

О «ПИНЧАХ», НАБЛЮДАЕМЫХ В РЕЛЬСОВЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

В. Н. Григорьев

(Москва)

Рассматриваются условия существования и механизмы торможения узких токовых слоев, наблюдавшихся в электродинамическом плазменном ускорителе рельсового типа. Плазма в слоях удерживается магнитным полем собственного тока. Показывается, что в условиях эксперимента преобладает индукционное торможение пинчей плазмы, образующейся позади них путем ионизации испарившегося материала электродов и стенок ускорителя. Получены выражения для предельных скорости и радиуса пинча, удовлетворительно согласующиеся с экспериментом.

В статье [1] были описаны узкие токовые слои диаметром 0.2 см, наблюдавшиеся в плазменном электродинамическом ускорителе рельсового типа. Его параметры: емкость конденсаторов 36 мкф, напряжение до 4.5 кВ, максимальный ток первого полупериода до 40 кА, длина электродов 20 см, расстояние между электродами 2 см. Слои имели приблизительно равные интенсивность свечения и диаметр и двигались с постоянной скоростью на расстоянии приблизительно 2 см один от другого. Величина скорости первого слоя составляла $4-5 \cdot 10^6$ см/сек, скорость последующих слоев возрастала до $6 \cdot 10^6$ см/сек. Напряжение на конденсаторах (1.5—4.5 кВ), давление ($p = 0.1 - 20$ мк рт. ст.) и род газа, наполняющего трубку, на величину скорости и диаметр слоев не влияли. Число слоев, существующих одновременно в первом полупериоде тока, приблизительно пропорционально напряжению на конденсаторах. Средняя плотность заряженных частиц в слое, измеренная по штарк-эффекту спектральных линий иона кислорода OII, при $p < 2$ мк рт. ст. равна $2.5 \cdot 10^{17}$ см⁻³; с увеличением давления газа в трубке плотность резко падает. Средний ток в слое составлял $4 \cdot 10^3$ А, температура плазмы равна $3.4 \cdot 10^4$ °К. Было показано, что параметры слоев хорошо описываются известной формулой для пинча

$$n = \frac{I^2}{2c^2 \pi r_1^2 k T} \quad (1)$$

Здесь n — средняя плотность заряженных частиц в пинче, r_1 — его радиус, I — ток в пинче, T — температура, c — скорость света и k — постоянная Больцмана.

Ниже рассматриваются условия деления токового слоя в плазменном ускорителе на пинчи и процессы, определяющие скорость пинчей, их диаметр и некоторые другие параметры.

При постоянстве скорости электродинамическая сила $F = \frac{1}{2} c^{-2} I^2 dL / dx$, ускоряющая пинч, должна уравновешиваться тормозящей силой. Эксперимент показывает, что давление остаточного газа в трубке в исследуемом интервале давлений не влияет на величину скорости. Используя приведенные выше параметры пинча, получаем, что механическое торможение пинча набегающим потоком воздуха становится заметным только при $p > 30$ мк рт. ст. Было проверено, что трение о боковые стеклянные стенки также не является определяющим. Увеличение расстояния между стенками более чем в пять раз не изменило величины скорости пинчей. В случае преобладания трения об электроды должен был бы наблюдаться прогиб пинчей в средней части по направлению движения или наклон, если скорость зависит от приэлектродных процессов. Фотографирование пинчей при помощи СФР в режиме фоторегистратора, когда щель СФР направлена перпендикулярно вектору скорости, показало, что изгибов пинчи не имеют и направлены перпендикулярно поверхности электродов и вектору скорости.

Рассмотрим влияние на движущиеся пинчи плазмы, образующейся ионизацией испаренного материала электродов и стенок. На присутствие паров стекла и металла позади движущихся пинчей указывает значительная эрозия стеклянных стенок вдоль всей длины электродов и напыление на них меди. В результате спектроскопических исследований [1] получено, что, кроме плазмы пинчей, в межэлектродном промежутке имеется еще практически «неподвижная» плазма ($V < 1.5 \cdot 10^6$ см/сек), температура которой меньше температуры пинчей, а степень ионизации значительная, так как наблюдались только ионные линии. Известно также, что между пинчами катодных пятен не наблюдается, т. е. ток разряда течет только через пинчи.

В согласии с данными эксперимента будем считать, что пинчи оставляют позади себя плазменный «след», который образуется в непосредственной близости поверхности пинча и заполняет большую часть межэлектродного промежутка. В момент образования плазма следа имеет составляющую скорости по направлению движения, много меньшую скорости пинча, хотя абсолютная величина скорости потоков плазмы с поверхности электрода может быть большой (до $2 \cdot 10^6$ см/сек [2]). Толщина плазмы следа имеет порядок диаметра пинча, и след тянется до следующего пинча.

В плазме следа, удаляющейся от поверхности пинча, магнитное поле будет уменьшаться. Это вызовет циркуляционные токи, которые приведут к ускорению плазмы следа и возникновению в области пинча магнитного поля, направленного в противоположную сторону полю электродов, т. е. к уменьшению электродинамической силы, ускоряющей пинч. На фигуре изображены в плоскости xy силовые линии магнитного поля (а) около движущегося пинча. 1 — сечение пинча, 2 — плазма следа. Ось z совпадает с осью пинча, а ось x противоположна направлению движения пинча. Влияние индукционных токов плазмы следа на магнитное поле пинча в плоскости zox на фигуре показано пунктиром (б).

В дальнейших расчетах будет использовано, что скорость плазмы следа постоянна. Это справедливо, если время индукционного торможения $\tau = c^2 \rho / \sigma_2 H^2$ [3] много больше времени пролета пинчем расстояния, равного его радиусу

$$\frac{c^2 \rho}{\sigma_2 H^2} \gg \frac{r_1}{V} \quad \text{или} \quad n \gg \frac{r_1 \sigma_2 H^2}{c^2 m V} \quad (2)$$

Здесь ρ — плотность массы плазмы следа, n — плотность частиц, H — магнитное поле пинча, σ_2 — проводимость плазмы следа, m — масса иона, r_1 — радиус пинча. Поставив в эту формулу параметры пинча и приняв проводимость плазмы следа равной проводимости полностью ионизованного газа при $T = 3 \cdot 10^4$ °К, $\sigma_2 = 1.2 \cdot 10^{14}$ ед CGSE, получаем $n \gg 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

Оценку величины предельной скорости первого пинча получим из условия, что магнитное поле индукционных токов плазмы следа на оси пинча равно по величине магнитному полю электродов. Для упрощения вычислений будем считать, что магнитное поле электродов постоянно вдоль оси пинча и равно $\frac{1}{2} c^{-1} I l^{-1} dL / dx$, а также, что магнитное поле пинча на его поверхности много больше поля электродов

$$\frac{2I}{cr_1} \gg \frac{1}{2c} I \frac{1}{l} \frac{dL}{dx} \quad (3)$$

Здесь I — ток пинча, r_1 — его радиус, l — расстояние между электродами, dL / dx — индуктивность единицы длины электродов ($dL / dx = 10$ см / см). Для выполнения условия (3) радиус пинча должен удовлетворять неравенству $r_1 \ll 4l (dL/dx)^{-1} = 0.8$ см, которое справедливо для наблюдаемых пинчей.

При этих условиях направление тока в плазме следа можно считать совпадающим с осью z а плотность тока равной

$$j_z = c^{-1} \sigma_2 V H \sin \varphi + C_1, \quad H = \frac{2I}{cr}$$

Здесь σ_2 и V — проводимость и скорость плазмы следа, H — магнитное поле пинча, φ — угол между направлением движения пинча и вектором магнитного поля пинча в данной точке плазмы следа и C_1 — постоянная, определяющаяся из условия замкнутости токов в плазме следа

$$\iint i_z ds = 0$$

где интегрирование производится по площади сечения плазмы следа плоскостью, перпендикулярной оси z . Условие постоянства скорости пинча записывается в виде

$$\frac{1}{2c} I \frac{1}{l} \frac{dL}{dx} = \iint \frac{2j_z}{cr} \sin \varphi ds \quad (4)$$

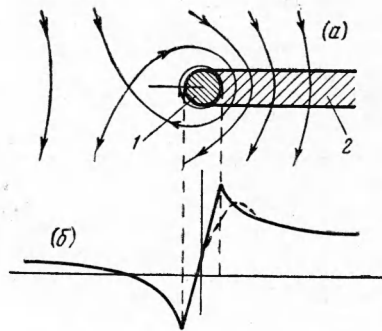
Произведя интегрирование, получаем выражение для предельной скорости первого пинча

$$V_* = \frac{c^2}{6.65 \sigma_2} \frac{1}{l} \frac{dL}{dx} \quad (5)$$

т. е. скорость пинча при рассматриваемом механизме торможения зависит только от конфигурации электродов и проводимости плазмы следа. Как следует из вывода, предположения о геометрии плазмы следа влияют только на численный коэффициент в выражении для скорости. Подставив численные значения σ_2 , l и dL / dx , получаем $V_* = 5.6 \cdot 10^6$ см / сек. Это близко к наблюдаемой скорости первого пинча.

Таким же способом можно получить величину предельной скорости последующих пинчей, однако сравнить ее с экспериментом невозможно, так как неизвестна плотность плазмы следа первых пинчей и ее тормозящее действие на рассматриваемый пинч.

До сих пор след рассматривался как стационарный поток плазмы относительно



пинча. Нестационарность поступления плазмы в след должна накладывать ограничение на радиус пинча. Время действия на пинч индукционных токов некоторого фиксированного объема плазмы следа имеет порядок $\tau_1 = r_1 / V$. Это объясняется удалением плазмы следа от поверхности пинча и затуханием индукционных токов в нем. Характер торможения пинчей плазмой следа зависит от соотношения между временем действия магнитного поля плазмы следа на пинч τ_1 и временем диффузии его в объем пинча, равным $\tau_2 = 4\pi c^{-2} \sigma_1 r_1^2$.

Здесь σ_1 — проводимость плазмы пинча и r_1 — радиус. Если $\tau_1 > \tau_2$ или $r_1 < c^2 (4\pi \sigma_1 V)^{-1}$, то происходит торможение всего объема пинча. Когда $\tau_1 < \tau_2$, тормозится только часть его объема толщиной порядка $c^2 (4\pi \sigma_1 V)^{-1}$, равной глубине, на которую успевают продиффундировать в пинч магнитное поле плазмы следа. Таким образом, размер пинча может увеличиваться за счет захвата нового газа до тех пор, пока его радиус не станет равным предельному

$$r_* = \frac{c^2}{4\pi \sigma_1 V} \quad (6)$$

Численное значение полученного предельного радиуса $r_* = 0.08$ см хорошо согласуется с экспериментом.

Образование новых пинчей может происходить путем деления движущегося токового слоя на два. Вероятно, это объясняет тот факт, что не наблюдается процесс ускорения вновь образованных пинчей, хотя по оценкам время ускорения должно быть значительным.

При индукционном механизме торможения пинч, движущийся со скоростью V_* , не имеет внешнего магнитного поля, так как поле электродов скомпенсировано полем индукционных токов плазмы следа. Поэтому в таком стационарном пинче, движущемся как целое с постоянной скоростью, градиент давления должен быть перпендикулярным магнитному полю. Это значит, что пинч должен иметь цилиндрическую геометрию, а его параметры не должны отличаться от параметров неподвижного пинча (1). Взаимодействие движущихся пинчей с электродами, стенками и набегающим газом ограничивает время существования пинчей. Таким образом, область существования пинчевой структуры токового слоя связывается с преобладанием индукционного механизма торможения пинчей.

Деление токового слоя на пинчи не происходит при слабом газовыделении из электродов и стенок. Тогда в первом полупериоде тока наблюдается один размытый слабо светящийся токовый слой. Плазменный след с низкой плотностью частиц, независимо от его проводимости, не может оказать тормозящего действия на пинч, поэтому при слабом газовыделении должен преобладать другой механизм торможения.

В плохо оттренированном плазменном ускорителе пинчи также не образуются. Вероятно, это связано с тем, что увеличение плотности частиц в плазме следа снижает напряжение перехода тлеющего разряда через плазму следа в дуговой. Возникновение сильнотокового разряда через плазму следа должно вызвать распад пинча.

Пинчи будут тормозиться также индукционными токами плазмы, сквозь которую они движутся, причем в некоторой области давлений этот механизм торможения пинчей может преобладать, если проводимость окружающего газа достаточно велика. Эта область ограничена со стороны высоких давлений, когда начинает преобладать лобовое сопротивление набегающего газа, и со стороны низких давлений, когда масса всего газа, обтекающего пинча, недостаточна для его торможения. В соответствии со сказанным выше в этой области давлений может существовать пинчевая структура токового слоя в плазменных ускорителях. Это является возможным объяснением наблюдавшегося деления сходящегося токового цилиндра в Z-пинче на сетку каналов [4, 5].

В заключение автор благодарит О. А. Малкина за внимание к работе.

Поступила 9 IX 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев В. Н. О структуре плазменного сгустка в электродинамическом ускорителе. ПМТФ, 1962, № 2.
2. Гуров С. В. Процессы на электродах при сильнотоковом разряде в вакууме. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, № 5.
3. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. Изд. иностр. лит., 1959.
4. Комельков В. С. Самосжимающиеся разряды в дейтерии при больших скоростях нарастания тока. Ж. эксперим. и теор. физ., 1958, т. 35, стр. 16.
5. Cuzon F. L., Churchill R. J. Framing camera studies of the Z-pinch in nitrogen. Canad J. Phys., 1962, vol. 40, No. 9.