НЕЙТРОНЫ ИЗ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ТОРОИДАЛЬНОГО САМОСЖИМАЮЩЕГОСЯ РАЗРЯДА

Ж. Хонсакер, Х. Ошер, Ж. А. Филлипс и Ж. Л. Так

Гидромагнитные расчеты, основанные на идеализированных моделях самосжимающегося разряда, показывают, что стабильность может быть достигнута в случае создания центрального аксиального магнитного поля в камере с проводящими стенками, если налагаются определенные органичения на степень сжатия плазмы и на величину 8 $\pi p/B^2$ (p давление плазмы)¹⁻⁵. В действительности задача более сложна, чем представляется на основании этих простых моделей, особенно если учитывать конечную толщину граничного слоя между внешним удерживающим магнитным полем B_8 и внутренним стабилизирующим магнитным полем B_2 .

Лос-Аламосские измерения, проведенные с помощью магнитных зондов в прямых трубах ⁶, показали реальность удержания плазмы давлением при одновременной значительной стабилизации разряда. Осуществление подобного удержания в тороидальной геометрии оказалось неожиданно трудным, частично из-за технических трудностей создания градиентов индуцированного высокого напряжения, частично же из-за наличия неизбежмых неоднородностей электрических и магнитных полей по сечению разрядной трубы. После изготовления в течение нескольких лет ряда пробных конструкций в середине 1957 г. начала работать модель «Перхапсатрон S-3» (Perhapsatron), в которой, как показали измерения с магнитными зондами, имел место более симметричный отрыв разрядного канала от стенок. Эта установка изображена на рис. 1.

На рис. 2 приведены результаты измерений магнитного давления, проведенных на «Перхапсатроне S-3» для определения давления плазмы (nkT) при длительностях импульсов 4 мксек (сила тока 2,0 · 10⁵ a) и 6 мксек (сила тока 2,3 · 10⁵ a). Эти кривые свидетельствуют о проникновении магнитного поля B_{ϑ} в направлении оси разряда при некотором увеличении плотности удерживающего тока вблизи оси и уменьшении ее к периферии разряда. Величина nkT оценивается с помощью уравнения выравнивания давлений

$$\left[nkT + \frac{B^2}{8\pi}\right]_{r_1}^{r_2} = -\frac{1}{4\pi} \int_{r_1}^{r_2} \left(\frac{B_{\vartheta}^2}{r} + \frac{B_z^2}{r}\right) dr + C,$$

где $B^2 = B_{\vartheta}^2$, r_1 и r_2 — радиусы кривизны полей B_{ϑ} и B_z соответственно, а C — константа, определенная в состоянии, для которого значение nkTизвестно. Вычисления величины nkT неточны, поскольку, во-первых, радиусы кривизны силовых линий магнитного поля выбираются в предположении, что система симметрична, и, во-вторых, неопределенности в положении оси разряда оказывают серьезное влияние на величину интеграла. Полученные давления соответствуют значительным средним



Рис. 1. Стеклянный тор (радиус сечения 2,65 см) «Перхапсатрона S-3» показан закрепленным в нижней половине первичной медной обмотки (радиус тора 16,2 см). Конденсатор обладает емкостью 225 µ F (44 500 джоулей при 20 кв) с полной подсоединенной индуктивностью 0,08 µ H в месте подачи тока на обмотку тора.

температурам, превышающим 125 эг. Уменьшение давления при длительности импульса 6 мксек по сравнению с давлением при 4 мксек наводит

на мысль о загрязнении разряда в результате притока примесей от стенок, сопровождающегося охлаждением плазмы. Это увеличением подтверждается интенсивности спектральных линий, обязанных своим происхождением загрязняющим примесям (рис. 3, f). Также было обнаружено, что введение небольшого магнитного зонда диаметром 1,7 мм в разряд приводило к более раннему появлению линий примесей. Это свидетельствует о том, что при отсутствии зонда температура была бы выше и слой тока тоньше.

С помощью большого жидкостного сцинтиллятора (диаметром 43 *см*, высотой 50 *см*)



Рис. 2. Распределение давлений магнитного поля как функция радиуса при t=4 *мксек* и 6 *мксек*. Распределения давлений газа, вычисленные из соображений баланса давлений, тоже приведены.

17 декабря 1957 г. было впервые обнаружено нейтронное излучение, интенсивность которого составляла 10⁴ на разряд. Замена тора из пирексового стекла кварцевым (марки «вайкор») привела к увеличению среднего выхода до 2 · 10⁵ нейтронов на разряд. Добавление сердечника из листового железа улучшило связь на ранних стадиях цикла до достижения сердечником насыщения и привело к дальнейшему неболь-



Рис. 3. Осциллограммы, снятые с помощью многолучевого осциллоскопа, в функции времени: а—гамма-лучи от нейтронов захвата в жидком сцинтилляторе с примесью кадмия; полупериод распада ~30 мксек; b и d ток в газе; с—протоны отдачи в быстром сцинтилляторе; е—вторичное напряжение; f—интенсивность линии кремния 4128 Å.

шому увеличению выхода нейтронов. Наблюдались интенсивности нейтронов вплоть до 10⁶ нейтронов на разряд.

На кривой зависимости нейтронной интенсивности от времени, которая измерялась по протонам отдачи в сцинтилляционном счетчике,

наблюдался максимум длительностью около 2 *мксек*, начинавший примерно через 3,0 *мксек* после пробоя, с последующими меньшим максимумами, возникающими на спаде кривой с общей длительносты 10÷15 *мксек* (рис. 3,с). По-видимому, некоторое испускание нейтронов



Рис. 4. Выход нейтронов в зависимости от начального продольного магнитного поля и давления газа (дейтерия). Экспериментальные точки представляют собой средние значения в нескольких измерениях, в которых и выходы нейтронов менялись почти втрое.

продолжается и при нуле разрядного тока, временами вплоть до второго максимума тока (~ 30 мксек) и за ним. Иногда испускание нейтронов бывает связано со вторым нулем тока примерно через 60 мксек после начала разряда, что представляет определенный интерес. Интенсивность нейтронов меняется от нуля при магнитном поле $B_z=0$ до максимума при некотором оптимальном значении B_z (рис. 4). Выход растет с уменьше-

нием давления дейтерия, и нижний предел в этом направлении определяется невозможностью получить пробой газа даже в случае предварительной ионизации его радиочастотой Интенсивность 4). (рис. нейтронов зависит от примесей и качества исходного вакуума; 5% примеси азота уменьшают ее вдвое (рис. 5). Количество испущенных нейтронов меняется при одних и тех же фиксированных условиях опыта приблизительно в три раза.

Рентгеновские лучи по-



Рис. 5. Выход нейтронов в зависимости от процента примеси азота (среднее нескольких измерений).

являются в интенсивном импульсе длительностью около 1*мксек* через приблизительно 0,9 *мксек* после наступления прибоя в газе, т. е. до начала испускания нейтронов. При условиях, обеспечивающих максимальный выход нейтронов, интенсивность рентгеновских лучей мала или даже равна нулю. С увеличением давления дейтерия интенсивность рентгеновского излучения возрастает, а выход нейтронов падает. При высоких давлениях (400 микрон) были обнаружены рентгеновские лучи с энергиями до 0,9 Мэв при первичном напряжении 12 кв и магнитном поле B_{z0} 5000 raycc.

На спектрограмме, снятой в спектральной области 3000-+6600 Å с дисперсией 11 Å/мм в течение трех полных разрядов, был получен непрерывный спектр с несколькими сильно уширенными (~30 Å) линиями, приблизительно отождествленными, как линии Si II и Si III.

Характерной особенностью конструкции «Перхапсатрона S-3* является малая толщина (0,3 см) стеклянных стенок тора и малость зазора между ними и металлической первичной обмоткой. Такой выбор этих параметров основывался на недвусмысленных предсказаниях теории о плохом воздействии внешнего по отношению к разрядной области поля B_z на стабильность разряда. Получившийся в результате стеклянный тор был очень хрупким и легко мог быть раздавлен тяжелой первичной обмоткой, испытывающей воздействие электромагнитных сил. С повышением первичного напряжения от 14 до 15 кв выход нейтронов возрастает, однако дальнейшее увеличение напряжения лимитируется возможностью электрического пробоя тора. Тщательно изготовленный из глиноземного фарфора («alumina»), тор, когда он будет получен, по-видимому, уменьшит эти трудности с тем дополнительным преимуществом, что, как известно из других опытов, глинозем передает в разряд меньше примесей, чем кварц. Наблюдавшийся выход нейтронов, так же как и уравнение выравнивания давлений, находится в соответствии с температурой 600 эг (сжатие 9). Измерения с магнитными зондами указывают на существование колебаний разрядного канала как целого, с амплитудой около 2 мм. Уменьшение выхода нейтронов после начального максимума вызывает беспокойство, однако оно может быть объяснено охлаждающим воздействием притока примесей ($\sim 3,6$ *мксек*). Наблюдавшаяся чувствительность к примесям свидетельствует в пользу термоядерной реакции, хотя в прошлом этот факт и приводил к ложным выводам: укажем хотя бы на большую чувствительность нейтронов, обязанных своим происхождением нестабильностям, к примесям 8-10.

Во всяком случае можно считать с достаточной уверенностью, что достигнутая температура близка к порогу термоядерных реакций приблизительно в 500 эв. Принципиальное затруднение вызывает то, что именно в этой точке условия идеальны для возбуждения термоядерных реакций механизмом Ферми¹¹. В результате отражения дейтонов от магнитных неоднородностей, движущихся с альфвеновской скоростью $\sqrt{B^2/4\pi p}$, энергия дейтонов достигает 12 кэе после сравнительно небольшого числа отражений; в этом случае даже малая доля газа (всего 0,6%), будучи ускоренной до такой энергии, даст выход, равный термоядерному выходу нейтронов из плазмы, нагретой до 600 эв. Экспериментально различить эти две возможности нелегко. Тонкая методика ядерных фотоэмульсий допускает возможность проведения соответствующих измерений, однако для накопления достаточной статистики при существующем уровне выхода нейтронов в «Перхапсатроне S-3» потребуется несколько тысяч разрядов. Можно также сравнивать выходы нейтронов в случае заполнения установки дейтерием и смесью дейтерия с тритием, но последний метод требует лучшей воспроизводимости, чем существующая в настоящее время.

цитированная литература

- M. Kruskal and M. Schwarszchild, Proc. Roy. Soc. A223, 348 (1954).
 M. Kruskal and J. L. Tuck, Los-Alamos Report 1716, Proc. Roy. Soc. (будет
- опубликовано). 3. R. J. T a y l e r, Proc. Phys. Soc. B70, 31 (1957).

- M. Rosenbluth, Los-Alamos Report 2030, Proc. Venice Conference (1957).
 В. Д. Шафранов, Атомная энергия 5, 709 (1956).
 L. C. Burkhardt, R. H. Lovberg and J. A. Phillips, см. стр. 180
- этого журнала. 7. L. C. Burkhardt, J. Honsaker, H. Karrand R. Lovberg (private communication).
- 8. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, Е. И. Доброхотов, С. Ю. Лукьянов, И. М. Подгорный, В. И. Синицын и И. В. Филиппов, Атомная энергия 2, 84 (1956).
 9. О. А. Anderson, W. R. Baker, S. Colgate, F.C. Gilbert, J. Ise, R.V. Pyle and R. S. White, Proc. Venice Conference (1957).
 10. R. E. Duna way and J. A. Phillips, Los-Alamos LADC 2943 (будет опуб-титовие).
- ликовано).
- 11. F. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).