

04; 12

© 1990 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВВОДА ТОКА В ТОКАМАК С ВОЗДУШНЫМ ИНДУКТОРОМ (ТСП)

Э. А. Азизов, А. А. Веденов, Г. Г. Гладуш, В. Н. Дожука,
Р. Р. Хайрутдинов, В. А. Чуянов

Исследуются особенности ввода тока в токамак с воздушным индуктором, создающим большие магнитные поля в вакуумной камере. В результате численного решения двумерного уравнения МГД равновесия и одномерных уравнений транспорта изучены форма шнура, влияние примеси и нейтралов на структуру разряда, предложены оптимальные условия ввода тока.

Введение

Хорошо известно, что стадия ввода тока в токамаки весьма важна для дальнейшей его работы. Например, грамотная организация формирования плазменного шнура на стадии ввода тока позволила значительно улучшить параметры, достигнутые на установке PLT [1]. Быстрый ввод тока уменьшает потери энергии из плазмы и позволяет сэкономить вольт-секунды индуктора. Однако возникающее при этом скинирование тока на границе шнура способствует развитию винтовой неустойчивости, которая может проявляться в течение всей стадии ввода тока [1-3], начиная с мод высокого порядка и до низших мод. Эта неустойчивость способствует проникновению тока внутрь шнура и его нагреву, однако возмущения поверхности шнура приводят к выбиванию примесей с диафрагмы или со стенок, что отрицательно сказывается на дальнейшей судьбе шнура [1-3].

Существуют различные возможности управления вводом тока в токамак, к ним, в частности, относятся варьирование напряженности вихревого электрического поля, давления остаточного газа [2], газонапуск, предварительная тренировка разрядом вакуумной камеры [3]. Для уменьшения скинирования подъем тока можно осуществлять за счет увеличения сечения плазменного шнура [1].

Токамак с сильным магнитным полем (ТСП), о котором ниже будет идти речь [4, 5], имеет ряд особенностей, могущих оказать влияние на стадию ввода тока. Этот токамак имеет воздушный индуктор, который в области плазменного шнура создает сильное полоидальное магнитное поле, влияющее на форму, размер плазменного шнура и, следовательно, на проникновение тока в шнур. По сравнению с токамаками, имеющими сопоставимые величины плазменных токов, ТСП — установка импульсная; она должна обеспечить ввод тока ~ 0.5 МА за время 10—30 мс. Столь малое время обусловлено необходимостью сэкономить время для дополнительного нагрева плазмы, так как ТСП — установка с ограниченной длительностью «полочки» магнитного поля (из-за перегрева обмоток). При этом $I_p \sim 10\text{--}50$ МА/с, что существенно превышает обычные скорости ввода тока. Например, на PLT $I_p \simeq 5$ МА/с [3], а на JET $I_p \simeq 1$ МА/с [2]. Это обстоятельство осложняет ситуацию с вводом тока в ТСП. Одной из целей данной работы является изучение динамики ввода тока в ТСП в различных условиях с целью поиска при заданных технических возможностях установки наиболее оптимальных режимов формирования устойчивого горячего плазменного шнура с высокой плотностью и большим током. Кроме того,

представляет существенный интерес вычислить предельно допустимые значения примесей или минимальное значение напряженности вихревого электрического поля для преодоления радиационного барьера [1] в условиях ТСП.

Постановка задачи

Для расчета сценария разряда в ТСП используется полуторамерный эволюционный код DINA, в котором МГД равновесие описывается в двумерном приближении, а транспортные процессы и диффузия магнитного поля в одномерном приближении самосогласованно с конкретной формой магнитных поверхностей [6]. В коде DINA используется метрика и решаются уравнения, аналогичные использованным в работе [7], причем уравнение равновесия решается методом «обращения переменных», реализованным в коде POLAR [8]. В данной работе полуторамерная модель [7] обобщена на случай токамака без диафрагмы, в котором удержание плазменного шнура со свободной границей обеспечивается внешними полями. Используются стандартные транспортные уравнения [9], в которые внесены некоторые дополнения. Так, в уравнение для плотности плазмы, кроме диффузионного потока частиц, введен член, описывающий конвективный перенос плазмы. Это сделано для того, чтобы учесть пинчевание плазмы, наблюдаемое в эксперименте. Скорость пинчевания плазмы $V_p = -k_p r D/a^2$, где a — малый радиус плазменного шнура, k_p — численный множитель порядка 2—5 (T10) и 3—10 (ALCATOR). Коэффициент диффузии D положен равным 0.2—0.4 X_e . Коэффициент электронной теплопроводности X_e выбран в соответствии с алкатормым скейлингом. Ионная теплопроводность предполагалась неоклассической. Учитывались потери энергии на тормозное и рекомбинационное излучения. Учет излучения примесей проведен на примере кислорода, причем использовалась зависимость интенсивности стационарного излучения от температуры, соответствующая корональному приближению [9].

Распределение нейтральных атомов (дейтерия) вычислялось с помощью одномерного интегрального уравнения [9]. В начальный момент времени задавалась плотность атомов N_D . По мере развития плазменного шнура нейтралы выгорают. Полагалось, что их плотность вне шнура не опускается ниже определенной величины N_D^0 , что может быть обусловлено натеканием нейтралов за счет газотделения из стенок.

Все расчеты проведены при $N_D = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $N_D^0 = 10^{10}$. Плотность атомов кислорода для инвертированного режима $N_0 = 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а для штатного $N_0 = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (о режимах см. ниже). Тороидальное магнитное поле полагалось равным 20 кГс. Температура электронов и ионов на границе шнура считалась фиксированной и равной 1 эВ. Расчет начинался с температуры электронов и ионов 1 эВ для штатного режима и с температуры в несколько десятков эВ для инвертированного режима. По мере роста тока плазменного шнура ток в катушке сжатия подбирался таким образом, чтобы магнитная ось шнура не смещалась и находилась в точке $R = 106 \text{ см}$ где магнитное поле индуктора равно нулю.

Результаты расчетов

Как известно плазменный ток можно возбуждать с инвертированием тока в индукторе (ток в индукторе изменяет знак) и без инвертирования. Инвертированный режим индуктора в первых сериях экспериментов на ТСП используется в укороченном варианте. Ток медленно вводится в индуктор, затем быстро уменьшается до нуля без изменения знака. В этом случае направление тока в плазме и индукторе совпадает (рис. 1). В неинвертированном (штатном) режиме ток в индукторе быстро нарастает от нуля до максимального значения, возбуждая в плазме ток противоположного направления (рис. 4). В инвертированном режиме ток индуктора максимален при малом токе плазмы (рис. 1). При этом полоидальное магнитное поле в области плазменного шнура очень велико (за исключением окрестности точки $R = 106 \text{ см}$, где $B_{\parallel} = 0$). Это обуславливает прежде всего малость сечения плазменного шнура на начальной стадии

ввода тока. Сначала приведем результаты расчетов в которых не учитывались примеси и влияния нейтралов, а плотность плазмы на границе плазменного шнура полагалась фиксированной и равной $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рис. 1, в этих расчетах начальный размер шнура весьма мал (всего 7 см). Он определяется сепаратрисой, X-точки которой располагаются слева, вверху и внизу от центра шнура. Шнур располагается в центре камеры, где внешнее полоидальное поле равно

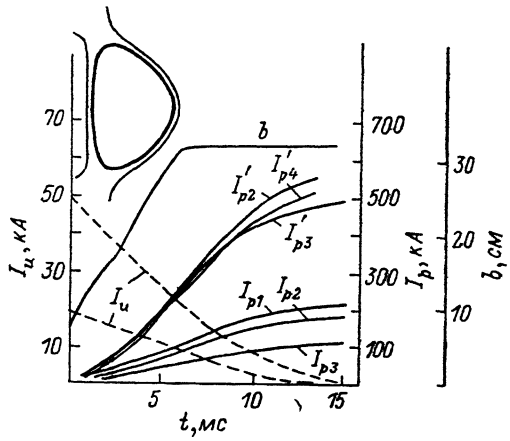


Рис. 1. Сценарий ввода тока в ТСП в инвертированном режиме.

I_u — ток в индукторе; I_{p1} — ток в плазменном шнуре в отсутствие примесей и нейтралов при $(I_u)_{\text{max}} = 20 \text{ кА}$; I_{p2} — при учете влияния нейтралов; I_{p3} — при учете примесей и нейтралов; b — полувысота сечения плазменного шнура, соответствующая I_{p1} (штриховые кривые относятся к случаю максимального тока в индукторе 50 кА); I_{p4} — то же, что и I_{p3} , но на границе использовалось условие $v T_e = 0$. На вставке форма сечения плазменного шнура соответствует кривой I_{p1} при $t = 5 \text{ мс}$.

нулю. Поэтому при малом токе форма сечения плазменного шнура близка к окружности. С ростом тока в плазме растет размер сечения плазменного шнура и он занимает области с большим полоидальным полем. В силу неоднородности последнего форма шнура существенно искажается, становится близкой к треугольной (рис. 1). Малость сечения плазменного шнура и, следовательно, большое значение j обеспечивают интенсивный омический нагрев

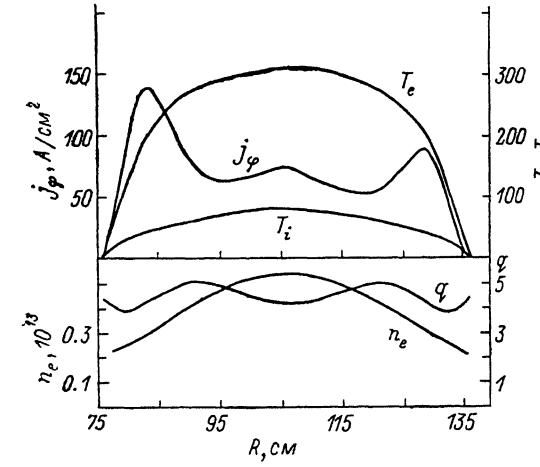


Рис. 2. Распределение параметров по сечению плазменного шнура в отсутствие примесей и нейтралов в инвертированном режиме при $I_{p1} = 213 \text{ кА}$.

и быстрый рост температуры электронов. Скинирование тока начинается уже при малых значениях тока и сохраняется в течение всей стадии ввода тока (рис. 2). Однако повышения температуры электронов к краям шнура не происходит. Это, по-видимому, связано с малым размером сечения плазменного шнура. Большие градиенты температуры нивелируют неоднородный нагрев шнура скинированным током. В этом режиме температура электронов, как уже говорилось, сначала быстро растет из-за начальной высокой плотности тока электронов. Но затем, на более поздних стадиях, температура повышается гораздо медленнее. Плотность тока в течение первых 5 мс растет слабо, и полный ток увеличивается за счет роста диаметра шнура. К моменту $t \approx 5 \text{ мс}$ шнур касается ограничительной диафрагмы (рис. 1) и дальнейший рост полного тока происходит за счет роста плотности тока.

Представляет интерес изучить зависимость результатов расчета от различных факторов, в частности от вида граничных условий, наличия примесей, влияния нейтралов.

Как видно из рис. 1, 4, учет влияния нейтралов приводит к незначительному уменьшению тока, вводимого в разряд. Это связано с тем, что в этом случае в результате ионизации нейтралов, поступающих извне, плотность плазмы выше, а соответственно температура электронов ниже, чем ранее. Картина рас-

пределения параметров плазмы по сечению шнура похожа на предыдущую. В этом режиме плотность плазмы в течение стадии ввода тока изменяется не монотонно со временем. Это связано с тем, что на ранних стадиях ввода тока объем плазменного шнура существенно меньше объема вакуумной камеры. Вследствие ионизации нейтралов, поступающих из объема камеры, плотность плазмы в шнуре может за время, меньшее времени ввода тока, во много раз превысить начальную плотность газа в камере. Однако по мере роста объема шнура плотность плазмы начинает падать. Характерное время роста плотности плазмы $\tau_n = R_k^2 / (aV_0)$, где R_k — радиус сечения вакуумной камеры, a — радиус сечения плазменного шнура. Чтобы получить конкретное значение τ_n , это время необходимо приравнять времени, в течение которого плазменный шнур дорастет до размера b (рис. 1). Соответствующие вычисления дают время выгорания нейтралов ~ 3 мс, что согласуется со значением, полученным численно.

Учет примесей, как говорилось выше, проведен в данной работе приближенно. Для простоты полагалось, что атомы примеси распределены однородно

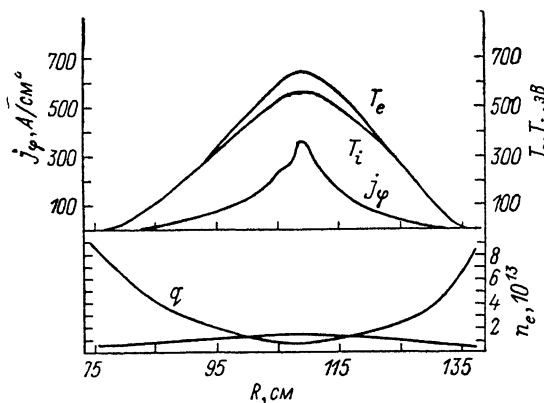


Рис. 3. Распределение параметров по сечению плазменного шнура с примесями в инвертированном режиме при $I_{пз} = 119$ кА.

и полностью ионизованы, что для оценок справедливо почти во всем сечении шнура, так как температура электронов существенно превышает температуру практически полной ионизации атома кислорода, равную приблизительно 20 эВ [9]. Вследствие падения плотности электронов к границам шнура (рис. 3) эффективный заряд $z_{эфф}$ растет от центра к краю шнура, изменяясь приблизительно от 2 до 6. Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что учет примесей качественно изменяет картину ввода тока. Прежде всего исчезает скинирование тока. Как следствие, коэффициент запаса устойчивости q монотонно растет к краям шнура. Профиль температуры электронов оказывается более пикированным, чем при отсутствии примесей. Уменьшение проводимости плазмы, связанное с наличием примеси, приводит к значительному уменьшению вводимого тока (рис. 1). Это связано с тем, что начинает играть роль омического сопротивления плазменного шнура. Отношение коэффициента взаимной индукции индуктора и плазменного шнура к самоиндукции последнего для ТСП примерно равно десяти. Как видно из рис. 1, $(I_{п1})_{max} / (I_n)_{max} \approx 10$, т. е. ввод тока в плазменный шнур без примеси является практически индуктивным. При большем значении максимального тока в индукторе величина вихревой эдс увеличивается, ток нарастает быстрее и роль омического сопротивления плазменного шнура уменьшается. Это приводит к тому, что максимальное значение вводимого тока становится пропорциональным амплитуде тока индуктора и при наличии примеси (рис. 1). Следует отметить, что в последнем случае скинирование тока усиливается и в небольшой степени сохраняется даже при наличии примеси.

Запас тепловой энергии, введенной в шнур к одинаковым моментам времени, в случае, соответствующем рис. 3, существенно выше, чем в случае рис. 2. Действительно, в первом случае плотность плазмы в три раза, а температура электронов и ионов в 2—5 раз выше, чем во втором. Большее теплосодержание шнура при наличии примесей обусловлено большей мощностью джоулева тепловыделения. Хотя плотность тока в плазме с примесями ниже, чем в «чистой» плазме, однако ее проводимость еще меньше, чем проводимость «чистой» плазмы, так что $\int dV j^2 / \sigma$ больше в случае меньшей проводимости.

Непосредственным влиянием примесей объясняется и тот факт, что температура ионов близка к температуре электронов в плазме с примесями. Действи-

тельно, в наших условиях плотность электронов примерно в 2 раза больше суммарной плотности ионов. Вследствие этого характерное время нагрева ионов за счет соударений с электронами в плазме с примесями примерно в 2 раза меньше, чем в случае «чистой» плазмы.

Наконец, рассмотрим влияние вида граничных условий на результаты расчета динамики ввода тока. Все описанные выше расчеты выполнены при фиксированных низких температурах ионов и электронов на границе шнура ($T_e = T_i = 1$ эВ). Это соответствует большой «эрозии» стенок потоком частиц и тепла из горячей плазмы. Противоположный случай, как нам кажется, более соответствует другому граничному условию $\nabla T_e = 0$. Как видно из рис. 1, с точки зрения интегральных характеристик различие между этими случаями незначительно. Это опять же обусловлено малостью омического сопротивления шнура по сравнению с индуктивным при большом токе в индукторе. Что касается деталей, то в случае $\nabla T_e = 0$ на границе несколько более выражено скасирование тока, к концу стадии ввода тока профили электронной и ионной температур становятся плоскими. Максимальные значения как температуры электронов, так и температуры ионов слабо зависят от вида граничных условий.

Штатный режим

В этом режиме ввод тока в токамак начинается при малом значении тока индуктора (рис. 4), т. е. при малом внешнем полоидальном поле. Поэтому при одинаковых токах плазмы в штатном и инвертированном режимах размеры сечений отличаются весьма существенно. В штатном режиме уже при малом токе $I_p \approx 10$ кА размер сечения шнура по вертикали ограничивается диафрагмой, т. е. полувысота сечения b равна 32 см. В этом режиме из-за отталкивания шнура от основной катушки индуктора его сечение близко к треугольнику, острый конец которого направлен к главной оси токамака (рис. 4). В отсутствие примесей проводимость шнура не достаточно высока, так что в противоположность инвертированному режиму омическое сопротивление в этом случае сравнимо с индуктивным. В одинаковые моменты времени плотность плазмен-

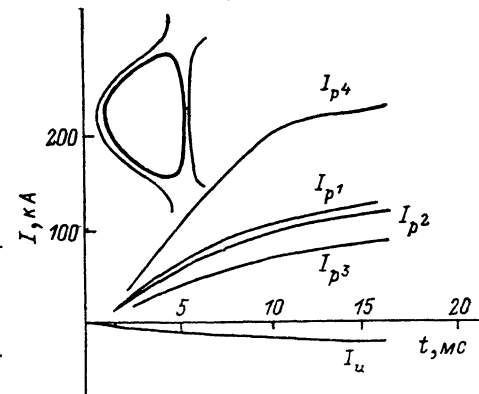


Рис. 4. Сценарий ввода тока в ТСП в штатном режиме.

Значения $I_{ш}$, I_{p1} , I_{p2} , I_{p3} те же, что и на рис. 1; I_{p4} — ток в плазме без примесей и нейтралов, рассчитанный с учетом снейлинга Мережкина—Мухоматова. На вставке форма сечения плазменного шнура, соответствующая кривой I_{p1} при $t=15$ мс.

ного тока в штатном режиме в несколько раз (в начальные моменты времени $t \approx 1-3$ мс на порядок) ниже, чем в инвертированном. Это приводит к меньшей мощности тепловыделения и более низким значениям температуры электронов. В этом случае скинирование тока приводит к плоскому (рис. 5) или слабо немономонному (скинированному) профилю электронной температуры на ранней стадии ввода тока. Подобное явление наблюдалось в экспериментах [2]. Большая плотность тока с внутренней стороны сечения тора объясняется большей напряженностью вихревого электрического поля на внутреннем обходе. Немонотонность тока приводит к немонотонности в распределении q по сечению шнура (рис. 5).

В штатном режиме понижение проводимости плазмы за счет примесей еще более увеличивает омическое сопротивление, что и приводит к падению введенного в плазму тока, по сравнению с чистой плазмой (рис. 4). Низкая проводимость плазменного шнура приводит к существенному снижению эффекта скинирования. Профили температуры электронов и ионов, а также q оказываются монотонными (рис. 6).

Вследствие более низких мощностей омического нагрева в штатном режиме возможны трудности с преодолением радиационного барьера. Все рассмотренные выше расчеты в штатном режиме проведены для плотности атомов примеси $N_0 = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При $N_0 = 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ рост тока со временем оказывается очень медленным, а при $N_0 = 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ток только немного возрастает, и затем быстро падает. Таким образом, значение $N_0 = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ является порогом по плотности

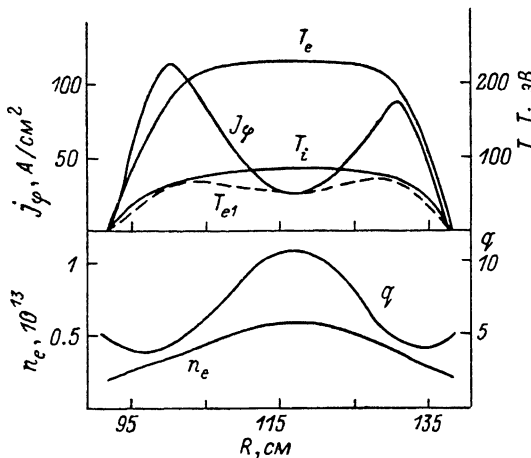


Рис. 5. Распределение параметров по сечению плазменного шнура в отсутствие примеси и нейтралов в штатном режиме ($I_{p1} = 126 \text{ кА}$).

Штриховая кривая — распределение температуры электронов на более ранний момент времени, соответствующий $I_{p1} = 50 \text{ кА}$.

примеси для штатного режима. Оценки в предположении однородного распределения параметров по сечению дают приблизительно такую же величину для порогового значения концентрации атомов кислорода, т. е. существенного понижения радиационного барьера за счет эффекта скинирования плазменного тока не происходит.

Если в расчетах использовать скейлинг Мережкина—Муховатова, который при низких температурах электронов обеспечивает меньшие потери тепла, чем в случае алкаторного скейлинга, то во всех режимах температура плазмы и проводимость оказываются более высокими. Это приводит к усилению эффекта скинирования тока и появлению в штатном режиме «скинирования» температуры электронов. В последнем случае ввод тока, как и в инвертированном режиме, оказывается практически индуктивным (рис. 4).

Как видно из рисунков, коэффициент запаса устойчивости q существенно зависит от условий ввода тока. В ряде случаев q на границе невелико и можно ожидать развития винтовой неустойчивости. В разрядах без примесей из-за скинирования тока q немонотонна по сечению шнура (рис. 2, 5). Здесь имеется несколько резонансных точек для развития тиринг-неустойчивости с малым m . Однако рассмотрение этих вопросов выходит за рамки данной работы и составит предмет будущих исследований.

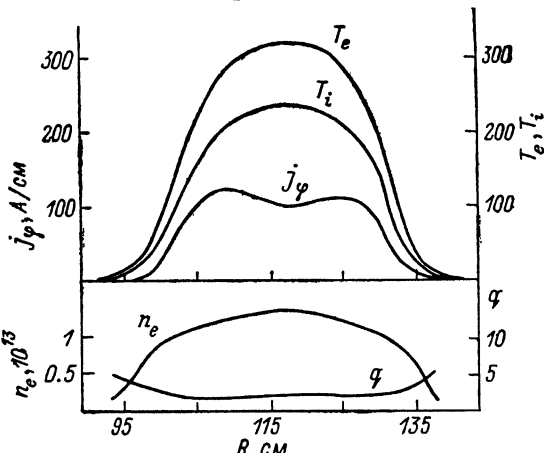


Рис. 6. Распределение параметров по сечению плазменного шнура с примесями и нейтралами в штатном режиме ($I_{p3} = 92 \text{ кА}$).

Заключение

В результате выполненных расчетов показано, что существенно снижает скинирование тока в ТСП добавление незначительного количества легких примесей. При этом для сохранения величины вводимого тока целесообразно использовать инвертированный режим. Наличие примесей не снижает температуру электронов. При вводе тока в инвертированном режиме электроны и ионы нагреваются до температуры, в 2 раза превышающей температуру в случае

штатного режима. Форма поперечного сечения плазменного шнура на стадии ввода тока треугольная. Ее особенности зависят от режима работы ТСП и определяют устойчивость равновесия шнура. Однако исследование этого вопроса выходит за рамки данной статьи.

Авторы выражают благодарность В. А. Кутвицкому, С. В. Мирнову, Г. В. Переверзеву, В. Д. Шаfranову за обсуждения и ценные советы, В. В. Дроздову и В. Э. Лукашу за помощь в разработке алгоритма численных расчетов.

Список литературы

- [1] Мирнов С. В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983. 185 с.
- [2] Lomas P., Kellman A., Lazzaro E. et al. // Proc. of 27th Ann. Meeting of the Division of Plasma Phys. of the American Physical Society. San Diego, 1985. P. 15—20.
- [3] Hawrylyk R. J., Bretz N., Dimock D. et al. Report PPPL-1572. Princeton, 1980.
- [4] Демичев В. Ф., Чуянов В. А. Препринт ИАЭ. № 3222. М., 1979. 34 с.
- [5] Азизов Э. А., Алексеев Ю. А., Бревнов Н. Н. и др. // Атомная энергия. 1982. Т. 52. С. 108.
- [6] Азизов Э. А., Бужинский О. И., Васильев Н. Н. и др. Препринт ИВТАН СССР. № 3-251. М., 1988. 28 с.
- [7] Бесполуденов С. Г., Галкин С. А., Дроздов В. В. и др. Препринт ИПМ. № 30. М., 1986.
- [8] Degtyarev L. M., Drozdov V. V. // Comp. Phys. Rep. 1985. Vol. 2. P. 343.
- [9] Днестровский Ю. Н., Костомаров Д. П. Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1982. 319 с.

Поступило в Редакцию
20 марта 1989 г.
В окончательной редакции
26 июня 1989 г.