

Кулоновский взрыв „горячей точки“ микропинчей

© В.И. Орешкин,^{1,2} Е.В. Орешкин³

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия

² Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050 Томск, Россия

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: oreshkin@lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 27 апреля 2016 г.)

Показано, что генерация жесткого рентгеновского излучения, электронного пучка и ионов с большой энергией, которые регистрируются в экспериментах по сжатию пинчей, может быть связана с кулоновским взрывом „горячей точки“ в микропинче, которая формируется за счет вытекания вещества. По мере вытекания температура плазмы „горячей точки“ возрастает, и в ней возникают условия для перехода электронов в режим непрерывного ускорения. Уход убегающих электронов из области „горячей точки“ приводит к созданию в ней положительного объемного заряда и затем к кулоновскому взрыву. Определены условия перехода электронов в режим непрерывного ускорения и получены оценки кинетической энергии ионов при кулоновском взрыве.

DOI: 10.21883/JTF.2017.01.44015.1866

Z-пинч представляет собой электрический разряд в плазме, который сжимается под действием магнитного давления, создаваемого собственным током [1–4]. Типичным для Z-пинчей является образование „горячих точек“, которые формируются как результат развития крупномасштабных магнитогидродинамических неустойчивостей [1,5–7]. В процессе сжатия плазменный столб деформируется, и на нем образуются перетяжки, т.е. области, радиус которых меньше радиуса основного столба. Магнитное давление в области перетяжек повышается, что приводит, во-первых, к ускорению их сжатия, во-вторых, к вытеканию вещества из области перетяжки в аксиальном направлении. Финальной стадией развития перетяжки является „горячая точка“.

По-видимому, первой экспериментальной работой, в которой были зарегистрированные аксиальные струи, является работа [8], где исследовался процесс сжатия дейтериевых Z-пинчей. Так как с наличием этих струй связывалось увеличение выхода нейтронов, авторами работы [9] был предложен „нецилиндрический Z-пинч“, в котором формирование „горячей точки“ предопределялось геометрией разряда. Позже такая конфигурация получила название „плазменный фокус“. В последующих экспериментах по исследованию дейтериевых плазменных фокусов при уровне тока порядка 1 МА были зарегистрированы электронные пучки, жесткое рентгеновское излучение и „надтепловые“ дейтроны с энергией до 8 MeV [10]. Еще более энергичные дейтроны с энергией в несколько десятков MeV были зарегистрированы в экспериментах по сжатию дейтериевых лайнеров [11] при уровне тока 2.7 МА. Для объяснения генерации высокоэнергичных ионов и жесткого рентгеновского излучения в работе [12] был предложен так называемый „мишеный“ механизм. В нем предполагается, что

в конечной стадии формирования „горячей точки“ в ней протекают токи смещения, генерирующие сильные электрические поля, в которых ускоряются заряженные частицы.

Хотя „горячие точки“ часто наблюдаются во всех разновидностях Z-пинчей, наиболее исследованным оказался процесс их формирования в X-пинче. Последний представляет собой две или более скрещенные между собой проволоочки (в виде буквы „X“). Так же как и плазменный фокус, он был предложен в работе [13] для целенаправленного формирования „горячей точки“. В отличие от плазменного фокуса, в котором место появления „горячей точки“ заранее неизвестно, в X-пинче оно определено достаточно хорошо — это перекрестье проволоочек. Эта особенность делает X-пинч удобным объектом для изучения динамики „горячей точки“.

Как показано в работах [14–16], в X-пинчах реализуется следующий сценарий формирования „горячей точки“. После начала протекания тока через пинч сначала (за короткое время) происходит электрический взрыв проводников, затем формируется микропинч (перетяжка) размером в несколько сот микрон, затем на микропинче формируется „горячая точка“ размером несколько микрон, которая служит источником мягкого рентгеновского излучения. В финале „горячая точка“ взрывается и в это время происходит генерация электронного пучка, жесткого рентгеновского излучения и ионов с большой энергией, которые появляются с небольшой задержкой после основного импульса мягкого рентгеновского излучения [15]. В работах [14,15] приведены снимки X-пинчей, состоящих из двух молибденовых проволоочек диаметром 17 μm , ток через которые в момент взрыва составлял 150–170 кА. На этих снимках, сделанных в мягком рентгеновском диапазоне, отчетливо прослежи-

вается взрыв „горячей точки“. Подобные снимки, но сделанные в оптическом диапазоне, приведены и в [16].

Причиной взрыва может быть уход быстрых электронов из области „горячей точки“, что приводит к созданию в ней положительного объемного заряда и затем к кулоновскому взрыву. Предположение о том, что в экспериментах, описанных в [14], происходит кулоновский взрыв, высказывалось в работе [17]. В пользу сценария, в котором реализуется кулоновский взрыв, говорит наличие электронного пучка, появление которого в плазме свидетельствует о наличии убегающих электронов [18,19]. Отметим, что генерация убегающих электронов в газовых разрядах [20,21], вероятно, также обусловлена кулоновским взрывом. Однако в этом случае кулоновский взрыв происходит как следствие формирования отрицательного заряда на головке анодо-направленного стримера [22,23].

Далее покажем, что в процессе эволюции „горячей точки“ формируются условия для убегания электронов. Формирование перетяжки в Z-пинчах подробно исследовалось в работе [5], в которой предложена простая модель эволюции этого процесса. Согласно этой модели, перетяжка формируется в процессе сжатия, которое сопровождается вытеканием вещества из области микропинча в аксиальном направлении (как в положительном, так и в отрицательном). Вытекание вещества протекает в условиях, близких к беннетовскому равновесию, т.е. при приблизительном равенстве магнитного давления тепловому давлению $p = n_i(1 + \bar{z})kT$, где n_i — концентрация ионов в пинче, \bar{z} — средний заряд ионов, m_i — масса атома вещества, из которого состоит пинч, T — температура пинча, k — постоянная Больцмана. В работе [24] показано, что при любой зависимости распределения плотности тока внутри пинча условие беннетовского равновесия имеет вид

$$kT = \frac{I^2}{2c^2 N_i (1 + \bar{z})}, \quad (1)$$

где I — ток через пинч, N_i — число ионов на единицу длины пинча, c — скорость света в вакууме. В плазменных фокусах и в плазменных лайнерах беннетовское равновесие устанавливается после выхода ударной волны на ось [5], а в X-пинчах условие беннетовского равновесия (1), по-видимому, выполняется вплоть до глубоких степеней сжатия. Так, в работе [25], в которой для алюминиевого X-пинча были определены параметры „горячей точки“ в момент формирования импульса мягкого рентгеновского излучения, показано, что в это время условие (1) выполняется с хорошей точностью.

В простейшем случае изменение погонной массы перетяжки $M = m_i N_i$ описывается уравнением [5], которое является следствием одного из уравнений гидродинамики, а именно уравнения непрерывности

$$\frac{dM}{dt} = -M \frac{2V}{L_{\text{neck}}}, \quad (2)$$

где V — скорость вытекания вещества, L_{neck} — длина микропинча. Скорость вытекания пропорциональна ско-

рости звука в плазме и приблизительно равна [5,16]

$$V \approx \sqrt{\frac{p}{m_i n_i}} = \sqrt{\frac{(1 + \bar{z})kT}{m_i}}. \quad (3)$$

Используя (1) и (3), уравнение (2) можно переписать в виде

$$\frac{dM}{dt} = -\sqrt{2M} \frac{I}{cL_{\text{neck}}}. \quad (4)$$

При постоянном токе решение (4) имеет вид

$$M(t) = \left(\sqrt{M_0} - \frac{It}{\sqrt{2}cL_{\text{neck}}} \right)^2, \quad (5)$$

где M_0 — начальное значение погонной массы. То есть при $t_f = cL_{\text{neck}}\sqrt{2M_0}/I$ происходит полное вытекание вещества из области перетяжки.

По мере вытекания вещества из области перетяжки в соответствии с выражением (1) температура плазмы возрастает и на ней образуется „горячая точка“, размеры которой, как уже отмечалось, существенно меньше размера перетяжки. При дальнейшем вытекании вещества в „горячей точке“ могут возникнуть условия для перехода электронов в режим непрерывного ускорения, т.е. такие условия, при которых электрон, находящийся в электростатическом поле, на длине свободного пробега набирает энергии больше, чем теряет ее в неупругих столкновениях. Критическая напряженность электростатического поля E_{cr} , при которой сила трения не может уравновесить электрическую силу ни при каком значении направленной скорости электрона, определяется критерием Дрейсера [18]

$$E_{\text{cr}} \approx 0.2 \cdot \frac{e\Lambda}{D^2}, \quad (6)$$

где e — заряд электрона, Λ — кулоновский логарифм, D — радиус дебаевского экранирования, который в случае многозарядной плазмы можно записать в виде [26]

$$D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 n_i (\bar{z} + \langle z^2 \rangle)}}, \quad (7)$$

где $\langle z^2 \rangle \approx \bar{z}^2$ — среднеквадратичный заряд ионов. Ниже будем считать, что $n_i = N_i / (\pi R_{\text{hs}}^2)$, где R_{hs} — радиус „горячей точки“.

Пучок убегающих электронов появляется в микропинче в случае, когда напряженность электрического поля в „горячей точке“ E_{hs} , создаваемая протекающим через пинч током, превысит E_{cr} , т.е.

$$E_{\text{cr}} < E_{\text{hs}} = \frac{I}{\pi R_{\text{hs}}^2 \sigma}, \quad (8)$$

где σ — проводимость плазмы „горячей точки“. Хорошо известное и часто используемое выражение для проводимости полностью ионизованной плазмы поперек

магнитного поля получено в работе Брагинского [27], оно имеет вид

$$\sigma_{\text{Brag}} = \frac{3}{4e^2\sqrt{2\pi m_e}} \frac{(kT)^{3/2}}{\Lambda \bar{z}}, \quad (9)$$

где m_e — масса электрона. Однако в (9) учитываются только упругие электрон-ионные столкновения, а, как отмечал уже сам Брагинский [27], реальная проводимость плазмы должна быть меньше за счет плазменных волн, микротурбулентностей и неупругих столкновений и т.п. Причины возникновения аномального сопротивления в плазме обсуждаются, например, в работе [28], а в плазме пинчей в работе [5], однако общепринятого мнения по этому вопросу в настоящее время не существует. В [5] предполагалось, что уменьшение проводимости плазмы за счет аномальных эффектов становится существенным, когда токовая скорость электронов $u_e = I/(e\bar{z}N_i)$ превышает тепловую скорость ионов $u_i = \sqrt{2kT/m_i}$, т.е. при $u_i < u_e$. С учетом (1) последнее неравенство можно привести к условию на число ионов на единицу длины

$$N_i^{an} < \frac{m_i c^2 (1 + \bar{z})}{e^2 \bar{z}^2}. \quad (10)$$

Значение N_i^{an} , ниже которого становятся существенны аномальные эффекты, по порядку величины равно 10^{16} cm^{-1} .

Учесть влияние аномальных эффектов [5,29] можно, представив проводимость плазмы в виде $\sigma = \sigma_{\text{Brag}}/a$, где a — безразмерный коэффициент, его значения зависят от типа микротурбулентностей, на которых рассеиваются электроны [28,29]. В начале процесса, когда $N_i > N_i^{an}$, значение коэффициента a близко к единице, а по мере вытекания вещества, когда число ионов в сечении плазменного столба уменьшается до величины $N_i < N_i^{an}$, значение коэффициента a растет. При этом плазма начинает быстро нагреваться, ее радиальное сжатие замедляется [5,30], а скорость вытекания вдоль оси z возрастает. То есть приблизительно в этот момент времени происходит формирование „горячей точки“. Рост температуры приводит к увеличению радиуса дебаевского экранирования D , к снижению критической напряженности электрического поля E_{cr} и к выполнению неравенства (8), т.е. $E_{\text{cr}} < E_{\text{hs}}$. Выражая температуру с помощью условия Беннета (1) и учитывая выражения (6), (7) и (9), неравенство (8) можно привести к виду

$$N_i^{\text{cr}} < 3.5 \frac{m_e c^2}{e^2} \frac{a^2}{1 + \bar{z}}, \quad (11)$$

где N_i^{cr} — пороговое значение числа ионов на единицу длины микропинча, при котором формируются условия для перехода электронов в режим непрерывного ускорения (для дейтериевой плазмы при $a = 10$ $N_i^{\text{cr}} \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-1}$). Сравнивая неравенства (10) и (11), находим, что отношение числа ионов

$$N_i^{an}/N_i^{\text{cr}} \approx 0.3 \left(\frac{1 + \bar{z}}{\bar{z}} \right)^2 \frac{m_i}{m_e} a^2,$$

откуда получим пределы, в которых могут изменяться значения безразмерного коэффициента a :

$$1 < a \ll 0.5 \frac{1 + \bar{z}}{\bar{z}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}},$$

то есть для дейтериевой плазмы значение a не может быть больше 60.

Оценим время взрыва. Без учета токов смещения время τ , за которое в „горячей точке“ образуется положительный объемный заряд, можно оценить из выражения $e\bar{z}N_i^{\text{cr}}L_{\text{hs}} \approx I\tau$, где L_{hs} — длина „горячей точки“. Откуда с помощью (11) получим

$$\tau \approx 3.5 \frac{L_{\text{hs}}}{c} \frac{I_A}{I} a^2,$$

где $I_A = \frac{m_e c^3}{e} \approx 17 \text{ kA}$ — ток Альфвена. При $a = 10$, $L_{\text{hs}} = 10^{-3} \text{ cm}$ и $I = 10 \cdot I_A$ $\tau \approx 10^{-3} \text{ ns}$. То есть кулоновский взрыв микропинча происходит практически мгновенно после достижения в микропинче условия (11). Оценка времени взрыва, безусловно, занижена, так как в ней не учитываются не только токи смещения, но и приход тепловых электронов в область „горячей точки“. Последнее обстоятельство, по-видимому, несущественно, так как скорость тепловых электронов значительно ниже скорости убегающих электронов.

Пучок убегающих электронов, который формируется в „горячей точке“ при выполнении условия (11), приводит к появлению в плазме положительного объемного заряда. Вероятно, что кулоновский взрыв происходит приблизительно в то время, когда электростатическая энергия ионов, электрический заряд которых не скомпенсирован зарядом электронов, превысит магнитную энергию. То есть

$$E^{\text{elec}} = \int \frac{E^2}{8\pi} dV \geq E^{\text{mag}} = \int \frac{H^2}{8\pi} dV,$$

где E и H — напряженности электрического поля и магнитного поля в „горячей точке“ соответственно (интеграл берется по объему, в котором создается положительный объемный заряд). Оценить электростатическую энергию ионов при кулоновском взрыве можно, используя уравнение Максвелла: $\text{div } \mathbf{E} = 4\pi e\bar{z}n_i^+$, где n_i^+ — концентрация ионов, электрический заряд которых не скомпенсирован зарядом электронов. В случае, когда радиальный R_{hs} и аксиальный L_{hs} размер „горячей точки“ приблизительно равны, т.е. $R_{\text{hs}} \approx L_{\text{hs}}$, справедлива следующая оценка:

$$E^{\text{elec}} \approx \frac{1}{4} (e\bar{z}N_i^+)^2 L_{\text{hs}}, \quad (12)$$

где N_i^+ — число нескомпенсированных ионов на единицу длины. При равномерном распределении тока магнитная энергия, сосредоточенная в пространстве, занимаемом „горячей точкой“, равна

$$E^{\text{mag}} = \frac{1}{4} \frac{I^2}{c^2} L_{\text{hs}}. \quad (13)$$

То есть число ионов на единицу длины, электрический заряд которых не скомпенсирован зарядом электронов, равно

$$N_i^+ \approx \frac{m_e c^2}{e^2} \frac{I}{\bar{z} I_A}. \quad (14)$$

При взрыве электростатическая энергия переходит в кинетическую энергию ионов „горячей точки“, при этом средняя кинетическая энергия, приходящаяся на один ион, приблизительно равна

$$\varepsilon_i^{\text{kin}} \approx \frac{E^{\text{elec}}}{N_i^{\text{cr}} L_{\text{hs}}} \approx 0.07 m_e c^2 (1 + \bar{z}) \left(\frac{I}{a I_A} \right)^2. \quad (15)$$

В экспериментах с молибденовым X-пинчем [14,15] средняя кинетическая энергия ионов при кулоновском взрыве должна составлять приблизительно 1 MeV (при токе $I = 170$ kA, $a = 10$ и $\bar{z} = 30$).

Так как число ионов на единицу длины, электрический заряд которых не скомпенсирован зарядом электронов, N_i^+ не может превышать значение N_i^{cr} , выражение (15) применимо лишь при выполнении $N_i^+ < N_i^{\text{cr}}$. В обратном случае кинетическая энергия ионов равна

$$\varepsilon_i^{\text{max}} \approx 0.9 m_e c^2 \frac{\bar{z}^2}{1 + \bar{z}} a^2. \quad (16)$$

Выражение (16) применимо при значении тока через пинч

$$I_{\text{th}} > 3.5 \frac{\bar{z}}{1 + \bar{z}} a^2 I_A. \quad (17)$$

Это значение можно считать некоторым пороговым значением, так как при выполнении условия (17) радикальный разлет ионов при кулоновском взрыве затруднен и доминирует разлет ионов в аксиальном направлении. В экспериментах [11] по сжатию дейтериевых Z-пинчей при уровне тока 2.7 MA, в которых, как уже отмечалось, определялся спектр быстрых ионов, были зарегистрированы дейтроны с энергией вплоть до 40–50 MeV. Если считать, что в [11] средняя кинетическая энергия дейтронов была $\varepsilon_i^{\text{kin}} \approx 20$ MeV, то, согласно (15), такое значение $\varepsilon_i^{\text{kin}}$ соответствует значению безразмерного коэффициента $a \approx 10$. Для дейтериевого пинча при $a = 10$, значение $I_{\text{th}} \approx 3$ MA, т. е. эксперименты [11] проводились при токе, близком к пороговому, и в них должна наблюдаться большая анизотропия ионного пучка, что и было зарегистрировано в [11].

Изложенная выше модель применима лишь в случае, когда радиус дебаевского экранирования значительно меньше размеров „горячей точки“, т. е. при $D \ll R_{\text{hs}}$. Последнее неравенство, используя выражение (7) с учетом (1) и (11), можно привести к условию на ток, протекающий через пинч:

$$I_{\text{lim}} \ll 10 a^2 \sqrt{\bar{z}} I_A.$$

То есть при больших токах изложенная выше модель становится некорректной.

Отметим, что изложенный выше подход близок к подходу работы [12], в которой предложен „мишеный“ механизм. Как уже отмечалось выше, в „мишенном“ механизме предполагается, что в конечной стадии формирования „горячей точки“ в ней протекают токи смещения, генерирующие сильные электрические поля, в которых ускоряются заряженные частицы. В „мишенном“ механизме имеется плохо определенный параметр — это время, в течение которого протекают токи смещения. В подходе, изложенном выше, также присутствует плохо определенный параметр — это коэффициент a , которым учитывается влияние аномальных эффектов на электропроводность плазмы „горячей точки“ в финальной стадии ее сжатия.

Работа Орешкина Е.В. выполнена при поддержке РФФИ грант № 16-38-60199, Совета по грантам Президента Российской Федерации СП-951.2016.1.

Список литературы

- [1] Ryutov D.D., Derzon M.S., Matzen M.K. // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72. N 1. P. 167.
- [2] Haines M.G. // Plasma Phys. Control. Fus. 2011. Vol. 53. P. 093 001.
- [3] Александров В.В., Гасилов В.А., Грабовский Е.В. и др. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. Вып. 12. С. 1057.
- [4] Chaikovskiy S.A., Labetsky A.Y., Oreshkin V.I. et al. // Laser and Particle Beams. 2003. Vol. 21. N 2. P. 255.
- [5] Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. 320 с.
- [6] Будько А.Б., Великович А.Л., Либерман М.А., Фелбер Ф.С. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 1. С. 496.
- [7] Бакут Р.Б., Дацко И.М., Ким А.А. и др. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. Вып. 11. С. 959.
- [8] Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. IV. С. 170.
- [9] Filippov N.V., Filippova T.I., Vinogradov V.P. // Nucl. Fusion Suppl. 1962. Vol. 2. P. 571.
- [10] Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 25. Вып. 5. С. 262.
- [11] Klir D., Kubes P., Rezac K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 095 001.
- [12] Трубников Б.А. // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958. Т. IV. С. 87.
- [13] Захаров С.А., Иваненков Г.В., Коломенский А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 9. С. 1060–1063.
- [14] Иваненков Г.В., Пикуз С.А., Синарс Д.Б. и др. // Физика плазмы. 2000. Т. 26. Вып. 10. С. 927–933.
- [15] Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. Вып. 4. С. 319–373.
- [16] Oreshkin V.I., Chaikovskiy S.A., Artyomov A.P. et al. // Phys. Plasmas. 2014. Vol. 21. P. 102 711.
- [17] Рухадзе А.А., Юсупалиев У. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 127.
- [18] Dreicer H. // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. P. 238.

- [19] *Гуревич А.В.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1296.
- [20] *Месяц Г.А.* // УФН. 2006. Т. 76. Вып. 10. С. 1069.
- [21] *Gurevich A.V., Mesyats G.A., Zybin K.P. et al.* // Phys. Lett. A. 2011. Vol. 375. N 30–31. P. 2845.
- [22] *Oreshkin E.V., Barenholts S.A., Chaikovskiy S.A., Oreshkin V.I.* // Phys. of plasmas. 2012. Vol. 19. P. 043 105.
- [23] *Oreshkin E.V., Barenholts S.A., Chaikovskiy S.A., Oreshkin V.I.* // Phys. of Plasmas. 2015. Vol. 22. P. 123 505.
- [24] *Брагинский С.И.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 645.
- [25] *Артёмов А.П., Федюнин А.В., Чайковский С.А. и др.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 24. С. 2.
- [26] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теоретическая физика. Т. IV, Статистическая физика, М.: Наука, 1964. 567 с.
- [27] *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 1. Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Гос. изд. лит. по атомной науке и технике. 1963. 287 с.
- [28] *Иванов А.А.* Физика сильнонеравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 352 с.
- [29] *Гидблуд И.П., Пятак А.И., Сизоненко В.Л.* // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 2084.
- [30] *Вихрев В.В.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 4. С. 454.