

ПРОНИКНОВЕНИЕ ГРЕЮЩЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА
В ПЛАЗМУ, НАХОДЯЩУЮСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ© 2022 г. Д. А. Григорович^а, К. Н. Овчинников^а, С. А. Урюпин^{а, б, *}^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия^б Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия*e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 08.08.2022 г.

После доработки 19.09.2022 г.

Принята к публикации 20.09.2022 г.

Изучено проникновение греющего импульса квазистационарного электромагнитного поля в плазму, находящуюся в направленном вдоль поверхности постоянном магнитном поле. Ослабление переноса тепла электронами поперек магнитного поля приводит к более эффективному нагреву электронов у поверхности плазмы. Вследствие этого ухудшается проникновение поля в плазму, что сопровождается подавлением “обратного” скин-эффекта. Неоднородный нагрев электронов поперек магнитного поля приводит к генерации компоненты электрического поля, ортогональной, как магнитному полю, так и направлению градиента температуры. Появление дополнительной компоненты поля приводит к изменению поляризации поля отраженного импульса. В достаточно сильном магнитном поле из-за подавления переноса тепла электронами, но более слабого влияния магнитного поля на тепловой поток ионов, формируется состояние с большим отрывом температур электронов и ионов.

Ключевые слова: проникновение поля в плазму, нагрев электронов и ионов, “обратный” скин-эффект, магнитное поле

DOI: 10.31857/S0367292122601011

1. ВВЕДЕНИЕ

Для нагрева плазмы часто используются импульсы электромагнитного поля (см., например, [1, 2]). При этом закономерности нагрева зависят от того, как поле импульса проникает в плазму. Вместе с тем, по мере нагрева частиц изменяется проводимость плазмы, что приводит к изменению процесса проникновения поля. Тем самым, в условиях сильного нагрева электронов и ионов задача о проникновении поля в плазму становится существенно нелинейной. Последовательное описание проникновения поля предполагает совместное решение связанной системы нелинейных уравнений для температур электронов и ионов и уравнения для напряженности электрического поля. Явный вид этих уравнений зависит от плотности плазмы, температур частиц, длительности импульса и величины напряженности поля. Из-за большого числа параметров, влияющих на проникновение поля, режимы проникновения греющего поля в плазму весьма многообразны. Проникновение поля в плазму с изменяющимися во времени температурами частиц рассматривалось в целом ряде работ. В [3–7] описан скин-эффект в условиях турбулентного на-

грева электронов. Нелинейное проникновение монохроматического поля в плазму с ионно-звуковой турбулентностью исследовано в [8, 9]. Проникновение сильного квазистационарного электрического поля в неизотермическую плазму изучено в [6, 10, 11]. Ряд работ посвящен рассмотрению проникновения сравнительно слабого электрического поля в турбулентную [12–14] или ламинарную [15] плазму с изменяющимися во времени температурами электронов и ионов. При этом учитывалась ограниченность времени воздействия электромагнитного импульса [14, 15]. Воздействие сильного греющего электромагнитного импульса на ламинарную плазму изучено в [16], где дано численное решение связанной системы уравнений для электрического поля и температур электронов и ионов, что позволило описать влияние электронного переноса тепла на особенности проникновения поля. Настоящее сообщение посвящено дальнейшему изучению проникновения греющего электромагнитного импульса в ламинарную плазму в условиях, аналогичных рассмотренным в работе [16], но с учетом влияния постоянного магнитного поля на перенос тепла электронами и ионами.

Ниже рассмотрено воздействие электромагнитного импульса на плазму, находящуюся в постоянном магнитном поле, направленном вдоль ее поверхности. Электрическое поле воздействующего импульса направлено вдоль магнитного поля. При проникновении поля в плазму происходит неоднородный нагрев электронов и ионов, что сопровождается переносом тепла в глубь плазмы поперек магнитного поля. Наличие градиента температуры электронов поперек магнитного поля приводит к появлению компоненты тока и поля в направлении, ортогональном направлению поляризации воздействующего поля. В статье дан вывод связанной системы нелинейных уравнений для температур электронов и ионов и компонент электрического поля, направленных вдоль и поперек магнитного поля. Для параметров относительно холодной разреженной плазмы, близких к имеющим место в установках с магнитным удержанием, получено численное решение указанных нелинейных уравнений в условиях воздействия на плазму достаточно сильного миллисекундного импульса. Дан детальный анализ эволюции температур электронов и ионов как во времени, так и по толщине слоя плазмы. Показано, в какой мере нагрев электронов приводит к ухудшению проникновения поля в плазму. Степень влияния неоднородного нагрева на скинирование поля зависит от величины постоянного магнитного поля, изменяющего перенос тепла электронами и ионами. Установлено, что сильное магнитное поле приводит к подавлению “обратного” скин-эффекта [17]. Описано немонотонное влияние магнитного поля на поляризацию поля в плазме. Показано, что с увеличением магнитного поля формируется состояние плазмы с большим отрывом температур электронов и ионов.

2. ПЛОТНОСТЬ ТОКА И ТЕПЛООВОГО ПОТОКА

Рассмотрим полностью ионизованную плазму в постоянном магнитном поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Примем, что электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, t)$ и градиенты температуры и плотности электронов приводят к малым отклонениям функции распределения электронов $\delta f = \delta f(\mathbf{v}, x, t)$ от максвелловской $f_m = n(2\pi v_T)^{-3} \exp(-v^2/2v_T^2)$; где $v_T = \sqrt{\kappa T/m}$, κ – постоянная Больцмана, m – масса электрона, $n = n(x, t)$ и $T = T(x, t)$ – плотность и температура электронов. Для определения δf воспользуемся кинетическим уравнением вида

$$\frac{1}{2} v(v) \frac{\partial}{\partial v_\alpha} (v^2 \delta_{\alpha\beta} - v_\alpha v_\beta) \frac{\partial}{\partial v_\beta} \delta f - \Omega (\mathbf{v} \times \mathbf{b}) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \delta f = (\mathbf{d} \cdot \mathbf{v}) f_m. \quad (1)$$

Здесь $v(v)$ – частота столкновений электронов с ионами, $v(v) = 4\pi Z^2 e^4 n \Lambda m^{-2} v^{-3}$, e – заряд электрона, Λ – кулоновский логарифм, $-Ze = e_i$ – заряд иона, $\Omega = eB/mc$ – циклотронная частота, c – скорость света, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B = (0, 0, 1)$ – единичный вектор вдоль магнитного поля,

$$\mathbf{d} = -\frac{e\mathbf{E}}{\kappa T} + \nabla \ln n + \left(\frac{mv^2}{2\kappa T} - \frac{3}{2} \right) \nabla \ln T. \quad (2)$$

В уравнении (1) интеграл столкновений электронов с ионами записан в форме Фоккера–Планка. Слагаемое, содержащее циклотронную частоту, описывает воздействие силы Лоренца на электроны, а правая часть уравнения (1) – итог воздействия электрического поля и пространственных градиентов на функцию распределения Максвелла.

Уравнение (1) записано с учетом нескольких предположений. Помимо малости δf по сравнению с f_m , это уравнение не учитывает слагаемое $\partial \delta f / \partial t$, что заведомо оправдано при $v(v)t \gg 1$. Кроме того, интеграл столкновений в уравнении (1) учитывает только упругие столкновения электронов с ионами. Последнее приближение приводит к небольшим погрешностям $\approx 1/\sqrt{2}Z$ при вычислении электронных потоков (см., например, [18]). В рассматриваемой далее задаче о нелинейном проникновении греющего импульса в плазму использование более сложного интеграла столкновений представляется преждевременным. В этих приближениях решение уравнения для δf имеет вид

$$\delta f = -\frac{1}{v(v)} (\mathbf{b} \cdot \mathbf{v}) (\mathbf{b} \cdot \mathbf{d}) f_m + \frac{\Omega}{\Omega^2 + v^2(v)} (\mathbf{v} \cdot [\mathbf{b} \times \mathbf{d}]) f_m + \frac{v(v)}{\Omega^2 + v^2(v)} (\mathbf{v} \cdot [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}]]) f_m. \quad (3)$$

Соотношение (3) позволяет видеть, при каких ограничениях на величину \mathbf{d} выполнено условие $|\delta f| \ll f_m$. Далее, используя (3), найдем плотность тока

$$\mathbf{j} = e \int d\mathbf{v} \mathbf{v} \delta f = \frac{en}{v} v_T^2 \left\{ I(1, 10) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0] + I(1, 12) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1] + I(0, 7) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0]] + I(0, 9) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1]] - \frac{32}{\sqrt{2}\pi} \mathbf{b} \cdot (\mathbf{d}_0 + 8\mathbf{d}_1) \right\}. \quad (4)$$

При написании выражения (4) использованы обозначения

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_0 &= -\frac{e\mathbf{E}}{\varkappa T} + \nabla \ln n - \frac{3}{2} \nabla \ln T, \\ \mathbf{d}_1 &= \frac{1}{2} \nabla \ln T, \quad \mathbf{v} \equiv \mathbf{v}(v_T), \end{aligned} \quad (5)$$

а также $I(s, p)$, где s и p – целые числа. Явный вид интегралов $I(s, p)$ зависит от отношения циклотронной частоты к частоте столкновений:

$$I(s, p) = \frac{2}{3\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty du \frac{u^p (\Omega/v)^s}{1 + u^6 (\Omega/v)^2} \exp\left(-\frac{u^2}{2}\right). \quad (6)$$

Аналогичный расчет позволяет представить плотность теплового потока \mathbf{q} в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= \frac{m}{2} \int d\mathbf{v} v v^2 \delta f = \frac{nm}{2v} v_T^4 \left\{ I(1, 12) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0] + \right. \\ &+ I(1, 14) [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1] + I(0, 9) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_0]] + \\ &\left. + I(0, 11) [\mathbf{b} \times [\mathbf{b} \times \mathbf{d}_1]] - \frac{256}{\sqrt{2\pi}} \mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot (\mathbf{d}_0 + 10\mathbf{d}_1)) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Соотношения (4)–(7) составляют основу дальнейшего рассмотрения влияния переноса заряда и энергии электронов на нелинейное проникновение греющего импульса в плазму.

3. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУР ЧАСТИЦ

Примем, что слой плазмы толщиной L занимает область пространства $0 < x < L$, а постоянное магнитное поле направлено вдоль поверхности слоя по оси Oz . На такой слой воздействует электромагнитный импульс, электрическое поле которого имеет вид $\mathbf{E}_0(x, t) = (0, 0, E_0(x, t))$

$$E_0(x, t) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{x - ct}{ct_p}\right)^{2g}\right], \quad (8)$$

где параметр g характеризует темп включения и выключения импульса, время t_p определяет длительность импульса на полувысоте согласно соотношению $2t_p(\ln 2)^{1/2g}$. Под воздействием такого импульса в плазме возникает электромагнитное поле, неоднородное вдоль оси Ox . Рассмотрим такие условия, в которых время изменения неоднородного поля много больше, чем обратная проводимость плазмы. В этих условиях в уравнениях Максвелла можно пренебречь током смещения. Поскольку поле неоднородно только вдоль оси Ox , $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, t)$, $\mathbf{V} = \mathbf{V}(x, t)$, то $(\nabla \times \mathbf{V})_x = 0$. При этом, с учетом малости тока смещения, из уравнения $\nabla \times \mathbf{V} = (4\pi/c)\mathbf{j}$ приближенно имеем $j_x \simeq 0$. Отсюда и из уравнения непрерывности следует, что изменением плотности можно пренебречь.

Медленным направленным движением ионов пренебрегаем, поскольку $m_i \gg m/Z, m_i$ – масса иона. В этом приближении плотность тока в основном определяется электронами, и из соотношений $j_x \simeq 0$ и (4), (5) находим компоненту электрического поля E_x

$$E_x = \frac{1}{I(0, 7)} \times \left\{ -I(1, 10)E_y + \frac{1}{2} [I(0, 9) - 3I(0, 7)] \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} \varkappa T \right\}. \quad (9)$$

Принимая во внимание соотношение (9) и малость тока смещения из уравнений Максвелла имеем два уравнения для E_y и E_z компонент напряженности электрического поля

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y &= \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\left(I(0, 7) + \frac{I^2(1, 10)}{I(0, 7)} \right) \frac{E_y}{v} \right] + \\ &+ \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left[I(1, 12) - \frac{I(0, 9)}{I(0, 7)} I(1, 10) \right] \frac{1}{2ev} \frac{\partial}{\partial x} \varkappa T \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_z = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{32}{\sqrt{2\pi}} \frac{E_z}{v} \right], \quad (11)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n/m)^{1/2}$ – плазменная частота электронов.

В момент включения импульса поле в слое отсутствует. Поэтому начальные условия для уравнений (10), (11) имеют вид

$$E_y(x, t \rightarrow -\infty) = 0, \quad E_z(x, t \rightarrow -\infty) = 0. \quad (12)$$

Граничные условия получаются из условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границах слоя. С учетом малости тока смещения граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial}{\partial x} E_y(x, t) \right|_{x=0, L} &= 0, \\ \left. \frac{\partial}{\partial x} E_z(x, t) \right|_{x=0} &= -\frac{2E_0}{c} \frac{d}{dt} \exp\left[-\left(\frac{t}{t_p}\right)^{2g}\right], \\ \left. \frac{\partial}{\partial x} E_z(x, t) \right|_{x=L} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Согласно уравнениям (10), (11) эволюция компонент поля зависит от того, как изменяется температура электронов. В свою очередь нагрев электронов обусловлен поглощением электрического поля и описывается уравнением

$$\frac{3}{2} n \varkappa \frac{\partial}{\partial t} T + \frac{\partial}{\partial x} q_x = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} - \frac{3}{2} v_T n \varkappa (T - T_i), \quad (14)$$

где $T_i = T_i(x, t)$, $v_T = (2m/m_i)v_{ei}$ – частота релаксации температуры электронов, $v_{ei} = (\sqrt{2}/3\sqrt{\pi})v$, а q_x и \mathbf{j} даются соотношениями (4)–(7). Принимая во внимание эти соотношения и формулу (9),

позволяющую исключить компоненту поля E_x , представим уравнение (14) в виде

$$\begin{aligned}
 & \frac{3}{2}n\chi \frac{\partial}{\partial t} T + \\
 & + \chi T \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{en}{2mv} E_y \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \right\} - \\
 & - \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{n\chi T}{4mv} \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial}{\partial x} \chi T \right\} = \quad (15) \\
 & = \frac{32}{\sqrt{2\pi}mv} e^2 n E_z^2 + \frac{e^2 n}{mv} \left[I(0,7) + \frac{I^2(1,10)}{I(0,7)} \right] E_y^2 - \\
 & - \frac{3}{2} v_T n \chi (T - T_i).
 \end{aligned}$$

Последнее слагаемое в уравнении (15) определяет плотность энергии, которая передается в единицу времени ионам, что сопровождается их нагревом. При этом эволюция температуры ионов описывается уравнением

$$\frac{3}{2} n_i \chi \frac{\partial}{\partial t} T_i + \frac{\partial}{\partial x} q_{ix} = \frac{3}{2} v_T n_i \chi (T - T_i). \quad (16)$$

В уравнении (16) для плотности x -компоненты теплового потока ионов используем выражение, полученное в тринадцатимоментам приближении метода Грета [19]:

$$q_{ix} = - \frac{5 n_i \chi T_i}{2} \frac{v_{ii}}{m_i v_{ii}^2 + \Omega_i^2} \frac{\partial}{\partial x} \chi T_i, \quad (17)$$

где $\Omega_i = e_i B / m_i c$ – циклотронная частота ионов. $v_{ii} = (16\sqrt{\pi}/15) Z^3 e^4 n \Lambda / \sqrt{m_i} (\chi T_i)^{3/2}$ – эффективная частота ион-ионных столкновений. Уравнениям для температур электронов и ионов отвечают начальные условия

$$T(x, t \rightarrow -\infty) = T_i(x, t \rightarrow -\infty) = T_0,$$

и граничные условия, обеспечивающие отсутствие теплового потока на границах слоя:

$$\begin{aligned}
 & \left\{ \frac{\chi}{2} \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial}{\partial x} T - \right. \\
 & \left. - e E_y \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \right\} \Big|_{x=0,L} = 0, \quad (18) \\
 & \frac{\partial T_i}{\partial x} \Big|_{x=0,L} = 0,
 \end{aligned}$$

где T_0 – температура плазмы до воздействия электромагнитного импульса. Отметим, что граничное условие, содержащее градиент температуры электронов, учитывает влияние E_y -компоненты поля на тепловой поток. Уравнения (10), (11), (15) и (16) позволяют рассмотреть закономерности проникновения греющего электромагнитного импульса в плазму, находящуюся в постоянном магнитном поле.

4. БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПЕРЕМЕННЫЕ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

С целью дальнейшего численного решения уравнений для компонент электрического поля и температур частиц введем безразмерные переменные времени и координаты

$$\tau = v_T(0)t, \quad \xi = \frac{8\omega_{Li}}{c\sqrt{3\pi Z}} x, \quad (19)$$

где $\omega_{Li} = \sqrt{4\pi Z n e^2 / m_i}$ – плазменная частота ионов, $v_T(0)$ – частота релаксации температуры до воздействия электромагнитного импульса, т.е. при $t \rightarrow -\infty$. Температуры частиц обезразмерим на температуру T_0 , а компоненты поля отнесем к $E_0 \sqrt{3\pi Z} / 2\omega_{Li} t_p$:

$$u = \frac{T}{T_0}, \quad v = \frac{T_i}{T_0}, \quad \mathcal{E}_{y,z} = \frac{2\omega_{Li} t_p}{E_0 \sqrt{3\pi Z}} E_{y,z}. \quad (20)$$

В новых переменных уравнения (10), (11) имеют вид

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \mathcal{E}_y &= \frac{\sqrt{2\pi}}{32} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \left[I(0,7) + \frac{I^2(1,10)}{I(0,7)} \right] u^{3/2} \mathcal{E}_y \right\} + \\
 & + \beta_T \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] u^{3/2} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right\}, \quad (21)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} \mathcal{E}_z = \frac{\partial}{\partial \tau} [u^{3/2} \mathcal{E}_z], \quad (22)$$

где параметр β_T характеризует эффективность генерации \mathcal{E}_y компоненты поля из-за неоднородности температуры электронов,

$$\beta_T = \frac{1}{6\sqrt{2\pi}} \frac{\chi T_0}{Z e E_0 c} \omega_{Li}^2 t_p. \quad (23)$$

Интегралы $I(s, p)$ (6) в новых переменных имеют вид

$$I(s, p) = \frac{2}{3\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty dy \frac{y^p b^s u^{3s/2}(\xi, \tau) \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right)}{1 + y^6 b^2 u^3(\xi, \tau)}, \quad (24)$$

где параметр b определяет степень влияния магнитного поля на перенос электронов

$$b = \frac{\sqrt{2}\Omega}{3\sqrt{\pi}v_{ei}(0)}, \quad (25)$$

$v_{ei}(0)$ – частота электрон-ионных столкновений при $t \rightarrow -\infty$. Начальные и граничные условия имеют вид

$$\mathcal{E}_{y,z}(\xi, \tau \rightarrow -\infty) = 0, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \mathcal{E}_y(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=0, \mathcal{L}} &= 0, & \left. \frac{\partial \mathcal{E}_z(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=\mathcal{L}} &= 0, \\ \left. \frac{\partial \mathcal{E}_z(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} &= \mu(\tau) = g \left(\frac{\tau}{\tau_p} \right)^{2g-1} e^{-(\tau/\tau_p)^{2g}}, \end{aligned} \quad (27)$$

где $\tau_p = v_T(0)t_p$ и $\mathcal{L} = 8\omega_{Li}L/c\sqrt{3\pi Z}$. В свою очередь, уравнения (15), (16) для температур частиц принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \tau} &= \alpha \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ u^{5/2} \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial u}{\partial \xi} \right\} - \\ &- \beta u \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ u^{3/2} \left[I(1,12) - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \mathcal{E}_y \right\} + \\ &+ \gamma u^{3/2} \left\{ \mathcal{E}_z^2 + \frac{\sqrt{2\pi}}{32} \left[I(0,7) + \frac{I^2(1,10)}{I(0,7)} \right] \mathcal{E}_y^2 \right\} - \\ &\quad - \frac{u-v}{u^{3/2}}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \tau} = \alpha_i \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\frac{v^{5/2}}{1+b_i^2 v^3} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right] + Z \frac{u-v}{u^{3/2}}. \quad (29)$$

Здесь использованы обозначения $b_i = \Omega_i/v_{ii}(0)$,

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{32}{27\pi\sqrt{2\pi}} \frac{\omega_p^2 v_T^2(0)}{c^2 v_{ei}^2(0)}, & \beta &= \frac{8}{9\sqrt{2\pi}} \frac{eE_0}{\tau_p v_{ei}(0) m c}, \\ \gamma &= \frac{8}{3\pi} \frac{1}{\tau_p^2 n \kappa T_0}, & \alpha_i &= \frac{80 v_T(0) \omega_p^2 v_T^2(0)}{9\pi v_{ii}(0) c^2 v_{ei}^2(0)}, \end{aligned} \quad (30)$$

где $v_T(0)$ и $v_{ii}(0)$ – тепловая скорость электронов и частота ион-ионных столкновений в момент времени $t \rightarrow -\infty$. Параметры α и α_i характеризуют степень влияния переноса тепла электронами и ионами на эволюцию температур электронов и ионов, соответственно. Параметр γ определяет эффективность джоулева нагрева, а параметр β характеризует степень влияния неоднородности температуры электронов и ортогональной магнитному полю компоненты электрического поля на эволюцию температуры электронов.

При этом начальные и граничные условия имеют вид

$$u(\xi, \tau \rightarrow -\infty) = v(\xi, \tau \rightarrow -\infty) = 1, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \left\{ \left[I(0,11) - \frac{I^2(0,9)}{I(0,7)} \right] \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial \xi} - \beta_E \left[I(1,12) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{I(0,9)}{I(0,7)} I(1,10) \right] \mathcal{E}_y(\xi, \tau) \right\} \Big|_{\xi=0, \mathcal{L}} &= 0, \\ \left. \frac{\partial v(\xi, \tau)}{\partial \xi} \right|_{\xi=0, \mathcal{L}} &= 0, \end{aligned} \quad (32)$$

где $\beta_E = (3/32)(E_0 m_i c / e n \kappa T_0 t_p)$.

Далее рассмотрено численное решение уравнений (21), (22) и (28), (29) в следующих условиях. Принято, что на аргоновую плазму с $Z = 1$ и $A = 40$, плотностью электронов $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_0 = 0.3 \text{ эВ}$ воздействует электромагнитный импульс с $t_p = 10^{-3} \text{ с}$, $g = 4$ и $E_0 = 5 \text{ кВ/см}$. В этих условиях основные физические параметры плазмы равны: $v_T(0) = 2.3 \times 10^7 \text{ см/с}$, $\omega_p = 1.8 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\Lambda = 5.6$, $\omega_{Li} = 6.6 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$, $v_{ei}(0) = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $v_{ii}(0) = 2.1 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$, $v_T(0) = 2.8 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$, $v(0) = (3/2)\sqrt{2\pi} v_{ei}(0) = 3.8 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$, $l = v_T(0)/v(0) = 0.6 \times 10^{-2} \text{ см}$. При этом входящие в уравнения для компоненты поля \mathcal{E}_y и температур коэффициенты α , β , β_E , γ , α_i и β_T равны $\alpha = 2.9 \times 10^{-3}$, $\beta = 3.7 \times 10^{-3}$, $\beta_E = 1.3$, $\gamma = 6.2 \times 10^{-2}$, $\beta_T = 6.0 \times 10^{-2}$, $\alpha_i = 7.2 \times 10^{-4}$. Расчеты проводились для нескольких значений магнитного поля $B = 5, 25, 100, 1000 \text{ Гс}$. По мере увеличения напряженности магнитного поля возрастает отношение циклотронной частоты к частоте столкновений. Для электронов параметр b (25), от которого зависит величина интегралов $I(s, p)$ (24), принимает значения $b = \Omega/v(0) = 2.4 \times 10^{-2}$; 1.2×10^{-1} ; 4.8×10^{-1} ; 4.8 . То есть по мере увеличения B уже до воздействия импульса циклотронная частота становилась больше частоты электрон-ионных столкновений. Аналогичный параметр для ионов b_i (29) изменяется в интервале $b_i = 5.9 \times 10^{-4}$; 2.9×10^{-3} ; 1.2×10^{-2} ; 1.2×10^{-1} . Отметим, что в расчетах время τ_p было большим $\tau_p = 28$. В этих условиях в полной мере проявлялось влияние нагрева частиц на проникновение поля.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Для большей наглядности представления влияния нагрева плазмы на проникновение поля сначала приведем поле в плазме в предположении, что температура постоянна. На рис. 1 приведен график функции $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_z(\xi, \tau) &= \\ &= -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\tau} d\bar{\tau} \frac{\mu(\bar{\tau})}{\sqrt{\tau-\bar{\tau}}} \exp \left[-\frac{(\xi + 2n\mathcal{L})^2}{4(\tau-\bar{\tau})} \right], \end{aligned} \quad (33)$$

являющейся решением уравнения (22) при $u(\xi, \tau) = 1$. Помимо $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$ на рис. 1 представлена и функция $\mu(\tau)$, которая порождает поле в плазме. На рис. 1 приведены кривые $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$ при $\xi = 0$, 1.5 , 3 . На границе $\xi = 0$ поле $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ достигает максимума вблизи минимума функции $\mu(\tau)$. Далее поле $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ монотонно убывает до минимума

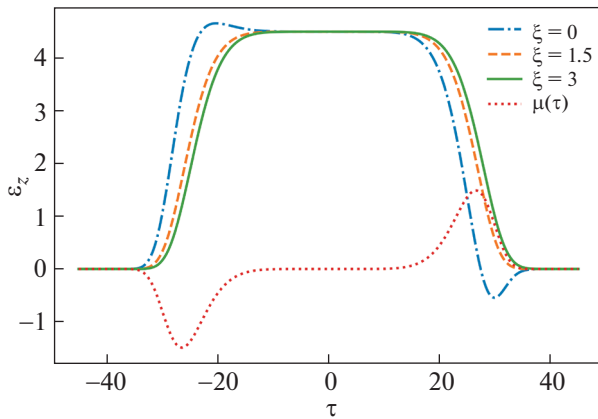


Рис. 1. Зависимость от времени поля на границах слоя и в середине слоя плазмы в отсутствие нагрева электронов. Пунктирная кривая отвечает функции $\mu(\tau)$.

в окрестности максимума $\mu(\tau)$, а потом монотонно возрастает. Наиболее сильное изменение $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ происходит на стадиях включения и выключения электромагнитного импульса. Строго говоря, импульс включается бесконечно далеко от слоя плазмы при $\tau \rightarrow -\infty$. Однако, благодаря резкому нарастанию поля импульса эффективное воздействие поля на поверхности плазмы начинается при τ , близких к -27 , а заканчивается при τ , близких к 27 . Поэтому безразмерное время, близкое к моменту -27 , отвечает “включению” или началу воздействия импульса, а время, близкое к моменту 27 , отвечает “выключению” воздействия на освещенную поверхность слоя плазмы. Благодаря резкому включению импульса, результаты вычисления отличаются ничтожно при достаточном удалении в прошлое от момента времени -27 . В свою очередь, после выключения импульса, т.е. на достаточном удалении в будущее от момента 27 , эволюция поля протекает в соответствии с исходными уравнениями для поля и температур. В глубине слоя и на дальней границе поле сначала возрастает, достигает плато, которое сохраняется в течение воздействия импульса, а затем быстро убывает (см. кривые отвечающие $\xi = 1.5, 3$). Поскольку на стадии выключения импульса поле $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ принимает отрицательные значения, а в глубине слоя при $\xi = 1.5$ и $\xi = 3$ имеет значения, близкие к нулю (см. рис. 1), то реализуется “обратный” скин-эффект [17], сущность которого заключается в том, что на стадии выключения импульса поле $\mathcal{E}_z(\xi, \tau)$ возрастает по мере удаления от границы $\xi = 0$.

Влияние нагрева электронов на проникновение поля представлено на рис. 2. При $\xi = 0$ нагрев электронов приводит к уменьшению абсолютной величины $\mathcal{E}_z(0, \tau)$. Степень уменьшения зависит

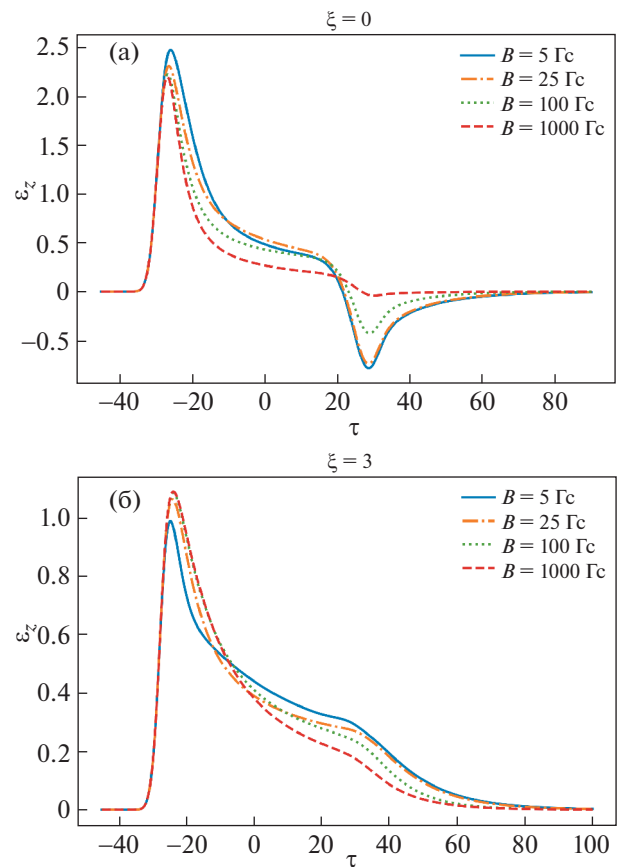


Рис. 2. Эволюция во времени $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ — компоненты поля на передней поверхности слоя плазмы (а); на задней поверхности слоя плазмы (б).

от величины постоянного магнитного поля. Чем сильнее магнитное поле, тем слабее перенос тепла поперек слоя и выше температура электронов в окрестности $\xi = 0$. При высокой температуре проводимость плазмы больше и поле проникает в слой хуже. Тенденция уменьшения $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ с ростом напряженности магнитного поля видна на рис. 2а. Особенно сильно нагрев электронов влияет на “обратный” скин-эффект, который проявляется на стадии выключения импульса. Так как магнитное поле приводит к уменьшению теплового потока, то в сильном магнитном поле температура электронов около поверхности $\xi = 0$ особенно велика и поле на стадии выключения импульса плохо проникает в глубь слоя. Вследствие этого, как видно из рис. 2б при $\xi = 3$, т.е. на задней стороне слоя, смены знака поля вообще нет.

Эти закономерности хорошо видны на рис. 3, на которых представлено поле \mathcal{E}_z в моменты времени $\tau = -27$ и $\tau = 27$. При включении импульса поле $\mathcal{E}_z(\xi, -27)$ монотонно убывает с увеличением ξ . Увеличение магнитного поля сопровождается (см. рис. 3а) относительным уменьше-

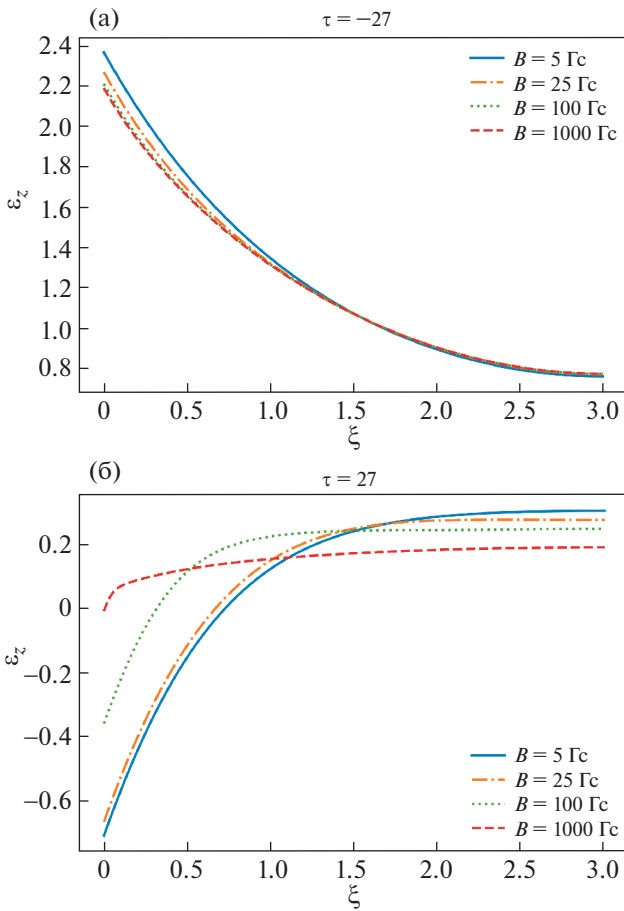


Рис. 3. Изменение по толщине слоя компоненты поля $\mathcal{E}_z(\xi, -27)$ на стадии включения импульса (а); на стадии выключения импульса (б).

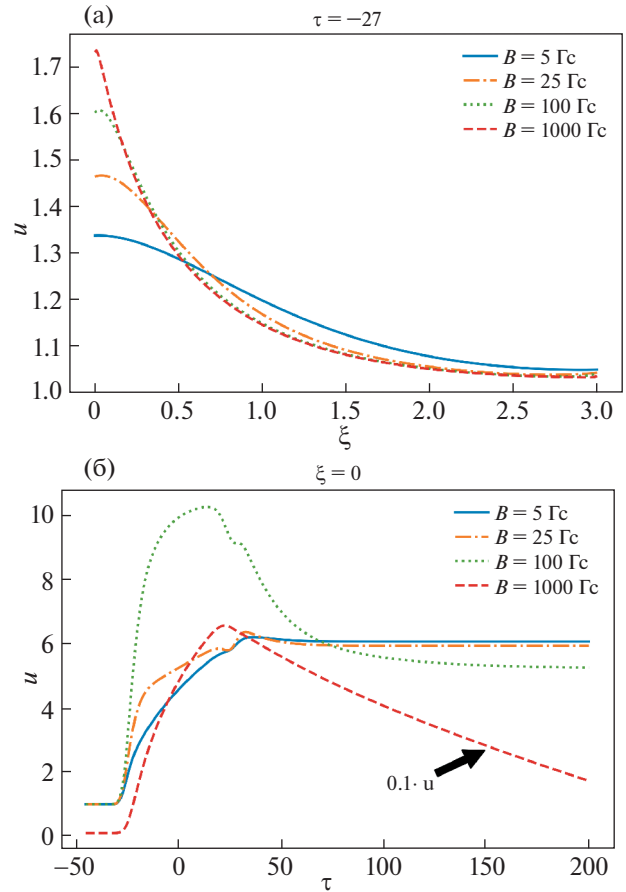


Рис. 4. Изменение температуры электронов $u(\xi, -27)$ по толщине слоя на стадии включения импульса (а); эволюция во времени температуры электронов $u(0, \tau)$ на передней поверхности слоя плазмы (б).

нием $\mathcal{E}_z(\xi, -27)$ при малых ξ , и, наоборот, увеличением при больших ξ . На рис. 3б показано насколько сильно магнитное поле влияет на “обратный” скин-эффект. Согласно рис. 3б, чем сильнее магнитное поле, тем слабее выражен “обратный” скин-эффект. Такие изменения в структуре поля \mathcal{E}_z связаны с эволюцией температуры электронов. Зависимости безразмерной температуры электронов $u(\xi, \tau)$ представлены на рис. 4. На рис. 4а приведен график $u(\xi, -27)$ на стадии включения импульса. Из рис. 4а видно, что увеличение магнитного поля сопровождается увеличением $u(\xi, -27)$ при малых ξ и уменьшением $u(\xi, -27)$ при больших ξ . На стадии выключения импульса при τ' поведение $u(\xi, 27)$ аналогично, только абсолютные значения температуры выше. Последнее видно из рис. 4б, где представлен график функции $u(0, \tau)$. Замедление убывания $u(0, \tau)$ при $\tau \sim 27$ обусловлено нагревом электронов в условиях “обратного” скин-эффекта, когда реализуется максимум отрицательных значений $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ (см.

рис. 2а). Одновременно с нагревом электронов происходит нагрев ионов.

На рис. 5 приведены графики безразмерной температуры ионов. На рис. 5а приведена функция $v(\xi, -27)$, а на рис. 5б — $v(0, \tau)$. Увеличение температуры ионов меньше, чем температуры электронов. Однако в не очень сильном магнитном поле, из-за относительно большой теплопроводности электронов и достаточно быстрой передачи энергии ионам температуры электронов и ионов отличаются не сильно (см. рис. 4 и 5). Если же магнитное поле очень сильное, то из-за подавления теплопроводности электронов при малых ξ возникает большой отрыв температур электронов и ионов. В сильно неизотермической плазме под воздействием поля \mathcal{E}_z может развиваться ионно-звуковая неустойчивость. Это может быть причиной изменения как нагрева электронов и ионов, так и переноса тепла. Поэтому расчет в сильном магнитном поле (в обсуждаемых условиях при $B = 10^3$ Гс), строго говоря, требует дополнитель-

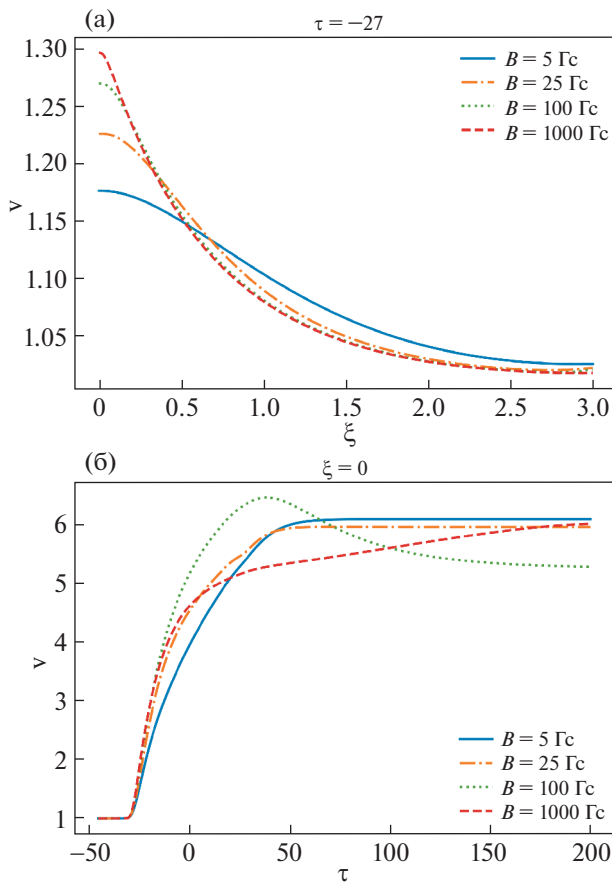


Рис. 5. Изменение температуры ионов $v(\xi, -27)$ по толщине слоя на стадии включения импульса (а); эволюция во времени температуры ионов $v(0, \tau)$ на передней поверхности слоя плазмы (б).

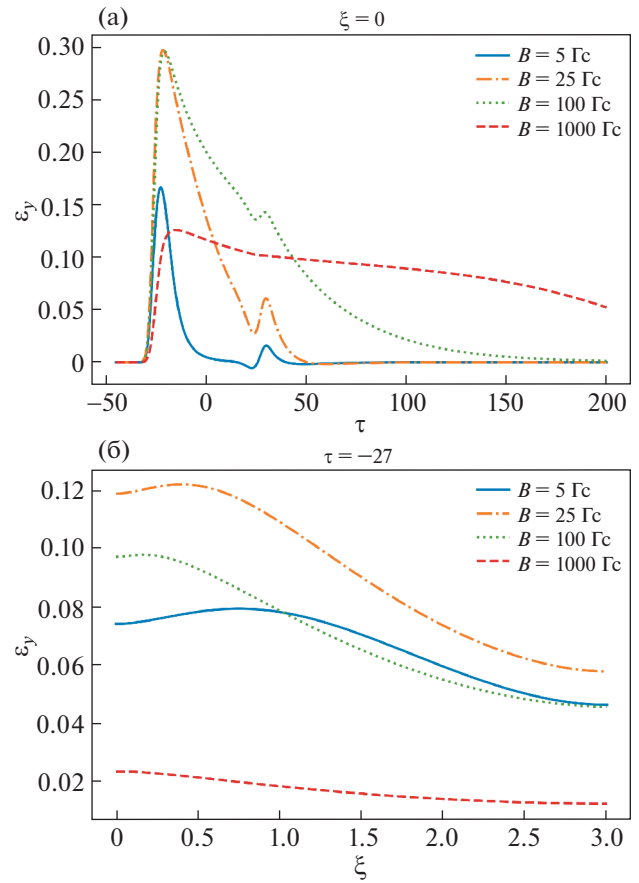


Рис. 6. Эволюция во времени $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ — компоненты поля на передней поверхности слоя плазмы (а); изменение по толщине слоя $\mathcal{E}_y(\xi, -27)$ — компоненты поля на стадии включения импульса (б).

ного анализа, связанного с выходом за рамки применимости используемых уравнений. Отметим, что, как видно из рис. 5б, в отличие от температуры электронов, температура ионов $v(0, \tau)$ в сильном магнитном поле сравнима с ее величинами в более слабых магнитных полях. Отсутствие очень сильного нагрева ионов обусловлено относительно большой теплопроводностью ионов, которая не сильно подавлена магнитным полем. Как уже отмечалось, неоднородный нагрев электронов поперек магнитного поля приводит к току электронов в направлении, ортогональном как магнитному полю, так и градиенту температуры. Вследствие этого возникает \mathcal{E}_y компонента электрического поля. На рис. 6 приведены графики $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ и $\mathcal{E}_y(\xi, -27)$ соответственно. Максимальные значения $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ примерно на порядок меньше, чем $\mathcal{E}_z(0, \tau)$ (см. рис. 2а) и достигаются на стадии включения импульса, когда максимальны градиенты температуры электронов. В слабом магнитном поле максимум

$\mathcal{E}_y(0, \tau)$ возрастает пропорционально B_0 . Напротив, в сильном магнитном поле, когда циклотронная частота электронов превосходит их эффективную частоту столкновений, максимум $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ убывает с ростом B_0 . Такая тенденция видна на рис. 6а. После достижения максимума функция $\mathcal{E}_y(0, \tau)$ убывает. Монотонное убывание нарушается на стадии выключения импульса (см. рис. 6а), когда из-за “обратного” скин-эффекта происходит относительно резкое изменение нагрева электронов, которое сопровождается изменением градиента их температуры. Описанное выше немонотонное изменение \mathcal{E}_y с ростом магнитного поля наглядно иллюстрирует рис. 6б, на котором приведена функция $\mathcal{E}_y(\xi, -27)$ на стадии включения импульса. Поскольку компонента \mathcal{E}_y непрерывна на поверхности плазмы, то ее измерение в вакууме позволяет извлечь информацию о переносе тепла в глубь плазмы. В отличие от воздействующего импульса, отраженный им-

пульс содержит две компоненты электрического поля \mathcal{E}_z и \mathcal{E}_y , то есть имеет иную поляризацию.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше, используя сравнительно простые представления о проводимости плазмы, теплопроводности электронов и ионов, обмене энергией между электронами и ионами, приведен анализ влияния нагрева плазмы на нелинейное проникновение греющего импульса в плазму, находящуюся в постоянном магнитном поле. Показано, как по мере увеличения напряженности магнитного поля изменяются закономерности проникновения поля в плазму. Установлено, что в сильном магнитном поле явление “обратного” скин-эффекта в значительной степени подавлено. Продемонстрировано, как неоднородный нагрев электронов поперек магнитного поля приводит к генерации компоненты электрического поля, ортогональной, как магнитному полю, так и градиенту температуры электронов. Вследствие этого изменяется поляризация поля. Анализ поведения поля и температур частиц дан в условиях, когда можно не привлекать представления об аномальном переносе заряда и тепла и турбулентном нагреве плазмы. Такой анализ может быть полезен для интерпретации и планирования экспериментов по дополнительному импульсному нагреву плазмы в магнитных ловушках типа ТУМАН-3. Кроме того, проведенное исследование позволяет видеть путь перехода к импульсному нагреву плазмы в менее теоретически изученных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Виноградов Н.И., Извозчиков А.Б., Шаховец К.Г.* // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1177. 1987.
2. *Vinogradov N.I., Izvozchikov A.B., Silin V.P., Uryupin S.A., Shakhovets K.G., Askinasi L.G., Afanasiev V.I., Goncharov S.G., Komarova N.I., Korotkov A.A., Koscov Yu.A., Its E.R., Razdobarin G.T., Rozhdestvenskiy V.V., Timofeeva N.A., Khalilov M.A., Khudoleev A.V., Chernyshev F.V., Yaroshevich S.P.* // ECA: 15th Europ. Conf. Contr. Fus. and Plasma Heating. Contr. Papers. Part I. 1988. P. 71.
3. *Брейзман Б.Н., Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. С. 1817.
4. *Sizonenko V.L., Stepanov K.N.* // Nuclear Fusion. 1970. V. 10. № 2. P. 155.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/10/2/008>
5. *Hirose A., Kawabe T., Skarsgard H.M.* // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1432.
<https://doi.org/10.1103/physrevlett.29.1432>
6. *Hirose A., Piekaar H.W., Skarsgard H.M.* // Nuclear Fusion. 1976. V. 16. P. 963.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/16/6/008>
7. *Силин В.П.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 300.
<https://doi.org/10.1134/s1063780x11030159>
8. *Bychenkov V.Yu., Frank P., Himmel G., Hirsch S., Schliiter H.* // Phys. Lett. A. 1992. V. 169. P. 77.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(92\)90809-Z](https://doi.org/10.1016/0375-9601(92)90809-Z)
9. *Быченков В.Ю., Новиков В.Н.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 513.
10. *Adlam J.H., Holmes L.S.* // Nuclear Fusion. 1963. V. 3. P. 62.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/3/2/002>
11. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 29.
12. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. С. 59.
13. *Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А.* // Физика плазмы. 2009. Т. 35. С. 1118.
14. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // Физика плазмы. 2013. Т. 39. С. 837.
15. *Овчинников К.Н., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. С. 847.
16. *Ovchinnikov K.N., Uryupin S.A.* // Contributions Plasma Phys. 2019. V. 59. P. e201800119(1-7).
<https://doi.org/10.1002/ctpp.201800119>
17. *Haines M.G.* // Proc. Phys. Soc. London. 1959. V. 74. P. 576.
18. *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183.
19. *Силин В.П.* Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.