

риной $c = 1,7$ и дуги окружности BC радиуса $R = 3,94$ с центром в фокусе овала F . Распределение напряженности электрического поля на поверхности электродов изображено на рис. 4 (1 — на поверхности внутреннего потенциального электрода, 2 — на поверхности внешнего заземленного электрода). Отметим, что поле на внутреннем электроде заметно сильнее, чем на стенке, и вариация напряженности не превышает 5%.

Здесь рассмотрен случай протяженной в направлении z системы электродов, что позволило ограничиться расчетом полей в плоскости xy . Однако при создании конкретной разрядной камеры необходимо выбрать торцевую форму электрода. Из возможных вариантов наиболее простой и плавной является поверхность, образованная вращением овала вокруг его малой оси. Усиление поля на торце можно скомпенсировать удалением торцевой стенки на расстояние $\sim 2d$ от внутреннего электрода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чанг Т. Улучшение профиля электродов, применяемых для создания однородного поля в лазерах с поперечным разрядом и других высоковольтных устройствах. — Приборы для научных исследований, 1973, № 4.
2. Pearson J. S., Harrison J. A. A uniform field electrode for use in a discharge chamber of restricted size: design and performance. — Brit. J. Appl. Phys., 1969, v. 2, p. 77.
3. Ильин В. П. Численные методы решения задач электрооптики. — Новосибирск: Наука, 1974.
4. Выгодский М. Я. Справочник по высшей математике. — М.: Наука, 1966.

Поступила 17/VI 1985 г.

УДК 621.365.92

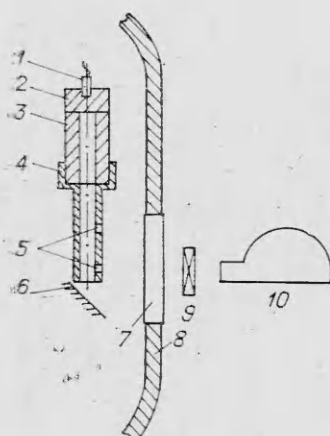
ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА МЕЖДУ ШИНАМИ ПЛОСКОГО МК-ГЕНЕРАТОРА

В. П. Исаков, А. С. Нуждов
(Красноярск)

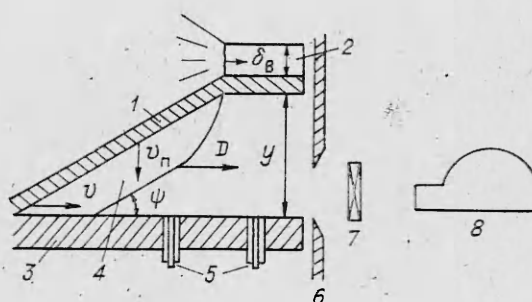
Изучение течения воздуха между сталкивающимися с большой скоростью (порядка нескольких километров в секунду) металлическими пластинами представляет большой интерес в связи с задачами, возникающими при исследовании процессов, происходящих при работе взрывомagnetных генераторов, взрывных плазменных компрессоров [1], при сварке взрывом [2]. В результате столкновения пластин перед движущейся точкой контакта создается область ударно-сжатого газа (газовая пробка), размеры которой увеличиваются с ростом расстояния от начала столкновения. Особо сильное влияние нагретый газ должен оказывать на работу цилиндрических взрывомagnetных генераторов, поскольку у них нет боковой поверхности, через которую может вытекать газ.

Измерение температуры газа проводилось яркостной методикой по относительному почернению фотопленки при одновременном фотографировании скоростным фоторегистратором источника и эталона [3, 4]. Эталоном служила ударная волна (УВ), возбуждаемая в цилиндрическом канале при взрыве шашки ВВ, постоянство скорости и температуры свечения которой доказано в [5].

В экспериментах, схема которых представлена на рис. 1, детонатор 1, подрывая промежуточный заряд 2, возбуждает детонационную волну в газокумулятивной шашке 3, и образующийся плазменный стужок выталкивается в цилиндрическую трубку 4. Проходящий мимо щелей 5 стужок фотографируется; одновременно с этим с помощью зеркала 6 изображение УВ с торца трубки проецируется через окно 7 взрывной камеры 8 и ступенчатый ослабитель 9 на пленку фоторегистратора 10. Далее, на следующий участок пленки проводится фотографирование свечения пробки газа, сжатого соударяющимися пластинами. Схема экспериментов по фоторегистрации соударения стальных либо дюралюминиевых пластин при их параллельном расположении приведена на рис. 2, где пластина 1 с сечением $100 \times 2,8$ мм металась слоем гексогена 2 толщиной 10 мм на пластину 3 с сечением 80×10 мм. Перед соударением пластины располагались параллельно друг другу с различными зазорами. Свечение области



Р и с. 1

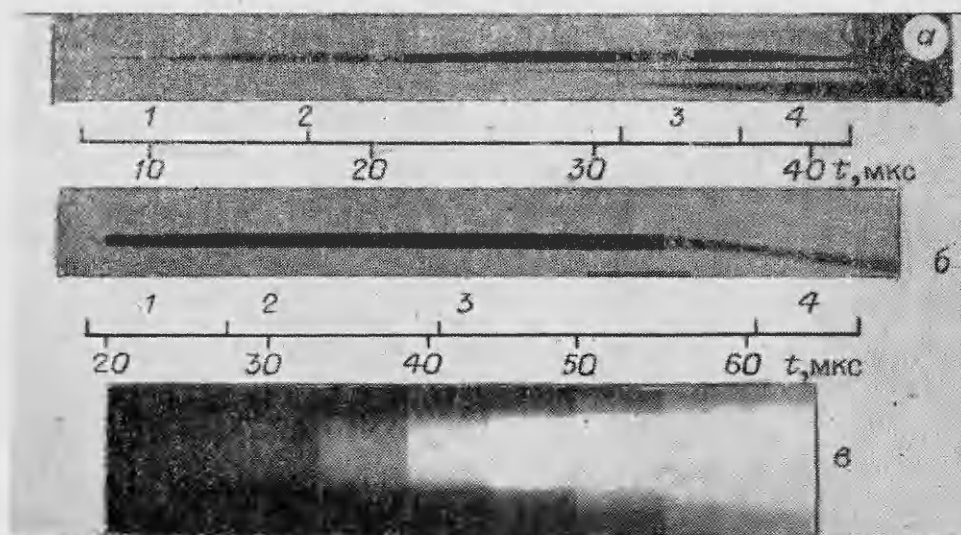


Р и с. 2

ударно-сжатого газа 4 через диафрагму 6 и интерференционный фильтр 7 ($\lambda = 450 \pm \pm 2,5$ нм) фотографировалось регистратором 8. В некоторых экспериментах вместо свето-

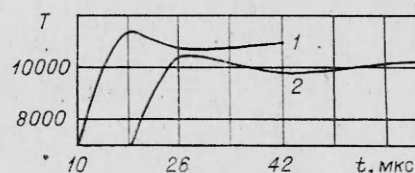
фильтра устанавливался многоступенчатый ослабитель. Дополнительно (для определения стационарности процесса) измерялась скорость точки контакта по разности замыкания контактных датчиков 5, формирующих сигналы запуска и остановки частотомера ЧЗ-33 А, через стандартную запускающую схему. Определение температуры из полученных фоторегистрограмм проводилось следующим образом. Скорость УВ в цилиндрической трубе находилась по известным расстоянию между щелями и скорости фоторегистратора, а температура — по ударной адиабате воздуха [6]. Зная температуру эталона и характеристическую кривую пленки, можно по величине ее почернения определить температуру источника.

Вид типичных фоторегистрограмм свечения воздуха между пластинами длиной 250 и 400 мм (а и б), установленными с зазорами 10 мм, а также эталона, снятого через ослабитель, показан на рис. 3. Снизу фоторегистрограмм нанесены границы различающихся по свечению участков и шкала времени от начала соударения пластин. Вначале на участке 1 излучение обусловлено нестационарным взаимодействием УВ в углу. Режим столкновения косой УВ с нижней пластиной сверхзвуковой, регулярный, поэтому при отражении первого ударного фронта маховской ножки не образуется. В углу возникает система косых отраженных УВ, угол паде-



Р и с. 3

ния которых при каждом последующем отражении увеличивается, так что, начиная с некоторой волны, отражение становится нерегулярным (маховским). Интенсивность последующих волн уменьшается, что позволяет заменить при приближенном рассмотрении все волны, начиная со второй, одной, но интенсивность ее должна определяться уже не из условия отражения, а из того условия, что массовая скорость газа за фронтом равна скорости точки контакта. Постепенно за первой УВ накапливается пробка газа — участок 2, и, наконец, она заполняет весь зазор и прогревается настолько, что сама начинает излучать как черное тело — участок 3. На участке 4 происходит перекрытие окна диафрагмы верхней летящей пластиной. Если пластины длинные, то накопившаяся между ними пробка газа имеет большую длину и взаимодействует с окном диафрагмы ранее верхней пластины (рис. 3, б, участок 4).



Р и с. 4

Зависимость яркостной температуры от времени, рассчитанная из фоторегиограмм, приведена на рис. 4. Кривая 1 соответствует эксперименту с зазором 10; 2 — 20 мм. Видно, что после набора пробкой газа достаточной величины ее яркостная температура почти не меняется и имеет величину $\sim 11\,000^\circ\text{C}$. При зазорах между пластинами более 20 мм (для указанной выше ширины пластин) либо при их первоначальном угловом расположении (начальный угол больше 7°) температура пробки существенно ниже ($\sim 4000^\circ\text{C}$), что сравнимо с температурой фронта УВ; и размер излучающей области по высоте меньше, чем текущий зазор между пластинами.

В экспериментах с длинными пластинами (до 800 мм) в нижней вырезалась щель, изображение которой через установленное под щелью длинное наклонное зеркало фотографировалось фоторегистратором. Эти эксперименты показали, что даже на таких длинных пластинах температура нагретой пробки после ее полного набора постоянна, скорость точки контакта стационарна, но изображение щели имеет пульсирующую структуру, что связано, по-видимому, с отражением света от волнистой поверхности верхней пластины — явление, впервые наблюдаемое Г. Кнопфелем с сотрудниками [7], причем после соударения волны образуются и на нижней пластине.

Сопротивление пробки газа единичной высоты оценим по формуле $R = (1/\sigma)l$, где σ — коэффициент электропроводности воздуха, взятый из таблиц [8]. Для определения σ нужно знать еще плотность ρ газовой пробки, которую можно найти по сжатию $\kappa = \rho/\rho_0$ (ρ_0 — нормальная плотность) из ударной адиабаты воздуха [6]. Линейный размер пробки газа выразится в виде $l = (D - v)t + l_1$ [9], где D — составляющая скорости УВ в направлении, параллельном нижней пластине; v — скорость газа в том же направлении, равная скорости поршня (или скорости точки контакта соударяющихся пластин); t — время; l_1 — длина пробки, успевшая накопиться до момента касания пластин: $l_1 = (D - v/\cos\psi) \times y\delta_v/v_p$. Здесь y — зазор между пластинами в единицах толщины заряда; δ_v — толщина заряда; ψ — угол падения первой УВ на нижнюю пластину; v_p определяем из одномерной схемы детонации, которая для нашего случая имеет значение 1,7 км/с. Таким образом, $l_1 = 4$ мм. Рассчитанные сопротивления и длины пробок единичной толщины приведены ниже.

t , мкс	20	40	60	80	100
l , мм	16	28	40	52	64
R , Ом	0,118	0,067	0,047	0,036	0,029

Видно, что за время работы генератора 100 мкс ее сопротивление всего лишь в 5 раз больше, чем сопротивление, например, непрофилированно-

$T_T, ^\circ\text{C}$	St	$u, \text{м/с}$	$\rho_r, \text{кг/м}^3$	M	Ме- талл	$T_n, ^\circ\text{C}$	$c_p, \text{Дж/}$ $/(\text{г}\cdot^\circ\text{град})$	$\rho, \text{г/см}^3$	Z, м
21 700	$1,8 \cdot 10^{-3}$	7300	14,55	3,27	Al	640	1,04	2,7 2,38	0,18—0,24
					Fe	1400	0,47	7,87 7,2	0,18—0,42
					Cu	1083	0,46	8,93 8,22	1,04—1,5

го генератора, т. е. в пробке газа может происходить значительное поглощение энергии, в связи с чем возрастают потери магнитного потока.

Воздействие пробки нагретого газа на стенки генератора и кассеты приводит к их значительному нагреву. Оценку проведем следующим образом. Тепловой поток q из газа в металл при турбулентном обтекании газом металла записывается в виде [10]

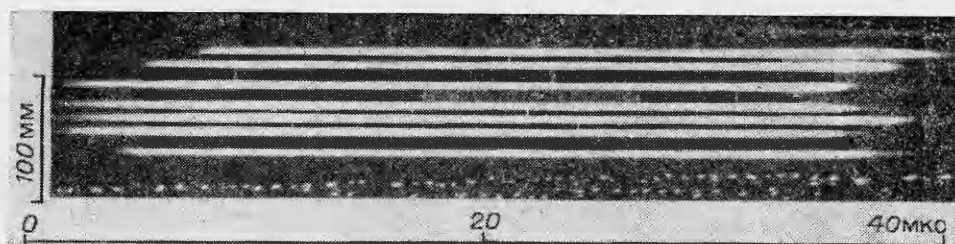
$$(1) \quad q = \text{St} \rho_r u c_p (T_T - T_n) + \sigma T_T^3 (T_T - T_0),$$

где T_T — температура торможения, определяемая обычным образом: $T_T = T_r [1 + (\gamma - 1)M^2/2]$; число Стантона $\text{St} = 0,125 [2 \ln(a/k_{\text{ш}}) + 1,74]^{-2}$, если считать, что свойства металлов не меняются при переходе в жидкое состояние, а параметры газа в пробке постоянны вплоть до точки контакта; $T_n, T_r, \rho_r, u, c_p, \gamma, \sigma, a, k_{\text{ш}}, M$ — температура поверхностей пластин и газа, плотность, массовая скорость за фронтом УВ, удельная теплоемкость, показатель адиабаты, постоянная Стефана — Больцмана, расстояние между пластинами, средний размер шероховатости пластин и число Маха. Подставляя сюда экспериментально определенную температуру газа $11\,000^\circ\text{C}$, средний размер шероховатостей $\sim 10^{-3}$ см, расстояние между пластинами 2 см и взяв остальные параметры из ударной адиабаты воздуха [6], получим величину теплового потока из газа в металл $8,6 \cdot 10^9$ Вт/м². Определяющий член в формуле (1) первый, он больше второго на два порядка.

Тепловой поток из газа в предположении его постоянства нагревает поверхность пластин кассеты и шины по закону [11] $T_n = (q/2\lambda) \times \sqrt{6\lambda/c_p \rho} + T_0$, а время его действия $t = l/ux$, где λ — теплопроводность. Отсюда можно получить выражение для определения расстояния, на котором произойдет нагрев стенок кассеты и шин до температуры плавления:

$$(2) \quad Z = ux c_p \rho / 6\lambda [2\lambda(T - T_0)/q].$$

Результаты оценок с использованием (2) при указанном выше значении теплового потока приведены в таблице, где теплофизические свойства металлов взяты для их нормального состояния и состояния, близкого к точке плавления. Из таблицы видно, что стенки кассеты и шины могут достигать температуры плавления на расстояниях от начала столкно-

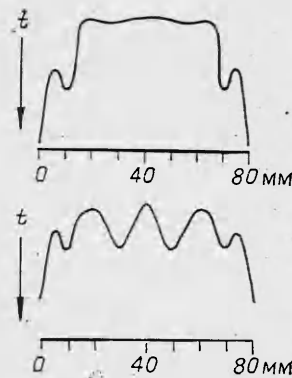


Р и с. 5

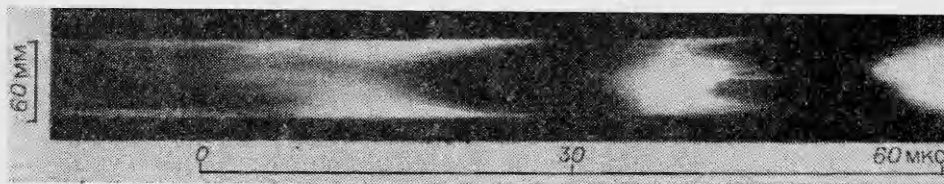
вения порядка метра или менее. Это способствует, на наш взгляд, образованию микронеровностей из-за желобковой неустойчивости, возникновению сильных градиентов электрического поля вокруг неровностей и пробоев. К тому же становится понятной необходимость тщательного изготовления генератора и полирования его стенок. В этом случае мал размер шероховатостей, стало быть мало значение St , что приводит к меньшим тепловому потоку и нагреву кассеты и шины.

Для определения формы излучающей поверхности и распределения температур по ширине пластин поставлена серия экспериментов с пластинами, повернутыми вокруг оси на 90° , и перфорированным защитным экраном. Фоторегистрограмма одного из таких экспериментов показана на рис 5, а форма излучающей поверхности в начале и в конце соударения — на рис. 6. Температура в зазоре приблизительно постоянна по ширине пластин и равна $11\,000^\circ\text{C}$.

Возможное образование микроструек материала пластин из угла столкновения отсекалось помещением между пластинами тонкого про-



Р и с. 6



Р и с. 7

зрачного пластика. В этом случае яркостная температура оказалась несколько ниже ($\sim 9000^\circ\text{C}$), а распределение ее по длине носило пульсирующий характер, что хорошо видно на рис. 7.

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко А. Е. Сильные ударные волны в воздухе. — ЖТФ, 1966, № 1.
2. Кудинов В. М., Коротеев А. Я. Сварка взрывом в металлургии. — М.: Металлургия, 1976.
3. Модель И. Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, № 4.
4. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. — М.: Наука, 1977.
5. Прякин Г. В., Титов В. М., Швецов Г. А. Исследование высокоскоростных потоков газа электромагнитным методом. — ПМТФ, 1971, № 3.
6. Кузнецов И. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1965.
7. Knoepfel H., Kroegler H. et al. Generation and switching of magnetic energies in the megajoule range by explosive systems. — RSI, 1969, v. 40, N 1.
8. Калиткин Н. И., Кузьмина Л. В., Рогов В. С. Таблицы термодинамических функций, ударных адиабат воздуха и транспортных коэффициентов плазмы. Препринт ИПМ, 1972.
9. Ишуткин С. Н., Кирко В. И., Симонов В. А. Исследование теплового воздействия ударно-сжатого газа на поверхность соударяющихся пластин. — ФГВ, 1980, № 6.
10. Анисимов С. И., Имас Я. А. Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1976.
11. Урюков Б. А. Теория эрозии электродов в нестационарных пятнах дуги. — Изв. СО АН СССР, 1975, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.

Поступила 2/VII 1985 г.