

3

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

P.97

ПРЕПРИНТ И ЯФ 77-4

Д.Д.Рютов

О ПРИМЕНЕНИИ ПОТОКОВ ТЯЖЕЛЫХ
ИОНОВ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Новосибирск

1977

В последние годы в качестве одного из путей к осуществлению управляемого термоядерного синтеза обсуждается применение прямых (не замкнутых) установок с плазмой плотностью $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и продольным магнитным полем 100-300 кГс (см., например, /1-4/). Для нагрева плазмы в таких установках обычно предлагается использовать релятивистские электронные пучки (РЭП), поскольку в настоящее время только они могут обеспечить необходимую мощность нагрева при высоком к.п.д. Однако этот метод нагрева обладает следующими двумя недостатками: во-первых, имеются трудности с транспортировкой сильноточного электронного пучка от торца установки до плазменного сгустка (который в установках рассматриваемого типа должен быть отделен от торцов достаточно длинными вакуумными промежутками с целью исключения электронной теплопроводности); во-вторых, передача энергии от РЭП к плазме может происходить только за счёт коллективных процессов, которые приводят к эффективному торможению пучка лишь при достаточно высокой температуре плазмы.

В настоящем сообщении показано, что обе упомянутые трудности можно обойти, если для нагрева плазмы использовать поток быстрых тяжелых ионов, генерируемых на одном из торцов установки с помощью предложенного в работе /5/ метода "газодинамического" ускорения ионов (который состоит в создании облака осциллирующих релятивистских электронов, расширяющегося в вакуум вместе с нейтрализующими его ионами; эксперимент по созданию облака описан в /6/). С одной стороны, получаемый таким образом поток ионов электрически нейтрален, так что проблема его транспортировки через вакуумный промежуток решается автоматически. С другой стороны, как будет показано ниже, всегда можно обеспечить условия, когда передача энергии от потока к плазменной мишени будет происходить просто за счёт кулоновских столкновений, что решает вторую из упоминавшихся проблем. В особенности обещающим этот способ нагрева представляется в применении к сооружаемым в настоящее время модельным установкам, где полная энергия, вкладываемая в плазму, будет составлять $10 + 20$ кдж. Потоки тяжелых ионов с таким запасом энергии можно создать уже сегодня.

Получаемый указанным выше способом поток ионов обладает следующими свойствами: время ускорения τ порядка длительности им-

пульса инжекции релятивистских электронов (в типичных условиях 100 нсек); максимальная энергия ускоренных ионов

$$W_i = \alpha Z^* W_e \quad (1)$$

где W_e — энергия инжектируемых релятивистских электронов (обычно $W_e = 0,5 + 1$ МэВ), α — численный множитель порядка $2 + 3$ (см./5/), а Z^* — заряд иона на стадии ускорения; скорость ионов уменьшается от "головы" к "хвосту" потока на величину порядка единицы; полное число ускоренных ионов примерно в Z^* раз меньше числа инжектированных электронов, так что к.п.д. преобразования энергии электронов в энергию ионов порядка единицы. Так как практически расстояние L (рис. 1а) между торцом установки и границей плазмы будет много больше произведения τ на скорость потока ионов, то из-за отмеченного выше эффекта изменения скорости вдоль ионного ступка он "по дороге" сильно растянется по отношению к своему начальному размеру (который будет порядка $\tau \sqrt{W_i / A m_p}$, где m_p — масса протона, а A — атомный вес иона), и время нагрева плазмы будет равно $L / \sqrt{W_i / A m_p}$.

Взаимодействие ионного потока с водородной плазмой определяется следующими процессами:

- 1) увеличением заряда ионов потока за счёт ионизации плазменными электронами и ионами;
- 2) торможением и угловым рассеянием ионов потока электронами и ионами плазмы.

В дальнейших оценках воспользуемся тем фактом, что в установках рассматриваемого типа длина l плазменной мишени (рис. 1а) в 10–20 раз превышает среднюю длину λ_0 свободного пробега электронов и ионов плазмы относительно столкновений друг с другом. В области температур плазмы $T > 30 + 40$ эВ тепловая скорость электронов заведомо больше скорости тяжелых ионов с энергией ~ 1 МэВ. При этом то расстояние, на котором ион будет "ободран" до состояния с потенциалом ионизации порядка T , с точностью до множителя $2 + 3$ равно $\lambda_0 \sqrt{W_i / AT}$. (где $\mu = 1/1840$ — отношение масс электрона и иона), т.е. мало по сравне-

* Если при этом ион еще не будет "ободран" до конца, то дальнейшая ионизация "хвостами" электронной функции распределения и установление равновесного значения Z происходят на существенно больших расстояниях, не представляющих интереса в рассматриваемой задаче.

нию с длиной плазмы l . При "термоядерных" температурах плазмы ($T > 2 - 3$ КэВ) для ионов с $A = 30 + 40$ это означает, что сразу же после пересечения границы плазмы ионы полностью обдираются (до $Z \approx A/2$). Далее ионы тормозятся на электронах и ионах плазмы. Для длины торможения на электронах имеем:

$$\lambda_e \approx \frac{\lambda_0}{Z^2} \sqrt{\frac{AW_i}{\mu T}} \quad (2)$$

Здесь подразумевается, что $W_i < AT/\mu$, т.е. что скорость тяжелых ионов меньше скорости плазменных электронов. Длину торможения на ионах (для определенности дейтонах) можно записать в виде следующей интерполяционной формулы:

$$\lambda_d \approx \frac{\lambda_0}{AZ^2} \left(\frac{W_i^2}{T^2} + \sqrt{\frac{A^3 W_i}{T}} \right) \quad (3)$$

В формуле (3) первое слагаемое важнее второго, если скорость тяжелого иона больше тепловой скорости дейтонов, и наоборот. Чтобы энергия ионного потока могла быть передана плазменной мишени, должно быть выполнено условие $\min(\lambda_e, \lambda_d) \leq l \approx 10\lambda_0$, т.е.

$$\min \left[\sqrt{\frac{AW_i}{\mu T}}, \frac{1}{A} \left(\frac{W_i^2}{T^2} + \sqrt{\frac{A^3 W_i}{T}} \right) \right] \leq 10Z^2 \quad (4)$$

Полагая $W_i \sim 10^6$ эВ, $T \sim 10^4$ эВ, $A \sim 20$, $Z \sim A/2$, находим, что условие (3) удовлетворяется, причем оказывается, что $\lambda_e \sim \lambda_d$ *) При меньших температурах плазмы (скажем, при $T \sim 1$ КэВ, как это будет иметь место в модельных экспериментах) более эффективным оказывается трение об электроны, так что энергия потока тратится, в основном, на нагрев электронов. Нагрев ионов при этом можно обеспечить, создав исходное распределение плотности плазмы вида изображенного на рис. 1б. Тогда газодинамическое расширение плазмы из областей повышенной плот-

*) Оценки показывают, что рост тормозных потерь из-за введения в плазму ионов с $Z \gg 1$ в рассмотренном численном примере несуществен; несущественны также энергетические затраты на обдирку тяжелых ионов.

ности, возникающее под действием электронного давления, вызовет образование взаимопроникающих течений и нагрев ионов.

Интересно отметить, что длина рассеяния тяжелых ионов в плазме существенно превышает длину торможения, так что поперечная энергия тяжелых ионов остается малой, и для их удержания внутри вакуумной камеры достаточно весьма умеренных магнитных полей.

Поскольку условие (4) тем легче обеспечить, чем меньше W_i , то из соотношения (1) видно, что на стадии ускорения целесообразно иметь ионы с $Z^* = 1$. Чтобы на этой стадии не происходила дальнейшая ионизация, плотность релятивистских электронов n_e (равная плотности ускоряемых ионов) должна удовлетворять условию $n_e < (\sigma_i c \tau)^{-1}$ (где σ_i - сечение ионизации иона с $Z^* = 1$ релятивистским электроном), которое не является слишком ограничивающим (особенно если учесть, что, поскольку поперечная энергия ионов мала по сравнению с продольной, поток ионов можно подвергнуть значительной магнитной фокусировке).

Потоки тяжелых ионов можно использовать для сжатия или удержания плазмы в продольном направлении. Для этого следует инжектировать ионные потоки с двух сторон плазменной мишени.

Имеется также реальная возможность трансформации ионного потока в поток нейтралов путем перезарядки на газовой мишени, состоящей из "своего" газа. Поскольку при энергии тяжелых ионов $W_i \sim 1$ МэВ перезарядка ещё резонансная, сечение её будет существенно превышать сечение обдирки, так что эффективность трансформации может быть высокой. Поток нейтралов, очевидно, представляет интерес в том отношении, что его можно инжектировать в плазму под углом к магнитному полю.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, В.В.Мирнов, Д.Д.Рятов. Письма в ЖЭТФ, 14, 320 (1971).
2. B.G.Logan, A.J.Lichtenberg, M.A.Lieberman; Phys.Rev.Lett. 29, 1435 (1972).
3. J.Dawson et al. Paper D-13 on 4-th IAEA Meeting on CTR, Madison (1971).
4. J.Benford et al. Paper G-2-3 on 6-th IAEA Meeting on CTR, Berchtesgaden (1976).
5. Д.Д.Рятов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 767 (1976).
6. А.В.Аржанников, А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, Д.Д.Рятов. Письма в ЖЭТФ, 24, 19 (1976).

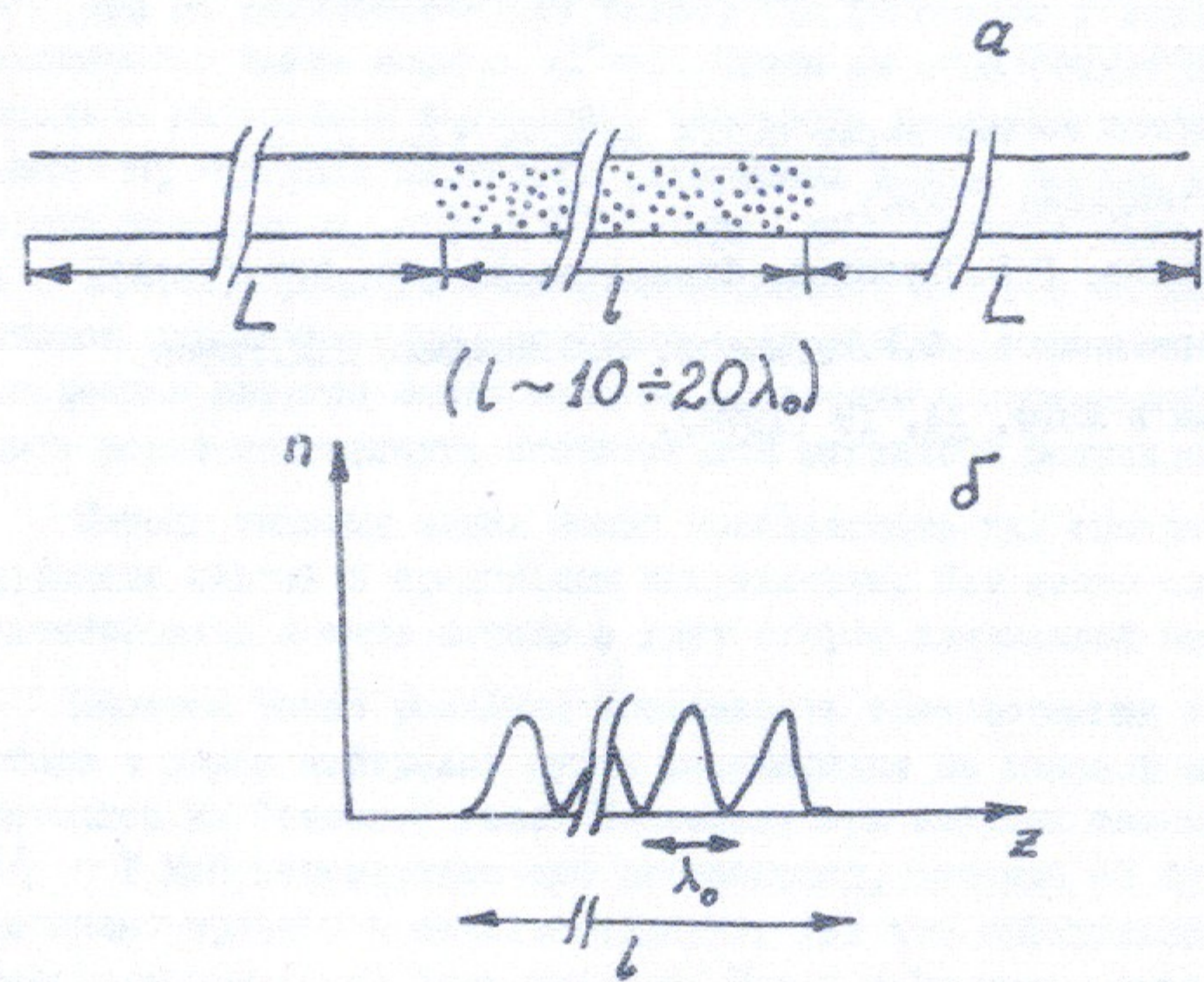


Рис. I

Подписано к печати - 24 ноября 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОПОВ
 Подписано к печати 5.I-1977 г. МН 02604
 Усл. 0,5 печ.л., 0,4 учетно-изд.л.
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 4.

Отпечатано на ротационной ИЯФ СО АН СССР