

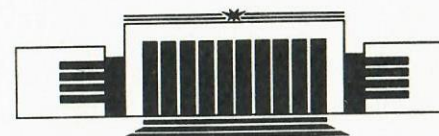


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

О ТЕМПЕРАТУРЕ ИОНОВ
ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

ПРЕПРИНТ 90-70



НОВОСИБИРСК

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

О ТЕМПЕРАТУРЕ ИОНОВ
ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

ПРЕПРИНТ 90-70

НОВОСИБИРСК

1990

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В работе обсуждается природа аномально высокой температуры ионов ($T_i \sim 50 \text{ эВ} \gg T_e$), наблюдаемой в струях газоразрядной мишенной плазмы. При этом при движении вдоль плазменной струи сохраняется отношение $T_i/T_e \gg 1$, несмотря на то, что релаксационное время выравнивания температур много меньше пролетного времени жизни ионов в струе. Экспериментально показано, что эта аномалия связана с развитием в плазменной струе низкочастотной ($\omega < \omega_{ci}$) неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, вызывающей соответствующую частотную модуляцию радиального электрического поля струи, что приводит, в конечном итоге, к стохастическому нагреву ионов. Даются оценки энергетического баланса с учетом динамики развивающихся в плазменной струе процессов теплопереноса.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из сценариев накопления и поддержания горячей плазмы в открытых магнитных ловушках является инжекция пучков быстрых атомов. На начальной стадии накопления «мишенью» для захвата инжектируемых пучков служит предварительно созданная в ловушке относительно холодная плазма. Заполнение ловушки этой мишенной плазмой часто осуществляется с помощью газоразрядных источников, расположенных в запобочных областях, т.е. генерируемые источниками плазменные струи проникают в ловушку, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля. Для создания мишенной плазмы в установке АМБАЛ-Ю [1] были разработаны кольцевые [2] и щелевые [3] типы (геометрический фактор в названии источника определяется топологией разрядного канала) импульсных дуговых источников плазмы, обладающие удовлетворительными мишенными свойствами (плотность плазмы на выходе из источника $n_0 \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации более 99,9%).

Важной характеристикой мишенной плазмы является также электронная температура T_e , определяющая как ее степень ионизации, так и энергетическое время жизни в плазме горячих ионов, образующихся в результате захвата инжектируемых быстрых атомов. Температура электронов плазменных струй измерялась различными методиками и составила 10—20 эВ, что является типичной величиной для подобных импульсных дуговых источников плазмы.

Другим существенным параметром мишенной плазмы является

температура ионов T_i , определяющая энергию основного потока атомов перезарядки на стенки вакуумной камеры, и, тем самым, газовую обстановку вблизи плазмы. Обычно газоразрядные источники характеризуются $T_i \leq T_e$. Однако эксперименты [4, 5] с обсуждаемыми здесь источниками плазмы показали, что исследуемые плазменные струи обладают аномально высокой температурой ионов $T_i \sim 50 \text{ эВ} \gg T_e$. Эта аномалия стала еще более вызывающей в экспериментах с протяженными струями, когда релаксационное время выравнивания температур было много меньше пролетного времени жизни ионов в струе. Единственное непротиворечивое объяснение этой аномалии можно найти только на основе предположения о наличии в струе некоторого механизма постоянного нагрева ионов, связанного, по-видимому, с нелинейными процессами, обусловленными взаимодействием с плазмой сильных ВЧ-полей. При этом электронная компонента плазменной струи оказывается своеобразным термостатом в силу высокой электронной теплопроводности вдоль силовых линий ведущего магнитного поля и практически неограниченной эмитирующей способности катода источника плазмы.

Такой механизм был нами экспериментально обнаружен. Термодинамически неравновесная природа плазменных струй служит источником развития в них различных плазменных неустойчивостей. В частности, как было показано в [6], в нашем случае в плазменной струе развивается такая специфическая неустойчивость, как неустойчивость Кельвина—Гельмгольца (НКГ), связанная, в конечном итоге, с конкретной топологией электродов источника плазмы. Развитие НКГ приводит к возбуждению в плазменной струе соответствующей частотной модуляции радиального электрического поля. На нелинейной стадии НКГ возбуждаемые в плазме волновые пакеты, распространяющиеся поперек магнитного поля, затухают на «столкновениях» с ионами [7], что и приводит в итоге к насыщению неустойчивости. Потеря энергии волной в силу самосогласованности нелинейной системы «поля и частицы» сопровождается ростом энергии частиц, в данном случае ионов, т.е. реализуется возможность стохастического нагрева ионов в флуктуирующем электрическом поле плазменной струи.

Конструктивные особенности источника плазмы с кольцевой геометрией разрядного канала позволяют достаточно просто подавлять НКГ обращением радиального электрического поля плазменной струи [8], сохраняя при этом неизменными такие основные параметры струи, как плотность и температура электро-

нов на выходе из источника. При этом, как было отмечено в [8], в плазменной струе наблюдается значительное снижение ионного тока насыщения лентгмюровского зонда, что естественно было связать с падением температуры ионов. Подробное изучение этого явления (связи температуры ионов плазменной струи с неустойчивостью Кельвина—Гельмгольца) было проведено в настоящей работе.

Изложение материала дается в следующей последовательности: раздел 2 содержит общую схему экспериментальной установки и краткое описание используемых диагностических методик; в разделе 3 представлены экспериментальные результаты исследований связи НКГ и T_i , T_e ; раздел 4 посвящен обсуждению результатов наших исследований; в заключительном разделе дается общее представление о динамике развивающихся в плазменной струе процессов теплопереноса.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ МЕТОДИКИ

Общая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Подробное описание установки, источника плазмы и харак-

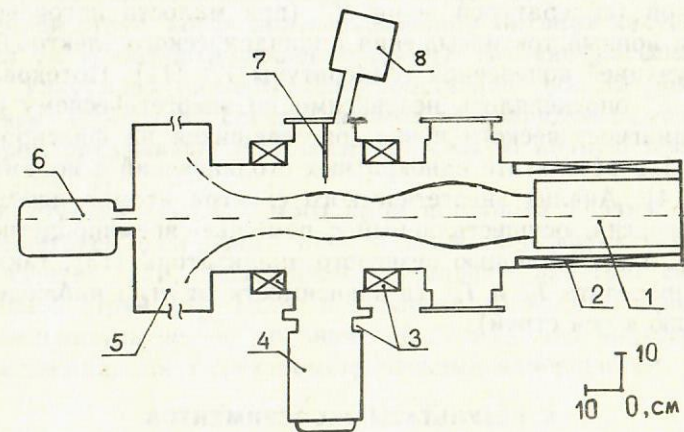


Рис. 1. Общая схема экспериментальной установки:

1 — источник плазмы; 2 — соленоид источника плазмы; 3 — катушки пробкотрона; 4 — диагностический инжектор; 5 — плазмодетектор; 6 — цезиевый или времяпролетный анализатор; 7 — подвижные зонды; 8 — анализатор высокоэнергетических атомов.

теристики генерируемой им плазменной струи можно найти в [2, 4, 6, 8].

Для определения электронной и ионной температур в плазменной струе в наших экспериментах использовался большой набор различных (как прямых, так и косвенных) диагностических методов. Перечислим основные из них.

Распределение электронной температуры по сечению плазменной струи снималось подвижными тройными ленгмюровскими зондами [9], а также с помощью помехозащищенного зонда специальной конструкции [10] по электронной ветви ВАХ. Усредненная по диаметру струи электронная температура определялась из сравнения ослаблений совмещенных атомарных пучков водорода и аргона [2]. Кроме того, температура электронов оценивалась по относительной интенсивности линий H_α , H_β , H_γ .

Распределение продольной и поперечной температуры ионов снималось трехэлектродным макрозондом, один электрод которого представляет собой цилиндрическую поверхность с осью, ориентированной вдоль ведущего магнитного поля, и с отношением длины цилиндра к его диаметру $l/d \gg 1$, другой электрод — диск того же диаметра на одном из торцов цилиндра, и третий — опорный электрод для смещения первых двух под потенциал ионного тока насыщения. В случае $T_i \gg T_e$ и при достаточной величине магнитного поля ионный ток насыщения на диск будет определяться только продольной температурой ионов $T_i^{\parallel}$ (при малости потоковой скорости), а ионный ток насыщения цилиндрического электрода некоторой функцией поперечной температуры $T_i^{\perp}$ [11]. Потоковая скорость и $T_i^{\parallel}$ определялись независимо по энергетическому спектру атомов диагностического пучка, рассеявшихся на фиксированный угол $\theta \ll 1$ в результате однократных столкновений с ионами плазмы [12, 4]. Анализ энергетического спектра атомов перезарядки низких энергий, осуществляемый с помощью времяпролетной техники [5], или с помощью цезиевого анализатора [13], также позволял определять $T_i^{\parallel}$ и $T_i^{\perp}$ (в зависимости от угла наблюдения по отношению к оси струи).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Все используемые нами диагностические методики дают хорошо согласующиеся между собой значения температур. В зависимости от газового режима работы источника плазмы электронная температура составляет 10—20 эВ (в номинальном режиме

$T_e \approx 10$ эВ) и не зависит от того, развивается в струе НКГ, или нет. В поперечном сечении плазменной струи T_e , в целом, однородна, но на самых крайних радиусах (диффузионных «крыльях») струи наблюдается некоторое систематическое увеличение T_e на несколько электронвольт, что, впрочем, лежит в основном в пределах ошибки измерений. В этих же пределах находится наблюдаемый в экспериментах рост T_e вдоль плазменной струи при удалении точки измерения от источника.

В штатном режиме работы источника плазмы, характеризующемся развитием в струе НКГ, $T_i^{\perp}$ и $T_i^{\parallel}$ основной компоненты близки и составляют около 40—60 эВ. При этом цезиевый и времяпролетный анализаторы обнаруживают в продольной энергии атомов перезарядки еще и более низкоэнергетическую компоненту, соответствующую $T_i^{\parallel} \approx T_e$ (рис. 2). Временные зависимости тока дуги в источнике, T_e и $T_i^{\perp}$, $T_i^{\parallel}$ представлены на рис. 3. Обращает на себя внимание быстрое падение ионной температуры плазмы после выключения разряда в источнике ($t \approx 1,5$ мс). В это же время наблюдается прекращение активности плазмы на частотах НКГ (рис. 4), поскольку исчезает задаваемое падением напряжения на разряде неравновесное радиальное электрическое поле.

Как было замечено в [6], в случае стандартного ямообразного распределения потенциала плазмы НКГ не развивается в короткой плазменной струе, когда при выключенном питании катушек пробкотрона (и транспортирующей области) она «выбрасывается» на стенки вакуумной камеры непосредственно вблизи выхода из источника. Измерения спектра атомов перезарядки цезиевым анализатором показывают в этом случае низкую ионную температуру $T_i \approx T_e$ (рис. 5).

Конструкция используемого нами источника плазмы с кольцевой геометрией разрядного канала позволяет эффективно подавлять развитие НКГ, обращением радиального электрического поля плазменной струи [8]. Такое подавление приводит также к падению температуры ионов до значений $T_i \approx T_e$, что подтверждается как зондовыми, так и спектрометрическими измерениями.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, основной вывод по экспериментальным результатам, приведенным в предыдущем разделе, заключается в том,

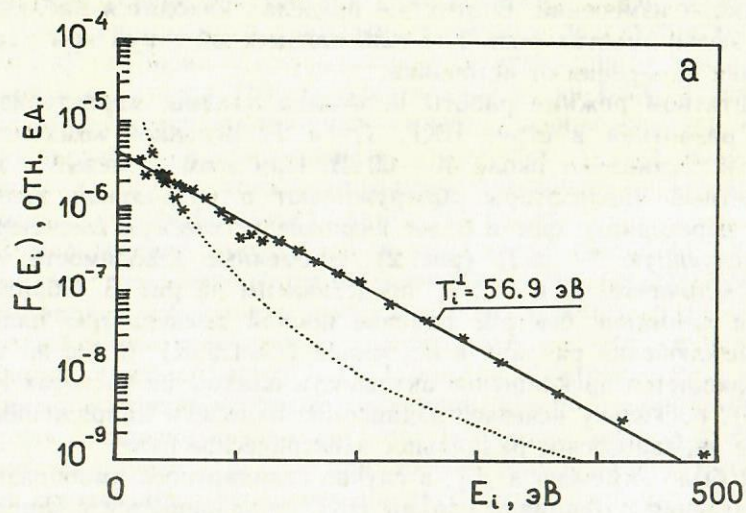


Рис. 2. Энергетические спектры атомов перезарядки низкой энергии в протяженной плазменной струе:

а) $T_i^\perp$; б) $T_i^\parallel$, времяпролетный анализатор; в) $T_i^\parallel$, цезиевый анализатор. Минимально регистрируемый поток показан точечной кривой.

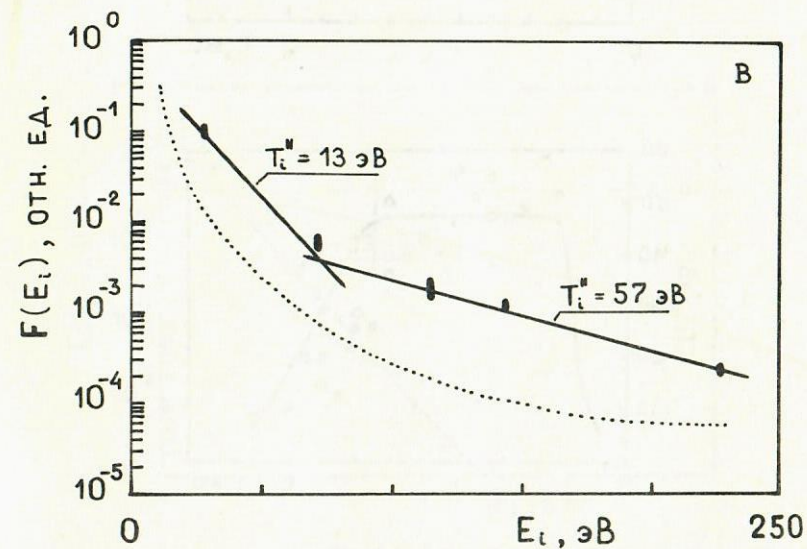
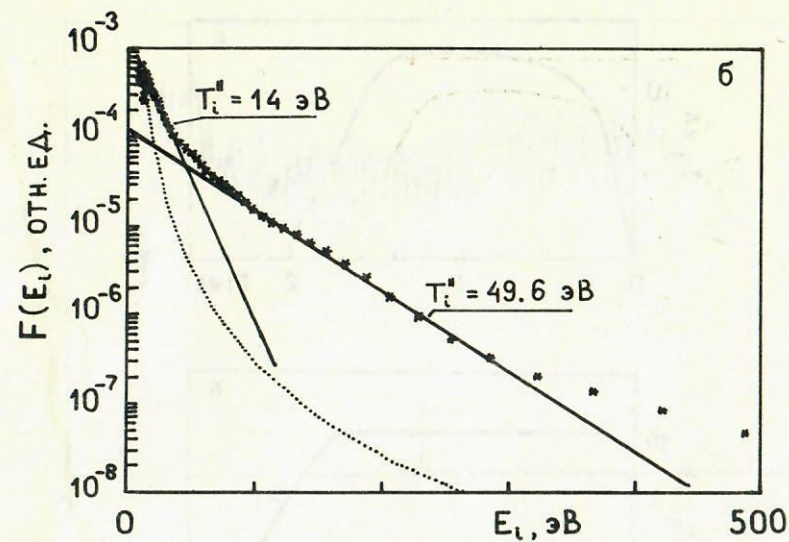


Рис. 2.

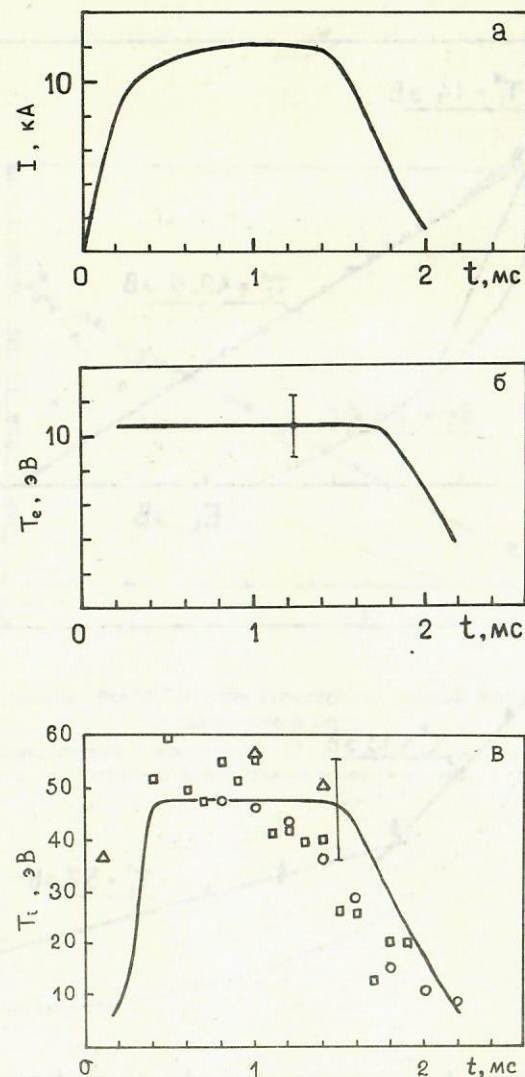


Рис. 3. Ток дуги (а); T_e (б); $T_i^\perp$, $T_i^\parallel$ (в) ($\square$ — времяпролетный анализатор, $\circ$ — рассеяние быстрых атомов, $\triangle$ — цезиевый анализатор, сплошная линия — трехэлектродный макрозонд). Указанный значком $\pm$ разброс определяется реальными пульсациями соответствующего параметра в эксперименте.

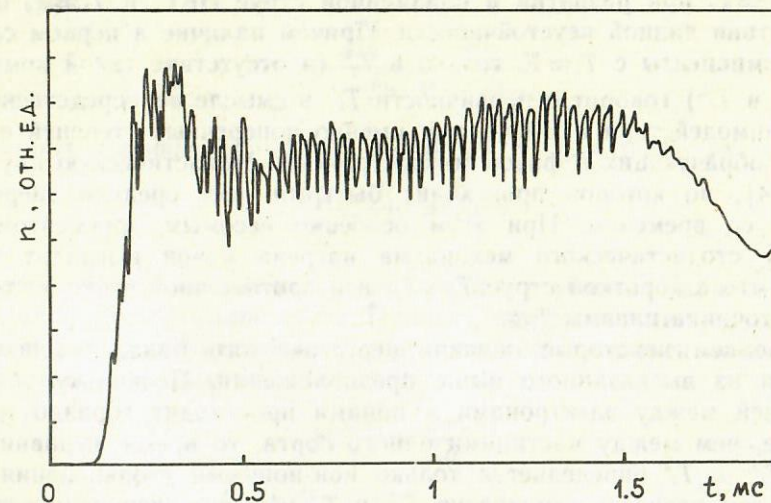


Рис. 4. Колебания плотности плазмы в струе при неустойчивости Кельвина — Гельмгольца.

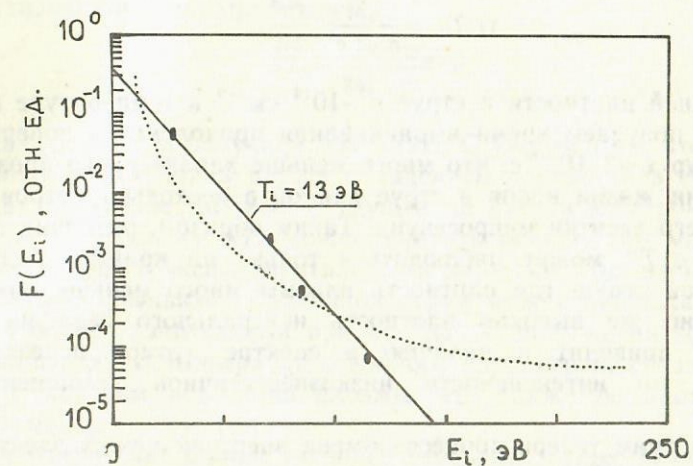


Рис. 5. Энергетический спектр атомов перезарядки низкой энергии, снятый цезиевым анализатором в короткой плазменной струе.

что $T_i \gg T_e$ при развитии в плазменной струе НКГ, и $T_i \approx T_e$ при отсутствии данной неустойчивости. Причем наличие в первом случае компоненты с $T_i \approx T_e$ только в $T_i^{\parallel}$ (и отсутствие такой компоненты в $T_i^{\perp}$) говорит о первичности $T_i^{\perp}$ в смысле непосредственного взаимодействия с ВЧ-полями именно поперечных степеней свободы, образующих в фазовом пространстве стохастическую паутину [14], по которой происходит быстрый рост средней энергии ионов со временем. При этом особенно весомым аргументом в пользу стохастического механизма нагрева ионов выглядит тот факт, что в короткой струе $T_i \approx T_e$, а в протяженной струе из того же источника плазмы $T_i \gg T_e$.

Сделаем некоторые оценки энергетического баланса плазмы, исходя из высказанного выше предположения. Поскольку обмен энергией между электронами и ионами происходит гораздо медленнее, чем между частицами одного сорта, то время выравнивания $T_i^{\perp}$ и $T_i^{\parallel}$ определяется только ион-ионными столкновениями. При этом разность температур $T_i^{\perp}$ и $T_i^{\parallel}$ убывает экспоненциально и уменьшается в e раз (в случае близких температур $T_i^{\perp} - T_i^{\parallel} \ll T_i^{\perp}$) за время $\tau = 1,56\tau_1(T_i)$ [15], где τ_1 — простейшее время релаксации, определяемое известной формулой

$$\tau_1(T_i) = \frac{\sqrt{M}}{\pi\sqrt{2}e^4} \frac{T_i^{3/2}}{\lambda n}.$$

При средней плотности в струе $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температуре ионов $T_i \sim 50 \text{ эВ}$ получаем время выравнивания продольной и поперечной температур $\tau \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, что много меньше характерного пролетного времени жизни ионов в струе длиной в несколько метров, составляющего десятки микросекунд. Таким образом, различие температур $T_i^{\parallel} \ll T_i^{\perp}$ может наблюдаться только на крайних радиусах плазменной струи, где плотность плазмы много меньше пиковой. Достаточно же высокая плотность нейтрального газа на этих радиусах приводит к наличию в спектре атомов перезарядки заметной по интенсивности низкоэнергетичной компоненты с $T_i^{\parallel} \approx T_e$.

Рассмотрим теперь процесс обмена энергией между электронами и ионами. Мощность, получаемую электронами от ионов в единичном объеме плазмы, можно записать в виде

$$\frac{dW_{ei}}{dt} = -\frac{dW_{ie}}{dt} = \frac{3}{2} n \frac{T_i - T_e}{\tau_{ei}},$$

где τ_{ei} — время столкновительного обмена энергией, определяемое как [16]

$$\tau_{ei} = \frac{3}{8\sqrt{2}\pi} \frac{MT_e^{3/2}}{m^{1/2}e^4\lambda n}.$$

В наших условиях ($T_e \sim 10 \text{ эВ}$, $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$) $\tau_{ei} \sim 10 \text{ мкс}$, так что

$$\frac{dW_{ei}}{dt} \sim 10 \text{ Вт/см}^3. \quad (1)$$

Выражение (1) можно теперь подставить в условие баланса энергии электронной компоненты. Полагая потери энергии на излучение, и потери, обусловленные переносом тепла поперек магнитного поля, малыми, получаем

$$k_{\parallel}^e \frac{d^2 T_e}{dz^2} = \frac{dW_{ei}}{dt},$$

где $k_{\parallel}^e$ — коэффициент продольной электронной теплопроводности, а ось Oz направлена вдоль магнитного поля. При постоянной по длине плазменной струи мощности нагрева dW_{ei}/dt для перепада электронной температуры ΔT_e между точкой измерения и источником плазмы следует выражение

$$\Delta T_e = \frac{1}{2k_{\parallel}^e} \frac{dW_{ei}}{dt} z^2,$$

откуда для $z = 1 \text{ м}$ получаем $\Delta T_e \sim 5 \text{ эВ}$. С учетом того, что по мере удаления от источника вместе с падением плотности в струе происходит и падение мощности, идущей на нагрев электронной компоненты, эту оценку ΔT_e можно считать оценкой по максимуму, согласующейся с экспериментальными данными. При этом на диффузионных «крыльях» плазменной струи может наблюдаться несколько более значительный прирост ΔT_e в силу магнитной термоизоляции этих «крыльев» от основного ядра струи, связанного по полю с катодом источника плазмы, что также не противоречит эксперименту.

Энергетический баланс ионной компоненты существенным образом зависит от реального характера распространения возбуждаемых неустойчивостью волн в неоднородной плазме. Не делая в данной работе попытки к решению такой задачи, мы выскажем только несколько замечаний. Поле отдельного волнового пакета в

первом приближении можно представить в виде

$$E(\theta, t) = E_0(t) \exp \{i(m\theta - \omega t)\},$$

где $dE_0/dt = \gamma E_0$, γ — декремент затухания волны. Тогда плотность мощности dW_E/dt , передаваемая плазме от волны, определится как

$$\frac{dW_E}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{EE^*}{8\pi} \right) = 2\gamma \epsilon_{\perp} E_0^2 / 8\pi.$$

Полагая $\epsilon_{\perp} \approx (\omega_{pi}/\omega_{ci})^2 \sim 10^5$, $E_0 \sim 10^2$ В/см и $\gamma \sim 10^5$ с⁻¹ [6], получаем

$$\frac{dW_E}{dt} \sim 10 \text{ Вт/см}^3.$$

Таким образом, поток энергии, передаваемый ионам нелинейными процессами от ВЧ-полей в результате механизма стохастического нагрева, соответствует по порядку потоку энергии от ионов к электронам (1), т.е. стационарное значение $T_i \sim 50$ эВ определяется балансом этих потоков.

Мощность, идущая на нагрев ионной компоненты, безусловно должна составлять малую часть от полной мощности дугового разряда в источнике плазмы. При номинальном потоке ионов из источника в 2—3 кА на нагрев ионов уходит мощность, оцениваемая величиной порядка 100 кВт, в то время как мощность дугового разряда около 1 МВт (напряжение на разряде 100 В, ток разряда 10 кА).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, динамику развивающихся в плазменной струе процессов теплопереноса можно представить в следующем виде. Радиальное нелинейное электрическое поле плазменной струи, связанное с падением напряжения на разряде в источнике, приводит к неоднородному азимутальному дрейфу плазмы в скрещенных полях. Этот неоднородный дрейф вызывает развитие низкочастотной неустойчивости Кельвина—Гельмгольца, сопровождаемой соответствующей частотной модуляцией радиального электрического поля. На нелинейной стадии развития происходит насыщение этой неустойчи-

вости на столкновениях типа «волна-частица». Следствием хаотического изменения фазы столкновений становится стохастический нагрев ионов, растет $T_i^{\perp}$. На ионных столкновениях в плотной плазме происходит быстрое ($\tau \sim 3$ мкс) выравнивание $T_i^{\parallel}$ и $T_i^{\perp}$, а на электрон-ионных столкновениях — передача энергии от ионной компоненты плазменной струи к электронной с характерными временами масштаба 10 мкс. При этом температура ионов T_i определяется балансом потоков энергий между ВЧ-полями, ионами и электронами плазмы. Поток энергии, достигающий электронной компоненты, в силу высокой электронной теплопроводности и практически неограниченной эмитирующей способности катода источника плазмы, выносится вдоль удерживающего струю магнитного поля.

Заметим еще, что величина мощности, передаваемая при этом в электронную компоненту (масштаба 100 кВт), сравнима с мощностью, вкладываемой в электроны при торможении быстрых ионов, захваченных в установке АМБАЛ-Ю при инжекции в плазму интенсивных атомарных пучков [1]. На этом уровне поглощаемой мощности, как следует из наших экспериментов, нельзя ожидать заметного подъема электронной температуры, не обеспечив прежде разрыва контакта плазменной струи с эмитирующими поверхностями.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Г.И. Димову за постоянное внимание к работе и предоставленную возможность закончить ее, Е.В. Шунько за непосредственную помощь в проведении зондовых измерений электронной температуры и всему советско-американскому коллективу сотрудников, принимавших участие в экспериментах с времяпролетным анализатором на установке АМБАЛ-Ю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып.3, с.13.
2. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. Физика плазмы, 1982, т.8, с.970.
3. Димов Г.И., Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1989, вып.3, с.58.
4. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В., Таскаев С.Ю. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 86-77. Новосибирск, 1986.
5. Carter M., Behne D., Hulsey S. et al. Preprint INP, № 87-163. Novosibirsk, 1987.
6. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. Физика плазмы, 1990, т.16, с.700.
7. Dupree T.H. Phys. Fluids, 1968, v.11, p.2680.

8. *Кабанцев А.А.* Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 89-164. Новосибирск, 1989.
9. *Залкинд В.М., Павличенко О.С., Тарасенко В.П.* Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы и проблемы УТР, 1975, вып.2(4), с.69.
10. *Шунько Е.В.* V Всесоюзное совещание по диагностике высокотемпературной плазмы: Тезисы докладов. Минск, 18—22 июня, 1990, с.232.
11. *Атетича Н.* Jpn. J. Appl. Phys., 1989, v.28, p.1109.
12. *Абрамов В.Г., Афросимов В.В., Гладковский И.П. и др.* ЖТФ, 1971, т.41, с.1924.
13. *Таскаев С.Ю.* V Всесоюзное совещание по диагностике высокотемпературной плазмы: Тезисы докладов. Минск, 18—22 июня, 1990, с.191.
14. *Заславский Г.М., Сагдеев Р.З.* Введение в нелинейную физику.—М.: Наука, 1988, гл.13.
15. *Трубников Б.А.* Вопросы теории плазмы под ред. Леонтовича М.А.—М.: Госатомиздат, 1963, вып.1, с.181.
16. *Трубников Б.А.* Там же, вып.1, с.178.

А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев

О ТЕМПЕРАТУРЕ ИОНОВ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 13 июня 1990 г.
Подписано в печать 19.06. 1990 г. МН 08727
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 70

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринте Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*