

04

## Воздействие электростатического поля на убегающие электроны в стеллараторе Ураган-3М

© В.Е. Моисеенко, В.Б. Коровин, И.К. Тарасов, М.И. Тарасов,  
Д.А. Ситников, И.Е. Гаркуша, Н.В. Заманов, М.А. Лытова,  
Р.О. Павличенко, А.Е. Кулага, В.К. Пашнев

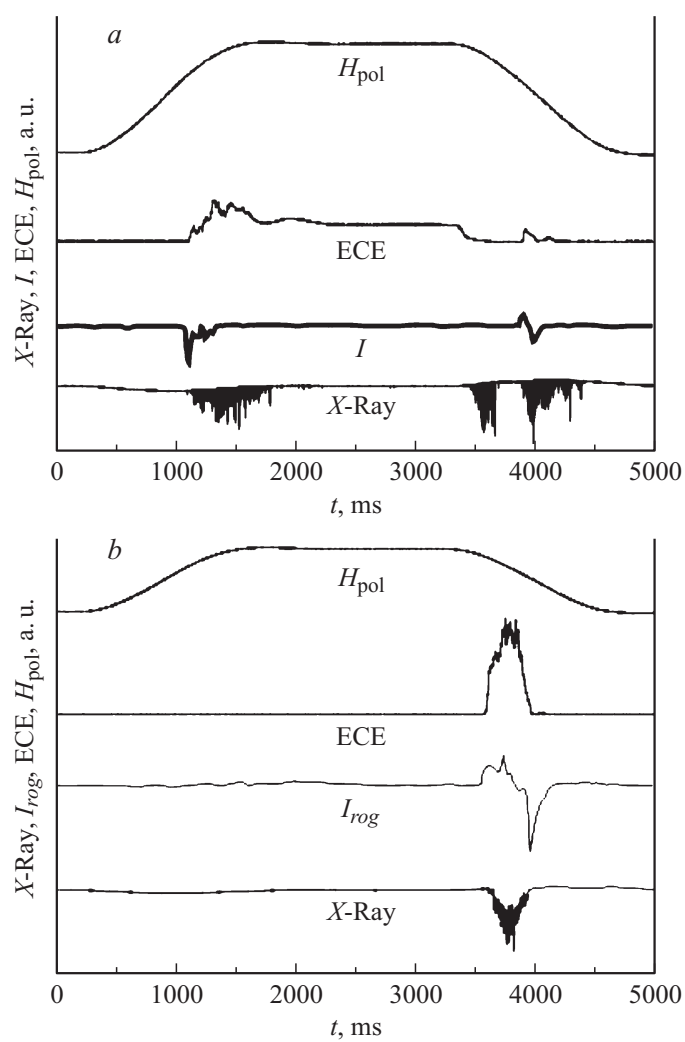
Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина  
Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков,  
Украина  
E-mail: itarasov@ipp.kharkov.ua

Поступило в Редакцию 21 марта 2014 г.

Излагаются теоретические и экспериментальные результаты исследований возможности подавления потока убегающих электронов на стадии их зарождения.

Потоки убегающих электронов (УЭ), которые существуют в современных термоядерных установках (ТЯУ) и могут также возникнуть при инжекции частиц и дополнительном нагреве плазмы, являются опасными в связи с развитием неустойчивостей плазмы. Также при взаимодействии таких частиц с элементами конструкции установки увеличивается вероятность повреждения и их разрушения. Одна из первых попыток борьбы с УЭ показана в работе [1]. В качестве примера можно также привести результаты экспериментов по подавлению потока УЭ на TJ-II [2]. Однако, несмотря на ряд существующих методик подавления потоков УЭ в установках управляемого термоядерного синтеза, данный вопрос все еще остается открытым.

В предлагаемой работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования одного из способов подавления потока УЭ. Вывод о присутствии в камере торсатрона „Ураган-3М“ потока УЭ был сделан на основе результатов измерений, указавших на наличие высокоэнергетичных частиц в объеме удержания плазмы. Причиной формирования потока таких электронов является возникновение напряжения на обходе тора за счет импульсной формы магнитного поля, удерживающего плазму [3].



**Рис. 1.** Осциллограммы полоидального магнитного поля, сигнала на частоте 60 Hz, токового сигнала с пояса Роговского и интенсивности жесткого рентгеновского излучения при подаче на антенну-электрод потенциалов, V: +100 (a), +20 (b), -100 (c).

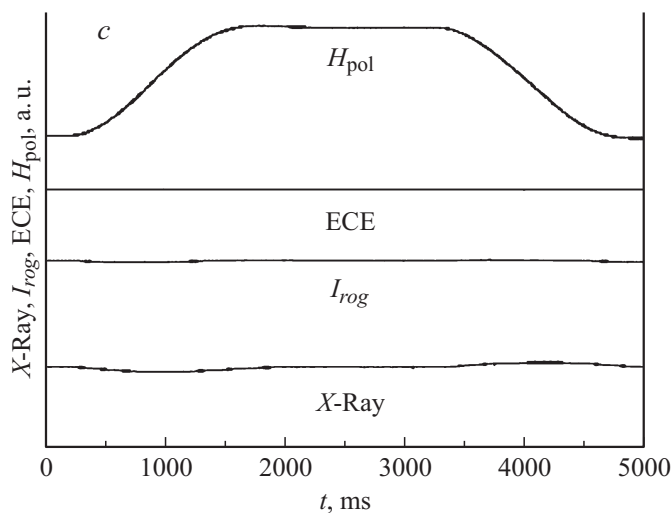


Рис. 1 (продолжение).

Приведенные результаты показывают, что пространственные потенциалы в объеме удержания плазмы, которые могут возникать при инжекции в объем удержания высокочастотной энергии или за счет накопления заряда зарождающегося потока УЭ, могут существенно влиять на динамику этого потока. Рис. 1 демонстрирует реакцию потока УЭ, который диагностировался по синхротронному излучению (на частоте 60 GHz), току частиц (измеряемому с помощью пояса Роговского) и жесткому рентгеновскому излучению, на потенциал вблизи крайней замкнутой поверхности в тороиде „Ураган-3М“. Следует отметить, что эксперименты с использованием электростатического потенциала на границе с плазмой проводились и ранее на некоторых термоядерных установках, однако задачей этих исследований было стимулирование перехода к лучшему удержанию плазмы [4].

Вихревое электрическое поле  $E$ , возникающее в тороиде при наращивании тока в винтовых обмотках, приводит к возникновению конечного напряжения на обходе тора  $U_B = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$  (здесь  $d\mathbf{l}$  — элемент длины магнитной оси установки). В вихревом электрическом поле при давлении нейтрального газа ниже некоторой критической величины электрическая сила, действующая на электроны, может превзойти силу

трения, возникающую в результате столкновений электронов с молекулами нейтрального газа, и электроны переходят в режим непрерывного ускорения. На начальном этапе ускорения, когда энергия электрона выше порога ионизации молекул нейтрального газа, но не слишком велика (ниже величины, равной одной тысяче порогов ионизации), электроны ионизуют нейтральный газ. Вновь возникшие электроны вовлекаются в процесс непрерывного ускорения и ионизации, стимулируя лавину ионизации. Рассмотрим баланс электронов на начальном этапе ускорения:

$$\frac{dN_{beg}}{dt} = \nu_i N_{beg} - N_{beg} / \tau_{ac}. \quad (1)$$

Здесь  $N_{beg}$  — количество электронов этой группы,  $\nu_i = n_m \langle \sigma_i v_e \rangle$  — скорость ионизации ( $n_m$  — плотность нейтрального газа,  $\sigma_i$  — сечение ионизации и величина  $\sigma_i v_e$  усреднена по ансамблю электронов),  $\tau_{ac}$  — время ускорения, т. е. время, за которое электроны покидают эту группу из-за слишком высокого значения кинетической энергии. Решение уравнения (1) имеет вид  $N_{beg} = N_0 \exp(\gamma t)$ , где  $\gamma = \nu_i - 1/\tau_{ac}$ . Если  $\gamma$  положительна (плотность нейтрального газа достаточно велика), то имеет место лавина ионизации. В противоположном случае лавина не развивается.

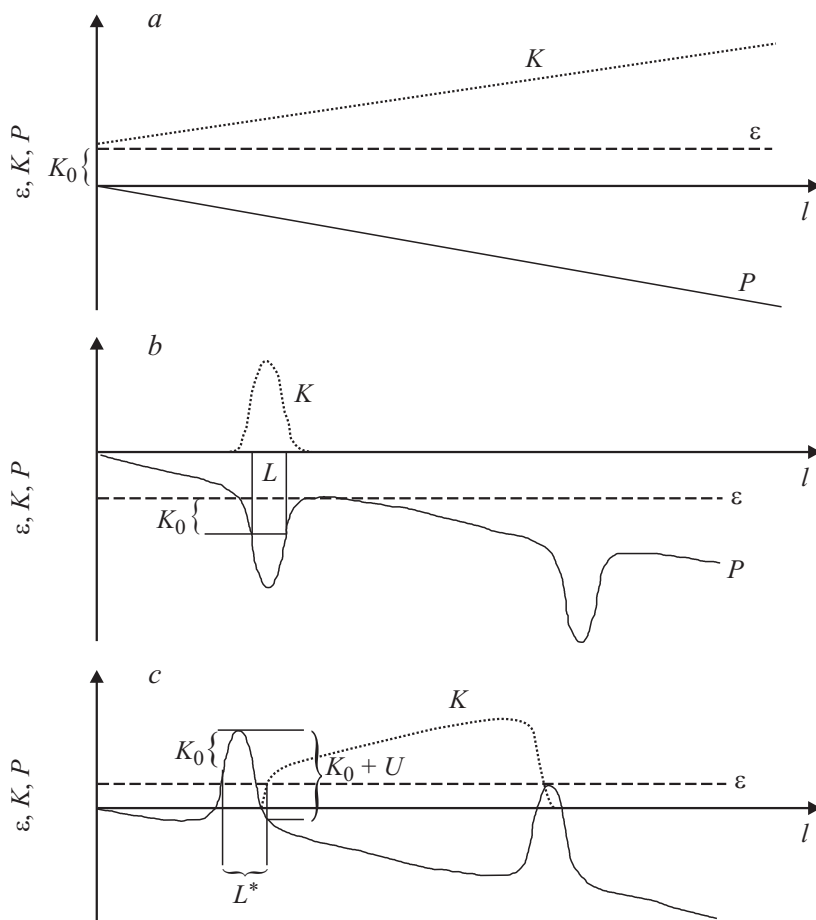
Воздействовать на развитие лавины можно путем введения потенциального электростатического барьера на пути электрона. Уравнение движения электрона в вихревом электрическом и электростатическом полях имеет вид

$$m_e \frac{dv_{e\parallel}}{dt} = eE_{\parallel} - e \frac{\partial \varphi_e}{\partial l}. \quad (2)$$

Здесь  $m_e$  и  $v_{e\parallel}$  — масса и продольная компонента скорости электрона,  $e$  — заряд электрона (отрицательный),  $E_{\parallel} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{V}/V$  — продольная компонента вихревого электрического поля и  $\varphi_e$  — электростатический потенциал. Мы пренебрежем временной зависимостью  $E_{\parallel}$ , поскольку время оборота электрона вокруг установки значительно меньше времени нарастания магнитного поля. Тогда уравнение имеет интеграл

$$\varepsilon = K + P = \text{const}, \quad (3)$$

описывающий эволюцию продольной энергии частицы (здесь  $K = \frac{m_e v_{e\parallel}^2}{2}$  — кинетическая продольная энергия электрона,  $P = e(\varphi^* + \varphi_e)$  — эффективная потенциальная энергия,  $\varphi^* = -\int E_{\parallel} dl$ ).



**Рис. 2.** Зависимость потенциальной  $P$ , кинетической  $K$  энергий и энергетического инварианта  $\varepsilon$  от продольной координаты  $l$  для случая, когда электростатическое поле отсутствует (а), а также при наложении поля положительного (b) и отрицательного (c) заряда к антенне-электроду.

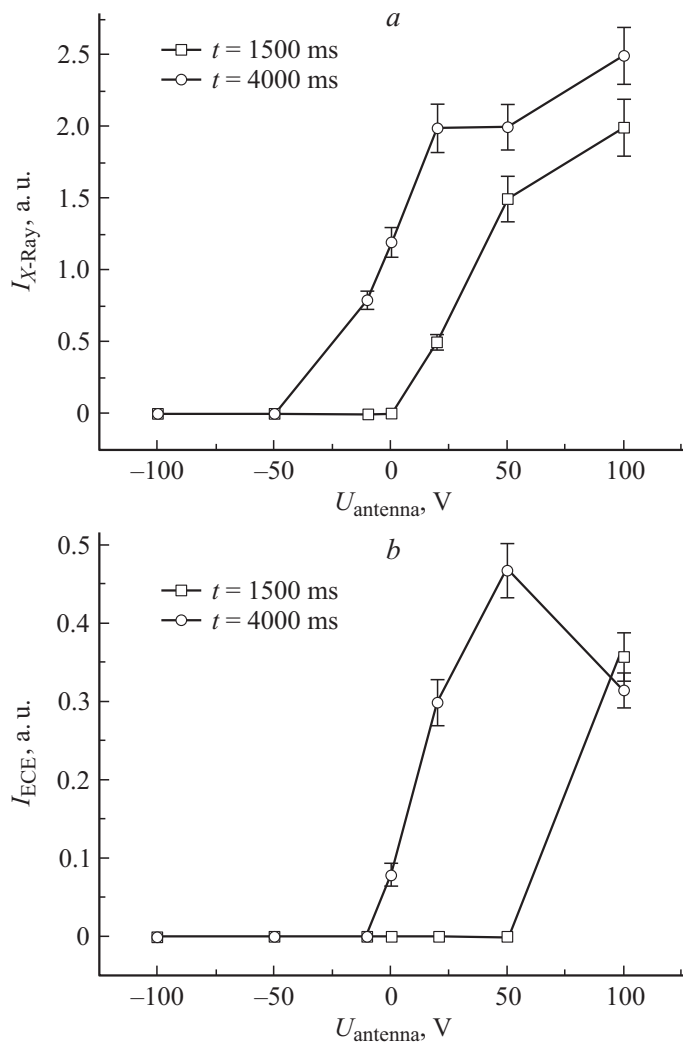
Отметим, что если электростатический потенциал периодичен по обходу тора, то квазипотенциал  $\varphi^*$  на обходе тора получает приращение, равное напряжению на обходе  $\varphi^*(l + 2\pi R) - \varphi^*(l) = U_B$ . Движение

электрона в случае нулевого электростатического поля иллюстрирует рис. 2, *a*. Поскольку потенциальная энергия электрона падает в положительном направлении оси  $l$ , электрон движется в этом направлении, постоянно увеличивая свою кинетическую энергию. Случай наложения электростатического поля положительного заряда представлен на рис. 2, *b*. Когда электростатический потенциал достаточно велик, пространственная зависимость эффективной потенциальной энергии становится немонотонной. Она имеет минимум вблизи максимума электростатического потенциала и потенциальную яму в его окрестности и максимум справа от нее. Если электрон родился внутри такой потенциальной ямы и его эффективная потенциальная энергия меньше, чем  $P_{\max} - K_0$  ( $P_{\max}$  — максимальное значение эффективной потенциальной энергии,  $K_0$  — начальная кинетическая энергия электрона), то он не может вылететь из ямы, отражаясь от точек, где  $K = 0$ . Он не получает энергию от вихревого электрического поля и не участвует в процессе лавинообразования. Электроны, родившиеся вне потенциальной ямы, непрерывно ускоряются. Только они пополняют популяцию ускоренных электронов. По этой причине величина скорости притока электронов в формуле (1) должна быть скорректирована  $v_i N_{beg} \rightarrow \tilde{v} N_{beg}$ . Здесь  $\tilde{v} = C v_i$  и  $C = \frac{2\pi R - L}{2\pi R}$ , где  $L$  — ширина потенциальной ямы. Поскольку яма узка, эффект от коррекции невелик.

В случае наложения поля отрицательного заряда, который показан на рис. 2, *c*, образуется широкая потенциальная яма вне области наложения электростатического потенциала.

Эффективная потенциальная энергия имеет узкий пик в области наложения потенциала. Пролетными являются только электроны, в месте рождения которых эффективная потенциальная энергия больше величины  $P_{\max} - K_0$ , если электрон родился слева от максимума, и  $P_{\max} - K_0 - eU$ , если справа. Ширина зоны рождения пролетных электронов  $L^*$  тем меньше, чем выше величина электростатического потенциала. Значение коэффициента изменения скорости ионизации  $C = \frac{L^*}{2\pi R}$ .

Эксперименты проводились на торсатроне „Ураган-3М“, основные параметры можно найти в работе [5]. Питание обмоток удерживающего магнитного поля осуществляется в импульсном режиме. Создание и нагрев плазмы в торсатроне осуществляется высокочастотным методом на частотах вблизи ионной циклотронной ( $\omega = 0.8\omega_{ci}$ ) с помощью двух антенн. В данном эксперименте одна из этих антенн использовалась



**Рис. 3.** Интенсивность жесткого рентгеновского излучения (а) и излучения на частоте 60 GHz (b) на различных стадиях импульса магнитного поля при подаче отрицательных и положительных смещений на антенну-электрод.

в качестве управляющего электрода для убегающих электронов. На антенну-электрод подавалось постоянное напряжение относительно корпуса установки. В процессе эксперимента менялась как сама величина напряжения  $U_{antenna}$  (от 0 до 100 V), так и его полярность. Величина магнитного поля  $B_0 = 7$  кОе. Давление рабочего газа в камере при этом составляло  $1.6 \cdot 10^{-6}$  Торр.

Наличие УЭ фиксировалось измерением рентгеновского и электронно-циклотронного излучения, а также тока частиц с помощью пояса Роговского. При подаче на антенну-электрод отрицательного напряжения (устанавливалось 3 значения напряжения:  $-100$  V,  $-50$  V и  $-10$  V) контролируемые излучения не обнаружены. При положительном напряжении на антенне-электроде  $+20$  V,  $+50$  V и  $+100$  V было зафиксировано рентгеновское, электронно-циклотронное излучения, а также ток на фронтах импульса магнитного поля (рис. 3).

Таким образом, теоретическое рассмотрение влияния локального электростатического поля на динамику УЭ показало возможность предотвращения размножения УЭ путем захвата их в потенциальную яму и предотвращение возникновения лавины. Экспериментальная проверка теоретических рассуждений показала, что при подаче на антенну-электрод напряжения отрицательной полярности происходит срыв потока убегающих электронов.

## Список литературы

- [1] England A.C., Bell G.L., Fowler R.H. et al. // Phys. Fluids. 1991. V. 3. P. 1671.
- [2] Rodriguez-Rodrigo L., López-Fraguas A., Gabriel A. // Rev. Sci. Instrum. 1999. V.70. P. 645.
- [3] Тарасов М.И. Потоки заряженных частиц в плазме и их флуктуации в линейных и тороидальных магнитных конфигурациях: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. 01.04.08. Харьков, 2012. 140 с.
- [4] Melnikov A., Eliseev L., Krupnik L., Lysenko S., Mavrin V., Perfilov S., Dnestrovskij Yu., Razumova K., Ufimtsev M., Yudina O., Zmeleva L. Plasma Potential Formation under the Edge Polarization. // 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion. Montreux, 17–21 June 2002. ECA. 2002. V. 26B. P. 1.115.
- [5] Волков Е.Д., Георгиевский А.В., Дикий А.Г. и др. Основные физические задачи установки „Ураган-3М“. Препринт ХФТИ. 81–45. 1981. С. 45.