

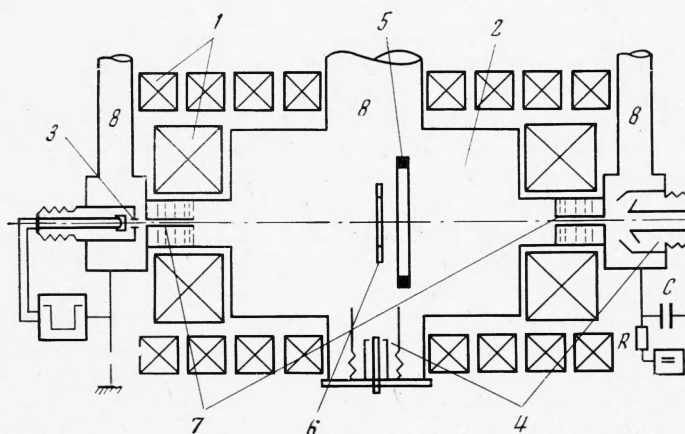
**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА  
НА ПРОЦЕСС НАКОПЛЕНИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ  
В ЗЕРКАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ**

*Л. П. Закатов, А. Г. Плахов*

(Москва)

В работе проведено исследование механизма генерации и накопления горячих электронов при взаимодействии электронного пучка с холодной плазмой в пробконе. Измерены распределения плотности энергии горячей компоненты плазмы ( $nT_{\perp}$ ) по радиусу системы, временной ход диамагнетизма и уход быстрых электронов из околоручковой области в конус потерь. Установлено существенное различие в процессах накопления горячих электронов в зависимости от того, меняется ток пучка или его энергия. Сделан вывод о том, что горячая компонента плазмы в условиях данных экспериментов образуется из электронов пучка.

В экспериментах по исследованию нагрева плазмы электронным пучком в зеркальных ловушках отсутствуют данные о влиянии на нагрев параметров пучка. Выбор параметров пучка у различных авторов [1-6] связан или спецификой конкретного эксперимента, или с ограниченными техническими возможностями. Цель данной работы — исследование влияния тока



Фиг. 1

и энергии пучка на параметры генерируемой им горячей плазмы. Экспериментальные закономерности [7] указывают на проявления специфических особенностей пучкового нагрева, изучение которых необходимо для понимания его механизма.

Экспериментальная установка схематически показана на фиг. 1. Магнитное поле пробочной конфигурации создавалось системой катушек 1. Напряженность магнитного поля в центре 1 кэ, в пробках 5.25 кэ, расстояние между пробками 80 см. Вакуумная камера 2 диаметром 40 см от-

качивалась до давления  $10^{-6}$  мм рт. ст. На оси ловушки за пробкой устанавливалась электронная пушка 3 с предельными параметрами: ток пучка до 20 а, энергия до 40 кэв. Диаметр пучка в центральной части 1.2 см. Ловушка предварительно заполнялась холодной плазмой до концентрации  $(2 \div 5) \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  с температурой несколько электронвольт. Плазменный инжектор 4 в разных опытах устанавливался или на оси системы за пробкой, или перпендикулярно магнитному полю в центральной части ловушки.

Для определения распределения плотности энергии плазмы по радиусу была снята с помощью диамагнитного зонда зависимость энергосодержания

$Q(R) = 2\pi \int_0^R nT_{\perp}(R) R dR$  при различных поперечных размерах

горячей плазмы, где  $n$  — концентрация горячей электронной компоненты плазмы,  $T_{\perp}$  — средняя энергия движения быстрых электронов в направлении, перпендикулярном магнитному полю,  $R$  — радиус. Ограничение плазмы производилось диафрагмами диаметром от 3 до 24 см, устанавливаемыми в центральной части ловушки. Роль максимальной диафрагмы выполнял многоритмовый диамагнитный зонд. При диафрагме диаметром 3 см были выполнены контрольные измерения одновременно двумя зондами диаметром 24 и 3 см соответственно. Показания обоих зондов практически не отличались и в дальнейшем использовался только зонд с диаметром 24 см. Графическое дифференцирование полученной зависимости  $Q(R)$  позволило воспроизвести распределения  $nT_{\perp}$  по радиусу камеры.

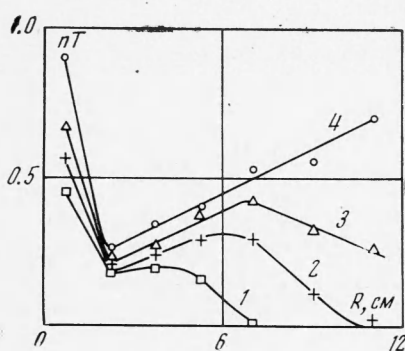
Измерения потоков и энергетического спектра электронов плазмы, уходящих из ловушки в конус потерь, производились идентичными электростатическими анализаторами 7, которые устанавливались в пробках на оси ловушки с противоположных концов установки. Анализаторы (зонды) в центральной части имели отверстия для свободного прохождения пучка, а входная кольцевая щель охватывала пучок. Через эту щель электроны плазмы из области в непосредственной близости от пучка попадали на коллекторы зондов. Наличие двух зондов позволяло измерять уход электронов вдоль направления пучка и против. Показания обоих зондов во всех режимах работы практически не отличались и в дальнейшем использовался только один зонд.

На анализирующую сетку зонда подавался отрицательный пилообразный импульс напряжения длительностью 150 мксек и амплитудой 4 кэв. Ток с коллектора регистрировался осциллографом. Специальной проверкой было установлено, что сигналы тока с коллектора при подаче на анализирующую сетку постоянных тормозящих потенциалов имели прямоугольную форму, т. е. воспроизводили форму импульса на катоде электронной пушки. Это обстоятельство позволило получать функции распределения электронов плазмы по продольным энергиям путем графического дифференцирования осциллограмм тока с коллектора, когда на анализирующую сетку зонда подавался импульс напряжения, линейно спадающий по амплитуде [8].

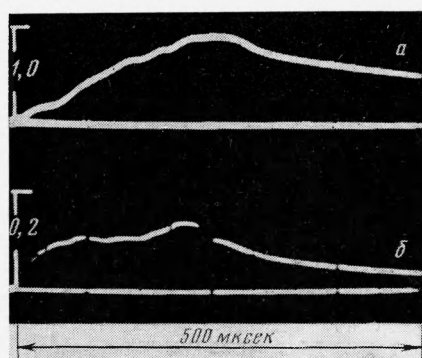
Контроль за изменением концентрации плазмы осуществлялся микроволновыми интерферометрами на длинах волн 0.8 и 3 см. Вакуумирование системы осуществлялось через трубы 8.

На фиг. 2 показана серия кривых распределений плотности энергии  $nT_{\perp}(R)$  горячей компоненты плазмы по радиусу для различных энергий пучка при одном и том же токе 10 а. Кривые 1—4 соответствуют значениям напряжения 18, 24, 30, 36 кэв. В непосредственной близости от пучка показания диамагнитного зонда соответствуют средней плотности поперечной энергии частиц пучка, которую они приобретают, рассеиваясь на коле-

баниях. Она пропорциональна энергии пучка. Затем на всех кривых имеет место резкий спад, а на радиусе 2 см они отличаются очень мало. На больших радиусах величина  $nT_{\perp}$  существенно зависит от энергии пучка. При максимальной энергии плазма занимает весь объем, причем величина  $nT_{\perp}$  растет линейно с радиусом. На кривых, соответствующих меньшим энергиям пучка, линейное нарастание переходит в быстрый спад и плазма не достигает самой большой диафрагмы. При минимальной энергии пучка  $nT_{\perp}$  практически постоянно до радиуса 5 см, а затем быстро падает. Наиболее значительные отличия в распределениях имеют место на больших по сравнению с радиусом пучка расстояниях. Рост энергосодержания горячей плазмы при увеличении энергии пучка происходит за счет накопления ее в периферийных областях ловушки.



Фиг. 2



Фиг. 3

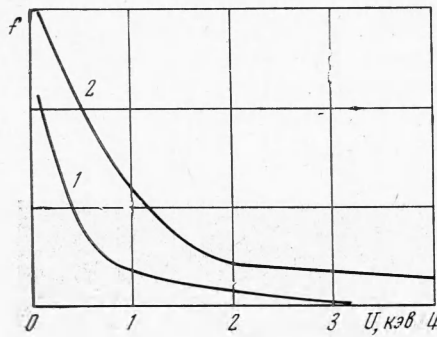
На фиг. 3 помещены осциллограммы диамагнитных сигналов, показывающих временной ход энергосодержания для разных энергий пучка при одном и том же токе 5 а с ограничивающей диафрагмой радиусом 12 см. При энергии пучка 30 кэв (фиг. 3, а) диамагнитный сигнал нарастает длительное время, пока горячая плазма не коснется диафрагмы. При энергии пучка 15 кэв (фиг. 3, б) диамагнитный сигнал существенно уменьшается по амплитуде быстрее устанавливается на постоянном уровне. Горячая плазма в этом случае не достигала диафрагмы (фиг. 2) и ее температура, измеренная по рентгеновскому спектру, снизилась с 200 до 140 кэв. Об уменьшении температуры свидетельствует также более быстрый спад диамагнитного сигнала на осциллограмме фиг. 3, б после выключения пучка.

Полученные распределения плотности энергии плазмы по радиусу и временные зависимости энергосодержания показали, что относительно небольшим изменением энергии пучка можно управлять процессами диффузии и накопления горячей плазмы в ловушке. Можно ожидать, что уход быстрых электронов в конус потерь также чувствителен к изменениям энергии пучка.

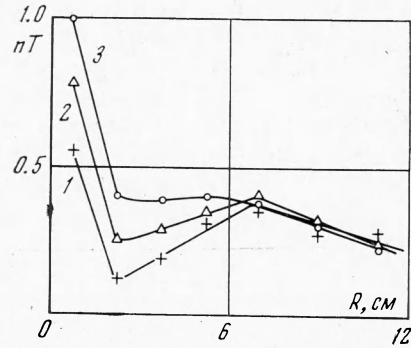
На фиг. 4 показаны функции распределения электронов плазмы при токе пучка 5 а, уходящих через пробку из околопучковой области. Видно, что функции распределения для энергии пучка 30 (кривая 1) и 15 кэв (кривая 2) существенно различаются. При большей энергии пучка более половины уходящих частиц сосредоточено в интервале энергий (0÷0.5) кэв. Для энергии, вдвое меньшей, картина существенно меняется — спектр уходящих частиц смещается в сторону больших энергий и поток энергичных электронов (больше 0.5 кэв) становится преобладающим. Таким обра-

зом, увеличение начальной энергии пучка приводит к уменьшению потерь быстрых электронов вдоль магнитного поля и более эффективному накоплению их в ловушке.

Аналогичные измерения  $nT_{\perp}(R)$  были выполнены для различных токов пучка (5, 10, 20 а — кривые 1—3) при постоянной энергии 30 кэв. На фиг. 5

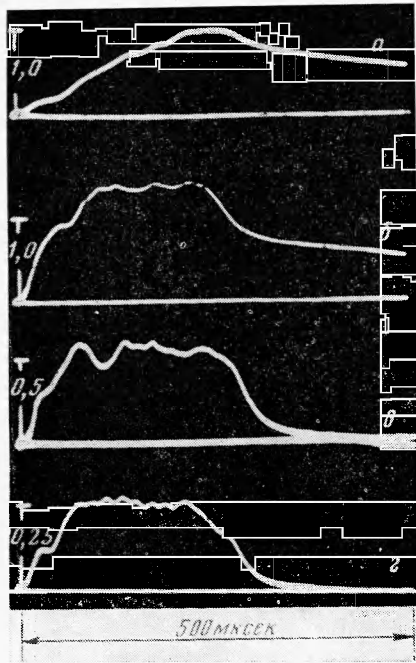


Фиг. 4



Фиг. 5

видно, что при всех токах пучка горячая компонента плазмы достигает максимальной диафрагмы. Увеличение тока пучка существенно сказывается на плотности энергии горячей плазмы в зонах, близких к пучку, а начиная с  $R \approx 2$  см различие начинает сглаживаться. При  $R \approx 6$  см зависимость от тока исчезает и плотность энергии начинает монотонно убывать. Эти распределения показывают, что некоторое увеличение энергосодержания, наблюдаемое на опыте с ростом тока пучка, происходит за счет областей, близких к пучку. Заполнение периферийных зон ловушки от тока пучка не зависит.



Фиг. 6

вначале быстро до того же уровня, что на осциллограмме фиг. 6, а, начиная с которого распад идет с той же постоянной времени.

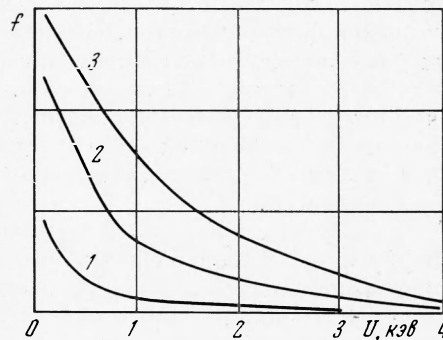
Отсюда можно заключить, что электроны центральных зон имеют существенно меньшие поперечные энергии и быстрее уходят из ловушки, а ко-

гда при всех токах пучка горячая компонента плазмы достигает максимальной диафрагмы. Увеличение тока пучка существенно сказывается на плотности энергии горячей плазмы в зонах, близких к пучку, а начиная с  $R \approx 2$  см различие начинает сглаживаться. При  $R \approx 6$  см зависимость от тока исчезает и плотность энергии начинает монотонно убывать. Эти распределения показывают, что некоторое увеличение энергосодержания, наблюдаемое на опыте с ростом тока пучка, происходит за счет областей, близких к пучку. Заполнение периферийных зон ловушки от тока пучка не зависит.

На фиг. 6 приведены осциллограммы временной зависимости энергосодержания при различных токах пучка для энергии 30 кэв. При токе 5 а (фиг. 6, а) накопление энергии плазмы происходит длительное время, а при токе 20 а (фиг. 6, б) накопление идет заметно быстрее и до более высокого уровня за счет увеличения плотности в центральной зоне (фиг. 5). Обращает на себя внимание различие в спаде диамагнитного сигнала после выключения тока. На осциллограмме фиг. 6, а имеет место медленный распад плазмы, на осциллограмме фиг. 6, б спад происходит

личество долгоживущих частиц и их спектральный состав не зависят от тока пучка. Более убедительным экспериментальным доказательством такой пространственно-энергетической структуры горячей компоненты плазмы могут служить осциллограммы диамагнитных сигналов, полученных для токов 20 и 5 а при ограничении плазмы диафрагмой с радиусом 4.5 см (фиг. 6, в и г). Осциллограммы не отличаются по форме (за исключением флуктуаций), но отличаются по амплитуде примерно вдвое. Существенным для обеих осциллограмм является быстрый спад диамагнетизма после выключения пучка, что свидетельствует о сравнительно малой энергии электронов плазмы в близких к пучку зонах. Из сравнения осциллограмм фиг. 6, а и г для тока 5 а видно, что вклад от центральных зон невелик и энергосодержание определяется периферийными зонами, заполненными более энергичными электронами, но меньшей плотности.

Для понимания специфики накопления горячей плазмы в пробкотроне в зависимости от тока пучка, необходимо проследить уход энергичных электронов из околопучковой плазмы в конус потерь. Функции распределения таких электронов по продольным энергиям  $f$  при энергии пучка 30 кэВ и токах 5, 10, 20 а (кривые 1—3) приведены на фиг. 7. Они показывают, что с ростом тока пучка увеличивается полный поток электронов плазмы в конус потерь при значительном возрастании их средней



Фиг. 7

энергии. Таким образом, слабая зависимость энергосодержания плазмы от тока пучка коррелирует с уходом быстрых частиц вдоль магнитного поля.

Проведенные эксперименты показали, что характер накопления горячей компоненты плазмы в ловушке существенно зависит от того, меняется ток пучка или его энергия. Пространственно-энергетическая структура горячей плазмы, средняя энергия частиц и энергосодержание плазмы чувствительны к изменению начальной энергии пучка и слабо реагируют на изменение его тока. Потери энергичных частиц плазмы из околопучковой области вдоль магнитного поля уменьшаются с ростом начальной энергии пучка, с увеличением тока пучка потери быстрых частиц возрастают.

Все полученные закономерности, связанные с изменением начальной энергии пучка, свидетельствуют в новом аспекте в пользу диффузионной модели пучкового нагрева, предложенной в [9].

В этой модели электронный пучок является не только источником ленгмюровских волн, но и источником частиц, вовлекаемых в процесс ускорения. Время жизни этих частиц в ловушке можно представить в виде  $\tau \sim (1/\tau_D + 1/\tau_S)^{-1}$ , где  $\tau_D$  — время диффузии быстрых частиц до границы плазмы,  $\tau_S$  — время ухода в конус потерь. Из-за различной зависимости этих времен от скорости частицы ( $\tau_D \propto V$ , а  $\tau_S \propto V^3$ ) может оказаться, что с увеличением энергии частиц пучка  $\tau_S$  больше  $\tau_D$ . В этом случае время жизни  $\tau$  будет определяться главным образом  $\tau_D$  и частицы большее время будут диффундировать по радиусу и набирать энергию в соответствии с  $T_e \propto \tau^{2/3}$ , при этом увеличиваются также поперечные размеры плазмы.

При малых энергиях пучка возможен обратный случай, когда  $\tau_S < \tau_D$  и время жизни будет определяться  $\tau_S$ . Средняя энергия и поперечные размеры плазмы при этом уменьшаются, а уход быстрых частиц в конус по-

терь увеличивается. Эти эффекты, наблюдаемые в описанных выше экспериментах, нашли свое отражение на фиг. 2, 3 и 4. Зависимость плотности энергии горячей плазмы от радиуса при больших энергиях пучка также согласуется с теорией ( $nT_{\perp} \propto R$ ).

Диффузионная теория пучкового нагрева не дает прямых указаний относительно зависимости эффективности нагрева от тока пучка. В рамках этой теории можно высказать лишь общие соображения, что ток пучка непосредственно не связан с ускорительным механизмом. Эффект насыщения энергосодержания в периферийных зонах ловушки при увеличении тока пучка можно рассматривать как экспериментальный факт, не противоречащий теории.

Накопление горячей компоненты плазмы определяется поступлением электронов из пучка в околопучковую область и уходом энергичных частиц из этой области в конус потерь и, с другой стороны, эффективностью ускорительного механизма. По мере роста тока пучка количество энергичных электронов вблизи пучка увеличивается, одновременно усиливается поток этих частиц в конус потерь. Начиная с некоторого значения тока пучка устанавливается равновесие между этими потоками. По этой причине эффективность ускорительного механизма не зависит от тока пучка, что наблюдается как эффект насыщения энергосодержания в периферийных зонах ловушки.

Проделанные эксперименты и сопоставление полученных результатов с диффузионной теорией пучкового нагрева свидетельствует о том, что горячая компонента плазмы в условиях данных экспериментов ( $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ ,  $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота,  $\omega_{He}$  — электронная циклотронная частота) образуется из электронов пучка.

Авторы благодарны Л. И. Рудакову за полезные замечания.

Поступила 29 I 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Alexeff J., Neidigh R. V., Peed W. F., Shipley E. D., Harris E. G. Hot-electron plasma by beam-plasma interaction. Phys. Rev. Letters, 1963, vol. 10, No. 7.
2. Smullin L. D., Getty W. D. Characteristics of the beam-plasma discharge. Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res., vol. 2. Vienna, 1966.
3. Блинов П. И., Закаатов Л. П., Плахов А. Г., Чижин Р. В., Шапкин В. В. Влияние пробочного отношения на нагрев плазмы электронным пучком в пробкотроне. Письма ЖЭТФ, 1965, т. 2, вып. 9.
4. Гарумов Э. З., Бакишев Ю. Л., Борзенко В. Л., Пенькина В. С., Розанова В. И. Исследование водородной плазмы с «горячими» электронами. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 1.
5. Закаатов Л. П., Плахов А. Г., Рюттов Д. Д., Шапкин В. В. Исследование высокотемпературной электронной компоненты плазмы, образующейся в системе плазма-пучок. ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 4.
6. Блинов П. И., Ивкин М. В. Распределение «горячих» электронов при нагреве плазмы электронным пучком в пробкотроне. ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 11.
7. Плахов А. Г., Рюттов Д. Д., Шапкин В. В. Исследование механизма пучкового нагрева плазмы в пробкотроне CN-24/L-2. Proc. Conf. Plasma Phys. and Control. Nucl. Fusion Res. Novosibirsk, 1968, vol. 2, Vienna, Internat. Atomic Energy Agency, 1969.
8. Закаатов Л. П., Плахов А. Г. Торможение мощного электронного пучка в плотной плазме. ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 2.
9. Rytov D. D. Contribution to the theory of beam beating of a plasma in an open trap. Nucl. fusion, 1969, vol. 9, No. 4.