

01;04

## Аномальное проникновение электромагнитного поля в неизотермическую плазму с двумя сортами ионов

© К.Н. Овчинников, В.П. Силин, С.А. Урюпин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,  
119991 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 8 февраля 2007 г.)

Показано, что изменение ионного состава неизотермической плазмы сопровождается нетривиальными изменениями эффективной глубины проникновения порождающего ионно-звуковую неустойчивость сильного квазистационарного электромагнитного поля.

PACS: 52.35.Mw

Закономерности проникновения сильного квазистационарного электромагнитного поля в неизотермическую плазму привлекают внимание в связи с проблемой турбулентного нагрева электронов и ионов (см., например, [1–5]). Если под действием поля возникает дрейфовое движение электронов со скоростью, большей скорости ионного звука, то особенности его проникновения в глубь плазмы в значительной мере определяются ионно-звуковой неустойчивостью, приводящей к аномальному сопротивлению. Аномальное увеличение сопротивления из-за рассеяния электронов ионно-звуковыми колебаниями плотности заряда приводит к значительному ускорению проникновения поля и обеспечивает возможность быстрого турбулентного нагрева основной массы плазмы. Количественное описание явления проникновения квазистационарного электрического поля в плазму с горячими электронами и одним сортом ионов было дано в работе [6]. Согласно [6], темп проникновения поля существенно зависит от уровня турбулентных шумов в плазме. Вместе с тем известно, что спектр ионно-звуковой турбулентности видоизменяется в зависимости от ионного состава плазмы. Причина изменения спектра в плазме с двумя сортами ионов обусловлена увеличением вероятности индуцированного рассеяния на ионах из-за эффекта динамического разделения заряда ионов [7]. В плазме с легкими и тяжелыми ионами вероятность индуцированного рассеяния следует описывать, принимая во внимание отличие динамической поляризуемости плазмы от статической [8].

Необходимость в теории ионно-звуковой турбулентности для плазмы с несколькими сортами ионов возникает при изучении разрядов в установках с магнитным удержанием плазмы. Это связано с тем, что даже тогда, когда используются чистые полностью ионизованные газы, в установке присутствует значительное число примесей, поступающих со стенок камеры. Необходимость в такой теории тем более очевидна, когда рабочим веществом является смесь газов.

С учетом практической важности изучения плазм сложного ионного состава в настоящем сообщении рассмотрена задача об аномальном проникновении электромагнитного поля в неизотермическую плазму с двумя

сортами ионов. Анализ особенностей проникновения дан в пределах малых и больших турбулентных чисел Кнудсена. В случае малых чисел Кнудсена добавление ионов второго сорта при фиксированной плотности ионов первого сорта сопровождается уменьшением глубины проникновения поля в плазму. При больших значениях турбулентного числа Кнудсена закономерности проникновения более разнообразны.

Если постоянна плотность легких ионов, а плотность тяжелых ионов возрастает, то имеет место уменьшение эффективной глубины проникновения. Аналогичное изменение глубины проникновения реализуется в плазме с постоянной плотностью тяжелых ионов при увеличении плотности легких, если ионы обоих сортов имеют близкие отношения заряда к массе. Если для тяжелых ионов отношение заряда к массе существенно меньше, чем соответствующее отношение для легких ионов, то при увеличении плотности легких ионов глубина проникновения сначала резко убывает и достигает минимума при весьма малой плотности легких ионов, затем возрастает и достигает локального максимума при сравнительно большой плотности легких ионов и далее монотонно убывает. Столь необычные зависимости глубины проникновения являются следствием нетривиальных зависимостей вероятности индуцированного рассеяния ионного звука от заряда, массы и плотности ионов.

Рассмотрим задачу о проникновении квазистационарного электромагнитного поля вида  $\mathbf{E} = (0, 0, E)$ ,  $\mathbf{V} = (0, V, 0)$ , способного возбуждать ионно-звуковую неустойчивость, в глубь неизотермической плазмы, занимающей полупространство  $x > 0$ . Рассматривая проникновение квазистационарного поля, как обычно, примем, что статическая проводимость плазмы превосходит характерную частоту изменения поля. В этих условиях в уравнениях Максвелла можно пренебречь током смещения. При этом для определения поля  $E = E(x, t)$  имеем уравнение

$$c^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = 4\pi \frac{\partial j}{\partial t}, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света, а  $j$  — плотность тока в плазме. Описываемые уравнением (1) закономерности распространения поля зависят от вида плотности тока.

В теории ионно-звуковой турбулентности зависимость плотности тока от напряженности электрического поля  $E$  определяется величиной турбулентного числа Кнудсена. Здесь будем использовать полуфеноменологическое эффективное турбулентное число Кнудсена в виде

$$K_N = \frac{6\pi^2}{\lambda} \frac{R\omega_{Le}^2}{v_s\omega_L^7} \left\{ \mathcal{D} \left( \frac{e_1}{m_1} - \frac{e_2}{m_2} \right)^2 \frac{v_{T1}^2 r_{D1}^2 + v_{T2}^2 r_{D2}^2}{(r_{D1}^2 + r_{D2}^2)^2} + 3.4 \left[ \left( \frac{e_1}{m_1} \frac{v_{T1}}{r_{De}} \frac{\omega_{L1}}{\omega_L} \right)^2 + \left( \frac{e_2}{m_2} \frac{v_{T2}}{r_{De}} \frac{\omega_{L2}}{\omega_L} \right)^2 \right] \right\}, \quad (2)$$

где  $\lambda \approx 0.55$ ,  $R = en_e E > 0$ ,  $e, n_e$  — заряд и плотность электронов,

$$\mathcal{D} = (\mathcal{D}_2 u^2 + \mathcal{D}_1 r^2)(u^2 + r^2)^{-1},$$

$$u = v_{T2}/v_{T1}, \quad r = r_{D1}/r_{D2},$$

$v_s = r_{De}\omega_L$  — скорость звука,

$$\omega_L = \sqrt{\omega_{L1}^2 + \omega_{L2}^2};$$

$\omega_{Le}$  и  $r_{De}$  — ленгмюровская частота и дебаевский радиус электронов;  $\omega_{L\alpha}$ ,  $v_{T\alpha}$ ,  $r_{D\alpha}$ ,  $e_\alpha$ ,  $m_\alpha$  — ленгмюровская частота, тепловая скорость, дебаевский радиус, заряд и масса ионов  $\alpha$ -сорта. Значения  $\mathcal{D}_\mu$  определяются следующими соотношениями:

$$\mathcal{D}_\mu(u, r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}|L_\mu(0)|^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx x^2 e^{-x^2/2} |L_\mu(x)|^2, \quad \mu = 1, 2, \quad (3)$$

$$L_1(x) = \frac{1 - J_+(\frac{x}{u})}{1 - J_+(\frac{x}{u}) + r^{-2}[1 - J_+(x)]}, \quad (4)$$

$$L_2(x) = \frac{1 - J_+(xu)}{1 - J_+(xu) + r^2[1 - J_+(x)]}, \quad (5)$$

где действительные и мнимые части функции  $J_+(x)$  имеют вид [9]

$$\text{Re}[J_+(x)] = x e^{-x^2/2} \int_0^x dt e^{t^2/2}, \quad (6)$$

$$\text{Im}[J_+(x)] = -\sqrt{\frac{\pi}{2}} x e^{-x^2/2}. \quad (7)$$

При таком определении  $K_N$  формула (2) дает асимптотически точные значения плотности тока в предельных случаях, когда главным оказывается одно из слагаемых в фигурных скобках формулы (2). Эффективное число Кнудсена в виде (2) введено для удобства дальнейшего изложения. В аналитической теории формулы вида (2) нет. Однако если в (2) главным в фигурных скобках является слагаемое, содержащее параметр  $\mathcal{D}$ , то (2) совпадает с возникающим в аналитической теории [8]. Напротив, если такое слагаемое несущественно, то

формула (2) дает число Кнудсена, в 1.5 раза большее известного. Такое численное отличие для дальнейшего несущественно, так как в основное уравнение (1) входит лишь ток, величина которого определяется с нужной степенью точности именно при использовании приближенной формулы (2).

Далее, уравнение (1) используется в пределе как малых, так и больших чисел Кнудсена. При этом в каждом из этих случаев считается, что декременты черенковского затухания звука на горячих резонансных ионах обоих сортов малы по сравнению с суммой декремента черенковского затухания на электронах и декремента, обусловленного индуцированным рассеянием на ионах. Соответствующее предположение реализуется сравнительно просто при не слишком малой степени неизотермичности плазмы и позволяет использовать для плотности тока выражения, не зависящие от параметров горячих резонансных ионов.

Рассмотрение начнем со случая малых чисел Кнудсена, когда  $K_N \ll 1$ . При малых  $K_N$  для плотности тока можно использовать ранее полученную интерполяционную формулу [6].

$$j = \frac{e^2 n_e E}{m_e \left( v_{ei} + \frac{eE}{m_e v_s} \left( a - \frac{b}{\ln K_N} \right)^{-1} \right)}. \quad (8)$$

Здесь  $a = 2.1$  и  $b = 0.28$ , а частота электрон-ионных столкновений определяется выражением

$$v_{ei} = 4\sqrt{2}\pi e^2 \Lambda (e_1^2 n_1 + e_2^2 n_2) / (3m_e^2 v_{Te}^3),$$

где  $n_\alpha$  — плотность ионов  $\alpha$ -сорта,  $\Lambda$  — кулоновский логарифм,  $v_{Te}$  и  $m_e$  — тепловая скорость и масса электронов. Формула (8) обеспечивает переход выражения для тока в известные формулы: классической кинетической теории при  $E \rightarrow 0$  и теории аномального переноса при  $v_{ei} \rightarrow 0$ .

Уравнение (1) с током вида (8) было решено численно в работе [6]. Согласно [6], при большой надпороговости, когда  $eE(0) \gg m_e v_s v_{ei}$ , где  $E(0)$  — напряженность поля при  $x = 0$ , в области основного сосредоточения поля имеет место приближенная зависимость

$$E(x, t) \simeq E(0) (1 - x/x_p(t)). \quad (9)$$

Из (9) следует, что поле локализовано в области  $x$ , меньших  $x_p(t)$ , величина которой растет  $\sim \sqrt{t}$

$$x_p(t) \simeq 1.2 \frac{c}{\omega_{Le}(n_2 = 0)} LG\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \left[ \frac{eE(0)t}{m_e v_s(n_2 = 0)} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где  $L = \ln[1/K_N(0)]$ ,  $K_N(0)$  — число Кнудсена при  $x = 0$ ,  $\omega_{Le}(n_2 = 0)$  и  $v_s(n_2 = 0)$  — электронная ленгмюровская частота и скорость звука в плазме с одним сортом ионов. В пренебрежении слабой логарифмической зависимостью  $L$  от  $n_2$  изменение  $x_p(t)$  при добавлении ионов второго сорта описывается функцией

$$G\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = \left( 1 + \frac{n_2 Z_2}{n_1 Z_1} \right)^{-1/4} \left( 1 + \frac{A_1 Z_2^2 n_2}{A_2 Z_1^2 n_1} \right)^{-1/4}, \quad (11)$$

$A_\alpha = m_\alpha/m_p$  — отношение массы иона к массе протона  $m_p$ .

Обсудим такую ситуацию, когда в плазму, состоящую из ионов одного сорта с заданными плотностью  $n_1$  и кратностью ионизации  $Z_1$ , добавляются ионы другого сорта с плотностью  $n_2$  и заданной кратностью ионизации  $Z_2$ . С ростом плотности ионов второго сорта  $n_2$  условие электронейтральности приводит к увеличению плотности электронов, согласно соотношению  $n_e = Z_1 n_1 + Z_2 n_2$ , и к увеличению ленгмюровской частоты ионов  $\omega_L$ . Из формулы (11) следует, что по мере увеличения плотности ионов второго сорта  $n_2$  глубина проникновения электромагнитного поля в плазму убывает из-за роста плотности электронов и увеличения  $\omega_L$ . Ухудшение проникновения тем сильнее, чем больше кратность ионизации добавленных ионов  $Z_2$  и меньше их атомное число  $A_2$ .

Перейдем к рассмотрению проникновения поля в случае больших турбулентных чисел Кнудсена  $K_N \gg 1$ . В этом случае для тока может быть записана следующая интерполяционная формула:

$$j = \frac{8}{\pi} \beta n_e v_s \sqrt{K_N}, \quad (12)$$

где  $\beta \approx 0.45$ .

Согласно [6], распределение поля, возникающее в результате решения уравнения (1) с током вида (12), по-прежнему описывается формулой (9), но глубина проникновения определяется иным выражением

$$x_p(t) \simeq 2.2 \frac{c}{\omega_{Le}(n_2=0)} [K_N(0, n_2=0)]^{-1/4} \times \left[ \frac{eE(0)t}{m_e v_s(n_2=0)} \right]^{1/2} G\left(\frac{n_2}{n_1}, \frac{T_e}{T}\right), \quad (13)$$

которое записано в предположение, что ионы разных сортов имеют одинаковую температуру  $T_1 = T_2 = T$ . В (13)  $K_N(0, n_2=0)$  — число Кнудсена при  $x=0$  и  $n_2=0$ , а функция  $G(n_2/n_1, T_e/T)$  имеет вид

$$G\left(\frac{n_2}{n_1}, \frac{T_e}{T}\right) = G\left(\frac{n_2}{n_1}\right) [K_N(0)/K_N(0, n_2=0)]^{-1/4}, \quad (14)$$

$$K_N(0)/K_N(0, n_2=0) = \left(1 + \frac{n_2 Z_2}{n_1 Z_1}\right)^{5/2} \left(1 + \frac{n_2 Z_2^2 A_1}{n_1 Z_1^2 A_2}\right)^{-4} \times \left\{ \frac{\mathcal{D}}{3.4} \left(1 - \frac{Z_2 A_1}{Z_1 A_2}\right)^2 \frac{Z_2 T_e}{T} \frac{n_2 Z_2}{n_1 Z_1} \frac{r^2 + u^2}{(r^2 + 1)^2} + \left(1 + \frac{n_2 Z_2}{n_1 Z_1}\right) \left(1 + \frac{n_2 Z_2^2 A_1}{n_1 Z_1^2 A_2}\right)^{-1} \left[1 + \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{Z_2 A_1}{Z_1 A_2}\right)^4\right] \right\}. \quad (15)$$

Соотношения (14), (15) позволяют изучать зависимость глубины проникновения поля в плазму от ее ионного состава. Далее рассмотрим, как изменяется глубина проникновения поля в плазму с ростом отношения  $n_2/n_1$  для различных отношений  $A_2/A_1$ ,  $Z_2/Z_1$  и разных неизотермичностей.

Анализ закономерностей проникновения поля выполнен для трех типов смесей. Для каждой смеси рассмотрены два случая, когда примесью являются тяжелые или легкие ионы.

Обсуждение начнем со смеси Н–Хе. На рис. 1, *a* изображена зависимость функции  $G(n_2/n_1, T_e/T)$  (отношение эффективной глубины проникновения поля в плазму с двумя сортами ионов к ее величине в плазме без тяжелых ионов в зависимости от отношения плотностей тяжелых  $n_2$  и легких  $n_1$  ионов) для случая, когда в плазму, состоящую из легких ионов водорода с  $A_1 = 1$ ,  $Z_1 = 1$  и имеющих фиксированную плотность  $n_1$ , добавляются тяжелые ионы Хе с  $A_2 = 131$ ,  $Z_2 = 2$  и плотностью  $n_2$ . Левая сторона рис. 1, *a* отвечает чистой водородной плазме, а правая — смеси с равными плотностями ионов водорода и ксенона. Согласно рис. 1, *a*, с ростом  $n_2/n_1$  глубина проникновения электромагнитного поля в Н–Хе-плазму уменьшается примерно в три раза, по мере того как плотность ионов ксенона увеличивается от нуля до плотности ионов водорода. Приведенные на рис. 1, *a* зависимости допускают простое описание. Иллюстрируемая рис. 1, *a* слабая зависимость функции  $G$  (14), (15) от  $\mathcal{D}$  и степени неизотермичности  $T_e/T$  позволяет записать приближенное соотношение

$$G\left(\frac{n_2}{n_1}, \frac{T_e}{T}\right) \approx \left(1 + \frac{n_2 Z_2}{n_1 Z_1}\right)^{-9/8} \times \left(1 + \frac{n_2 A_1 Z_2^2}{n_1 A_2 Z_1^2}\right) \left(1 + \frac{n_2 Z_2^4 A_1^4}{n_1 Z_1^4 A_2^4}\right)^{-1/4}. \quad (16)$$

Поскольку для водородной плазмы с примесью ксенона  $A_1/A_2 = 1/131$ , то при  $Z_2/Z_1 = 2$  и небольших  $n_2/n_1$  в (16) можно пренебречь слагаемыми, содержащими  $A_1/A_2$ . При этом

$$G(n_2/n_1, T_e/T) \approx (1 + n_2 Z_2/n_1 Z_1)^{-9/8}$$

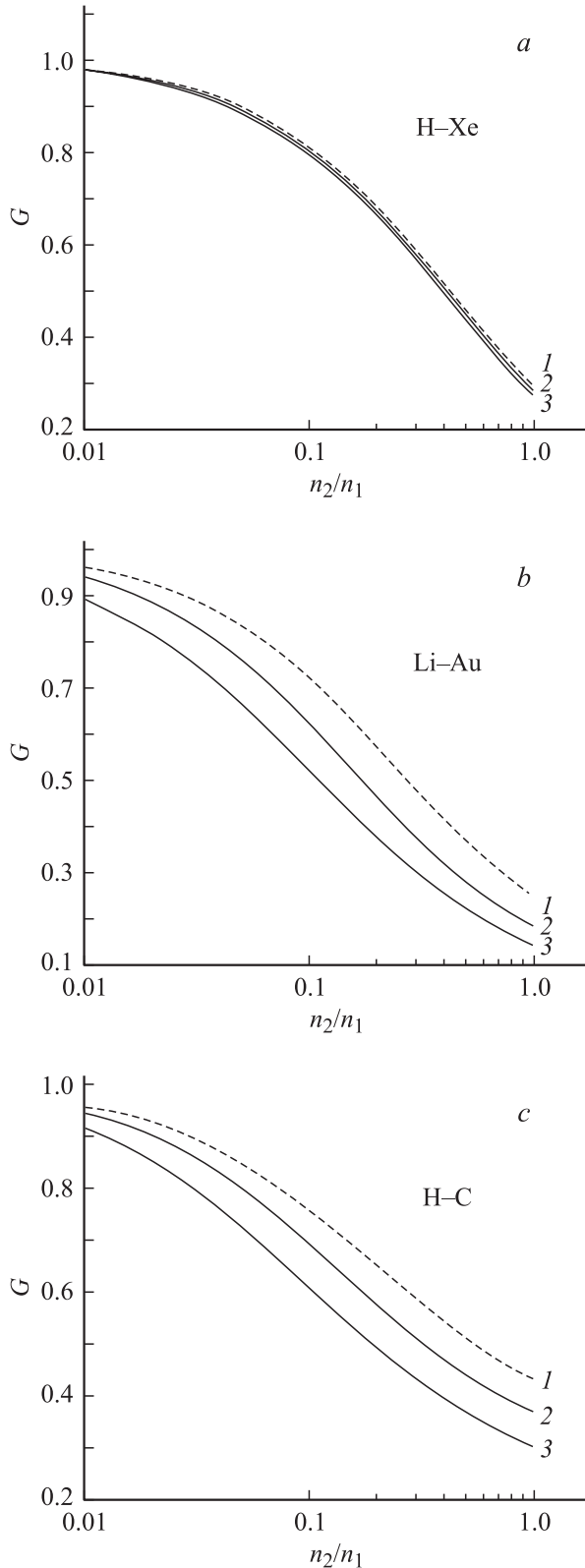
с точностью до нескольких процентов описывает кривые на рис. 1, *a*. Отсюда следует, что ухудшение проникновения поля при добавлении ионов ксенона является следствием увеличения плотности электронов, которое приводит к увеличению ленгмюровской частоты электронов и турбулентного числа Кнудсена. В результате этих изменений плотность тока (12) возрастает, уменьшается аномальное сопротивление, а проникновение поля ухудшается.

Возможность пренебречь в формуле (15) зависимостью от  $\mathcal{D}$  и  $T_e/T$  для Н–Хе-плазмы можно усмотреть, если воспользоваться соотношением (П.6) работы [8]. Согласно [8], при  $u^2 = A_1/A_2 < 1$  и  $r^2 = n_2 Z_2^2/n_1 Z_1^2 < 1$  имеем  $\mathcal{D} \approx u^2/(r^2 + u^2)$ .

С учетом этого для содержащего  $\mathcal{D}$  слагаемого в фигурных скобках формулы (15) возможна оценка

$$\sim 0.3(A_1/A_2)(Z_1 T_e/T) r^2 (1+r^2)^{-2} < 0.3(A_1/A_2)(Z_1 T_e/4T).$$

Из этой оценки следует малость влияния  $\mathcal{D}$  и степени неизотермичности на вид кривых для Н–Хе-плазмы,



**Рис. 1.** Безразмерная эффективная глубина проникновения поля. *a* — зависимости для H–Xe-плазмы,  $Z_1 = 1$ ,  $Z_2 = 2$ ,  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = 131$ ; *b* — для Li–Au-плазмы,  $Z_1 = 3$ ,  $Z_2 = 12$ ,  $A_1 = 7$ ,  $A_2 = 197$ ; *c* — для H–C-плазмы,  $Z_1 = 1$ ,  $Z_2 = 6$ ,  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = 12$ . Кривая 1 отвечает  $\mathcal{D} = 0$ , а кривые 2 и 3 — двум значениям степени неизотермичности: 2 —  $T_e/T = 30$ ; 3 — 100.

приведенных на рис. 1, *a*. Напротив, эта оценка позволяет видеть причину отличия кривых на рис. 1, *b* и *c* для Li–Au- и H–C-плазмы соответственно. Чем больше степень неизотермичности, тем больше отличие кривых на рис. 1, *b* и *c* от кривой, отвечающей  $\mathcal{D} = 0$ . Параметр  $\mathcal{D}$  характеризует влияние эффекта динамического разделения заряда ионов на вероятность индуцированного рассеяния ионно-звуковых волн [7]. Вследствие этого эффекта увеличивается декремент, описывающий индуцированное рассеяние на ионах, уменьшается уровень турбулентных шумов и увеличивается плотность тока, что проявляется в ухудшении проникновения поля в плазму. Поскольку влияние  $\mathcal{D}$  усиливается с увеличением степени неизотермичности, то на рис. 1, *b* и *c* кривая 3 ( $T_e/T = 100$ ) расположена ниже кривой 2 ( $T_e/T = 30$ ). Отметим, что для Li–Au- и H–C-плазмы отношение  $(A_1 Z_2^2 / A_2 Z_1^2)$  порядка либо больше единицы. Вследствие этого при построении кривых 1–3 на рис. 1, *b* и *c* следует учитывать увеличение суммарной плазменной частоты ионов при  $n_2$ , близких  $n_1$ , что видно из соотношения (16).

Теперь рассмотрим проникновение поля в плазму, состоящую из тяжелых ионов ксенона с фиксированной плотностью  $n_1$  и  $Z_1 = 2$ , в которую добавляются легкие ионы водорода с плотностью  $n_2$  и  $Z_2 = 1$ . Результаты расчетов для функции  $G$  (14) приведены на рис. 2, *a*. В отличие от рис. 1, *a* левая часть рис. 2, *a* отвечает чистой плазме ксенона, а правая — смеси с большей концентрацией ионов водорода. Сопоставив рис. 1, *a* и 2, *a*, отвечающие H–Xe- и Xe–H-плазме, отметим следующее. Согласно формуле (13), характерная глубина проникновения помимо функции  $G$  содержит несколько множителей. Для различных чистых плазм произведение этих множителей отличается лишь в меру отличия значений  $(Z_\alpha / T_\alpha)^{1/4}$  при условии, что плотности электронов одинаковы. Поэтому в обсуждаемых условиях, когда  $T_1 = T_2$ , множитель перед  $G$  для Xe–H-плазмы с зарядом ионов ксенона  $Z_1 = 2$  в  $2^{1/4} \approx 1.2$  раза больше, чем для H–Xe-плазмы. На рис. 2, *a* кривые, отвечающие различным  $T_e/T$  и  $\mathcal{D} = 0$ , численно близки. Вследствие этого все кривые рис. 2, *a* хорошо аппроксимируются функцией вида (16). Поскольку  $A_1/A_2 \gg Z_1^2/Z_2^2$ , то с увеличением  $n_2/n_1$  функция  $G$  сначала резко убывает по закону

$$G \sim (Z_1 A_2 / Z_2 A_1) (n_1 / n_2)^{1/4}$$

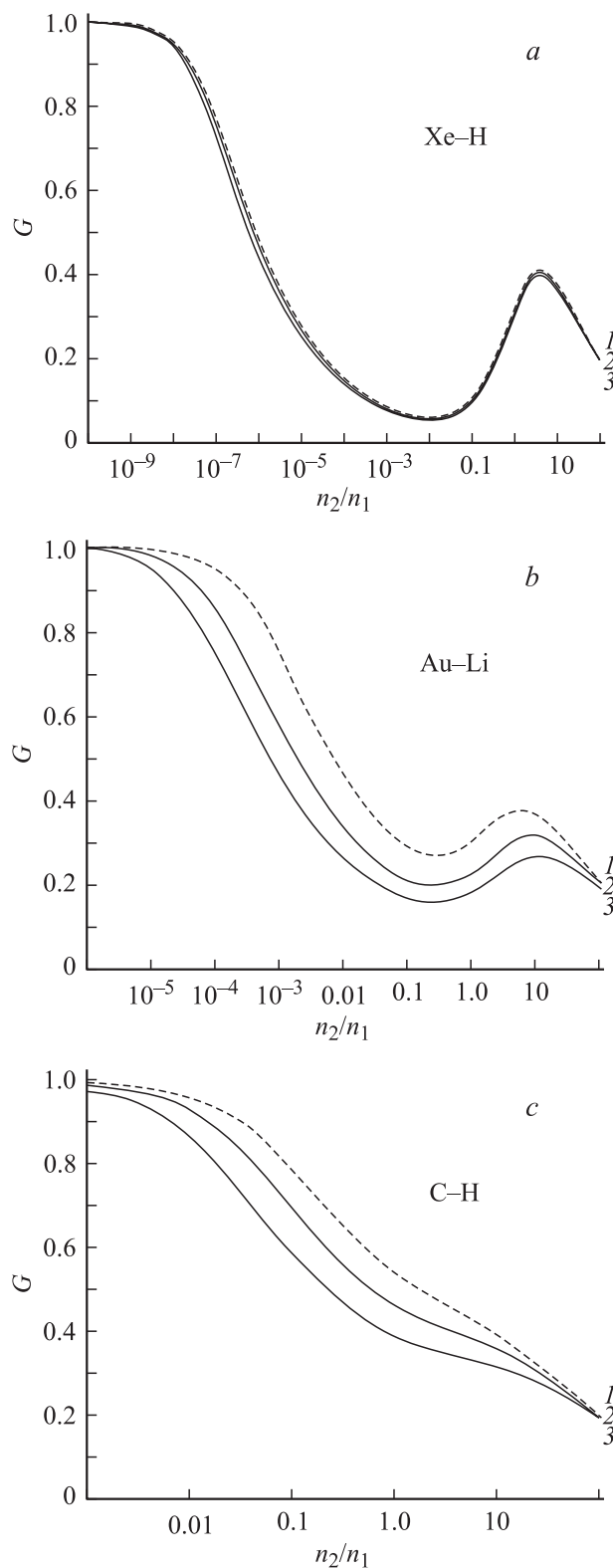
и достигает минимума

$$G \approx (Z_1 \sqrt{3} / Z_2)^{1/2} (A_2 / A_1)^{3/4} \approx 0.05$$

при

$$n_2 / n_1 \approx A_2 Z_1^2 / 3 A_1 Z_2^2 \approx 0.01 \ll 1.$$

Уменьшение  $G$ , а значит и характерной глубины проникновения, в 20 раз при добавлении всего одного процента ионов водорода обусловлено сильным увеличением вероятности индуцированного рассеяния ионного звука на легких ионах водорода. Увеличение индуцированного рассеяния приводит к уменьшению уровня



**Рис. 2.** Отношение эффективной глубины проникновения поля в плазму с двумя сортами ионов к ее величине в плазме без легких ионов в зависимости от отношения плотности легких  $n_2$  и тяжелых  $n_1$  ионов для Хе–Н (а), Ау–Ли (b) и С–Н-плазмы (с). Заряды и атомные числа те же, что на рис. 1. Кривая 1 —  $\mathcal{D} = 0$ , а кривые 2 и 3 — двум значениям степени неизотермичности: 2 —  $T_e/T = 30$ ; 3 — 100.

турбулентных шумов, что сопровождается уменьшением аномального сопротивления, ростом плотности тока и ухудшением проникновения поля в плазму.

При дальнейшем увеличении концентрации водорода существенным оказывается изменение суммарной плазменной частоты ионов  $\omega_L$ . Увеличение  $\omega_L$  с ростом отношения  $n_2/n_1$  приводит к увеличению скорости звука, что сопровождается уменьшением его индуцированного рассеяния на ионах. Сравнительно большое индуцированное рассеяние на ионах водорода уменьшается, уровень турбулентных шумов повышается, растет аномальное сопротивление и уменьшается плотность тока. Эти изменения ведут к относительному увеличению глубины проникновения поля в плазму. Согласно рис. 2, а и формуле (16), такое поведение имеет место при изменении  $n_2/n_1$  от 0.01 до значений  $n_2/n_1 \approx 2Z_1/Z_2 = 4$ .

При еще больших  $n_2/n_1$  имеет место монотонное уменьшение  $G$  и глубины проникновения, обусловленное увеличением плотности электронов.

Качественно подобные зависимости  $G$  от  $n_2/n_1$  имеют место в Ау–Ли-плазме (см. рис. 2, b). Однако минимумы и максимумы на кривых выражены слабее, а их положение смещено в сторону больших значений  $n_2/n_1$ . Кроме того, кривые, отвечающие  $\mathcal{D} = 0$  и разным  $T_e/T$ , хорошо различимы. Причину отличия кривых можно понять, если воспользоваться приближенным соотношением  $\mathcal{D} \approx u^{-2} \ll 1$  при  $ur \ll 1$ . При столь малых  $r$  слагаемые, содержащие  $\mathcal{D}$  в фигурной скобке формулы (15), имеют вид

$$\approx \frac{1}{3.4} \left[ \frac{n_2}{n_1} \left( \frac{Z_2 A_1}{Z_1 A_2} \right)^4 \right] Z_1 \frac{T_e}{T} \left( \frac{A_2}{A_1} \right)^2, \quad \frac{n_2}{n_1} \ll \frac{A_2}{A_1} \left( \frac{Z_1}{Z_2} \right)^2. \quad (17)$$

Как видно из формулы (15), влияние легкой примеси становится существенным, если

$$n_2/n_1 \geq (Z_1 A_2 / Z_2 A_1)^4 \ll 1.$$

В этих условиях соотношение между пропорциональным  $\mathcal{D}$  (17) и не зависящими от него слагаемыми в (15) определяется величиной

$$(Z_1/3.4)(T_e/T)(A_2/A_1)^2.$$

Для Хе–Н-плазмы эта величина составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-5}(T_e/T)$ , т.е. она мала для рассматриваемых  $T_e/T$ . Напротив, для Ау–Ли имеем  $\sim 4 \cdot 10^{-3}(T_e/T)$ , что и приводит к заметному отличию кривых на рис. 2, b. Проявление влияния  $T_e/T$  в Ау–Ли-плазме обусловлено усилением индуцированного рассеяния звука из-за эффекта динамического разделения заряда ионов.

Для С–Н-плазмы глубина проникновения  $G$  монотонно убывает с ростом плотности водорода (см. рис. 2, c). Отсутствие минимума при небольших  $n_2/n_1$  является следствием малости отношения  $A_1 Z_2^2 / A_2 Z_1^2 = 1/3$ , определяющего темп увеличения суммарной плазменной частоты ионов. При  $n_2$ , меньших  $Z_1 n_1 / Z_2 = 6n_1$ , убывание глубины проникновения обусловлено увеличением

вероятности индуцированного рассеяния звука, приводящим к уменьшению турбулентных шумов и росту тока. Поскольку для С–Н-плазмы величина

$$(Z_1/3.4)(T_e/T)(A_2/A_1)^2 \simeq 10^{-2}T_e/T$$

достаточно велика, то все кривые на рис. 2, с хорошо различимы в широком интервале изменения  $n_2/n_1$ .

Установленные выше зависимости эффективной глубины проникновения поля в неизотермическую плазму от ее ионного состава позволяют видеть возможности реализации тех или иных условий эффективности турбулентного нагрева электронов и ионов как на периферии, так и в основном объеме токовых разрядов. Знание таких зависимостей представляет интерес для режимов импульсного воздействия вихревого напряжения на плазму, а также для режимов с быстро изменяющимся положением токового шнура (см., например, [5]). Существенным моментом в изложенной теории является обнаружение аномального влияния малой доли примеси легких ионов на темп проникновения поля в плазму. Последнее следует учитывать при выборе материала для стенок разрядной камеры.

Работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ РФ (грант № НШ4122.2006.2).

## Список литературы

- [1] Брейзман Б.Н., Мирнов В.В., Ротон Д.Д. // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 10. С. 1817.
- [2] Sizonenko V.L., Stepanov K.N. // Nuclear Fusion. 1970. Vol. 10. N 1. P. 155.
- [3] Nishida Y., Hirose A., Skarsgard H.M. // Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. N 12. P. 653.
- [4] Волков Е.Д., Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Сухомлин Е.М. Коллективные явления в токнесущей плазме. Киев: Наук. думка, 1979. 186 с.
- [5] Виноградов Н.И., Извозчиков А.Б., Шаховец К.Г. Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1177. 1987. 36 с.
- [6] Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 29.
- [7] Силин В.П., Урюпин С.А. // ЖЭТФ. 1992. Т. 102. Вып. 1. С. 78.
- [8] Кузора И.В., Силин В.П., Урюпин С.А. // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. Вып. 5. С. 1194.
- [9] Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Госатомиздат, 1961. 91 с.