

мере нарастания разрядного тока формируется токово-плазменная оболочка (ТПО), имеющая волокнистую структуру. Затем эта оболочка отрывается от изолятора, волокна её смыкаются и, ускорившись до скоростей  $\sim(2-3) \cdot 10^7$  см/с и толкая перед собой ударную волну, она сгребает газ (плазму) к центру камеры. При этом форма оболочки становится воронкообразной, что приводит к частичному вытеканию плазмы вдоль оси. В результате выброса массы на ограниченном по высоте участке пинча удаётся резко повысить степень сжатия по радиусу, что увеличивает концентрацию энергии в единице объёма плазмы. При плоском сжатии плотность повышается примерно в 4 раза, в цилиндрич. камере с учётом отражения ударной волны — в 33 раза, а при вытекании вещества вдоль оси плотность повышается в  $10^3$  раз (с учётом снижения энтропии). Размеры камеры и индуктивность внеш. цепи выбирают такими, чтобы момент макс. сжатия плазмы вблизи оси  $z$  совпал с моментом макс. значения тока. При этом ТПО так сжимается, что отношение её нач. радиуса к конечному достигает величин  $10^3$ . В момент макс. сжатия излучается небольшой импульс нейтронного и рентг. излучений. Темп-ра плазмы при этом равна  $\sim 5 \cdot 10^6$  К (0,5 кэВ). Нек-рое время ( $\sim 10^{-7}$  с) удерживается прямой пинч (рис. 2, а), а затем на его поверхности начинает развиваться неустойчивость Рэлея — Тейлора.

Однако обычно в режиме с одним сжатием раньше образования неустойчивости происходит обрыв тока, сопровождающийся резким увеличением напряжения на пинче (в 10—100 раз) вследствие быстрого увеличения аномального сопротивления плазмы в области скин-слоя за счёт микротурбулентности. Разорвавшаяся часть пинча становится плазменным диодом, на к-ром происхо-



Рис. 2. Обекурrogramма пинча в плазменном фокусе: а — в режиме с одним сжатием; б — в режиме с двумя сжатиями.

дит ускорение электронов к аноду и ионов к катоду до энергий  $\sim 10^5$ — $10^6$  эВ. Когда происходит обрыв тока, то скорость электронов достигает  $\sim 10^9$  см/с, вместо электрич. тока через пинч идёт ускоренный поток электронов, к-рый самофокусируется внутри плазмы пинча. В фокальной зоне вблизи анода он испытывает аномальное поглощение, порождая мощную ударную волну, к-рая, проходя через пинч, нагревает его до темп-ры  $\sim(2-3) \cdot 10^7$  К (2—3 кэВ) и даёт мощную вспышку нейтронного излучения.

Режим с двумя сжатиями. По мере утолщения напылённой на анод плёнки металла с насыщенным в ней газом установка автоматически переходит в режим с двумя сжатиями. Последовательность процессов та же, однако обрыв тока происходит позже, когда неустойчивость Рэлея — Тейлора уже успела развиться. При этом в цилиндрич. камерах часто второе сжатие наблюдается в виде неск. перетяжек, тогда как в камере с плоскими электродами на заключит. стадии может образоваться снова прямой пинч той же высоты, но меньшего диаметра и большей плотности (рис. 2, б). Заключит. стадия П. ф. в этом режиме полностью идентична соответствующему процессу режима с одним сжатием. В этом режиме наблюдаются две начальные сравнительно малоинтенсивные вспышки нейтронного и рентг. излучений, а в осн. вспышке их интенсивность возрастает в неск. раз вследствие достижения более вы-

соких плотностей тока, магн. поля и плазмы. Проникновение магн. поля в плазму начинается вблизи анода, где напылённая на его поверхность за предыдущие разряды плёнка оказывается легкораспыляемой.

В рентгеновском режиме электрич. «взрыв» поверхности проводника происходит до момента схождения ТПО к оси. Этот режим приходит на смену предыдущему, когда толщина напылённого на анод металла, насыщенного рабочим газом, достигает десятков мкм. Контракция тока к оси П. ф. при этом происходит с более высокими скоростями (до  $10^8$  см/с). Рабочий газ в основном «отжимается» от анода, так что в конце пинчевания вблизи центра этого электрода формируется короткий ( $< 1$  см) пинч малого диаметра ( $\sim 1$  мм) с плазмой высокой плотности  $\sim(3-5) \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ . В этом плазменном ступке снова образуется плазменный диод (разрыв на пинче), напряжение на к-ром после резкого подъёма ( $< 10^{-8}$  с) до величин ок. 0,5 МэВ медленно ( $> 10^{-7}$  с) снижается. При этом мощный электронный поток, заменившийся во втором режиме ток проводимости, сам замагничивается и замещается через нек-рое время ионным потоком. Часть ионов этого потока, имеющих ср. энергии  $\sim 20$ —200 кэВ, оказывается захваченной собств. магн. полями П. ф. (токовыми круговыми и сжатым продольным). Весьма высокая концентрация токов и полей, достигаемая в этом режиме, приводит к генерации мощных потоков заряд. частиц, а удержание ионов ср. энергии в собств. полях является причиной генерации высокоинтенсивного нейтронного излучения.

Изменение энергии питания П. ф. в диапазоне  $10^{-3}$  — 1 МДж меняет его выходные параметры. Выход нейтронов растёт с увеличением энергии как квадрат энергозапаса или четвертая степень тока. При этом спектр нейтронного излучения не меняется; электронная темп-ра и плотность плазмы практически не зависят от энергозапаса; однако с увеличением разрядного тока примерно линейно растёт энерго содержание пучков заряд. частиц и время удержания плазмы и замагниченных ионов, тогда как объём плазмы увеличивается квадратично с ростом тока.

Увеличения плотности и темп-ры плазмы можно достичь с помощью радиац. охлаждения, если вносить в плазму П. ф. примеси веществ с большим зарядом ядра в виде нач. добавок к рабочему газу или лазерным вырыванием в центр. часть. На этой основе создаются проекты осуществления в П. ф. т. н. р а д и а ц. к о л л а п с а, при к-ром планируется достичь термоядерных темп-р и плотностей плазмы, превышающих плотность твёрдого тела [4].

Дальнейшее увеличение плотности и темп-ры плазмы, энерго содержания пучков заряд. частиц и повышение нейтронного и рентг. выхода связываются также (помимо увеличения энергозапаса) с профилированием тока во времени и пространстве, с замагничиванием  $\alpha$ -частиц, с лазерным иницированием разряда и комбинаров. пучково-лазерным воздействием на плазму П. ф., а также с созданием на основе П. ф. гибридного реактора синтез — деление [5].

Установки с П. ф. могут использоваться в плазменных исследованиях как источники нейтронов и жёстких излучений для решения ряда научно-техн. задач: материаловедческих и бланкетных испытаний для управляемого термоядерного синтеза; импульсного актива. анализа короткоживущих изотопов; нейтронной терапии; накачки лазерных сред; изучения высокоионизов. ионов; взаимодействия мощных пучков с плазмой и т. д.

Лит.: 1) Бурцев В. А., Грибков В. А., Филипова Т. И., Высокотемпературные пинчевые образования, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, т. 2, М., 1981; 2) Петров Д. П. и др., Мощный импульсный газовый разряд в камерах с проводящими стенками, в сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 4, М., 1958; 3) M a t h e r J. W., Formation of the high-density deuterium plasma focus, «Phys. Fluids», 1965, v. 8, p. 366; 4) S h e a r e r J., Contraction of z-pinchs actuated by radiation losses,