

## О НИЖНЕГИБРИДНОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

С.Л.Мушер, А.М.Рубенчик, Б.И.Стурман

Рассматривается нагрев плазмы ВЧ полем на частотах, близких к нижегибридной. Проведены расчеты для нагрева быстрой и медленной волной. Получено пространственное распределение поглощенной мощности.

1. В обычной схеме нижегибридного нагрева выделение энергии должно происходить в основном в центре установки за счет трансформации электромагнитной волны в плазменную [1 – 2]. Однако недавние эксперименты на больших установках [3] показали, что большая часть СВЧ мощности выделяется на периферии плазменного шнура. Это поглощение объясняется, скорее всего, развитием параметрических неустойчивостей [3 – 4].

Сильное поглощение энергии, обусловленное коллективными процессами, позволяет, в отличие от обычной схемы, оптимизировать характеристики нагрева, не привязывая их жестко к существованию точки трансформации. В настоящей работе мы покажем, что выбором частоты, замедления и типа возбуждаемых колебаний можно добиться достаточно равномерного нагрева плазмы.

2. Рассмотрим изотермическую  $T_e \sim T_i$  плазму, плотность которой плавно меняется поперек магнитного поля. Выберем его направление за ось  $z$ , а ось  $x$  направим по градиенту плотности. Пусть электромагнитная волна распространяется вдоль  $x$ , ее энергия меняется в соответствии с уравнением

$$\frac{\partial}{\partial x} (v_{\text{гр}} \mathcal{E}) = -\gamma \mathcal{E} - Q. \quad (1)$$

Поток энергии в плазму за счет параметрических неустойчивостей найден в работах [6]. При выполнении достаточно мягкого условия,  $\omega_H > \omega_p$ ;  $\omega_p^2 > \omega \omega_H$

$$Q = \begin{cases} 0,1 \frac{\omega_p^4 E_x^2}{\omega \omega_H^2 8\pi n T} \left( \frac{E_x^2}{8\pi} - \frac{E_{th}^2}{8\pi} \right); & E_x > E_{th} \\ 0; & E_x < E_{th} \end{cases}, \quad (2)$$

где  $E_{th} \approx 12\sqrt{nT} (\omega_H \sqrt{\nu_{ei}} \omega / \omega_p^2)$  – пороговое значение поля<sup>1)</sup>. Профили плотности и температуры мы выбирали близкими к наблюдаемым в то-

<sup>1)</sup> Коэффициент в (2) взят нами из работы [7], где проводилось численное моделирование нелинейной стадии параметрической неустойчивости.

$$n = n_0 \left( \frac{1}{10} + 1 - \frac{x^2}{a^2} \right); \quad T = T_0 \left( 1 + \frac{1}{10} - \frac{x^2}{a^2} \right)^a; \quad 1,5 \leq a \leq 2, \quad (3)$$

где  $a$  – малый радиус тора.

В рассматриваемом диапазоне частот существуют 2 типа электромагнитных волн – быстрая и медленная. До недавнего времени нагрев плазмы связывался преимущественно с  $M$ -волной, для которой легче выполняются условия трансформации и уже область непрозрачности [2].

3. Для  $M$ -волны  $v_{Гр} \approx c(\omega/\omega_p n_z)$ ;  $\mathcal{E} = E_x^2/8\pi$ ;  $\gamma \approx \nu_{ei}$ . В конкретных расчетах использовались параметры плазмы, соответствующие установке ТМ-3:  $T_0 = 900$  эв,  $n_0 = 5 \cdot 10^{13}$ ;  $\omega_H = 7 \cdot 10^{11}$ . Значение падающей на границу мощности  $P(-a) = \mathcal{E}(-a) v_{Гр}(-a)$  менялось в пределах от  $3$  квт/см<sup>2</sup>, что соответствует параметрам обычно используемых СВЧ генераторов, до  $30$  квт/см<sup>2</sup>. Типичные результаты расчетов при  $n_z = 1,5$  приведены на рис. 1, 2. Из них следует, что подбором частоты и мощности накачки можно добиться достаточно равномерного нагрева плазмы. Ситуация, однако, весьма критична к изменению параметров нагрева. Из рис. 1, 2 видно, что доля энергии, поглощенной в центре при увеличении мощности в два раза уменьшалась в три раза, при уменьшении частоты с  $2,5 \omega_{LH}$  до  $1,5 \omega_{LH}$  – примерно в два раза, при увеличении  $a$  (см. (3)) с  $1,5$  до  $2$  – в  $2,5$  раза. При увеличении частоты  $\omega$ , как отмечалось в [4 – 5], аномальное поглощение энергии на периферии уменьшается, поскольку инкременты параметрических неустойчивостей падают как  $\omega_{LH}/\omega$ , а  $v_{Гр}$  растет как  $\omega/\omega_{LH}$ . Реально, однако, поглощаемая мощность  $Q \sim n^2/T$  слабо зависит от  $x$ . Поэтому заметное смещение максимума в центр происходит лишь при очень больших частотах  $\omega \gg \omega_{LH}$ , соответствующих малым превышениям над порогом. При этом значительная часть вводимой энергии после многократных отражений от области непрозрачности диссипируется за счет столкновений, т. е. опять на периферии.

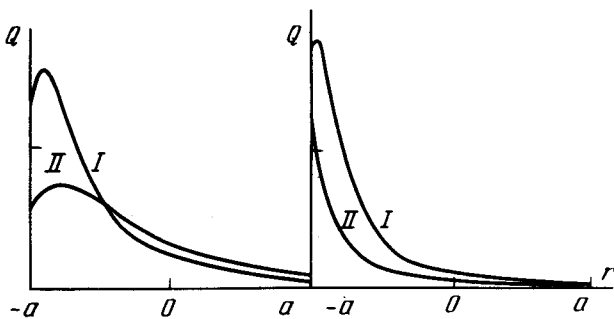


Рис. 1.  $P(-a)=3$ квт/см<sup>2</sup> кривая I соответствует  $\omega=1,5\omega_{LH}$   $P(a)/P(-a)=0,13$ . Кривая II –  $\omega=2,5\omega_{LH}$ ;  $P(a)/P(-a)=0,29$

Рис. 2.  $\omega=1,5\omega_{LH}$  кривой I соответствуют  $P(-a)=6$ квт/см<sup>2</sup>, кривой II  $P(-a)=3$ квт/см<sup>2</sup>;  $a=2$

Следует отметить, что во всех приведенных расчетах значительная часть энергии поглощается на краю интервала,  $x \approx -a$ . Это означает,

что не учтенное нами поглощение энергии в придиафрагменной области,  $x < -a$ , может быть весьма существенно.

4. Нагрев плазмы быстрой волной стал рассматриваться в последнее время [8]. Это связано с тем, что точка трансформации для  $B$ -волны может быть достигнута только при вводе ее с внутренней стороны тора [2, 8], кроме того, по сравнению с  $M$ -волной увеличивается зона непрозрачности. Не касаясь вопросов доступности, заметим, что в рассматриваемой нами схеме можно вводить энергию и с внешней стороны тора.

Для быстрой волны

$$v_{гр} \approx c \frac{\omega \omega_H}{\omega_p^2} n_z; \quad \xi = \frac{E_x^2}{8\pi} n_z^2; \quad \gamma \approx 2\nu_{ei} \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (4)$$

Мы видим, что на периферии  $v_{гр}^B$  заметно превышает  $v_{гр}^B$ , в центре же они одного порядка. Поэтому при одинаковых мощностях накачки амплитуда  $B$ -волны и, следовательно, ее аномальное поглощение на периферии заметно уменьшается и область энерговыделения смещается к центру ( $Q \sim n_z^3/T$ ). Как видно из рис. 3, на периферии плазмы выделяется лишь незначительная часть энергии.

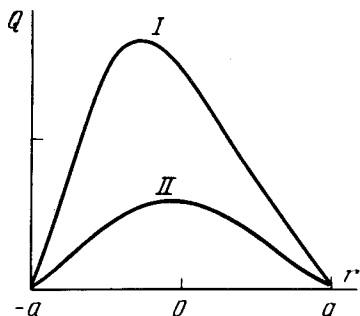


Рис. 3. Нагрев  $B$ -волной  $P(-a) = 15 \text{ квт/см}^2$ . Кривая I —  $\omega = \omega_{LH}$ ; кривая II —  $\omega = 2\omega_{LH}$

Очень существенной оказывается резкая зависимость выделения энергии  $B$ -волной от  $n_z$ , как видно из (1), (4),  $Q \sim n_z^{-6}$ . Уже при  $n_z = 2 \div 3$  энерговыделение уменьшается настолько, что существенная доля энергии поглощается за счет столкновений. Формулы (1), (3) показывают, что для  $B$ -волны и столкновительное затухание приводит к нагреву центральных областей плазмы.

Малость выделения энергии  $B$ -волны на периферии и относительно большая длина поглощения позволяют в принципе сочетать коллективный метод нагрева с основанным на линейной трансформации и делают  $B$ -волну перспективной для нагрева в крупномасштабных установках.

Институт автоматики  
и телеметрии

Поступила в редакцию  
2 марта 1977 г.

### Литература

- [1] Т.Стикс. Теория плазменных волн. М., Атомиздат, 1965.  
[2] В.Е.Голант, А.Д.Пилия. УФН, 104, 413, 1971.

- [ 3 ] В.В.Аликаев и др. ЖТФ, 45, 523, 1975; В.Е.Голант и др. Ядерный синтез, 1975; W. Hook, E. Richards, R. P. Parker. Bull. Amer. Phys. Soc., 20, 1313, 1975.
- [ 4 ] С.Л.Мушер, А.М.Рубенчик, Б.И.Стурман. Ядерный синтез (в печати)
- [ 5 ] А.М.Рубенчик. Письма в ЖТФ, 2, 21, 1976.
- [ 6 ] Б.И.Стурман. ЖЭТФ, 71, 613, 1976; A. Hasegawa, L. Chen. Phys. Fluids, 18, 1321, 1975. A. Rogister. Phys. Rev. Lett., 34, 80, 1975.
- [ 7 ] L. Chen, R. L. Berger. P. P. L. Matt, 1169, 1976.
- [ 8 ] А.В.Лонгинов, К.Н.Степанов. Письма в ЖЭТФ, 24, 457, 1976.
-