



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Арефьев, Б. А. Хмелинин, Нагрев ионов в сильноточных дугах, стабилизированных магнитным полем, *ТВТ*, 1970, том 8, выпуск 5, 1091–1093

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.239.90.61

10 ноября 2024 г., 23:44:55



НАГРЕВ ИОНОВ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ДУГАХ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В. И. Арефьев, Б. А. Хмелинин

В ряде экспериментальных работ [1—5], посвященных исследованию дугового разряда в продольном магнитном поле, обнаружен аномальный нагрев ионов до температур, не объяснимых парными столкновениями. В [1—4] установлено, что в длинных сильноточных дугах, стабилизированных магнитным полем, при токах $20 \div 150$ а, напряжениях разряда $130 \div 200$ в, концентрациях электронов $10^{13} \div 10^{14}$ см⁻³, магнитных полях $6,0 \cdot 10^3 \div 1,2 \cdot 10^4$ гс температура ионов ($0,5 \cdot 10^6 \div 4,0 \cdot 10^6$ °К) значительно превышает температуру электронов ($4,0 \cdot 10^4 \div 6,0 \cdot 10^4$ °К), при этом нагревается не только основное рабочее вещество, но и примеси.

В [4—5] получены экспериментальные зависимости температуры ионов от параметров разряда, которые также не могут быть объяснены на основании теории парных столкновений (например, линейные зависимости температуры ионов от тока, магнитного поля и зарядового числа).

В некоторых случаях (см., например, [4]) указано на электростатический характер нагрева ионов в радиальных электрических полях, однако причины появления их не обсуждаются. В работах [6, 7] развивается теория так называемого «возбужденного» механизма нагрева ионов за счет накопления энергии ионами, находящимися в метастабильных состояниях, и освобождения ее в виде тепловой энергии при столкновениях. Однако, по мнению авторов [6, 7], справедливость этого механизма окончательно не установлена.

В предлагаемой публикации обсуждается механизм аномального нагрева, предложенный ранее одним из авторов [8, 9] на основе модели неупругих рассеяний ионов на флуктуациях электрического поля, возникающих вследствие неустойчивости разрядного тока. В отличие от [9], где рассматривается нагрев поперечной компонентой тока, в настоящей заметке обсуждается нагрев, вызванный током, текущим вдоль силовых линий магнитного поля.

Будем исходить из предположения в соответствии с [8, 9], что продольный ток $i = -an_{i||}$ неустойчив. Дисперсионное уравнение, описывающее потенциальные колебания ($E = -\nabla\phi$) в области частот $\omega_{H_i} \ll \omega \ll \omega_{He}$ и в случае горячих ионов $T_i \gg T_e$, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon = 1 + \frac{\omega_{pe}^2 k_{\perp}^2}{\omega_{He}^2 k^2} \left(1 + i \frac{v}{\omega} \right) - \frac{k_{\parallel}^2 \omega_{pe}^2}{\tilde{\omega}(\tilde{\omega} + iv)} - \frac{k_{\perp} (d/dr) (\omega_{pe}^2 / \omega_{He})}{k^2 \tilde{\omega}} + \\ + \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2} \left[1 + i \sqrt{\pi} \frac{\omega - \omega^* (1 + \eta)}{k v_{Ti}} \right] = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

$$\omega_{pa}^2 = \frac{4\pi n e a^2}{m_a}, \quad \omega_{H_a} = \frac{e_a H}{m_a c}, \quad v_{T_a} = \left(\frac{T_a}{m_a} \right)^{1/2}, \quad \alpha \equiv e, i \quad (m_e \equiv m, m_i \equiv M),$$

k_{\parallel} , k_{\perp} — проекции волнового вектора на продольное и поперечное направления к на-

правлению магнитного поля соответственно;

$$\omega^* = \frac{cT_i}{eH} k_{\perp} \frac{d}{dr} \ln n, \quad \eta = \frac{d \ln T_i}{d \ln n}, \quad \rho_e = \left(\frac{T_i}{m} \right)^{1/2} \frac{1}{\omega_{H_e}}$$

$\kappa = \frac{d}{dr} \ln n$, ν — частота кулоновских столкновений, $\tilde{\omega} = \omega - k_{\parallel} u_{\parallel}$, u_{\parallel} — токовая

скорость электронов. Остальные обозначения общеприняты.

При выводе уравнения (1) предполагалось, что ионы в колебаниях немагнитны (см. [8]). Исследование дисперсионного уравнения (1) показывает, что неустойчивы колебания дрейфового типа. Неустойчивость возникает вследствие продольной компоненты тока и равновесного ларморовского тока, вызванного поперечной неоднородностью плотности тепловой энергии. Колебания затухают вследствие кулоновских столкновений. На пределе применимости уравнения (1) при использовании условия немагнитности ионов и для $k \sim \rho_e^{-1}$ получим достаточный критерий неустойчивости

$$u_{\parallel} (\kappa \rho_{H_i})^2 / \nu_{T_i} > 1. \quad (2)$$

Вследствие развития неустойчивости установится некоторый спектр колебаний. Рассеяние ионов на колебаниях приводит к их эффективному нагреву. Приведем уравнение, описывающее турбулентный нагрев ионов вследствие черенковского поглощения — излучения колебаний рассмотренного типа [9]:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \sum_k \left(\frac{\omega}{k_{\perp} v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} - \frac{\nabla}{\omega_{H_i}} \right) D_k \left(\frac{\omega}{k_{\perp} v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} - \frac{\nabla}{\omega_{H_i}} \right) f_0, \quad (3)$$

$$D_k = \frac{E_k^2 \omega_{p_i}^2}{4\pi M k_{\perp} v_{\perp}}.$$

Здесь E_k — амплитуды осцилляций электрического поля, f_0 — функция распределения ионов. Уравнение (3) выведено в предположении, что $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$, ионы в колебаниях немагнитны и $\omega/k \ll \nu_{T_i}$. Это уравнение позволяет оценить предельную температуру ионов. Оно учитывает нагрев из-за неупругих столкновений с колебаниями и остывание вследствие диффузии поперек магнитного поля. Из равенства скорости нагрева и скорости остывания получим, согласно [8, 9], что предельная температура ионов не превышает величины

$$T_{i \text{ пред}} \leq (k_{\parallel}/k) M u_{\parallel} r_0 \omega_{H_i}, \quad (4)$$

где r_0 — радиус плазменного столба. Из (4) видно, что предельная температура ионов пропорциональна плотности разрядного тока, напряженности магнитного поля, зарядовому числу Z ионов, что качественно согласуется с результатами работ [1, 4, 5], и не зависит от их массы.

Вид иона	Z	I, а	$H \cdot 10^3$, эс	$u_{\parallel} (\kappa \rho_{H_i})^2 / \nu_{T_i}$	$T_{i \text{ эксп}} \cdot 10^6$, °К	$T_{i \text{ теор}}$, °К
Ag	1	140	8	49,0	1,4	$7,2 \cdot 10^5$
Ag	2	140	8	17,0	2,6	$1,4 \cdot 10^6$
N	1	140	8	11,0	1,5	$7,7 \cdot 10^5$
N	2	140	8	3,5	2,5	$1,3 \cdot 10^6$
N	3	140	8	1,7	2,5	$1,3 \cdot 10^6$
C	1	140	8	9,7	2,0	$9,8 \cdot 10^5$
C	2	140	8	2,9	2,7	$1,4 \cdot 10^6$
C	2	188	5,6	5,3	1,3	$8,9 \cdot 10^5$
C	2	188	8,6	3,4	1,43	$9,7 \cdot 10^5$

Используя [4], проведем оценки $T_{i \text{ пред}}$, исходя из условий [4]. Дуговой столб длиной от 1 до 5 м в продольном магнитном поле возникает между угольными электродами. Основным рабочим веществом является углерод, поступающий в плазму в результате эрозии электродов (расход $\sim 4,2 \cdot 10^{19}$ частиц/сек). Кроме того, через коаксиальное отверстие в катод подается примесь (гелий, аргон или азот, расход $\sim 1,0 \cdot 10^{18}$ частиц/сек). Давление в рабочей камере поддерживается на уровне $10^{-4} \div 10^{-6}$ мм рт. ст. В оценках используются значения $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_e = 4 \cdot 10^4$ °К, $r_0 = 0,6$ см, являющиеся типичными для условий эксперимента.

В таблице приводятся результаты оценок и условия эксперимента. Анализ таблицы, в которой режимы (1) — (7) соответствуют длине дуги 244 см и давлению $2 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. показывает, что теоретические оценки предельной температуры по расчетной формуле (4) по порядку величины совпадают с экспериментальными значениями температуры, отличаясь от них не более чем в два раза. И расчетные, и

экспериментальные температуры примерно пропорциональны заряду иона Z , причем это выполняется тем лучше, чем лучше выполняется критерий (2). На примере режимов (8) и (9), соответствующих длине дуги 218 см и давлению $1,0 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., видна пропорциональность температур напряженности магнитного поля.

В заключение следует сказать несколько слов о механизме передачи энергии внешнего электрического поля ионам плазмы. Уменьшение энергии волн вследствие поглощения их ионами компенсируется работой внешнего электрического поля E_0 над дополнительным током, вызванным турбулентной силой трения, действующей на электроны. Подставляя выражение для турбулентной силы трения, полученное в [8, 9], в уравнение баланса сил, действующих на электроны, можно показать, что эффективная частота столкновений, определяющая скорость аномального джоулева нагрева, по порядку величины дается выражением

$$\nu_{эф} \cong \omega_{H_i} (\rho_{H_i} / r_0)^2.$$

Нетрудно убедиться, что в условиях эксперимента [4] она существенно превышает частоту парных столкновений.

Москва

Поступило в редакцию
12 XI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. McNally, Jr, M. R. Skidmore, JOSA, 47, 863, 1957.
2. M. R. Skidmore, J. R. McNally, Jr, G. K. Werner. Bull. Am. Phys. Soc., 4, 388, 1959.
3. J. R. McNally, Jr, M. R. Skidmore, P. M. Griffin, G. K. Werner. Bull. Amer. Phys. Soc., 5, 451, 1960.
4. J. R. McNally, Jr, M. R. Skidmore. Appl. Optics, 2, No 7, 699, 1963.
5. Kiohiko Okazaki, Kozo Ando. Japan J. Appl. Phys., 7, No 8, 910, 1968.
6. J. R. McNally, Jr, M. R. Skidmore, P. M. Jenkins, J. E. Francis, Jr. Appl. Optics, 5, No 2, 187, 1966.
7. J. R. McNally, Jr. Plasma Physics, 10, No 10, 903, 1968.
8. В. И. Арефьев, И. А. Кован, Л. И. Рудаков. Письма ЖЭТФ, 7, № 8, 286, 1968.
9. В. И. Арефьев. Ж. эксперим. и теор. физ., 55, № 2 (8), 679, 1968.