ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2020, том 46, № 4, с. 380–384

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 533.9

ЭФФЕКТИВНОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ С ПРОДОЛЬНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ В СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2020 г. А. Ю. Попов[a, *], П. В. Третинников[a], Е. З. Гусаков[a], Л. В. Симончик[b]

[a] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

[b] *Институт физики НАН Беларуси, Минск, Республика Беларусь*

**e-mail: a.popov@mail.ioffe.ru*

Поступила в редакцию 09.10.2019 г.
После доработки 21.11.2019 г.
Принята к публикации 21.11.2019 г.

Получено выражение для высокочастотной квадратичной восприимчивости сильно неоднородной магнитоактивной плазмы, которое описывает нелинейную связь волны обыкновенной поляризации с продольными колебаниями.

Ключевые слова: нелинейная связь волн, высокочастотная восприимчивость сильно неоднородной плазмы, квадратичная восприимчивость

DOI: 10.31857/S0367292120040083

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возобновился интерес к исследованию нелинейных явлений, которые могут сопровождать взаимодействие электромагнитного излучения большой мощности с плазмой в термоядерных установках с магнитным удержанием. Эти явления активно изучались теоретически и в модельных экспериментах в 60-е, 70-е гг. прошлого века (см., например, [1–7]). Было обнаружено, что наиболее опасными среди них с точки зрения предсказуемости распространения волновых пучков и их поглощения является параметрическое возбуждение в плазме собственных колебаний, которое может сопровождаться аномальным нагревом, частичным отражением греющего излучения и генерацией групп ускоренных частиц. В результате исследований был достигнут значительный прогресс в понимании природы этих явлений, сценариев их развития в неоднородной плазме и порогов возбуждения [8–11]. Базируясь на модели, развитой в [8–11], в конце 80-х–начале 90-х гг. были, в частности, проанализированы сценарии распада мощных пучков СВЧ-волн в условиях экспериментов по электронному циклотронному (ЭЦ) нагреву [12–14]. Пороги возбуждения этих нелинейных явлений, которые как было показано в [8–11], определялись эффектами конвективного выноса дочерних волн из узких в неоднородной плазме областей трехволнового взаимодействия, оказались столь высоки, что казалось бы не оставляли возможности наблюдения параметрических распадных неустойчивостей где бы то ни было, за исключением экспериментов по дополнительному нагреву в тороидальных ловушках с использованием сильно замедленных электронных бернштейновских волн (см., например, [15–22]). Однако в последние годы были получены экспериментальные данные, которые показали возможность низкопорогового возбуждения каскада последовательных распадов мощных пучков СВЧ-волн как в тороидальных магнитных ловушках [23–27], так и в модельных экспериментах на линейной установке [28]. Для интерпретации этих данных предложены теоретические модели, основанные на возможности подавления конвективных потерь энергии дочерних волн при их запирании в плазме [29–33], предсказания которых позволили добиться, в том числе, и количественного согласия с экспериментальными зависимостями [34, 35]. Все это привлекло к теме, которая казалась ранее глубоко проработанной, пристальное внимание, поскольку в настоящее время мощный ЭЦ-дополнительный нагрев активно используется в современных установках для удержания высокотемпературной плазмы. Кроме того, в следующем десятилетии планируется использование мощных пучков СВЧ-волн обыкновенной поляризации (до 20 МВт) для ЭЦ-нагрева плазмы и контроля неоклассических магнитных островов в международном экспериментальном термоядерном реакторе ITER. ЭЦ-нагрев плазмы при еще большем уровне СВЧ-мощности обсуждается применительно к демонстрационному термоядерному реактору DEMO. Следует отметить, что в периферийной плазме современных токамаков в большом количестве присутствуют филаменты или блобы [36], с которыми связана значительная доля переноса энергии и частиц в этой области и в которых могут запираться дочерние волны, возбуждаемые при параметрическом распаде СВЧ-накачки. Можно предположить, что эти образования будут присутствовать и в будущих установках реакторного масштаба, так что взаимодействие мощного СВЧ-излучения с этими объектами представляет непосредственный практический интерес. Однако аномальные явления при распространении ЭЦ-волн обыкновенной поляризации до сих пор не были подробно изучены. Следует отметить, что в теоретической работе [37], применительно к экспериментам на токамаке FTU и стеллараторе W-7AS, была показана принципиальная возможность низкопорогового возбуждения продольных волн в условиях немонотонного профиля плотности плазмы в результате параметрической распадной неустойчивости обыкновенной волны. Но вопрос о возможности возбуждения таких нелинейных процессов на периферии плазмы в присутствии плазменных филаментов (блобов), пересекающих волновой пучок, остается открытым.

Поскольку размеры плазменного филамента (блоба) обычно сравнимы с локальной длиной волны греющего излучения, пространственная неоднородность плазмы, как было показано ранее в работах [38, 39] применительно к распаду необыкновенной волны, может оказывать существенное влияние на величину нелинейной связи дочерних коротковолновых колебаний с волной накачки. Этот эффект плазменной неоднородности может быть особенно существенным при параметрическом возбуждении волн с близкими частотами (в однородной плазме в этом случае нелинейное взаимодействие оказывается полностью подавленным [1]). Ранее эта задача в литературе не обсуждалась, что делает актуальным последовательный вывод выражения для нелинейной восприимчивости и подробный анализ эффективности нелинейного взаимодействия обыкновенной волны с продольными колебаниями в сильно неоднородной магнитоактивной плазме.

2. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Рассмотрим параметрический распад волны накачки обыкновенной поляризации, которая распространяется поперек внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, направленного по оси z, вдоль направления неоднородности плазмы x. Электрическое и магнитное поле этой волны могут быть представлены в виде

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_z E_0(x)\exp\left(i\int^x k_0(x')\,dx' - i\omega_0 t\right) + c.c.,$$
$$\mathbf{H}_0 = -\mathbf{e}_y \frac{ck_0}{\omega_0} E_0(x)\times \tag{1}$$
$$\times\exp\left(i\int^x k_0(x')\,dx' - i\omega_0 t\right) + c.c.,$$

где $\mathbf{e}_{y,z}$ — единичные векторы вдоль соответствующего направления, $E_0(x)$ — амплитуда волны, k_0 — локальное значение волнового числа, $c.c.$ — член, полученный из первого в результате комплексного сопряжения. Электрические поля дочерних электростатических колебаний могут быть выражены через их потенциалы $\varphi_{1,2}$:

$$\mathbf{E}_1 = -i\mathbf{q}_1\varphi_1(x)\times$$
$$\times\exp\left(i\int^x q_{1x}(x')\,dx' + iq_y y + iq_z z + i\omega_1 t\right) + c.c.,$$
$$\mathbf{E}_2 = -i\mathbf{q}_2\varphi_2(x)\times \tag{2}$$
$$\times\exp\left(i\int^x q_{2x}(x')\,dx' + iq_y y + iq_z z - i\omega_2 t\right) + c.c.,$$

где $\mathbf{q}_{1,2} = (q_{1,2x}, q_y, q_z)$ и $q_{2x} = q_{1x} + k_0$. При записи ВКБ выражений (1) и (2), описывающих поля взаимодействующих волн, мы предполагали, что компоненты их волновых векторов вдоль направления неоднородности удовлетворяют неравенствам $k_0 L_n > 1$, $q_{1,2x} L_n \gg 1$, где $L_n = \left|d\ln\bar{n}/dx\right|^{-1}$ — характерный масштаб неоднородности плотности $\bar{n}$ плазмы. Для того чтобы описать нелинейную связь продольных колебаний (2) в присутствии накачки (1), найдем выражение для нелинейной (квадратичной) восприимчивости, которая определяет нелинейную связь двух дочерних волн в присутствии волны накачки (1)

$$\left(\mathbf{q}_2^2 + \chi_e^l\right)\varphi_2 + \chi_e^{nl}(E_0)\varphi_1 = 0,$$
$$\left(\mathbf{q}_1^2 + \chi_e^{l*}\right)\varphi_1 + \chi_e^{nl}(E_0)^*\varphi_2 = 0,$$

где χ_e^l и χ_e^{nl} — линейная и билинейная электронные восприимчивости. Под термином “билинейная восприимчивость” мы понимаем свертку $\chi_e^{nl}(E_0) = (\varepsilon_{ijk} + \varepsilon_{ikj})q_{2i}q_{1j}E_0\delta_{kz}$, где δ_{kz} — символ Кронекера и ε_{ijk} — элементы многокомпонентного тензора диэлектрической проницаемости плазмы [40]. Величина χ_e^{nl} определяется через нелинейную плотность заряда $\rho_2^{(2)}$, появляющуюся на частоте соответствующей дочерней волны в результате биений второй волны и накачки, т.е.

$$\chi_e^{nl}\left(E_0\right)\varphi_1 = -4\pi\rho_2^{(2)}. \tag{3}$$

Чтобы определить χ_e^{nl}, рассмотрим уравнения гидродинамики

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla\cdot\left(n_e\mathbf{u}\right) = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \left(\mathbf{u}\cdot\nabla\right)\mathbf{u} = -\omega_c\mathbf{u}\times\mathbf{e}_z - \frac{|e|}{m_e}\mathbf{E}_0 - \frac{|e|}{m_e c}\mathbf{u}\times\mathbf{H}_0, \tag{5}$$

где (4) – уравнение непрерывности, (5) – уравнение баланса сил, $\omega_c = -|\omega_{ce}|$, ω_{ce} – электронная циклотронная частота. Сначала рассмотрим линейный отклик плазмы на присутствие волны накачки (1). Осцилляторная скорость электронов в электрическом поле этой электромагнитной волны имеет только продольную компоненту и равна

$$u_{0z}^{(1)} = -i\frac{|e|E_0}{m_e\omega_0}. \tag{6}$$

В выражении (6) верхний индекс “(1)” маркирует компоненту скорости, полученную в приближении линейном по амплитудам взаимодействующих волн. Поскольку компонента “x” у электрического поля этой волны отсутствует, то она не создает возмущения квазиравновесного неоднородного распределения плотности $\bar{n} = \bar{n}\left(x\right)$, т.е. $n_0^{(1)} = 0$.

В линейном приближении компоненты скорости на частоте первой дочерней волны (см. первое выражение в (2)) являются решением системы алгебраических уравнений

$$\begin{pmatrix} \omega_1 & -i\omega_c & 0 \\ i\omega_c & \omega_1 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} u_{1x}^{(1)} \\ u_{1y}^{(1)} \\ u_{1z}^{(1)} \end{pmatrix} = \frac{|e|}{m_e}\begin{pmatrix} q_{1x} \\ q_y \\ q_z \end{pmatrix}\varphi_1$$

и могут быть представлены в виде

$$\begin{pmatrix} u_{1x}^{(1)} \\ u_{1y}^{(1)} \\ u_{1z}^{(1)} \end{pmatrix} = \frac{|e|}{m_e}\begin{pmatrix} 1/\Delta_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\Delta_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\omega_1^2 \end{pmatrix}\times \\ \times\begin{pmatrix} \omega_1 & i\omega_c & 0 \\ -i\omega_c & \omega_1 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} q_{1x} \\ q_y \\ q_z \end{pmatrix}\varphi_1, \tag{7}$$

где $\Delta_i = \omega_i^2 - \omega_c^2$, $i = 1, 2$. Подстановка этих компонент скорости в уравнение непрерывности (4) позволяет найти линейную поправку $n_1^{(1)} \propto \exp\left(i\omega_1 t\right)$ к квазиравновесному неоднородному распределению плотности $\bar{n} = \bar{n}\left(x\right)$ на частоте первой продольной волны

$$n_1^{(1)} = i\bar{n}\frac{u_{1x}^{(1)}}{L_n\omega_1} - \bar{n}\frac{\mathbf{q}\cdot\mathbf{u}_1^{(1)}}{\omega_1}, \tag{8}$$

где $L_n = \left|d\ln\bar{n}/dx\right|^{-1}$.

Билинейные компоненты скорости, являющиеся решением системы уравнений (5) для колебаний на частоте второй дочерней волны ω_2, имеют вид

$$\begin{pmatrix} u_{2x}^{(2)} \\ u_{1y}^{(2)} \\ u_{2z}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\Delta_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\Delta_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\omega_1^2 \end{pmatrix}\times \\ \times\begin{pmatrix} \omega_2 & -i\omega_c & 0 \\ i\omega_c & \omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} q_z u_{0z}^{(1)}u_{1x}^{(1)} - i\dfrac{|e|}{m_e}\dfrac{k_0 u_{1z}^{(1)}}{\omega_0}E_0 \\ q_z u_{0z}^{(1)}u_{1y}^{(1)} \\ q_z u_{0z}^{(1)}u_{1z}^{(1)} \end{pmatrix}. \tag{9}$$

Индекс “(2)” относится к компонентам скорости частицы, появляющимся в результате биений двух колебаний. Соответственно, нелинейная плотность заряда $\rho_2^{(2)}$ на частоте второй дочерней волны в соответствии с (4) равна

$$\rho_2^{(2)} = -|e|\left(\frac{\mathbf{q}_2}{\omega_2}\left(\bar{n}\mathbf{u}_2^{(2)} + n_1^{(1)}u_{0z}^{(0)}\mathbf{e}_z\right) - \frac{1}{\omega_2}\frac{i}{L_n}\bar{n}u_{2x}^{(2)}\right). \tag{10}$$

Подставим в выражение (10) выражения (6), (8) и (9). Приведем подобные слагаемые в получившемся выражении. Опуская громоздкие, но несложные выкладки и используя (3), окончательно получим нелинейную восприимчивость неоднородной замагниченной плазмы

$$\chi_e^{nl} = -i\frac{\omega_{pe}^2\omega_c c q_z}{\omega_0\left(\omega_1^2 - \omega_c^2\right)\left(\omega_2^2 - \omega_c^2\right)}\frac{E_0}{H}\times \\ \times\left(\begin{aligned} & q_z^2\frac{\left(\omega_1^2 - \omega_c^2\right)\left(\omega_2^2 - \omega_c^2\right)}{\omega_1^2\omega_2^2}\Delta\omega - q_{1x}^2\frac{\omega_2^2 - \omega_c^2}{\omega_2} + \\ & + k_0\frac{\omega_1^2 - \omega_c^2}{\omega_1}\left(q_{2x} - i\left(\frac{1}{L_n} - q_y\frac{\omega_c}{\omega_2}\right)\right) + \\ & + q_{1x}\left(-i\Delta\omega\left(\frac{1}{L_n} - q_y\frac{\omega_c}{\omega_2}\right) + q_{2x}\omega_1\left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega_1\omega_2}\right)\right) + \\ & + q_y\left(q_y\Delta\omega - iq_{2x}\frac{\omega_c}{\omega_2}\Delta\omega - \right. \\ & \left. - \frac{\omega_c}{L_n}\left(\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2 - \omega_1\omega_2 - \omega_c^2}{\omega_1\omega_2}\right)\right) \end{aligned}\right). \tag{11}$$

В предельном случае однородной плазмы ($L_n \to \infty$) и однородной накачки ($k_0 = 0$) выражение (11) сводится к хорошо известному выражению (см. [40])

$$\chi_e^{nl} = -i\frac{\omega_{pe}^2\omega_c c q_z}{\omega_0}\times \\ \times\Delta\omega\left(\frac{q_z^2}{\omega_1^2\omega_2^2}+\frac{q_\perp^2}{\left(\omega_1^2-\omega_c^2\right)\left(\omega_2^2-\omega_c^2\right)}\right)\frac{E_0}{H}. \quad (12)$$

При равенстве частот дочерних волн величина $\chi_e^{nl} = 0$, что говорит о том, что нелинейная связь в этом случае возможна только из-за эффекта неоднородности плазмы, оказывающего дестабилизирующее влияние на волну накачки. Этот эффект впервые упоминался в обзоре [41] применительно к процессу, который является обратным параметрическому распаду, а именно, к слиянию двух электростатических ленгмюровских волн, составляющих солитон. Это слияние при больших градиентах плотности может приводить к генерации дипольного электромагнитного излучения. Отметим, что эффект увеличения нелинейной связи трех СВЧ-волн из-за неоднородности плазмы, приводящий к появлению возможности низкопорогового параметрического распада, впервые был предсказан в работе [35] применительно к необыкновенной волне накачки. Развитая в [35] теоретическая модель позволила объяснить и с разумной точностью описать зависимости, наблюдавшиеся при гигантском аномальном поглощении (до 80% мощности пучка накачки) необыкновенной волны в модельных экспериментах на линейной установке [28], которые проводились в условиях, когда линейные механизмы диссипации волны в плазме практически отсутствовали.

Приведем еще одно полезное предельное выражение для нелинейной восприимчивости (11). Рассмотрим случай, когда выполняется соотношение $k_0L_n < 1$ и $\Delta\omega = 0$. В этом пределе выражение (11) сводится к выражению

$$\chi_e^{nl} = i\frac{16\omega_{pe}^2\omega_c^2 c q_z}{\omega_0^3\left(\omega_0^2-4\omega_c^2\right)}\frac{q_y}{L_n}\frac{E_0}{H}. \quad (13)$$

3. ВЫВОДЫ

В работе получено выражение для нелинейной (квадратичной) высокочастотной восприимчивости сильно неоднородной плазмы, которое описывает нелинейную связь обыкновенной волны с двумя продольными колебаниями. Результаты развивают представления нелинейной электродинамики и могут быть полезны при анализе нелинейных эффектов при воздействии СВЧ-излучения на ионосферу, а также при СВЧ-нагреве в токамаках, развивающихся на периферии плазмы, где имеет место большой градиент плотности (в транспортном барьере, а также в блобах и филаментах). Кроме того, полученные выражения для билинейной восприимчивости можно использовать при анализе модельных экспериментов на лабораторных линейных установках.

Работа выполнена при поддержке гранта БРФФИ F18R-040 – РФФИ 18-52-00010.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Силин В.П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.
2. *Геккер И.Р., Сизухин О.В.* // Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 408. [I.R. Gekker, O.V. Sizukhin // JETP Lett. 1969. V. 9. P. 243]
3. *Батанов Г.М., Сарксян К.А.* // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 539. [G.M. Batanov, K.A. Sarksyan // JETP Lett. 1971. V. 13. P. 384]
4. *Porkolab M., Arunasalam V., Ellis R.A.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1438.
5. *Андреев Н.Е., Батанов Г.М., Сарксян К.А.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 63. С. 1247. [N.E. Andreev, G.M. Batanov, K.A. Sarksyan // JETP. 1973. V. 36. P. 659]
6. *Porkolab M., Arunasalam V., Luhman N.C.* // Plasma Phys. 1975. V. 17. P.405
7. *Батанов Г.М., Коврижных Л.М., Петров А.Е., Сапожников А.В., Сарксян К.А., Сахаров А.С., Скворцова Н.Н.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1209. [G.M. Batanov, L.M. Kovrizhnykh, A.E. Petrov, A.V. Sapozhnikov, K.A. Sarksyan, A.S. Sakharov, N.N. Skvortsova // JETP. 1983. V. 8. P.703]
8. *Piliya A.D.* // Proc. 10th Conf. Phenomena in Ionized Gases, Oxford, 1971. P. 320.
9. *Perkins F.W., Flick J.* // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 2012.
10. *Rosenbluth M.N.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 565.
11. *Пилия А.Д.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1237. [A.D. Piliya // Sov. Phys. JETP. 1973. V. 37. P. 629]
12. *Porkolab M., Cohen B.I.* // Nucl. Fusion. 1988. V. 28. P. 239.
13. *Cohen B.I., Cohen R.H., Nevins W.M., Rognlien T.D.* // Rev. Mod. Phys. 1991. V. 63. P. 949.
14. *Litvak A.G., Sergeev A.M., Suvorov E.V., Tokman M.D., Khazanov I.V.* // Phys. Fluids B. 1993. V. 5. P. 4347.
15. *McDermott F.S., Bekefi G., Hackett K.E., Levine J. S., Porkolab M.* // Phys. Fluids. 1982. V. 25. P. 1488.
16. *Wilhelm R., Erckmav N., Janzen G., Kasparek W., Muller G., Rauchle E., Schuller P.G., Schwrorer K., Tumm M. and W7-A Team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. V. 26. P. 1433.
17. *Булыгинский Д.Г., Дьяченко В.В., Ирзак М.А., Ларионов М.М., Левин Л.С., Серебреный Г.А., Шустова Н.В.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 138. [D.G. Bulyginsky, V.V. Dyachenko, M.A. Irzak, M.M. Larionov, L.S. Levin, G.A. Serebrenniy, N.V. Shustova // Sov. J. Plasma Phys., **12**, 77 (1986)]

18. *Laqua H.P., Erckmann V., Hartfuß H.J., Laqua H., W7-AS Team, ECRH Group* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 3467.
19. *Shevchenko V., Baranov Y., O'Brien M., Saveliev A.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. 265005.
20. *Laqua H.P., Maassberg H., Marushchenko N.B., Volpe F., Weller A., and W7-AS Team* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. 075003.
21. *Gusakov E.Z., Surkov A.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. P. 631.
22. *Shevchenko V., Cunningham G., Gurchenko A.D., Gusakov E., Lloyd B., O'Brien M., Saveliev A., Surkov A., Volpe F., Walsh M.* // Fusion Sci. Technol. 2007. V. 52. P.202.
23. *Westerhof E., Nielsen S.K., Oosterbeek J.W., Salewski M., de Baar M.R., Bongers W.A., Bürger A., Hennen B.A., Korsholm S.B., Leipold F., Moseev D., Stejner M., Thoen D.J., and the TEXTOR Team* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. 125001.
24. *Nielsen S.K., Salewski M., Westerhof E., Bongers W., Korsholm S.B., Leipold F., Oosterbeek J.W., Moseev D., Stejner M. and the TEXTOR Team* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. 115003.
25. *Coda S. for the TCV Team* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. 104004.
26. *Martinez M., Zurro B., Baciero A., Jiménez-Rey D., Tribaldo V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. 025024.
27. *van Milligen B.Ph., Carreras B.A., Hidalgo C., Cappa A. and TJ-II Team* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. 062503.
28. *Altukhov A.B., Arkhipenko V.I., Gurchenko A.D., Gusakov E.Z., Popov A.Yu., Simonchik L.V., Usachonak M.S.* // Europhys. Lett. 2019. V. 126. 15002.
29. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. 115003.
30. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Europhys. Lett. 2012. V. 99. 15001.
31. *Popov A.Yu., Gusakov E.Z.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. 025022.
32. *Popov A.Yu., Gusakov E.Z.* // Europhys. Lett. 2016. V. 116. 45002.
33. *Попов А.Ю., Гусаков Е.З.* // Письма ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 64. [A.Yu. Popov, E.Z. Gusakov // JETP Lett. 2017. V. 105. P. 78]
34. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. 082503.
35. *Гусаков Е.З., Попов А.Ю., Третинников П.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 83.
36. *La Bombard B., Umansky M.V., Boivin R.L., Goetz J.A., Hughes J., Lipschultz B., Mossessian D., Pitcher C.S., Terry J.L., Alcator Group* // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. P. 2041.
37. *Gusakov E.Z., Popov A.Yu.* // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. 012101.
38. *Popov A.Yu., Tretinnikov P.V., Gusakov E.Z.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. 105008.
39. *Попов А.Ю., Третинников П.В., Гусаков Е.З., Симончик Л.В.* // Физика плазмы (принято к печати).
40. *Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А.* // Основы электродинамики плазмы / Под ред. А.А. Рухадзе. М.: Высшая школа, 1978.
41. *Петвиашвили В.И., Яньков В.В.* Вопросы теории плазмы. Вып. 14 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1985. С. 27.