

ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимов Л. С., Искольдский А. И., Нестерихин Ю. Е., Пинус В. К. Передача энергии из индуктивного накопителя с помощью электровзрывного размыкателя тока.— ПМТФ, 1975, № 1.
2. Пирс. Расчет распределения по радиусу фотонных излучателей в симметричных источниках.— В кн.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы. М., ИЛ, 1962, с. 221.

УДК 533.952

**РАСЧЕТЫ ТЫЛЬНОГО ОТКОЛА МЕДНОГО АНОДА
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В РЕНТГЕНОВСКОМ РЕЖИМЕ НЕЦИЛИНДРИЧЕСКОГО Z-ПИНЧА**

*К. Г. Гуреев, В. С. Имшенник, Я. М. Каждан,
Н. И. Куранчева, Л. А. Плинер, Т. И. Филиппова,
Н. В. Филиппов*

(Москва)

Одним из проявлений взаимодействия плазмы с электродами в мощных электрических разрядах типа нецилиндрический Z-пинч является тыльный откол анода. Возможность использования этого явления как дополнительного средства диагностики плазмы разряда обнаружена сравнительно давно. Однако первые же теоретические исследования [1] показали, что наблюдаемые экспериментально отколы не могут быть обусловлены недостаточной высотой для этого термодинамическим давлением собственно пинча на поверхность анода. В работе [2] осуществлена попытка объяснить откол образованием в плазме разряда электронного пучка и воздействием его на анод. Режим нецилиндрического Z-пинча, в котором наблюдаются отколы, назван рентгеновским. Позднее подтвердилось, что в рентгеновском режиме в конечной стадии разряда не образуется плотного высокотемпературного пинча, а генерируется электронный пучок, переносящий практически весь ток системы ~ 1 МА и создающий мощное рентгеновское излучение с поверхности анода. Одновременно за счет диссипации энергии электронов в материале анода происходит его интенсивное испарение, сопровождающееся импульсным давлением на анод $\sim 10^6$ атм. Весь комплекс явлений, характерных для рентгеновского режима нецилиндрического Z-пинча, описан в [3], где также показано, что давление на поверхности анода можно довольно точно связать с энергетическими параметрами пучка. Возможность определения давления на анод и получения независимой диагностики электронного пучка в нецилиндрическом Z-пинче дала новый толчок изучению откола.

В работе [4] на основании экспериментальных измерений рентгеновского излучения, а также принятой модели ускорения электронов были восстановлены временные энергетические характеристики электронных пучков, образующихся в ряде различных разрядов в рентгеновском режиме, и по ним построены кривые зависимости от времени давления на

границе испарения металла. Давление на поверхность металла задавалось в виде

$$(1) \quad p = 8,7 \cdot 10^{13} (i\beta^{1/2}/h^2 u^{1/2}) t^{1/2} \exp(-t/\tau), \text{ дин/см}^2,$$

где i — полный ток в электронном пучке, 10^6 А; u — скорость распространения паров металла, $4 \cdot 10^6$ см/с; h — толщина анода, см; β и τ — параметры электронного пучка, в [4] определенные из характеристик рентгеновского излучения ($\bar{\rho} \sim nZ^2$, где n — концентрация ионов заряда Z в парах металла; τ — время существования пучка).

В одномерной постановке газодинамической задачи об отколе в (1) принято, что эффективная площадь, на которой приложено импульсное давление, равна πh^2 , где h — толщина анода. Такое предположение подразумевает, что толщина пучка и его возможное перемещение по поверхности анода не превышают толщины h , что вполне разумно при $h \geq 3$ мм. Формула (1) и все последующие расчеты сделаны применительно к медному аноду.

Газодинамическая модель рассматриваемого явления сводится к решению следующей плоской задачи. В начальный момент ($t = 0$) невозмущенный металл (давление и скорость равны нулю, плотность равна ρ_0) находится между плоскостями $x = 0$ и $x = h$, а при $x < 0$ — вакуум. К плоскости $x = h$ приложено давление $p = p(t)$, определяемое формулой (1). В момент $t = 0$ возникает ударная волна, идущая от плоскости $x = h$ к плоскости $x = 0$. В качестве уравнения состояния металла после прохождения ударной волны принято

$$(2) \quad p = \frac{\rho_0 c_0^2}{\gamma} \left[S \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right],$$

где S — энтропийная переменная; $\gamma = 3$; ρ_0 и c_0 — плотность и скорость звука в невозмущенном металле. В момент $t = t_1$ ударная волна выходит на плоскость $x = 0$. В результате распада разрыва возникает центрированная волна разрежения, выходящая из точки $x = 0$, $t = t_1$, ограниченная двумя α -характеристиками. При взаимодействии двух волн разрежения с большими, направленными в разные стороны градиентами давления возникает откол. Принято [1], что давлению $p < -2 \cdot 10^{10}$ дин/см² соответствует откол. Для удобства счета введены удобные единицы (обозначены чертой сверху):

$$p = 10^{10} \bar{p}, \quad t = 10^{-5} \bar{t}, \quad v = 10^5 \bar{v}, \quad c = 10^3 \bar{c}, \quad x = \bar{x}, \quad \rho = \bar{\rho}.$$

Исследуемым металлом была медь со следующими значениями констант: $\bar{c}_0 = 3,97$, $\bar{\rho}_0 = 8,93$. Всюду, за исключением границ областей, счет велся по методике, близкой к [5]. Границы областей считались по явной схеме.

В соответствии с описанной картиной течения до момента $t = t_1$ счет велся в одной области, ограниченной траекторией z_1 , выходящей из точки $t = 0$, $x = h$, и фронтом ударной волны.

При $t > t_1$ все течение разбивалось на три области: первая область ограничена траекторией z_1 и правой α -характеристикой, ограничивающей центрированную волну разрежения и выходящей из точки $x = 0$, $t = t_1$; вторая область — центрированная волна разрежения, ограниченная двумя α -характеристиками; третья область ограничена α -характеристикой, левой границей волны разрежения и свободной границей.

Из-за счета границ по явной схеме временной шаг Δt соответствовал примерно условию Куранта в виде $\tau = L/(c + u)$, где L — расстояние между границами области. В силу этой же причины вершина пучка ха-

Таблица 1

Номер варианта	$\tau, 10^{-7} \text{ с}$	β	$h, \text{ см}$	$p_{\text{max}}, 10^{10} \text{ дин/см}^2$	$\Delta, \%$
1	0,845	2,87	0,3	24,5	2,74
2	0,810	2,69	0,3	23,2	2,74
3	1,56	1,27	0,3	22,1	5,34
4	1,40	0,88	0,3	17,5	5,81
5	0,688	4,15	0,3	26,6	2,37
6	0,845	2,87	0,5	8,82	3,12

рактеристик $x = 0$, $t = t_1$ искусственно размазывалась на отрезок длины $\Delta t(u_T - c_T)$, т. е. на расстояние, которое пройдет β -характеристика за время Δt из вершины пучка.

Количество точек в разностной схеме задачи выбиралось следующим образом:

при $t < t_1$ в первой области — 100 точек;
 при $t > t_1$ в первой области — 100 точек;
 во второй области — 32 точки,
 в третьей области — 48 точек.

Если в некоторый момент t^0 в точке x^0 достигалось давление $\bar{p} = -2$, то считалось, что металл в слое $x < x^0$ откололся. Траектория, выходящая из точки x^0 , t^0 , принималась снова за свободную границу, т. е. на этой траектории при $t > t^0$ полагалось $\bar{p} = 0$. В результате возникала ударная волна закрытия откола, идущая вправо по веществу.

В табл. 1 даны толщины отколов Δ для различных параметров формулы (1) ($u = 1$ и $i = 1, 2$ во всех вариантах).

Толщина откола, как видно из табл. 1, имеет тенденцию к увеличению при росте времени τ и к уменьшению при росте максимального давления. Эта зависимость с точностью до 10% аппроксимируется формулой

$$(3) \quad \Delta \sim \tau p_{\text{max}}^{-1/3}. \quad \text{---1}$$

В настоящее время экспериментально еще нельзя надежно и с большой точностью проверить эту закономерность. Сама идентификация наблюдаемых отколов с энергетическими параметрами электронного пучка пока еще весьма затруднена множеством сопутствующих явлений, а также чрезвычайной сложностью имеющейся диагностики пучка. Однако на основании экспериментальных результатов, не вызывающих сомнений, можно утверждать, что основной характер зависимости (3) отражен верно. Проведенные расчеты подтверждаются не только самой формой зависимости, но и абсолютными величинами полученных отколов, лежащими в диапазоне толщин, наблюдаемых экспериментально. Это позволяет считать применение физической модели электронного пучка, лежащей в основе проведенного теоретического исследования, вполне обоснованным.

Применение простого критерия откола $p = -2 \cdot 10^{10}$ дин/см² требует дополнительного обсуждения. В работах [6, 7] показано, что критическое давление, при котором наступает откол, зависит от времени, в течение которого данное растягивающее напряжение приложено к слою меди. Можно даже сказать, что не существует простого критерия откола, а реальный критерий носит временной характер. Так, при времени нагрузки $\Delta t \approx 10^{-8}$ с отрицательное давление откола $p_{\text{от}} \approx -10 \cdot 10^{10}$ дин/см² и ли-

Таблица 2

$\tau, 10^{-7} \text{ с}$	β	$h, \text{ см}$	$\frac{p_{\text{max}}}{10^{10} \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}}$	$\Delta, \%$
0,845	2,87	0,1	22,0	1,61

нейно спадает до $p_{\text{от}} \approx -2 \cdot 10^{10}$ дин/см² для $\Delta t \approx 10^{-7}$ с. Расчеты показали, что для другого критерия откола $p_{\text{от}} = -4 \cdot 10^{10}$ величины Δ возрастают примерно вдвое, т. е. можно грубо принять, что $\Delta = \Delta_0 p_{\text{от}} / (p_{\text{от}})_0$. С другой стороны, при имеющейся

линейной зависимости $p_{\text{от}} = A - B\Delta t$ [6, 7], где $\Delta t = \Delta h 10^2 / c_0$, можно оценить $\Delta \approx 2,6 \Delta_0$, где Δ_0 — величины в табл. 1, а $p_{\text{от}} = 5,2 \cdot 10^{10}$ дин/см². Таким образом, с учетом более совершенного критерия откола толщина слоя откола возрастет в 2—3 раза по сравнению с данными табл. 1.

Однако использование результата расчетов (3) в рамках принятой модели (1) можно считать оправданным лишь при $h \geq 3$ мм.

В табл. 2 даны результаты счета для анода толщиной $h = 1$ мм. Величина давления $p_{\text{max}} = 2,2 \cdot 10^6$ атм и толщина откола $\Delta = 1,61\%$ (в абсолютных единицах 0,00161 см) никак не согласуются с экспериментом, где толщина отколов гораздо больше. Совершенно ясно, что в этом случае станут больше поправки за счет упомянутых выше более строгих критериев откола. Происходит это, по-видимому, еще и потому, что в действительности толщина пучка и характерный размер его перемещения по поверхности анода становятся сравнимыми с толщиной анода h или даже превышают ее, что не учтено в формуле (1). К тому же в случае тонкого анода нельзя пренебрегать толщиной испарившегося слоя металла, а также вкладом энергии электронного пучка в неиспарившийся металл, как это делалось выше.

В принятой газодинамической модели откола возникает проблема многократных отколов. Фактически продолжение расчета после закрытия откола отраженной ударной волной показало возможность появления новых отколов. Так, например, для варианта 1 табл. 1 после первого откола последовало еще одиннадцать общей толщиной $\Delta_S = 23,4\%$, а для варианта 6 еще три толщиной $\Delta_S = 8,2\%$. Для варианта табл. 2 последующих отколов было даже тринадцать с $\Delta_S = 34,1\%$, и оценки показывали, что это число неокончательное. Таким образом, величины Δ_S примерно на порядок превышают Δ . Интересно отметить, что толщина последовательных отколов для этих вариантов качественно одинаково сначала уменьшалась по сравнению с первым отколом Δ , а потом возрастала до его значения и, наконец, опять уменьшалась для последних возможных отколов. В оправдание проделанных вычислений следует сказать, что сама концепция дискретного характера откола, которую можно было бы считать спорной, мало повлияла на толщину Δ_S . Если продолжать газодинамический расчет, допуская любые $p < -2$, и определять Δ_S как максимальную глубину, на которую проникает отрицательное давление $p = -2$, то результаты расчета Δ_S будут мало отличаться от полученных. Однако можно сомневаться в реальности многократных отколов. Прежде всего слишком мал промежуток времени между последовательными отколами: он меньше, чем 10^{-8} с. За это время отколовшийся слой успевает пройти расстояние всего $10^{-3} - 10^{-4}$ см, так как скорость слоя почти всегда составляет 10^5 см/с.

Таким образом, отмеченные выше уточненные критерии откола требуют значительного повышения величины $|p_{\text{от}}|$ (даже большего, чем это оценено для первого откола). Ясно, что при $p_{\text{от}} < -5 \cdot 10^{10}$ дин/см² толщины вторичных отколов возрастут, а их число уменьшится. Из экспериментов следует, что после первого же откола поверхность отколовшегося металла на самом деле становится шероховатой в то время, как в рас-

четах она всегда считалась идеально плоской. Не вызывает сомнения, что неплоский характер реальной задачи, а также неучтенные эффекты упругопластических деформаций, если и не приведут к полному исчезновению вторичных отколов, то значительно изменят картину их образования. В ряде экспериментальных образцов, однако, был обнаружен феномен двукратного и даже трехкратного откола. При этом толщина вторичных отколов оказалась примерно одного порядка с толщиной первого откола.

Из проведенного исследования видно, во-первых, удовлетворительное согласие расчетных толщин первого откола с измеренными в экспериментах толщинами. С учетом поправок на более строгий критерий откола типичная расчетная толщина откола для медного анода толщиной $h = 3$ мм составляет около 0,2 мм. В эксперименте найдена толщина откола в пределах 0,1—0,2 мм. Во-вторых, для большинства экспериментов многократный откол не замечен, во всяком случае, его суммарная толщина намного уступает расчетным результатам, описанным выше. В-третьих, представленные в табл. 1 толщины Δ (см. формулу(3)) слабо изменяются при весьма значительном изменении параметров разряда (см. табл. 1, варианты 4 и 5). Полученные изменения в два раза сравнимы с неопределенностью, вносимой критерием откола, а также другими приближениями (использованными в теоретическом рассмотрении), которые делались выше: 1) при определении давления через поток энергии; 2) при введении фактора pl^2 в формулировке плоской задачи; 3) в двучленном уравнении состояния меди (2) позади фронта ударной волны и некоторые другие.

Таким образом, вследствие имеющейся неопределенности в критерии откола и в роли эффекта многократных отколов, а также в связи с другими приближениями в теоретическом рассмотрении приходится сделать вывод, что измерение толщин откола не может служить средством диагностики электронного пучка в нецилиндрическом Z-пинче, когда его параметры меняются в характерных для эксперимента пределах. Более естественным и надежным средством диагностики, вероятно, может стать непосредственное измерение полного импульса, переданного пластинке металла от электронного пучка. Из этого измерения можно было бы прямо оценить характерное давление на границе неиспарившегося металла, пропорциональное p_{\max} из табл. 1.

Авторы выражают благодарность А. В. Забродину за полезные обсуждения и интерес к данной работе, Л. В. Альшулеру за ценные замечания.

Поступила 1 IV 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Агафонов В. П. и др. Исследование нецилиндрического Z-пинча при токах свыше 1 МА.— In: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vol. 2, IAEA, Vienna, 1969, p. 21.
2. Филиппов И. В. и др. Процессы вблизи границы плазма — металл в режимах со «срывом» в системах типа «плазменный фокус». — In: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vol. 3, IAEA, Vienna, 1974, p. 133.
3. Гуреев К. Г., Имшенник В. С., Филиппова Т. И., Филиппов И. В. Взаимодействие электронного пучка с поверхностью анода.— «Физика плазмы», 1975, т. 1, № 2, с. 192.
4. Годунов С. К., Филиппов И. В., Филиппова Т. И. Механические эффекты на электроде при кумуляции плазмы на оси.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 1138.
5. Алаалькин Г. Б., Годунов С. К., Киреева И. Л., Плинер Л. А. Решение одномерных задач газовой динамики в подвижных сетках. М., «Наука», 1970.

6. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. П. Лазерный дифференциальный интерферометр (теория прибора и пример использования).— ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 9, с. 1961.
7. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. Н. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, т. 16, вып. 6, с. 1752.

УДК 531.781.2

СРАВНЕНИЕ СИГНАЛОВ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАНГАНИНОВОГО ДАТЧИКОВ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ УДАРНЫХ ВОЛН ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ДО 100 КБАР

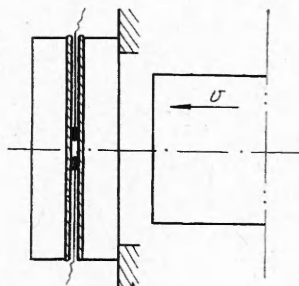
В. В. Астанин, В. И. Романченко, Г. В. Степанов

(Киев)

Для измерения профиля волн напряжений в конденсированных средах при импульсном нагружении в последнее время широко используются кварцевый [1], манганиновый [2], диэлектрический [3] датчики давления, емкостной [4], электромагнитный [5] методы измерения скорости и др., которые позволяют получить различные характеристики упругопластического течения и их зависимость от параметров нагрузки.

Представляет интерес сравнение данных, получаемых разными методами в идентичных условиях проведения экспериментов. С этой целью в данной работе приводятся результаты сравнения профилей давления, полученных диэлектрическим и манганиновым датчиками при нагружении плит из Ст. 3 ударом алюминиевого стакана диаметром 90 мм и толщиной дна 10 мм на пневмопороховой установке, описанной в работе [6]. Скорость удара варьировалась в диапазоне 0—900 м/с. Датчики устанавливали между двумя стальными дисками диаметром 120 мм и толщиной 20 мм (фиг. 1). В качестве диэлектрика применяли лавсановые пленки толщиной 0,03 и 0,06 мм. Манганиновый датчик конструктивно выполняли из отрезка провода ПЭММ диаметром 0,12 или 0,06 мм, зигзагообразно изогнутого. К концам датчика припаивали выводы из медной фольги толщиной 0,15 мм. После этого датчик раздавливали на прессе. Толщина в месте контакта с выводом не превышала 0,04 мм. Сопротивление датчика вместе с выводом составляло 10—15 Ом. Часть датчиков была подвергнута 4-часовому отжигу при 160°C.

Однако в результате проведения измерений не обнаружено различия в показаниях отожженных и неотожженных датчиков, выходящего за рамки погрешности обработки осциллограмм. Регистрация сигналов осуществлялась по мостовой схеме, аналогичной [7]. Конструкция диэлектрического датчика и схема регистрации приведены в работе [3]. Оценка предельной частоты пропускания по времени нарастания давления в упругом предвестнике, выполненная согласно [8], дает величину порядка 0,5 МГц для обоих методов. Средний коэффициент пьезочувствительности манганинового датчика $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$ ($\Delta R/R$) кбар⁻¹. Коэффициент пьезочувствительности диэлектрического датчика в диапазоне давлений 100 кбар изменяется в пре-



Ф и г. 1