

квивания вдоль сгустка. Случай, изображенный на рис. 2, соответствует начальному значению тока постоянного протонного пучка ($I = 2,2 \text{ ма}$), энергии частиц до ускорения ($W_0 = 25 \text{ кэв}$) и после ($W = 100 \text{ кэв}$). Как видно из рис. 2, вследствие нелинейности продольных кулоновских сил конфигурация продольного фазового объема сгустка значительно искажается, что существенно ограничивает коэффициент группировки. Искажение кривой распределения продольных скоростей в сгустке из-за нелинейных кулоновских сил влияет на коэффициент группировки и при пренебрежимо малых значениях продольного фазового объема. Линейное же распределение кулоновских сил имеет место лишь для равномерно заряженного эллипсоида [2, 4].

На рис. 1 показано, как изменяется длительность сгустка при прохождении его через ускоритель прямого действия для других параметров пучка ($I = 1 \text{ ма}$, $W_0 = 50 \text{ кэв}$, $W = 1000 \text{ кэв}$). Для сравнения на рис. 1 приведены результаты расчета значения длительности сгустка без учета пространственного заряда и продольного фазового объема (пунктирная кривая). Как видно из рис. 1, продольное кулоновское растапливание

и продольный фазовый объем сгустка не позволяют получать коэффициент группировки больше 13. Коэффициент группировки порядка 10 — реальное значение, которое обычно можно получить в сильноточных протонных ускорителях прямого действия [1].

Поступило в Редакцию 26/X 1970 г.
В окончательной редакции 18/X 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Авраменко. В сб. «Электрофизическая аппаратура». Вып. 5. М., Атомиздат, 1966, стр. 83.
2. И. М. Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
3. В. С. Кузнецов и др. Труды I Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 9-16 октября 1968 г.). Т. II. ВИНТИ, 1970, стр. 419.
4. М. И. Авраменко, В. С. Кузнецов. «Атомная энергия». 25, 520 (1968).

Влияние «обрезания хвостов» максвелловского распределения ионных скоростей на выход термоядерных реакций в плазме

А. Е. БАЖАНОВА; В. И. КОГАН

УДК 533.92

Интенсивность термоядерных реакций, протекающих в дейтериевой плазме с температурой порядка сотен электронвольт, существенно зависит от вида функции распределения дейтронов в ее «хвостовой» части, где она может спадать как медленнее, так и быстрее, чем в максвелловском случае (в зависимости от характера факторов, обуславливающих эти отклонения: сильных электрических полей, электродов, холодной «шубы» вокруг плазмы, недостаточной длительности процесса и др.). Вопрос о влиянии отклонения от максвелловского распределения дейтронов на выход реакций при так называемом «обрезании хвостов» распределения рассмотрен в работе [1], где рассчитаны и частично протабулированы интенсивности термоядерных реакций для некоторых упрощенных форм распределения дейтронов по энергиям: обрезанного максвелловского и изотропного моноэнергетического.

В настоящее время результаты, полученные в работе [1], и принятая там постановка задачи приобрели известный практический интерес, в частности, в связи с развитием токамаков. Достигнутые в них температуры ионов уже обеспечивают наблюдаемый выход термоядерных реакций, но вместе с тем еще недостаточно высоки,

чтобы форма «хвостовой» части распределения скоростей уже не играла роли (последнее имеет место при $T \gg 1 \text{ кэв}$). С другой стороны, на токамаках проведены прямые измерения энергетического распределения ионов, демонстрирующие его максвелловский характер вплоть до энергий порядка нескольких килоэлектронвольт [2].

Сделаем простейшее предположение, что «отрастание хвостов» максвелловского распределения вследствие столкновений ограничивается конечной длительностью удержания плазмы. Тогда можно заключить, что рассчитанная в работе [1] интенсивность реакций для обрезанного максвелловского распределения дает некоторую нижнюю границу для истинной интенсивности, а интенсивность для полного максвелловского распределения — верхнюю границу. Сравнение этих двух границ позволяет, очевидно, оценить точность определения ионной температуры по измеряемому выходу термоядерных реакций.

Ввиду изложенного уместно провести достаточно подробную табуляцию аналитических результатов, полученных в работе [1].

Рассмотрим два распределения дейтронов по энергиям ϵ (в лабораторной системе), соответствующие

Сравнение параметров распределения (1) и максвелловского распределения

Таблица 1

$\epsilon_0/\bar{\epsilon}$	2,0	2,25	2,5	2,75	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0	6,5
θ/T	2,14	1,54	1,32	1,20	1,13	1,06	1,03	1,02	1,01	1,005	1,003	1,001
ϵ_0/θ	1,41	2,19	2,85	3,44	3,97	4,93	5,81	6,64	7,43	8,21	8,98	9,74

Отношение интенсивностей термоядерных реакций D—D при распределении (1) и максвелловском распределении (значения n и $\bar{\epsilon} \equiv \frac{3}{2} T$ одинаковые)

Таблица 2

$\epsilon_0/\bar{\epsilon}$	$T, эв$								
	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
2,0	0,00130	0,00799	0,0218	0,0414	0,0651	0,0911	0,118	0,146	0,173
2,5	0,00942	0,0354	0,0726	0,115	0,157	0,199	0,239	0,276	0,310
3,0	0,0358	0,0953	0,161	0,223	0,280	0,330	0,375	0,415	0,450
3,5	0,0957	0,197	0,287	0,362	0,425	0,477	0,522	0,559	0,592
4,0	0,188	0,320	0,421	0,498	0,558	0,606	0,645	0,677	0,704
4,5	0,303	0,449	0,549	0,619	0,671	0,711	0,743	0,769	0,790
5,0	0,429	0,574	0,663	0,722	0,765	0,797	0,821	0,841	0,857
5,5	0,554	0,684	0,758	0,806	0,838	0,862	0,881	0,895	0,906
6,0	0,661	0,771	0,830	0,866	0,890	0,908	0,921	0,931	0,939

одним и тем же значениям их полной плотности n и средней энергии дейтона $\bar{\epsilon}$: 1) максвелловское распределение $f_M(\epsilon)$ при температуре $T = \frac{2}{3} \bar{\epsilon}$; 2) обреченное максвелловское распределение $f(\epsilon)$, имеющее вид

$$f(\epsilon) = \begin{cases} Ae^{-\frac{\epsilon}{\theta}} V\bar{\epsilon} & \text{при } \epsilon \leq \epsilon_0; \\ 0 & \text{при } \epsilon > \epsilon_0. \end{cases} \quad (1)$$

Постоянные A и θ определяются как функции заданных T и ϵ_0 указанными выше условиями нормировки:

$$\int f(\epsilon) d\epsilon = n; \quad \int \epsilon f(\epsilon) d\epsilon = \frac{3}{2} nT. \quad (2)$$

Выражений для A и θ не выписываем. При $\epsilon_0 \rightarrow \infty$, очевидно, $\theta \rightarrow T$ и $f(\epsilon) \rightarrow f_M(\epsilon)$.

Приведем результат таблицы отношения θ/T , а также удобного вспомогательного параметра ϵ_0/θ в зависимости от отношения $\epsilon_0/\bar{\epsilon} = \epsilon_0/\frac{3}{2}T$ (табл. 1).

Отношение интенсивностей термоядерных реакций D—D для распределений $f(\epsilon)$ и $f_M(\epsilon)$ обозначим γ ; оно зависит от двух параметров T и ϵ_0 или, что более удобно для таблицы, от T и $\epsilon_0/\bar{\epsilon}$. В работе [1] получено аналитическое выражение для $\gamma(T, \epsilon_0)$, которое мы ввиду его громоздкости не выписываем. Результат

численной таблицы $\gamma(T, \frac{\epsilon_0}{\bar{\epsilon}})$, проведенной на ЭВМ, представлен в табл. 2.

Проиллюстрируем использование этих результатов на конкретном примере, относящемся к токамаку. Пусть $T_i = 500 эв$, $\epsilon_0 = 3 кэв$ (максимальное экспериментально измеренное значение энергии дейтонов в лабораторной системе, вплоть до которого подтверждена максвелловская форма их распределения). Имеем $\bar{\epsilon} = \frac{3}{2}T_i = 750 эв$, так что $\epsilon_0/\bar{\epsilon} = 4$. Из табл. 1 находим $\theta/T = 1,03$, т. е. различием температур θ и T практически можно пренебречь. Из табл. 2 находим $\gamma = 0,498$, т. е. выход реакций, соответствующий «апробированной» максвелловской части ионного распределения по энергиям, всего в два раза меньше выхода от полного максвелловского распределения. Отсюда ясно, что в рассматриваемом случае оценка ионной температуры по наблюдаемому выходу термоядерных нейтронов обеспечивает хорошую точность.

Авторы благодарны Д. П. Иванову и В. С. Стрелкову за полезные обсуждения.

Поступило в Редакцию 23/VI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Коган. В сб. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Т. II. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 109.
2. Л. А. Арцимович и др. «Письма ЖЭТФ» 10, 130 (1969).