

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЕ

Л. Спитцер, младший

Интересные результаты, сообщаемые в статье Тоунманна и сотрудников, не только представляют собой важный шаг вперед на пути к осуществлению управляемого выделения термоядерной энергии, но и выдвигают заслуживающую внимания задачу из области динамики полностью ионизированных газов и плазм.

Исследование формы спектральных линий и наблюдение нейтронов убедительно показывают, что в этих опытах действительно происходило ускорение положительных ионов. Между тем из теории как будто следует, что наблюдавшаяся на опыте скорость нагрева не может быть объяснена электронно-ионными столкновениями и, по-видимому, здесь участвует какой-то до сих пор еще неизвестный механизм нагрева.

Ранее¹ был выполнен расчет скорости увеличения температуры положительных ионов при электронно-ионных столкновениях. Как в Англии, так и в США высказывалось мнение, что одним лишь этим процессом не удастся объяснить быстроту, с которой положительные ионы набирают энергию в некоторых разрядах. Чтобы определить верхний предел скорости нагрева положительных ионов в результате электронно-ионных столкновений, можно воспользоваться довольно простым приемом, предложенным Стиксом². Чтобы вычисленная скорость нагрева оказалась максимальной, полагают электронную температуру равной утроенной температуре ионов T_i , а плотность электронов n_e вычисляют в предположении, что весь газ, первоначально заполнявший разрядную трубку, оказывается сосредоточенным в пределах канала разряда и полностью ионизированным. Тогда, если считать $\ln \Lambda = 15$ (см.¹), то для T_i получается формула

$$T_i^{3/2} = 1,71 \cdot 10^{-2} n_e t, \quad (1)$$

где T_i — температура ионов в градусах Кельвина, n_e — число электронов в 1 см^3 , а t — время в секундах.

Для вычисления плотности электронов в опытах с установкой «Зета» мы рассчитали радиус канала разряда r , исходя из представления, что в течение сжатия поток продольного поля B_z в газе остается все время постоянным, а вызываемое током поле B_θ равняется «сжатому» продольному полю на границе разряда. Ввиду того, что в установке «Зета» достигаются весьма высокие температуры, сколько-нибудь значительные утечки магнитного потока за пределы разряда вряд ли возможны. Пренебрежение конечной величиной газокинетического давления занижает расчетный радиус канала и, следовательно, завышает n_e . А это также способствует тому, чтобы вычисленная скорость нарастания температуры T_i была максимально возможной. Значения r , вычисленные в указанных выше предположениях для начального поля $B_z = 160 \text{ гаусс}$ и двух различных величин силы тока, приводятся во втором столбце таблицы

I (а)	r (см)	n_e (см ⁻³)	T_i (°К)	$t_{\text{теор}}$ (сек)	$t_{\text{экспер}}$ (сек)
126 000	16	$8,6 \cdot 10^{13}$	$3,3 \cdot 10^8$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
140 000	14	$1,1 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$

Эти значения согласуются с сообщаемыми в статье Тоунманна и сотрудников. Значения n_e в третьем столбце таблицы вычислены в предположении,

что весь дейтерий, первоначально заполнявший тор при давлении $1,3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., сосредоточился в пределах канала разряда и полностью ионизирован. Приводимая в четвертом столбце величина T_i для меньшей силы тока взята из таблицы статьи Тоунманна и сотрудников и основана на измерении выхода нейтронов. Указанная в таблице величина T_i для большей силы тока — это температура, вычисленная из доплеровского уширения триплета $O V$ (см. рис. 6 той же статьи). Ионная температура, вычисленная по нейтронному выходу, примерно на 50% больше этой величины, однако в данном случае мы не имеем сведений о времени появления нейтронов. В пятом столбце указано время в секундах, необходимое положительным ионам для достижения этих температур. Время вычислено из уравнения (1).

Для сравнения в последнем столбце таблицы приведено измеренное на опыте время, за которое энергия положительных ионов достигает величин, указанных в четвертом столбце. Для меньшей силы тока — это время до того момента, когда выход нейтронов достигает половины своего максимального значения (см. рис. 4 статьи Тоунманна и др.). В случае большей силы тока — это время до того момента, когда излучение линий $O V$ достигает максимальной интенсивности (см. рис. 5 той же статьи). Сделанные нами упрощения направлены в сторону занижения вычисленного значения $t_{теор}$ по сравнению с точным теоретическим значением. Точное значение, возможно, на порядок величины превышает указанное в таблице. Поэтому несоответствие между теорией и экспериментом представляется вполне реальным. Если считать плазму невозмущенной, то, видимо, никакая простая модель не позволит объяснить наблюдаемого на опыте быстрого нагревания положительных ионов.

К подобным же выводам пришел в 1956 г. Стикс², который исходил из сделанного Харуэллской группой указания о роли нетепловых процессов нагрева и опирался на экспериментальные результаты Матерхорнского проекта. В этих экспериментах возбуждался разряд в гелии, заключенном в трубку из нержавеющей стали диаметром 10 см. Трубка длиной 240 см была свернута в виде рейстрекка. Начальное давление составляло $6,3 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., а приложенное извне продольное магнитное поле было 19 000 гаусс. Магнитное поле имело такую геометрию, что пересечение внешних силовых линий со стенками трубки ограничивало разряд в пределах канала диаметром 5 см. С помощью трансформатора, железный сердечник которого был прорезан сквозь рейстрек, прикладывалось вихревое напряжение 300 в на обход, и при этом наблюдался максимальный ток 8000 а. Поскольку этот ток производил лишь незначительное возмущение первоначального магнитного поля, разряд не испытывал сжатия. Наблюдение в различные моменты времени формы спектральной линии $He II \lambda = 4686 \text{ \AA}$ позволило определить, что кинетическая температура этих ионов возрастала до $1,2 \cdot 10^6$ °К за $1,5 \cdot 10^{-4}$ сек, хотя максимальное теоретическое значение для того же интервала времени составляло лишь $0,8 \cdot 10^6$ °К.

Со времени работы Ленгмюра³ известно, что электроны в обычном газовом разряде приближаются к максвелловскому распределению гораздо быстрее, чем может быть объяснено одними столкновениями частиц. Недавно исследования Гейбора и сотрудников⁴ показали, что за этот эффект в значительной степени ответственны колебания плазменного столба, но детальный механизм до сих пор не выяснен. Возможно, что получение в установке «Зета» столь высоких энергий ионов объясняется процессами, связанными с парадоксом Ленгмюра.

Для теоретического анализа возможной роли таких процессов, как колебания, ударные волны, гидромагнитная турбулентность и т. д., было

бы полезно получить сведения относительно степени термализации скоростей положительных ионов, т. е. узнать, в какой степени функция распределения является изотропной и максвелловской.

Совершенно очевидно, что подробное экспериментальное изучение этих коллективных процессов в горячих плазмах представит большой интерес для фундаментальной физики.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. S p i t z e r, Physics of Fully Ionized Gases (Interscience Publishers, 1956, Section 5.3). Перевод. Л. С п и т ц е р, Физика полностью ионизованного газа, ИЛ, 1958 г.
2. С т и к с (T. S t i x), Лекция в Беркли (Калифорния) 20—23 февраля 1957 г.
3. I. L a n g m u i r, Phys. Rev. 26, 585 (1925); Zs Phys. 46, 271 (1928).
4. D. G a b o r, E. A. A s h and D. D r a c o t t, Nature 176, 916 (1955).