
8. V. A. Rozhansky, I. Veselova, and S. Voskoboynikov, Plasma Phys. Control. Fus. **37**, 399 (1995).
9. H. R. Strauss, W. Park, E. Belova et al., Nucl. Fusion **39**, 2069 (1999).
10. L. Khimchenko, B. Kuteev, S. Krylov et al., 33rd EPS Conf. on Plasma Phys. Roma, 19–23 June 2006, P4-090.
11. Э. Прист, Т. Форбс, Магнитное пересоединение, М.: Физматлит, 2005 [E. Priest and T. Forbs, Magnetic Reconnection, MHD Theory and Applications, Cambridge, University Press, 2000].
12. Б. В. Кадомцев, Физика плазмы **1**, 710 (1975).