

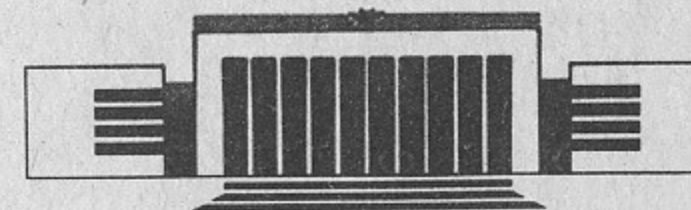


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.В. Бурдаков, В.В. Поступаев

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА
ПРИ ПУЧКОВОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

ПРЕПРИНТ 92-9



НОВОСИБИРСК

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА ПРИ ПУЧКОВОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

А. В. Бурдаков, В. В. Поступаев

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе обсуждается динамика перераспределения тепла в плазме, нагреваемой микросекундным релятивистским электронным пучком на установке ГОЛ-3. Зависимость электронной температуры плазмы от времени и расстояния до точки инжекции пучка сравнивается с расчётами теплопереноса по электронной теплопроводности. На стадии остывания плазмы временной ход её температуры хорошо описывается классической электронной теплопроводностью на торцы. В то же время и динамика роста наблюдаемой электронной температуры, и её распределение по длине установки во время инжекции пучка не могут быть объяснены классической электронной теплопроводностью. Для получения соответствия с экспериментом в расчётах требуется предположить уменьшение теплопроводности в течение инжекции пучка по крайней мере на 2-3 порядка (для электронных температур порядка 1 кэВ).

© Институт ядерной физики СО РАН

1. ВВЕДЕНИЕ

На I очереди установки ГОЛ-3 [1] ведутся эксперименты по исследованию нагрева плазмы при коллективной релаксации микросекундного релятивистского электронного пучка. В частности, в недавних экспериментах [2] проводилось детальное изучение нагрева максвелловской части электронной компоненты плазмы. Настоящая работа посвящена анализу процессов переноса тепла в такой плазме как на стадии её остывания после прекращения инжекции пучка, так и во время нагрева в условиях существования высокого уровня ленгмюровской турбулентности. Эти процессы имеют существенное значение для расчёта баланса энергии системы пучок-плазма. В особенности они важны для экспериментов с электронным пучком микросекундной длительности, когда характерные времена остывания сравниваются по порядку величины с длительностью нагрева (в отличие от экспериментов с наносекундными пучками, где в энергетическом балансе процессами теплопроводности обычно можно пренебречь [1,3-5]).

В настоящее время ведутся эксперименты по нагреву плазмы пучками, имеющими энергозапас в импульсе до 100 кДж [6,7]. Такая энергетика и достаточно высокая эффективность передачи энергии от пучка к плазме (до 25%) позволили получить в экспериментах на установке ГОЛ-3 электронную температуру, доходящую до величин порядка 1 кэВ при плотности плазмы $\sim 10^{15}$ см⁻³ [2]. Целью настоящей работы является сравнение наблюдаемого в экспериментах на установке ГОЛ-3 распределения электронной температуры по длине плазменного столба и его эволюции во

времени с модельными расчётами процессов выделения и переноса тепла в плазме.

2. ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Кратко напомним постановку и геометрию экспериментов [2]. В пробкотроне с ведущим магнитным полем 5.5 Т и полем в пробках 12 Т создаётся столб водородной плазмы длиной около 7 м и диаметром 8 см. Затем в эту плазму через тонкую фольгу, расположенную во входной пробке, инжектируется релятивистский электронный пучок с типичной длительностью 3+5 нс и энергозапасом (в обсуждаемой серии экспериментов) 30+80 кДж. Диаметр пучка в плазме 6 см. В результате коллективного взаимодействия с плазмой пучок может терять до 20-25% своей энергии. Плотность плазмы в обсуждаемых экспериментах лежала в диапазоне $(0.8+1.2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 показана типичная для экспериментов [2] эволюция профиля электронной температуры плазмы по длине установки. Эти данные получены из измеренных на различном расстоянии от точки инжекции пучка величин диамагнетизма плазмы nTS (измерения проводились на расстояниях 40...570 см от входной фольги зондами, расположенными приблизительно через 100 см). Как было показано в работе [2], для обсуждаемых экспериментов с плазмой плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ вклад ионов и надтепловых электронов в диамагнитные сигналы относительно невелик, поэтому эти измерения адекватно описывают поведение электронной температуры (из приведённого на рис. 1 профиля температуры также видно, что неоднородность нагрева плазмы сохраняется достаточно длительное время, что указывает на отсутствие существенной популяции запертых быстрых электронов).

Обратим внимание на характерные особенности распределения, приведённого на рис. 1. Во-первых, рост температуры продолжается монотонно в течение всего времени инжекции пучка. Во-вторых, распределение электронной температуры по длине установки неоднородно, эта неоднородность сохраняется в течение всей длительности нагрева. Получаемый во время нагрева профиль энергосодержания плазмы по длине установки близок к профилю,

получаемому в экспериментах с наносекундными пучками (см., напр., [1, 3, 4]). В-третьих, сразу после окончания нагрева температура электронов по длине установки быстро выравнивается, вблизи торцов происходит более сильное охлаждение плазмы.

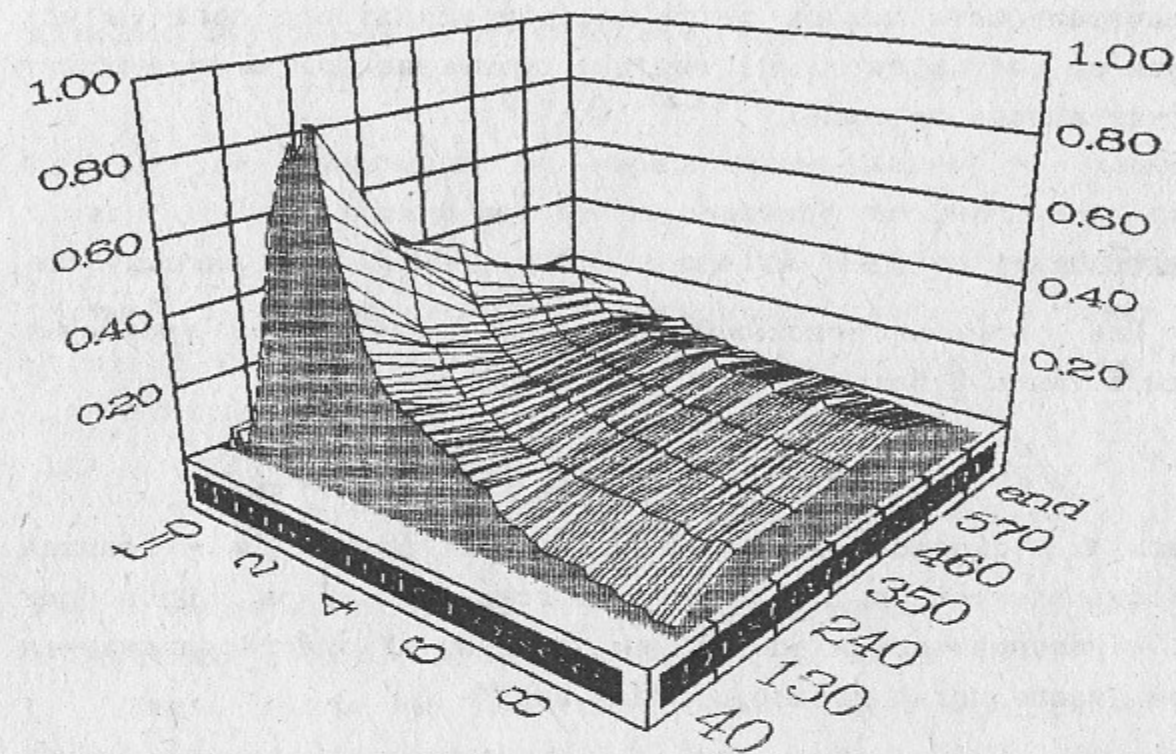


Рис. 1 Динамика изменения температуры, полученной из диамагнитных измерений, по длине установки. Температура в кэВ, время в микросекундах, расстояние от входной фольги в сантиметрах.

Следует сразу же отметить, что полученные значения энергосодержания плазмы не могут быть объяснены джоулевым нагревом протекающим по плазме обратным током пучка. Простые оценки показывают, что температура, до которой плазма может нагреться обратным током, в условиях экспериментов на установке ГОЛ-3 не превышает 15-20 эВ для плотности 10^{15} см^{-3} . Близкие к этим оценки получаются и для температуры, выше которой отсутствуют условия появления аномального сопротивления из-за развития ионно-звуковой или бунемановской неустойчивостей (см., напр., [8, 9]). Отсутствие заметного нагрева плазмы в результате этих механизмов было экспериментально подтверждено при инжекции в

плазму пучка, имеющего большой угловой разброс при сохранении остальных параметров, когда отсутствуют условия для развития пучковой неустойчивости. Как и в экспериментах с наносекундными пучками, энерговыделение в плазме в этом случае резко падало.

Как уже указывалось в [2], прямые измерения показывают незначительность потерь тепла поперёк магнитного поля (в основном за счёт излучения), поэтому остывание плазмы происходит за счёт потерь на торцы.

3. МЕТОДИКА РАСЧЁТОВ

Для расчётов использовалось хорошо известное уравнение баланса тепла в плазме (см., напр., [10]):

$$\frac{3}{2} \frac{dp}{dt} + \text{div} \left(\frac{3}{2} pV \right) + p \cdot \text{div} V = -\text{div} q + u \cdot \nabla p_e + \Sigma Q \quad (1)$$

(здесь V - скорость движения плазмы как целого, u - токовая скорость электронов, Q - нагрев от всех источников). Пренебрегая макроскопическим движением плазмы и энергосодержанием ионов, можно легко привести его к виду

$$\frac{3}{2} \cdot n \cdot \frac{dT}{dt} = -\text{div} q + \Sigma Q \quad (2)$$

(здесь и далее будут подразумеваться величины, относящиеся к электронной компоненте плазмы, если не указано другое). В случае плазмы, однородной по поперечному сечению и длине; однородного по сечению энерговыделения; незначительности поперечных потерь это уравнение ещё больше упрощается:

$$\frac{3}{2} \cdot n \cdot \frac{dT}{dt} = \frac{d}{dx} \left(* \frac{dT}{dx} \right) + \Sigma Q, \quad (3)$$

где x - координата вдоль плазменного столба, отсчитываемая от точки инжекции пучка в плазму, т.е. от фольги, расположенной во входной пробке. Коэффициент продольной электронной теплопроводности брался из [10]:

$$* = f(Z_{\text{eff}}) \cdot \frac{n T_e \tau_e}{m_e}, \quad (4)$$

где $f(Z_{\text{eff}})$ равна 3.16 для $Z_{\text{eff}} = 1$, 4.9 для $Z_{\text{eff}} = 2$ и

12.5 для $Z_{\text{eff}} = \infty$, а величина

$$\tau_e = \frac{3.5 \cdot 10^4}{(\Lambda/10)} \cdot \frac{T_e^{3/2}}{Z_{\text{eff}}^2 \cdot n_1} \quad (5)$$

В приведённых формулах T_e выражена в эВ, остальные величины - в единицах СГС. Функцию источника, пренебрегая нагревом обратным током по сравнению с нагревом за счёт развития пучковой неустойчивости, представим в виде:

$$Q = \frac{P \cdot \eta}{S \cdot L} \cdot \Phi(x), \quad (6)$$

где η - доля энергии пучка, передаваемая плазме, P - мощность пучка, $\Phi(x)$ - нормированная на единицу по интегралу форма энерговыделения. Принимая для упрощения кулоновский логарифм Λ равным 13, получаем уравнение переноса тепла в удобных для расчётов единицах со следующими численными коэффициентами (для $Z_{\text{eff}} \sim 1$, принимаем $n \approx n_e \approx n_1$):

$$\frac{dT}{dt} = \frac{269}{n \cdot Z_{\text{eff}}^2} \cdot \frac{d}{dx} \left(T^{5/2} \cdot \frac{dT}{dx} \right) + 41.6 \cdot \frac{P \cdot \eta}{n \cdot S \cdot L} \cdot \Phi(x), \quad (7)$$

здесь T измеряется в кэВ, t - в микросекундах, P - в ГВт, n - в единицах 10^{15} см^{-3} , x и L - в метрах, S - в см^2 .

Часть программы, непосредственно реализующую разностную схему для решения уравнения (7), была написана П.З.Чеботаевым. Алгоритмы и особенности реализации этой разностной схемы аналогичны описанным в [11]. В качестве начального распределения температуры по длине плазменного столба могла браться либо постоянная по длине, либо экспоненциально спадающая температура (таким образом можно было учесть и подогрев плазмы за счёт протекания обратного тока). Торцы считались имеющими нулевую температуру и бесконечную теплоёмкость.

Рассмотрим основные предположения, которые делались при сравнении экспериментальных данных с расчётами по указанной выше схеме. Часть из этих предположений в условиях обсуждаемых экспериментов на ГОЛ-3 выполняется всегда (холодные торцы, отсутствие поперечных потерь тепла - см. [2], конфигурация магнитного поля), однако есть и ограничения, которые необходимо учитывать при сравнении расчётов с экспериментом. Кратко на них остановимся.

Длина свободного пробега. Очевидно, что для применимости выбранного рассмотрения необходимо выполнение условия $\lambda \ll l$, где l - характерный масштаб, на котором температура существенно изменяется, а $\lambda = 2 \cdot 10^{18} \cdot T^2 / (n \cdot Z_{eff}^2)$ - длина свободного пробега электронов (T в кэВ, остальное в СГС). Это условие безусловно выполняется для температур до нескольких сот электронвольт. В плазме с температурой около 1 кэВ указанное условие формально нарушается, однако расчёты в этом случае можно рассматривать как качественную оценку поведения плазмы, если не имеется оснований судить о наличии аномального рассеяния электронов.

Макроскопическая неподвижность плазмы и постоянство плотности плазмы по длине установки. В проведённых расчётах предполагалось отсутствие значительных смещений плазмы вдоль магнитного поля. Экспериментально измеренное распределение энергосодержания плазмы по длине установки (рис. 1) показывает наличие значительного градиента давления вдоль магнитного поля. Простые оценки показывают, что в наших условиях к концу импульса нагрева в области максимального градиента давления может происходить смещение плазмы на несколько десятков сантиметров и, соответственно, изменение профиля плотности плазмы по длине установки. При определённых профилях энергосодержания по длине установки в принципе возможно "опрокидывание" профиля плотности и возникновение ударных волн, распространяющихся от области максимального энергосодержания к торцам установки¹⁾. Другая возможная причина нарушения однородности плазмы - "выжигание" плазмой газа, первоначально находящегося в вакуумной камере вне апертуры плазмы, за счёт теплового движения этого газа в течение времени между началом разряда, создающего предплазму, и инжекцией электронного пучка. Третья возможная причина нарушения однородности плазмы - взрывное испарение и быстрый разлёт тонкого поверхностного слоя ограничивающих плазму фольг, что приводит к увеличению плотности и Z_{eff} вблизи торцов.

¹⁾ На это обстоятельство авторам указал Д. Д. Рютов

4. ОСТЫВАНИЕ ПЛАЗМЫ

Рассмотрим процесс остывания плазмы. Вблизи от центрального по длине сечения камеры, где проведены наиболее подробные измерения диамагнетизма плазмы и температуры по томсоновскому рассеянию, временной ход температуры на стадии распада в случае классической теплопроводности можно описать приближённой формулой, легко получаемой из (7)²⁾:

$$T = \frac{T_{max}}{(1+\alpha t)^{2/5}}, \quad (8)$$

где величина $\alpha = f(n, Z_{eff})$ определялась из численного счета для данной точки установки. Единственным параметром, прямо не измеряемым в эксперименте, является Z_{eff} , которая в нашем случае должна составлять 1.3 ± 2.0 для того, чтобы расчётная кривая совпала с измеренной.

На рис. 2 представлен временной ход диамагнетизма плазмы в сравнении с расчётом остывания по классической модели, при этом на нижней половине этого рисунка специальный выбор осей координат делает это сравнение более наглядным (расчётная зависимость в таких координатах является прямой линией, наклон которой зависит от параметра α). Как видно, остывание плазмы хорошо описывается классической электронной теплопроводностью на торцы. Отход зависимости от расчётной на больших временах (20 мкс и более) связан, скорее всего, с нарушением применимости использованной модели из-за причин, указанных в разделе 3. Довольно маленькое значение Z_{eff} , получаемое из расчётов, может быть объяснимо, поскольку технология проведения экспериментов обеспечивает хорошую очистку водорода, подаваемого в установку. Примеси же со стенок вакуумной камеры не успевают за время эксперимента попасть в нагретую область, которая экранирована от стенок слоем холодной мишенной плазмы, сечение которой больше сечения пучка.

Таким образом, из проведённых расчётов видно, что на стадии остывания плазмы динамика её температуры хорошо описывает-

²⁾ см. Приложение

ся классической электронной теплопроводностью на торцы. Это обстоятельство указывает также на допустимость сделанных при вычислениях предположений (см. раздел 3).

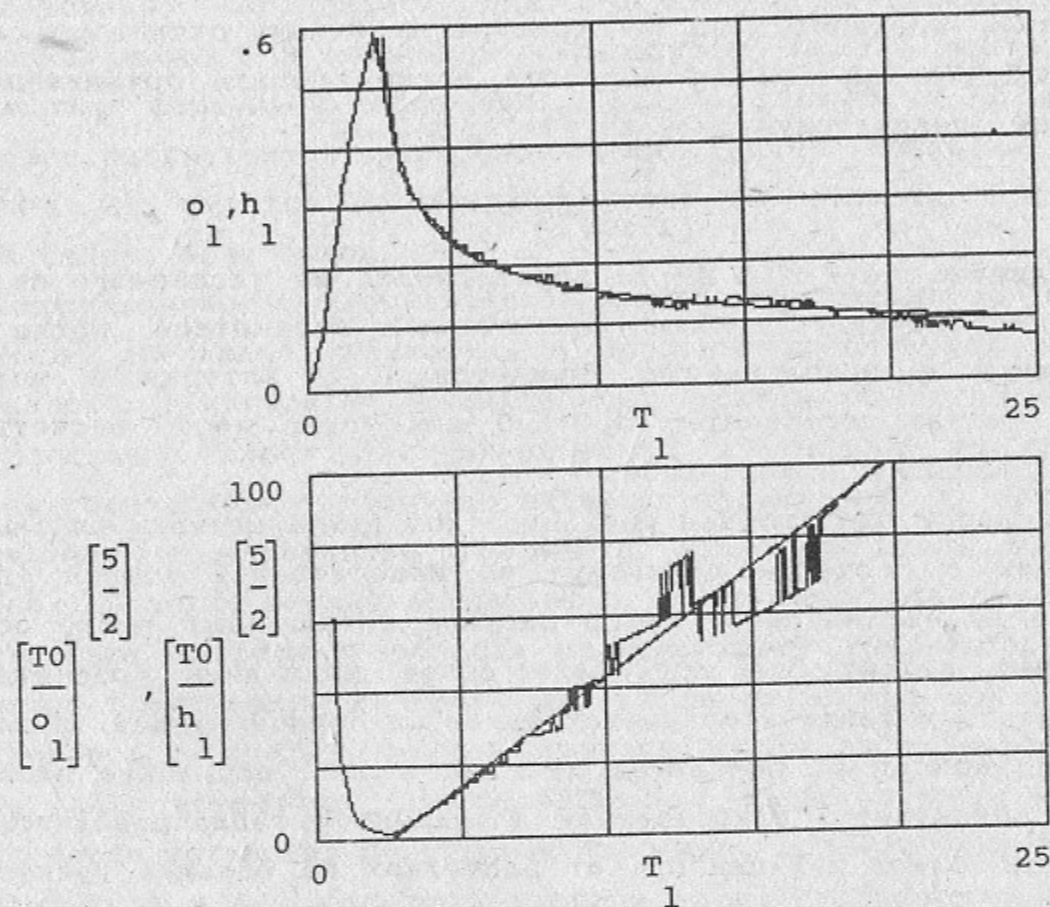


Рис. 2 Сравнение остывания плазмы с расчётами по классической электронной теплопроводности на торцы. Приведен расчёт для $x = 2.5$ м, $n = 1.0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 1.6$.

5. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ НА СТАДИИ НАГРЕВА

Оценим потоки тепла, покидающие плазму в течение нагрева. Для точки $X = 2.50$ м, в которой по диамагнитным и лазерным измерениям электронная температура в конце импульса нагрева составляет $T = 0.6$ кэВ, оценка снизу этого потока на ближайший торец даёт величину

$$q > \frac{2}{7} \cdot n \cdot S \cdot T / X \approx 2.6 \text{ ГВт.} \quad (9)$$

Численный коэффициент $2/7$ в этой формуле возникает из-за того,

что коэффициент теплопроводности зависит от температуры. Если учесть существование второго торца, то мощность "классических" потерь доходит до 4 ГВт, т. е. составляет 20% от максимальной пиковой мощности пучка. С учётом темпа увеличения энергосодержания плазмы эта величина равна относительным потерям энергии пучка в лучших выстрелах (здесь не учитывается энергия, уносимая на торцы быстрыми электронами, которые экспериментально зарегистрированы). Если же провести аналогичную оценку потерь для точек, более близких ко входу (см. рис. 1), то вычисленная по формуле (9) мощность, уносимая на торцы, будет превышать мощность исходного пучка. Уже эти простые оценки показывают, что для объяснения существующих градиентов температур следует привлекать дополнительные механизмы подавления электронной теплопроводности.

Для численного моделирования процессов переноса тепла во время нагрева плазмы в коэффициент теплопроводности в уравнении (1) подставлялась частота столкновений

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_e + \nu^* \quad (10)$$

где ν^* - аномальная частота столкновений, не равная нулю в течении импульса нагрева. Энерговыведение пучка по длине бралось в виде степенной функции ([13, 14]):

$$\Phi(x) = \text{const}/l \cdot (\Delta\theta^2 + x/l)^{-1/2} \quad (11)$$

с характерной длиной релаксации l , которая подбиралась по наилучшему согласию с экспериментом³⁾ и начальным угловым разбросом пучка $\Delta\theta$. В качестве феноменологической модели для частоты столкновений в расчётах принималось

$$\nu_{\text{eff}} = \zeta \cdot \nu_e, \quad \text{где } \zeta = \nu^*/\nu_e + 1 \quad (12)$$

ζ - численный коэффициент, характеризующий степень подавления теплопроводности плазмы во время инжекции пучка.

Расчёты изменения температуры плазмы во время инжекции пучка, выполненные с использованием классической частоты столкновений ($\zeta = 1$) показали, что при повышении температуры

³⁾ Строго говоря, теория указывает на зависимость длины релаксации от температуры.

плазмы до 0.1 ± 0.2 кэВ вблизи от точки инъекции дальнейший нагрев плазмы практически прекращается, происходит рост температуры лишь в центре плазменного столба и профиль температуры по длине установки практически перестаёт зависеть от распределения энерговыделения по длине (см. рис. 3). Аналогичная картина наблюдается и для температуры в момент окончания нагрева, вычисленной для различных значений эффективности передачи энергии от пучка к плазме (рис. 4). Таким образом, как пространственное распределение температуры, так и её динамика во времени, полученные при расчётах по классической электронной теплопроводности, не соответствуют измеренным в эксперименте (см. рис. 1).

Для оценки величины параметра ζ экспериментально измеренное распределение температуры по длине плазменного столба сравнивалось с расчётными профилями, полученными при разных ζ . Эти зависимости приведены на рис. 5. Нужно обратить внимание

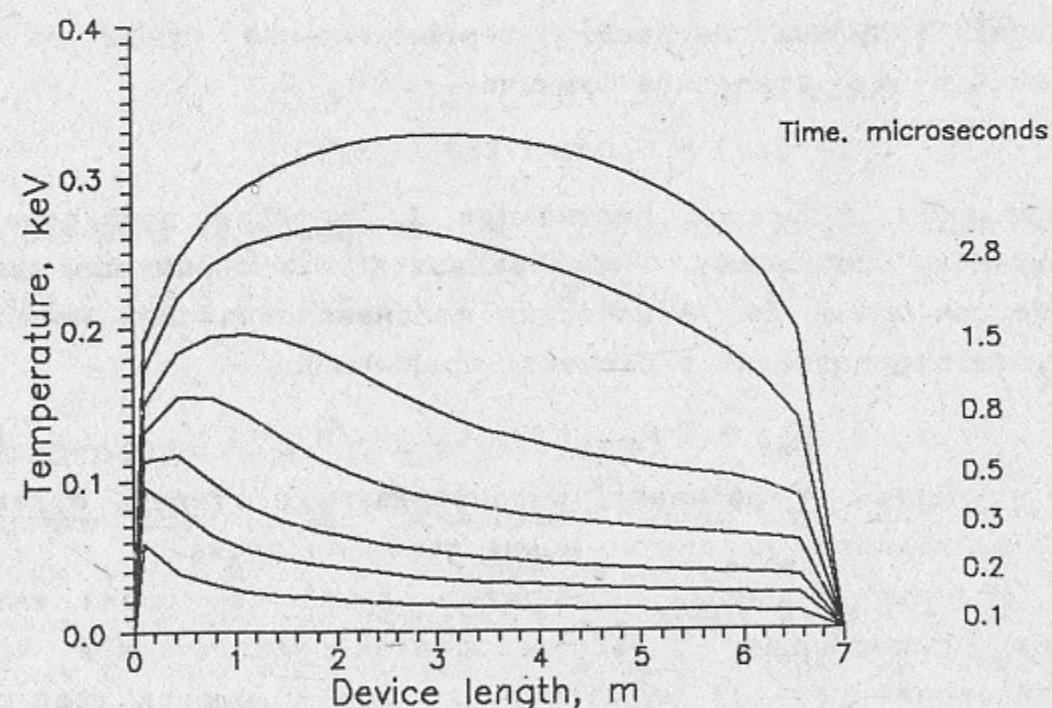


Рис. 3 Расчёт динамики нагрева плазмы в случае классической электронной теплопроводности. Параметры расчёта: к.п.д. нагрева 5%, $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 1.3$.

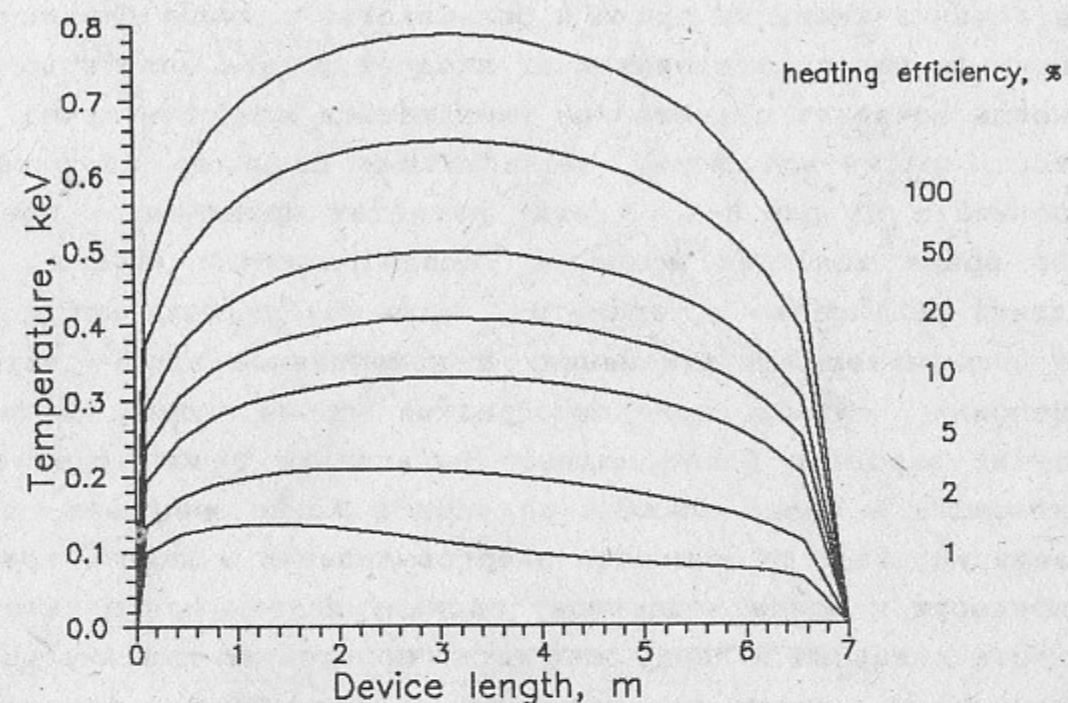


Рис. 4 Расчёт температуры плазмы через 3 мкс после начала нагрева в зависимости от к.п.д. нагрева. Параметры расчёта: $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 1.3$.

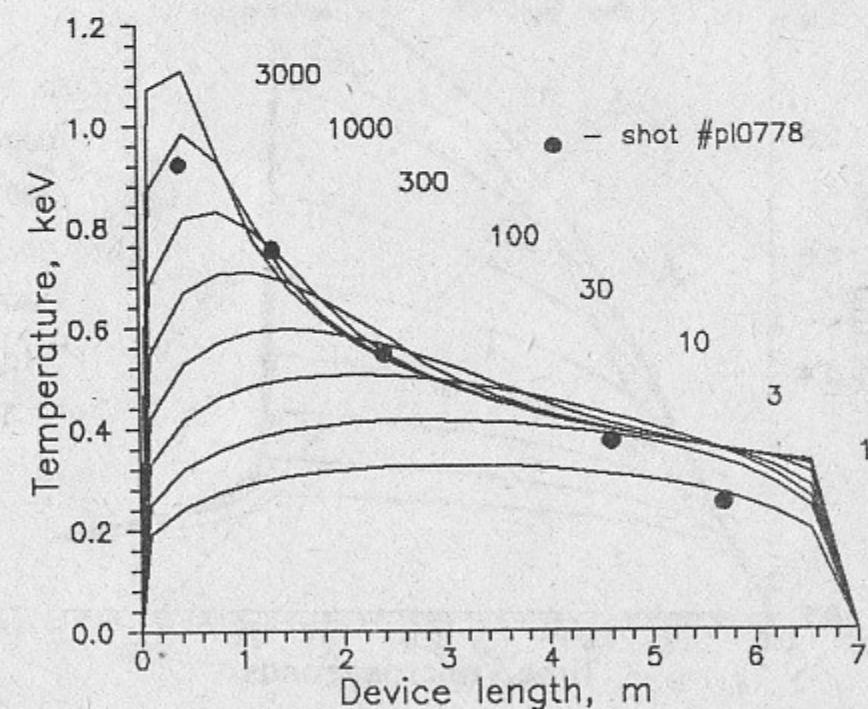


Рис. 5 Сравнение измеренного распределения температуры по длине установки в момент окончания нагрева с расчётом для разных ζ . Параметры расчёта: $P_0 = 20 \text{ ГВт}$, к.п.д. нагрева 5%, $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 1.3$, $\Delta\theta = 0.2$, $\lambda = 2 \text{ м}$.

также на то, что измеренный рост температуры плазмы во времени в течении инъекции пучка в большинстве случаев близок к линейному на любых расстояниях от входной фольги вплоть до момента, когда начинает существенно уменьшаться мощность пучка. Зависимость расчётной формы диамагнитных сигналов от параметра ζ показана на рис. 6-8. В этих расчётах принимались постоянными во время инъекции мощность исходного пучка, к. п. д. нагрева, длина релаксации и параметр ζ . Эти приближения могут привести к незначительным изменениям в приведённых здесь результатам. Например, из-за колоколообразной формы мощности реального пучка вероятно более плавное нарастание температуры в начале инъекции и более плавный её спад в конце импульса; вероятная зависимость ζ от мощности энерговыделения в данной точке может привести к более медленному распаду плазмы при понижении мощности инъекции к концу импульса; по этой же причине температура плазмы в конце установки может быть меньше, чем получаемая по расчёту с фиксированным ζ .

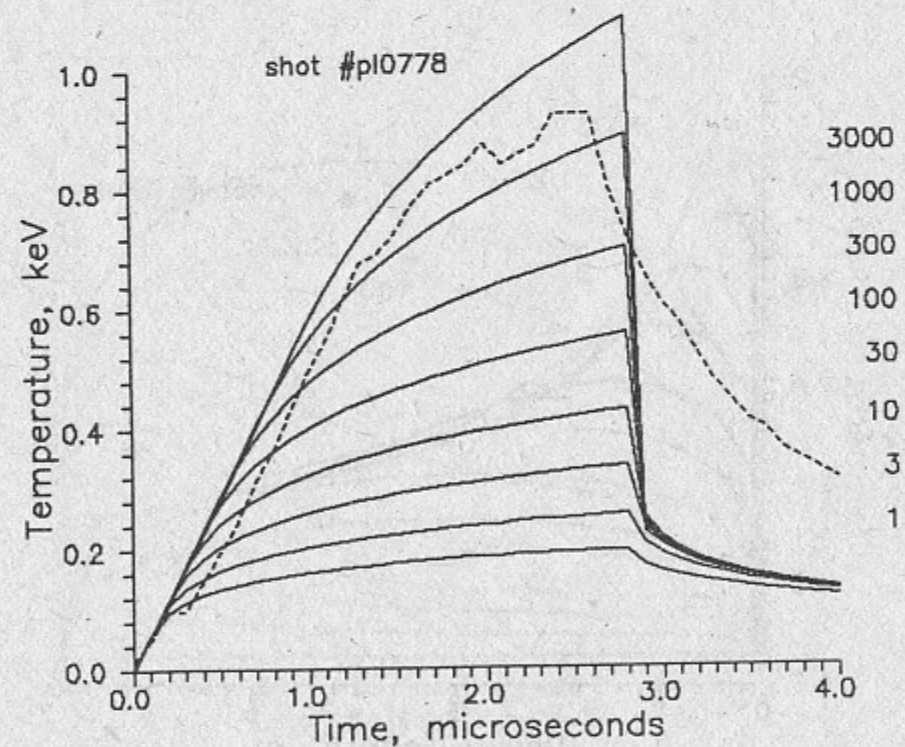


Рис. 6 Сравнение формы диамагнитного сигнала, измеренного в эксперименте, с расчётом для разных ζ . Для точки 0.4 м от входа. Параметры расчёта такие же, как для рис. 5.

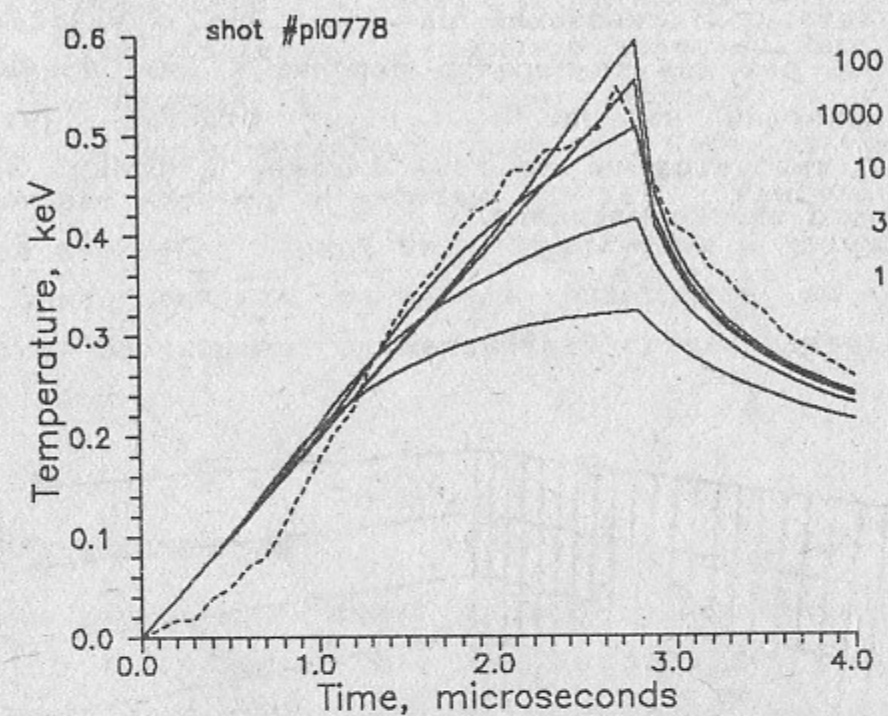


Рис. 7 То же, для точки 2.4 м.

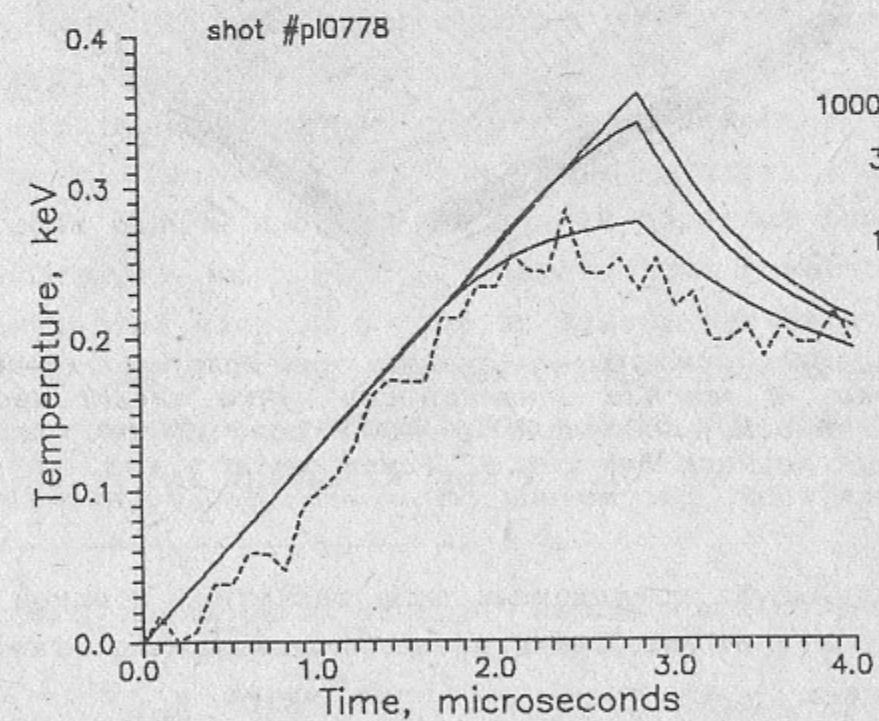


Рис. 8 То же, для точки 5.7 м.

Приведённые рисунки показывают, что для удовлетворительного согласия расчётов с экспериментом необходимо увеличение частоты столкновений по сравнению с классической в $\zeta = 100+1000$ раз для температур порядка 1 кэВ. Пример такого расчёта приведён на рис. 9. Следует отметить, что такое значение ζ требуется не во всей плазме, а только в области максимального энерговыделения.

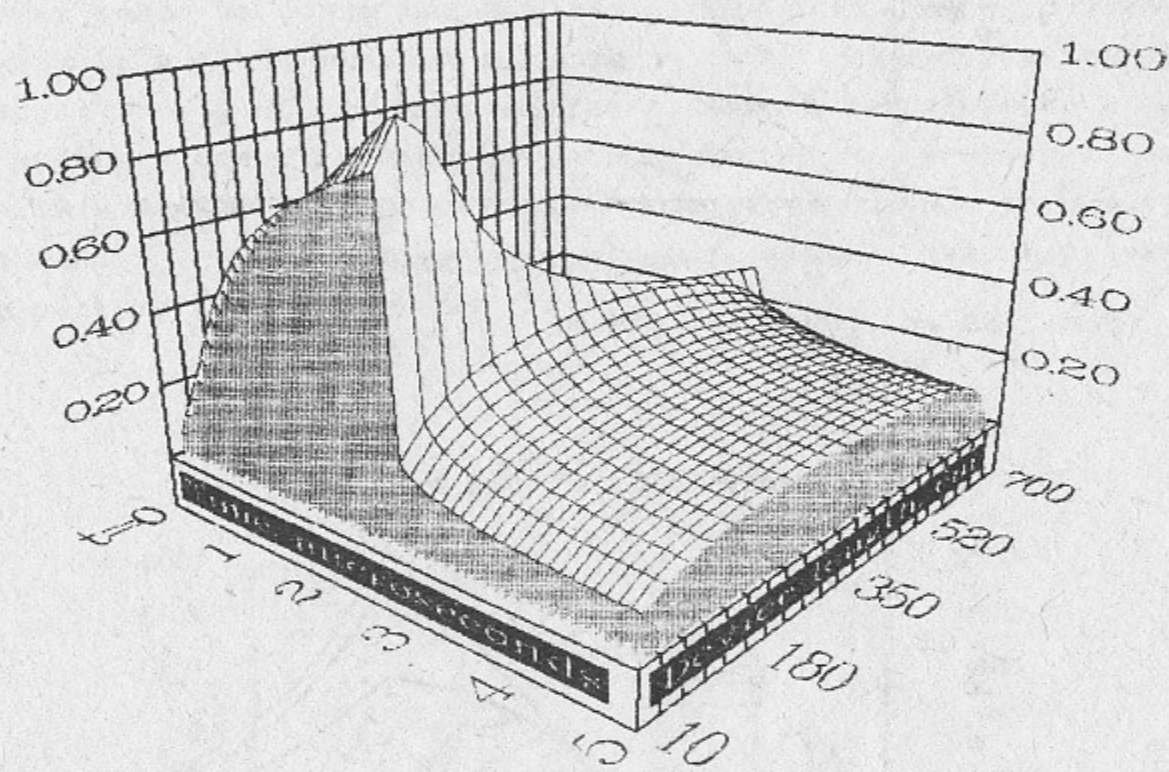


Рис. 9 Расчётная динамика изменения температуры по длине установки. В течение длительности пучка электронная теплопроводность подавлена в 1000 раз. Параметры расчётов такие же, как для рис. 5. Температура в кэВ, время в микросекундах, расстояние от входной фольги в сантиметрах.

Как видно из приведённых выше расчётов, в одной и той же плазме существуют два существенно разных по частотам столкновений режима - во время инжекции пучка и после окончания инжекции. Наиболее явным отличием этих режимов является наличие высокого уровня ленгмювской турбулентности на стадии

нагрева⁴⁾. Однако очевидно, что объяснить получаемое значение аномальной частоты столкновений рассеянием электронов на ленгмювских колебаниях нельзя из-за слишком большой фазовой скорости этих колебаний. В принципе возможно несколько механизмов, приводящих к отмеченному эффекту и связанных с возбуждением более медленных колебаний. Часть из этих эффектов подробно рассмотрена в работах [13-14]⁵⁾. Наиболее вероятной причиной аномально низкой теплопроводности в течение инжекции пучка представляется рассеяние электронов на флуктуациях плотности, возникающих на нелинейной стадии развития пучковой неустойчивости.

6. ДРУГИЕ ПОСЛЕДСТВИЯ

Увеличение эффективной частоты столкновений электронов плазмы по сравнению с классическим приводит к новой оценке ряда хорошо известных эффектов. Поскольку проявление этих эффектов и их численное выражение сильно зависит от конкретного механизма возникновения аномальной частоты столкновений, то для их точной оценки необходимо решение самосогласованной задачи с учётом всех перечисленных обстоятельств. Здесь мы ограничимся простыми качественными оценками.

Нагрев обратным плазменным током. Приведённая в начале этой работы оценка максимальной температуры, которую можно получить для нагрева плазмы протекающим по ней обратным током, сделана в предположении классической частоты столкновений. С учётом увеличения этой частоты нагрев по такому механизму возрастает как $\zeta^{2/5}$, и для $\zeta \sim 100+1000$ максимально достижимая при таком нагреве температура увеличивается в 6+16 раз и может достигать до 100+300 эВ при плотности плазмы $\sim 10^{15}$ см⁻³.

⁴⁾ О прямых измерениях спектра ленгмювских колебаний при пучковом нагреве плазмы на установке ГОЛ-1М см. [4].

⁵⁾ Отметим только, что в теории оценки обычно проводятся для предельных случаев $\omega_n \gg \omega_p$ и $\omega_n \ll \omega_p$. В нашем случае для ведущего магнитного поля 6 Т и плотности $\sim 10^{15}$ см⁻³ эти частоты одного порядка величины.

Длина релаксации быстрых электронов. Как предсказывает теория (см., напр., [14]), пучок передает энергию в основном надтепловым "хвостам" электронной функции распределения. Такие электроны обладают слишком большой длиной свободного пробега в плазме с плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, чтобы успеть передать свою энергию основной плазме за время существования в ловушке. Поэтому в экспериментах с наносекундными пучками [1,3-5] была сильно выражена неравновесность электронной функции распределения, а ионная компонента имела незначительную температуру. Увеличение эффективной частоты столкновений может привести, с одной стороны, к более эффективной термализации плазмы. С другой стороны, этот эффект способствует постоянной "подпитке" группы электронов с энергиями, достаточными для эффективного взаимодействия с нерезонансными ленгмювскими колебаниями, препятствуя в то же время приобретению такими электронами слишком большой энергии. Указанное обстоятельство может привести к увеличению передачи энергии от пучка к плазме.

Удержание быстрых электронов. Быстрое рассеяние предотвращает накопление в ловушке электронов, рождающихся с векторами скорости, лежащими вне конуса потерь, и имеющими энергии порядка 10 кэВ. Поэтому даже при их изотропной по вектору скорости генерации доля оставшихся в ловушке к концу импульса таких электронов по отношению к их полному числу невелика. Это обстоятельство объясняет быстрый спад практически до нуля мощности мягкого рентгеновского излучения из плазмы (см. [15]).

Нагрев ионов. Обычно считается, что ионы остаются холодными, поскольку времена передачи энергии от электронов к ионам слишком велики: $\tau^E \sim m_i/m_e \cdot \tau_{ei}$. В случае аномальной частоты столкновений параметр $\zeta \cdot m_i/m_e$ может быть порядка единицы и время обмена энергией между электронами и ионами становится сравнимым с "классическим" τ_{ei} . Как уже отмечалось в разделе 3, в наших условиях "классическая" длина свободного пробега электронов меньше длины установки вплоть до температур в несколько сот электронвольт. В принципе масштаб температуры такого же порядка может иметь и ионная компонента, хотя, по-видимому, в наших условиях этот эффект не такой сильный (по крайней мере в средней части установки, где полное объемное

энергосодержание плазмы достаточно хорошо соответствует энергосодержанию "температурной" части электронной функции распределения). Ближе к точке инжекции пучка, где взаимодействие и уровень турбулентности более сильные, и нагрев ионов должен быть более сильным.

Столкновительная стабилизация ленгмювской турбулентности. Как известно, для существования эффективного пучково-плазменного взаимодействия необходимо выполнение условия

$$\Gamma = \omega_p \cdot \frac{n_b}{n} \cdot \frac{1}{\gamma \Delta\theta^2} > \nu_{ei}, \quad (13)$$

где n , ω_p и ν_{ei} - плотность, ленгмювская частота и частота столкновений в плазме, n_b , γ и $\Delta\theta$ - плотность, релятивистский фактор и угловой разброс пучка. В противном случае инкремент нарастания ленгмювских колебаний оказывается меньше частоты столкновений. При инжекции пучка в плазму в режимах, не сильно отличающихся от предела по столкновительному затуханию, отмеченное увеличение частоты столкновений может привести к стабилизации ленгмювской турбулентности на более ранней стадии по сравнению с обычно рассматриваемой модуляционной неустойчивостью. Плотность же плазмы $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, при которой проводились обсуждаемые эксперименты на установке ГОЛ-3, всего в несколько раз меньше плотности, при которой наступает резкое уменьшение эффективности нагрева плазмы пучком с существующими параметрами, т. е. эксперименты ведутся вблизи границы, определяемой уравнением (13).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование процессов переноса тепла в плазме, нагреваемой релятивистским электронным пучком на установке ГОЛ-3, показывает, что остывание этой плазмы после окончания нагрева хорошо описывается классической электронной теплопроводностью на торцы. В то же время для объяснения как абсолютной величины получаемых в эксперименте электронных температур, так и для объяснения динамики нагрева и распределения температуры по длине установки требуется подавление теплопроводности на стадии нагрева в $100+1000$ раз по сравнению с классическими расчётами.

Авторы выражают благодарность Койдану В. С., Рютову Д. Д. и Брейзману Б. Н. за интерес к работе и полезные обсуждения, Чеботаеву П. З. за помощь в подготовке программного обеспечения. Авторы признательны Шеглову М. А., Лебедеву С. Г., Меклеру К. И., Воропаеву С. Г. за сотрудничество на установке ГОЛ-3 и плодотворные дискуссии.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Получим приближённое решение уравнения (7) на стадии остывания. Через некоторое время после окончания нагрева в плазме устанавливается профиль температуры, слабо зависящий от исходного её состояния (в момент окончания инжекции пучка). Это связано с сильной зависимостью коэффициента теплопроводности от температуры, что приводит к быстрой релаксации к некоторому состоянию, соответствующему минимальным потерям энергии из плазмы. Зафиксируем температуру в центре плазменного столба и определим поток энергии, соответствующий этой температуре и стационарный профиль температуры по длине установки (координата отсчитывается от середины плазменного столба):

$$\text{const} \cdot T^{5/2} \cdot \frac{dT}{dx} - q = 0 \quad (\text{П1})$$

Используя граничные условия $T(0) = T^*$ и $T(L/2) = 0$, получаем из (П1):

$$T(x) = T^* \cdot (1 - 2x/L)^{2/7} \quad (\text{П2})$$

причём температура T^* в центре плазмы и поток энергии на торец связаны следующим соотношением (в принятых для уравнения (7) единицах):

$$q = \frac{4 \cdot 269}{7} \cdot (n \cdot Z_{\text{eff}}^2 \cdot L)^{-1} \cdot T^{7/2} \quad (\text{П3})$$

Найдём зависимость температуры в центре плазмы от времени, проинтегрировав по координате уравнение (П1) и используя приближённое значение для потерь энергии из плазмы (П3):

$$\frac{dT}{dt} \int_0^{L/2} T \cdot dx = q = 2 \cdot \text{const} \cdot T^{7/2} \quad (\text{П4})$$

Коэффициент 2 здесь появляется из-за того, что остывание идёт на оба торца. Интегрируя (П2) по длине, получаем уравнение для температуры в центре плазменного столба:

$$-\frac{7L}{18} \cdot \frac{dT^*}{dt} = 2 \cdot \text{const} \cdot T^{7/2} \quad (\text{П5})$$

откуда

$$T^*(t) = T^*(0) \cdot (1 + \alpha t)^{-2/5} \quad (\text{П6})$$

Параметр α легко определяется из (П5):

$$\alpha \approx 1.2 \cdot 269 \cdot (n \cdot Z_{\text{eff}}^2 \cdot L^2)^{-1} \cdot T^{5/2} \quad (\text{П7})$$

но поскольку приведённые здесь расчёты являются приближёнными, то в расчёты для рис. 2 в формулу (8) подставлялось α , полученное для данной точки установки при точном численном счёте.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kapitonov V. A., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Nikolaev V. S., Postupaev V. V., Ryutov D. D., Shcheglov M. A., Sinitskij S. L., Voropaev S. G., Vyacheslavov L.N. New experimental results on beam-plasma interaction in solenoids // Plasma Physics and Contr. Fusion (Proc. 15 Europ. Conf., Dubrovnik, 1988) - Vol.30, No.11, p.1571-1588.
2. Бурдаков А.В., Воропаев С.Г., Губер А.Ф., Карюкин А.В., Койдан В.С., Лебедев С.В., Меклер К.И., Никуфоров А.А., Пиффл В., Поступаев В.В., Чукунов В.В., Щеглов М.А. Нагрев основной компоненты плазмы с помощью микросекундного РЭП на установке ГОЛ-3. - Новосибирск, 1992. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО РАН; ИЯФ 92-8).
3. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Meshkov O. I., Koidan V. S., Postupaev V. V., Sinitskij S. L., Vyacheslavov L.N. Experimental studies of the plasma heating due to beam-induced turbulence // Proc. 1984 Intern. Conf. on Plasma Physics. - Lausanne, Switzerland, 1984. - Invited Papers, Vol.1 - p.285-308.
4. Kandaurov I.V., Kruglyakov Eh.P., Losev M.V., Meshkov O.I., Sanin A.L., Vyacheslavov L.N. Study of HF plasma turbulence excited by REB // Proc. 8 Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. - Novosibirsk, 1990. - Vol.1, p.233-240.
5. Babicky V., Bonacek V., Clupek M., Kolacek K., Piffel V., Raus J., Ripa M., Sunka P., Ullsmied J., Oficercv M., Denisov G., Polushkin I., Burmasov V. New results on REB-plasma heating in the REBEX machine // *ibid*, p.225-232.
6. Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Chikunov V. V., Kapitonov V.A., Knyazev B.A., Koidan V.S., Konyukhov V.V., Lebedev S.V., Mekler K.I., Melnikov P.I., Nikolaev V.S., Postupaev V.V., Ryutov D.D., Semenov E.P., Shcheglov M.A., Sinitskij S.L., Voropaev S.G., Yushkov M.V. GOL-3 programme // *ibid*, p.14-25.
7. Князев Б.А., Мельников П.И., Чукунов В.В. Транспортировка 100-кДж микросекундного РЭП через газ и плазму в сильном магнитном поле // Физика плазмы, 1990, т. 16, с. 1447-1456.
8. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Токовые неустойчивости и аномальное сопротивление плазмы // Основы физики плазмы. Дополнение к второму тому - М, Энергоатомиздат, 1984. - с. 5-37.
9. Судан Р.Н. Коллективное взаимодействие пучка с плазмой // *там же*, с. 38-82.
10. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы, вып. 1 - М, Госатомиздат, 1963 - с. 183-272.

11. Чеботаев П.З. RAB - самопрограммирующаяся программа для решения нелинейного уравнения диффузии. - Новосибирск, 1987. - 5 с. - (Препринт/Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 87-143).
12. Ryutov D.D. E-beam heating of a dense plasma in solenoids (two-stage heating scheme) // Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes (Proc. 8th Internat. School of Plasma Physics).- Varenna, 1990 - p.1-12.
13. Breizman B.N., Ryutov D.D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum (theory) // Nuclear Fusion, 1974, No.6, p.873-908.
14. Брейзман Б.Н. Коллективное взаимодействие релятивистских электронных пучков с плазмой // Вопросы теории плазмы, вып. 15 - М, Энергоатомиздат, 1987 - с. 55-145.
15. Burdakov A.V., Koidan V.S., Piffel V., Postupaev V.V., Raus J., Sunka P. Soft X-ray diagnostics in REB-plasma interaction experiments // Proc. 19th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases.- Belgrade, 1989. - Vol.2, p.318-319.

А.В. Бурдаков, В.В. Поступаев

**Особенности переноса тепла при пучковом нагреве
плазмы в экспериментах на установке ГОЛ-3**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 6 февраля 1992 г.

Подписано в печать 24 02 1992 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.

Тираж 220 экз. Бесплатно. Заказ N 9

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.