

5169203893

НИИЭФА - П-В - 0837.

НИИЭФА П-В-0837

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ им. Д.В.ЕФРЕМОВА**

**А.М.Астапкович, В.В.Кокотков,
А.Б.Минеев**

**МОДЕЛЬ ЭНЕРГОБАЛАНСА ПЛАЗМЫ
В ТОКАМАКАХ**

П р е п р и н т

**МОСКВА
ЦИНИАТОМИНФОРМ
1989**

Астапкович А.М., Кокотков В.В., Минеев А.Б. Модель энерго-баланса плазмы в токамаках: Препринт Б-0837. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1989, 15 с., с ил., цена 9 к.

Описана нуль-мерная двухтемпературная модель баланса энергии в токамаках, позволяющая описывать сценарий разряда от пробоя до гашения. Расчеты показали хорошее согласие модели с экспериментами на установке JET

О Г Л А В Л Е Н И Е

В в е д е н и е	I
1. Двухкомпонентная модель энергетического баланса плазмы	2
2. Сравнение с данными экспериментов на тока- маке JET	10
З а к л ю ч е н и е	14
С п и с о к л и т е р а т у р ы	15

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1989 г.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется большое количество моделей для описания поведения плазмы в токамаках, в том числе довольно сложные транспортные коды /1/. Однако использование их для описания таких процессов, как сценарии разряда, или для совместного решения уравнений переноса плазмы и полоидальной магнитной системы приводит к чрезмерно громоздким алгоритмам. Задача осложняется недостаточным пониманием локальных механизмов переноса плазмы (в особенности на стадии нарастания тока), что приводит к необходимости введения в транспортные модели феноменологических констант, в то же время в 80-е годы на крупных токамаках получены подробные временные зависимости основных параметров плазмы в течение всего разряда. Кроме того, поведение интегральных параметров плазмы в целом исследовано более тщательно, чем локальных.

В такой ситуации для решения ряда задач, возникающих при конструировании токамаков, представляется целесообразным использование простейших моделей энергобаланса плазмы с минимальным количеством феноменологических предположений.

Ниже описана нуль-мерная двухтемпературная модель энергобаланса плазмы в токамаках, в которой явно учтены основные ограничения на параметры плазмы. Приведены результаты сравнения модели с экспериментами на установке **JET**, показывающие вполне удовлетворительное согласие результатов на стадиях пробы, подъема тока, плато тока и дополнительного нагрева плазмы.

Отметим основные характеристики модели.

1. В модели задаются сценарии: тока плазмы $I(t)$; эффективного заряда $Z_{\text{eff}}(t)$ и состава примесей; тороидального магнитного поля $B_t(t)$; геометрических параметров - малого радиуса $a(t)$, большого радиуса $R(t)$, вытянутости сечения $k(t)$; мощности дополнительного нагрева $P_{\text{дон}}(t)$.

Задаются также скейлинг глобального удержания энергии плазмы на плато тока при дополнительном нагреве и вид рабочего газа. Сценарий изменения концентрации плазмы может либо задаваться $n_e(t)$, либо определяться из представлений об оптимальном газонапуске /2/ ($n_e(t) \sim I(t)$).

Выходные параметры модели: температура электронов и ионов плазмы $T_e(t)$, $T_i(t)$, напряжение на обходе $U(t)$, затраты

потока $\Phi(t)$ и его распределение между активной и индуктивной составляющими, запас устойчивости на границе шнура $q_a(t)$, параметры β_t , $\beta_i(t)$ и др.

2. Учтены основные ограничения на параметры плазмы: концентрацию - снизу (предел по убегающим электронам) и сверху (пределы Гринвальда и Мураками); предельное β_t - по равновесию и устойчивости; предельное q_a .

3. На стадии пробоя и формирования шнура модель близка к описанной в работе /3/.

На стадии подъема тока энергетическое время жизни плазмы считалось линейно нарастающим от оценки времени жизни, соответствующей движению по силовой линии от центра установки к стенке с дрейфовой скоростью, до значения τ_E на плато тока. Это предположение оказалось хорошо соответствующим данным экспериментов на JET (см., например, /4/, где явно определено экспериментальное τ_E на стадии подъема тока). Удержание ионов плазмы предполагалось близким к неоклассическому τ_{Ei} . Удержание энергии электронной компоненты вычислялось по значениям τ_E и τ_{Ei} .

При описании дополнительного нагрева плазмы использовались известные соотношения, описывающие ухудшение удержания плазмы (см, например, /5/).

1. ДВУХКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА ПЛАЗМЫ

Для получения параметров плазмы на стадиях подъема тока и плато разряда использовалась система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих энергобаланс плазмы

$$\frac{dW_e}{dt} = -\frac{W_e}{\tau_{Ee}} + P_{oh} - P_{ion} - P_{br} - P_{rec} - P_{lin} - P_{syn} - P_{ei} + P_{ERFH} + (1-f_{ion}) P_{NBI} \quad (I)$$

$$\frac{dW_i}{dt} = -\frac{W_i}{\tau_{ei}} + P_{ei} + P_{IRFH} + f_{ion} P_{NBI}, \quad (2)$$

где $W_e = \frac{3}{2} \cdot 1,6 \cdot 10^{-16} n_e T_e$ - тепловая энергия
электронной компоненты плазмы, Дж;

$W_i = \frac{3}{2} \cdot 1,6 \cdot 10^{-16} n_i T_i$ - тепловая энергия ионной
компоненты плазмы, Дж;

n_e - плотность электронов, m^{-3} ;

n_i - плотность ионов, m^{-3} ;

T_e - средняя температура электронов плазмы, кэВ;

T_i - средняя температура ионов плазмы, кэВ;

P_{oh} - мощность омического нагрева, Вт;

P_{ion} - мощность потерь на ионизацию, Вт;

P_{br} - мощность тормозных потерь, Вт;

P_{rec} - мощность рекомбинационных потерь, Вт;

P_{lin} - мощность радиационных потерь на линейчатое излу-
чение, Вт;

P_{syn} - мощность потерь на синхротронное излучение, Вт;

P_{ERFH} - мощность ЭЦР нагрева, Вт;

P_{IRFH} - мощность ИЦР нагрева, Вт;

P_{NBI} - мощность инжекции пучка нейтралов, Вт;

f_{ion} - доля энергии пучка нейтралов, передаваемая ионам
плазмы;

τ_{ee} - энергетическое время жизни электронов, с;

τ_{ei} - энергетическое время жизни ионов, с.

Мощность омического нагрева плазмы

$$P_{oh} = J^2 \rho_{nc} V,$$

где J - плотность тока плазмы, A/m^2 ;

ρ_{nc} - неклассическое удельное сопротивление плазмы,
 $Om \cdot m / IO/$;

$V = 2 \cdot 3 \cdot 14 R(t) \cdot 3 \cdot 14 a^2(t) k(t)$ - объем плаз-
мы, m^3 ;

$R(t)$ - большой радиус плазмы, м;

$a(t)$ - малый радиус плазмы, м;

$k(t)$ - вытянутость плазменного шнура - заданные функции
времени, описывающие выбранный сценарий. Прини-

$$\eta = \frac{I}{3.14 a^2(t) k(t)}$$

где $I(t)$ -- ток плазмы, A (также заданная функция времени)

$$\rho_{\text{нел}} = \rho_{\text{сп}} \frac{1}{3.4} \frac{2.67 + Z_{\text{eff}}}{1.13 + Z_{\text{eff}}} \left(1 - \frac{f(t, \varepsilon)}{1 + \xi V_{*e}} \right)^{-1} \left(1 - \frac{C_2 f(t, \varepsilon)}{1 + \xi V_{*e}} \right)^{-1}$$

где $\rho_{\text{сп}} = 1.64 \cdot 10^{-9} Z_{\text{eff}} T_e^{3/2} L$

$\rho_{\text{нел}}$ -- спитцеровское удельное сопротивление;

$Z_{\text{eff}}(t)$ -- заданная функция времени, определяющая сценарий разряда;

$$L = 39.1 - 0.5 \ln k_e + \ln T_e$$

-- кулоновский логарифм.

$$\varepsilon = \frac{a(t)}{R(t)}$$

$$f(t, \varepsilon) = 1 - \frac{(1 - \varepsilon)^2}{(1 - \varepsilon^2)^{1/2} (1 + 1.46 \varepsilon^{1/2})}$$

$$\xi = 0.58 + 0.20 Z_{\text{eff}}$$

$$C_2 = \frac{0.56}{Z_{\text{eff}}} \frac{3 - Z_{\text{eff}}}{3 + Z_{\text{eff}}}$$

$$V_{*e} = \frac{m_e^{1/2} q_z R}{T_e^{1/2} \varepsilon^{3/2}} \frac{1}{\tau_e}$$

где m_e -- масса электрона, кг;

$$q_z = 10^6 \frac{5a^2 B_z}{R I} \frac{1+k^2}{2}$$

где q_I - запас устойчивости;
 B_t - тороидальное поле, Тл:

Время между электронными столкновениями /6/

$$\tau_e = \frac{3.5 \cdot 10^{11} (T_e \cdot 1000)^{3/2}}{\angle z_{eff} n_e}$$

Тормозное, рекомбинационные и линейчатые потери учитывались следующим образом /7/:

$$P_{br} = 5.3 \cdot 10^{-37} z_{eff}^2 n_e^2 T_e^{1/2} V,$$

$$P_{rec} = 1.8 \cdot 10^{-38} n_e n_{z_i} z_i^4 T_e^{-1/2} V,$$

$$P_{lin} = \begin{cases} 2 \cdot 10^{-40} n_e n_{z_i} z_i^6 T_e^{-3/2} V, & z_i < 15 \\ 100 \cdot 10^{-40} n_e n_{z_i} V & , z_i \geq 15 \quad 18/ \end{cases}$$

где $n_{z_i} = \frac{z_{eff} - 1}{z_i (z_i - z_{eff})} n_e$ - концентрация примесей;
 - заряд примеси, при расчетах полагалось $z_i = 8$ (кислород).

Для концентрации ионов плазмы имеем

$$n_i = \frac{z_{eff} - 1}{z_i (z_i - 1)} n_e.$$

Синхронные потери

$$P_{syn} = 9 \cdot 10^{-19} n_e (1000 T_e)^{1/2} B_t a \left[(1 - \eta) (1 + \eta) \right]^{1/2},$$

$$\eta = 5.7 \cdot 10^2 \frac{a}{R} T_e^{1/2} (1000)^{1/2}$$

$\eta_e = 0,9$ - коэффициент отражения синхротронного излучения от стенок камеры.

Мощность, требуемая на ионизацию, оценивалась из соотношения

$$P_{ion} = \frac{dN_e}{dt} w_{ion} V,$$

где $w_{ion} = 13,6$ эВ.

Слагаемое, описывающее обмен энергией между электронами и ионами, имело вид $P_{ei} = \frac{3}{2} \frac{2m_e}{m_i} n_e 1.6 \cdot 10^{-16} (T_e - T_i) \frac{1}{\tau_e} V$, где m_i - масса ионов плазмы.

Для проверки модели использовались данные экспериментов на Т-10. Было показано, что ряд известных скейлингов (Кея-Голдсто-на, Мережкина-Муховатова, неоалкаторный, JET -скейлинг) удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

При оценке энергетических потерь на стадии подъема тока использовался следующий подход.

В конце кулоновск й стадии оценка времени удержания /3/

$$t_{dr} = \frac{L_{con}}{V_{de}},$$

где

$$L_{con} = a \frac{Bt}{\langle \delta B_z \rangle}, \quad \mu$$

$$V_{de} = 35 E_{up} / \rho \text{ м/с;}$$

a - радиус зоны пробоя, м,

E_{up} - напряженность электрического поля в момент пробоя, В/м,

ρ - давление газа перед пробоем, Тор.

Это соответствует времени ухода электронов из области пробоя на стенку с дрейфовой скоростью. В установке JET τ_e составило $2,5 \cdot 10^{-3}$ с.

Энергетическое время удержания на стадии подъема тока вычислялось с помощью линейной интерполяции по формуле

$$\tau_e(t) = t_{dr} + \frac{\tau_e - t_{dr}}{t_{flat} - t_{sup}} (t - t_{sup}),$$

где t_{sup} - момент завершения кулоновской стадии разряда;
 t_{flat} - время выхода на плато разряда;
 τ_e - энергетическое время удержания (по скейлингам).

При описании разрядов с дополнительным нагревом плазмы для τ_e использовалось соотношение

$$\tau_e = (\tau_{eK6}^{-2} + \tau_{eNA}^{-2})^{-1/2},$$

где τ_{eK6} , τ_{eNA} - энергетические времена жизни по скейлингам Кей-Голдстона и неоклаторному соответственно.

Время удержания ионной компоненты оценивалось по неоклассической теории:

$$\tau_{ei} = \frac{1}{4 \chi_i}.$$

Коэффициент ионной температуропроводности

$$\chi_i = K \frac{\rho_i^2 q_i^2}{\varepsilon^{3/2}} \frac{1}{\tau_i},$$

где время между ионными столкновениями по аналогии с временем между электронными /6/

$$\tau_i = \frac{3.0 \cdot 10^{13}}{L} \left(\frac{A_i}{2}\right)^{1/2} \frac{(T_i / 1000)^{3/2}}{Z_{eff} n_e},$$

$A_i = m_i / m_p$ - относительная масса ионов;

$$\rho_i = 4.57 \cdot 10^{-3} \frac{T_i^{1/2} A_i^{1/2}}{B_+} \quad - \text{Ларморовский радиус ионов плазмы}$$

$$K = 0.66 \left(\frac{1}{1 + 1.03 V_{*i}^{1/2} + 0.31 V_{*i}} + \frac{1.77 E^3 V_{*i}}{1 + 0.74 E^{3/2} V_{*i}} \right),$$

$$V_{*i} = \frac{m_i^{1/2} q_I R}{E^{3/2} T_i^{1/2}} \frac{1}{T_i}$$

В эксперименте ионное время жизни, как правило, несколько меньше, чем предсказывается по неоклассической теории, что учитывалось введением коэффициента $C_{\text{ион}} = I - 4$.

Исходя из эмпирического скейлинга, описывающего глобальное удержание плазмы τ_e , и неоклассического энергетического времени жизни ионов, для энергетического времени жизни электронов можно получить

$$\tau_{ee} = \tau_e \left(\frac{W_e + W_i}{\tau_e} - \frac{W_i}{\tau_{ei}} \right)^{-1}$$

Доля энергии, передаваемая от инжектируемого пучка ионам плазмы /II/,

$$f_{\text{ион}} = \frac{2}{E^2} \left(\arctg \frac{2E-1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{6} \ln \frac{(1-E)^2}{1-E+E^2} + \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{3.14}{6} \right),$$

где $E = (E_{\text{ион}} / E_c)^{1/2}$.

Предел по q

$$q_{min} = 2,5.$$

При моделировании разряда в плазме программой **SCENB** все эти пределы постоянно контролируются и выход за предельные параметры отмечается соответствующими диагностическими сообщениями.

2. СРАВНЕНИЕ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ТОКАМАКЕ JET

Для тестирования модели выбраны подробные временные выдачи параметров установки JET: режима с чисто омическим нагревом (разряды № 5507 /I2/ и № 8838) и режимов с дополнительным нагревом (разряд № 9603).

Из эксперимента использованы зависимости $I(t), n_e(t), v_+(t), k(t), P_{WBI}(t), P_{CRFI}(t), P_{IRFI}(t)$. Предполагалось $a(t) = a_0, R(t) = R_0$, что с точностью до 2% соответствует данным этих импульсов.

Для разрядов 8838 и 9603 $Z_{eff}(t)$ задавалось из эксперимента. Для разряда 5507 полагалось, что на стадии быстрого подъема тока Z_{eff} растет линейно с 1,0 до 3,0 и затем линейно падает до $Z_{eff} = 2,6$ за время медленного подъема тока (очистка плазмы при формировании дивертора). На плато Z_{eff} бралось из эксперимента и считалось постоянным.

В омических режимах энергетическое время жизни рассчитывалось по неосакторному скейлингу, в режимах с дополнительным нагревом — по комбинации неосакторного и скейлинга Кея-Голдсто-на (см.2).

Так как экспериментальные данные разрядов № 8838 и 9603 приведены только в отдельных точках, восстановление значений параметров в промежутках неоднозначно. В расчетах использовалась линейная интерполяция.

На рис.1 - 6 приведены результаты сравнения модели и экспериментальных данных установки JET. Отметим хорошее совпадение данных для средней температуры ионов плазмы ($S_{числ} = 4$). Отличие электронной температуры больше, Модель приводит к заниженным (~ на 30%) значениям $\langle T_e \rangle$ по сравнению с экспериментом на всех фазах разряда. Это позволяет рассчитывать электрофизические параметры (напряжение на обходе, затраты потока) с некоторым запасом.

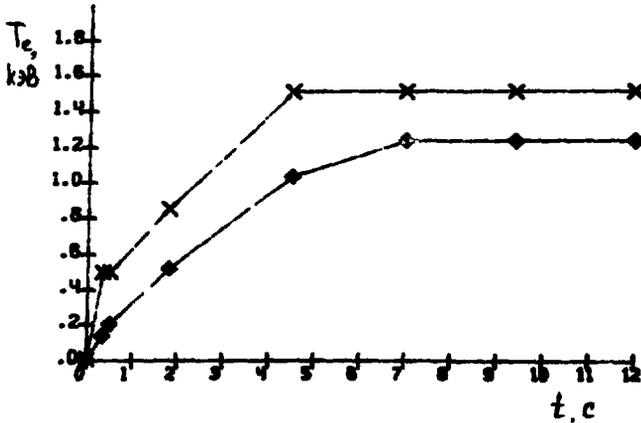


Рис.1. Электронная температура:
 x - эксперимент, разряд на JET № 5507;
 ◇ - моделирование

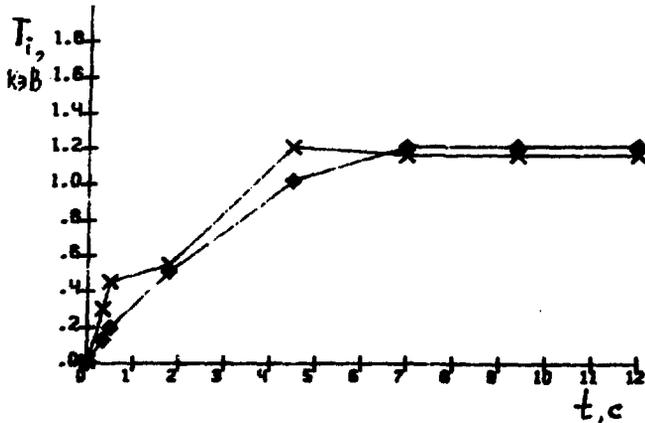


Рис.2. Ионная температура:
 x - эксперимент, разряд на JET № 5507;
 ◇ - моделирование

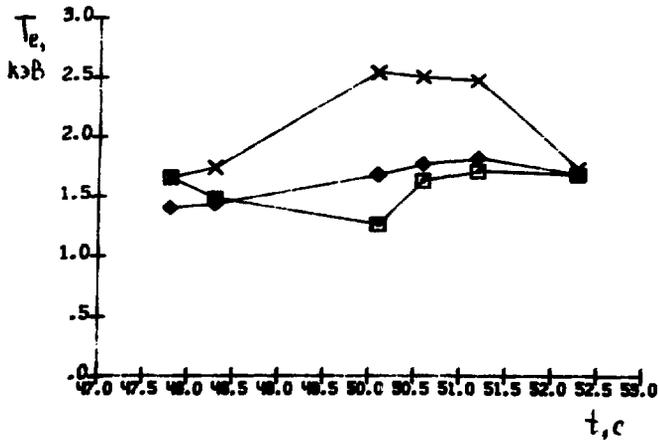


Рис.3. Электронная температура:
 x - эксперимент, разряд на JET № 9603;
 ◇ - моделирование, V1 иллюстрирует влияние начальных условий;
 □ - моделирование, V2 иллюстрирует неоднородность трактовки экспериментальных данных по доп.нагреву

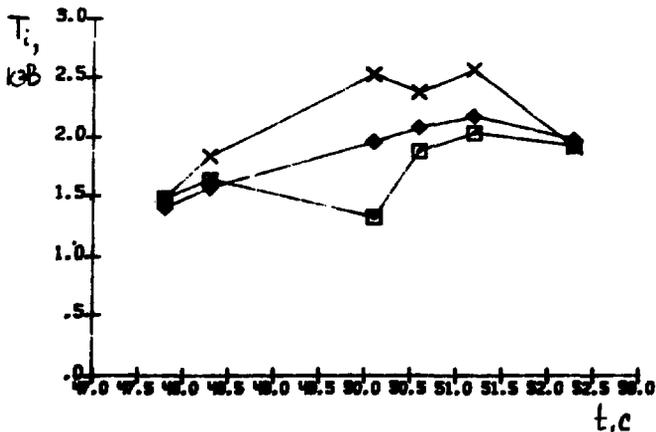


Рис.4. Ионная температура:
 x - эксперимент, разряд на JET № 9603;
 ◇ - моделирование, V1 иллюстрирует влияние начальных условий;
 □ - моделирование, V2 иллюстрирует неоднородность трактовки экспериментальных данных по доп.нагреву

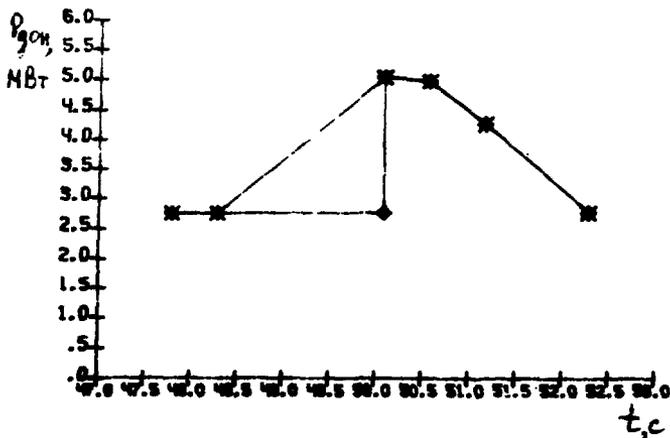


Рис.5. Выбранный сценарий доп.нагрева при моделировании разряда на JET № 9603:

- X - моделирование по B1;
- ◇ - моделирование по B2

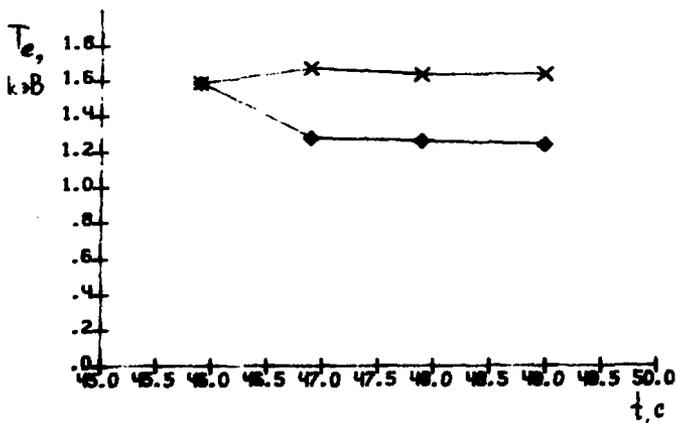


Рис.6. Электронная температура:

- X - эксперимент, разряд на JET № 8838;
- ◇ - моделирование

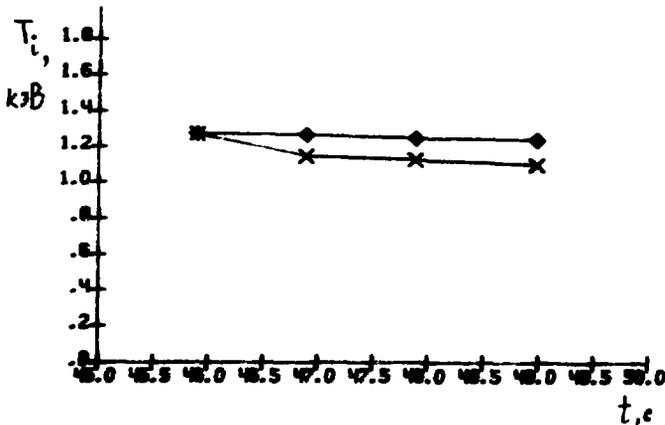


Рис. 7. Ионная температура:
 x - эксперимент, разряд на JET № 8836;
 o - моделирование

В целом наблюдаемое расхождение не слишком велико и может быть объяснено:

- а) профильными эффектами,
- б) влиянием начальных условий (В1, рис.3,4),
- в) неоднозначностью трактовки экспериментальных данных в промежуточных точках (В2, рис.3,4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена полуэмпирическая нуль-мерная двухтемпературная модель энергобаланса плазмы в токамаках. Особенности модели: простота; описание всего сценария разряда - от пробоя до гашения; явный учет основных ограничений на параметры плазмы. Модель тестировалась по результатам экспериментов на установке JET. Область применения: разработка сценариев разряда в токамаках, оценка ряда электрофизических параметров. Возможно использование модели при расчете динамических характеристик полоидальной системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Днестровский А.И., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы. М.: Наука, 1982.
2. Ноткин Г.Е. // Физика плазмы. 1985. Т. II, вып. I. С. 62.
3. Tanga A., Thomas P.R., Gordey J.G. et al. Start-up of the ohmic phase in JET. JET-P(85)23.
4. At the APS division of plasma physics meeting, San Diego, 2-6 Nov. 1987. JET-IR(87)18.
5. Parker R., Post D., Batman G. et al. CIT Physics design description. AE-880112-PPL-01.
6. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы/Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. I. М.: Атомиздат, 1963.
7. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.
8. Hinnov E. On multiple ionization in high-temperature plasma. PPL, MAT-777, 1970.
9. Трубинов Б.А. Универсальный коэффициент выхода циклотронного излучения из плазменных конфигураций // Вопросы теории плазмы. Вып. 7. М.: Атомиздат, 1973. С. 274.
10. Hirschman S.P., Hawryluk R.J., Brige B. // Nucl. Fus. 1977. V. 17, N 3. P. 611.
11. Барнет К., Харрисон М. Прикладная физика атомных столкновений. Плазма. М.: Энергоатомиздат, 1987.
12. Bickerton R.B., Alladio F., Bartlett D.V. et al. 33 Plasma Physics and Controlled Fusion. 1986. V. 28, N 1A. P. 55-69.
13. Uckan H.A., Moulberg W.A., Attenberger S.E. Physics analysis of the TIBER-II engineering test reactor, 12-th Symp. on fus. eng. Monterey, 1986.
14. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1983.

Александр Михайлович Астапкович
Вадим Викторович Кокотков
Анатолий Борисович Минеев

МОДЕЛЬ ЭНЕРГОВАЛАНСА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

Редактор В.Л.Гусева

Подписано в печать 11.12.89 г. Т-18209. Формат 60х90/16.
Офсетная печать. Уч.-изд.л. 0,6. Тираж 130 экз.
Зак.№ 16/445. Индекс 3624. Цена 9 к.
