

60 коп.

B253

H.56

Нестерихин Ю.Е. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы

Ю.Е. Нестерихин
Р.И. Солоухин

**МЕТОДЫ
СКОРОСТНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ
В ГАЗОДИНАМИКЕ
И ФИЗИКЕ
ПЛАЗМЫ**



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГИДРОДИНАМИКИ

Т В253 | 29542

Н.56 | Нестерихин Ю.Е.
и Солоухин Р.И. Методы
скоростных измерений

в газодинамике и физи-
ке плазмы. М., 1967.

О-60

29542

к

В253
Н.56 29

Ю. Е. Нестерихин, Р. И. Солоухин

**МЕТОДЫ
СКОРОСТНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ
В ГАЗОДИНАМИКЕ
И ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ**



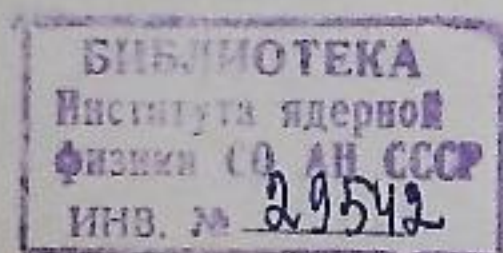
ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
Москва 1967

В книге описаны наиболее перспективные методы малоинерционных измерений скорости, плотности, температуры, давления, концентраций, напряженности магнитного и электрического полей и т. п. в ударных трубках и плазменных инжекторах, в устройствах для быстрого сжатия ионизированного газа магнитным полем и в других импульсных газодинамических и плазменных установках.

Дан краткий анализ различных способов получения ударных волн, быстрых потоков газа и высокотемпературной плазмы.

Подробно рассмотрены методы наблюдений быстрых газовых течений и различные способы количественных измерений плотности нейтральных частиц и электронов. Показано применение спектральных методов для импульсных измерений температуры и концентраций, а также использование методов временной масспектроскопии в импульсных плазменных установках.

Книга рассчитана на физиков-экспериментаторов, а также студентов и аспирантов, специализирующихся в области газодинамики и физики плазмы.



90

ПРЕДИСЛОВИЕ

Некоторые методы скоростной регистрации различных физических величин при изучении быстропротекающих процессов в нестационарной газовой динамике и в плазменных исследованиях имеют много общего. В обоих случаях используются развертки во времени и скоростная кадровая съемка, импульсная осциллография, интерферометрия, импульсные спектральные измерения, фотометрия и т. п. Различие состоит прежде всего во временных масштабах явлений: если в газодинамических исследованиях довольно редко приходится работать в диапазоне 10^{-7} — 10^{-8} сек, то в импульсной плазмодинамике измерения в области 10^{-8} — 10^{-10} сек становятся необходимыми. Еще одно различие заключается в том, что большинство газодинамических процессов, представляющих интерес для физических исследований в области высоких температур, близки к квазистационарным: например, ударные волны, возбуждаемые в ударных трубках, имеют медленно меняющуюся скорость и примерно постоянные параметры среды за фронтом в течение определенного промежутка времени, достаточно длительного по сравнению со временем скачкообразного изменения состояния среды во фронте. В динамике горячей плазмы чаще всего приходится иметь дело с резко нестационарными процессами (θ -пинч, сходящиеся бесстолкновительные волны и т. д.), что предъявляет более высокие требования к разрешающей способности аппаратуры во времени для таких измерений. Однако принципиальная часть методики, устройство аппаратуры, методы тарировки и записи остаются близкими для упомянутых областей физического эксперимента.

Описание методов эксперимента — задача сложная, а ее решение не всегда может быть однозначным. Дело в том, что, кроме принципиальной стороны выбора того или иного метода измерений, существуют еще стадии изготовления нового прибора или комплекса, его наладка, избавление от помех, тарировка и т. п., словом, многое зависит как от уровня лабораторной техники и возможностей вспомогательных подразделений, так и от соответствующих навыков персонала. Это обстоятельство трудно отразить в изложении, хотя оно во многом является определяющим.

Накопленный авторами с сотрудниками материал послужил основой для создания настоящей книги. Чтобы описание того или иного метода не было односторонним, мы стремились кратко рассказать также и о тех приемах, которыми в аналогичных ситуациях пользуются другие исследователи, не претендуя при этом на полноту описания соответствующего метода. Поэтому настоящая книга — это не систематический обзор опубликованного материала, посвященного экспериментальным методам исследования процессов в нестационарной газовой динамике и физике плазмы. В книге приведены главным образом лишь те направления, которые, по мнению авторов, имеют существенное физическое значение и наиболее характерны в настоящее время. Особое внимание уделено скоростным методам диагностики, развитым за последние годы. Часть материала была получена совсем недавно и потому не может претендовать на полноту изложения. Приведенные данные позволят физику-экспериментатору критически выбрать соответствующий метод измерения параметров процесса в условиях проведения нужных ему исследований. Некоторые главы изложены в сжатом виде, так как подобные вопросы описаны в соответствующей литературе.

В основу книги положен курс лекций, прочитанный авторами для студентов физических специальностей Новосибирского университета. В книге гл. 1, 4, 6, 8, 9, написаны Р. И. Солоухиным, гл. 2, 3, 5, 7, 10 — Ю. Е. Нестерихиным. Считаю своим приятным долгом выразить признательность Э. П. Круглякову, Р. Х. Куртмулаеву, А. Г. Пономаренко, В. М. Федорову, А. М. Искольдскому, Н. Г. Алиновскому и Г. А. Заварзину за полезные советы и участие в разработке методов измерений.

ВВЕДЕНИЕ

Все возрастающий интерес к физико-химическим процессам в сплошных средах, происходящим за миллионные и миллиардные доли секунды, обусловлен быстрым развитием некоторых новых областей газодинамики, молекулярной физики, физики плазмы, астрофизики и химической кинетики. Влияние конечного времени распределения тепловой энергии по различным степеням свободы атомов и молекул, а также процессы диссоциации и ионизации газов в условиях быстрых течений и ударных волн составляют один из важнейших разделов физической газодинамики. Создание лабораторных установок для быстрого нагрева газов до высоких температур при адиабатическом сжатии открыло широкие перспективы перед исследователями в области кинетики химических реакций в газах, обеспечив измерения скоростей элементарных химических процессов в больших интервалах температур и давлений. Некоторые проблемы динамики разреженной межпланетной среды решаются в настоящее время в лабораторных условиях благодаря получению в импульсных устройствах потоков плазмы со скоростью до 1000 км/сек. Кроме того, значительно увеличилось число экспериментов по нестационарным методам получения высокотемпературной плазмы в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза.

Во всех исследованиях такого рода особое место занимают ударные волны, которые, кроме самостоятельного интереса, важны в отношении применения их для решения аэродинамических задач обтекания, для создания импульсных плазменных преобразователей энергии и плазменных генераторов, для нагрева газов или плазмы за необычайно короткие промежутки времени до температур порядка термоядерных и для других целей. Велика роль ударных волн в разработке и тарировке методов скоростной диагностики различных состояний сплошных сред.

С применением ударных волн в газах были получены фундаментальные данные о времени релаксации кислорода, азота, углекислого газа и других сред при температурах до 20 000° К, надежные данные о скоростях диссоциации различных газов, о химических реакциях в нагретом воздухе, о скоростях развития процессов воспламенения газов в волнах детонации, об ионизационных про-

цессах, излучении света и т. п. Исследуются свойства конденсированных сред при давлениях более 10^6 атм на основе измерений параметров ударных волн в этих средах и изучения физико-химических свойств вещества за фронтом таких волн. После получения температур более 10^8 К в сходящихся ударных волнах в плазме стало ясно, что способ нагрева различных сред в ударных волнах обеспечивает как наиболее высокие параметры нагрева, так и наиболее простую и физически ясную схему эксперимента для фундаментального изучения процессов излучения и свойств высокотемпературной плазмы.

Основу эксперимента в нестационарной газодинамике и физике плазмы составляют методы скоростных измерений плотности, давления, температуры, скоростей и концентраций частиц среды. Необходимость получения надежных количественных данных за необычайно короткое время привела к разработке многочисленных методов измерений. В решении такой задачи особое место получили оптические методы, а также способы скоростной съемки и импульсной осциллографии. Следует отметить, что скоростные методы диагностики находят теперь широкое применение и в таких областях физического эксперимента, где ранее были распространены лишь стационарные измерения. Например, после обнаружения «волновых-частичных» или «коллективных» неустойчивостей в исследованиях на установках по термоядерному синтезу типа «зеркальная машина» появилась необходимость в исследованиях при помощи сверхбыстрых методов диагностики. Проведение сложного газодинамического или плазменного эксперимента можно разделить на три основных этапа: физические исследования, технические разработки, развитие диагностических методов для успешного применения в физических экспериментах и технических работах. Очевидно, что сложность используемых методов регистрации требует комплексного проведения экспериментов значительным числом специалистов.

Не вдаваясь в детали конкретных методов диагностики, отметим, что для измерения таких основных параметров среды, как плотность, давление, степень ионизации, температура электронов и ионов и т. д., существуют контактные и бесконтактные методы. К контактным методам в первую очередь относятся зондовые измерения: электростатические зонды, основанные на первых работах Ленгмюра, и зонды для измерения высокочастотных магнитных и электрических полей в плазме (к последним относится и метод измерения импульсных давлений).

В экспериментах с горячей плазмой контактные методы имеют второстепенное значение. В этом случае перспективнее бесконтактные физические методы. Это оптические измерения, спектральные методы, высокочастотная диагностика, измерение шумов плазмы и т. д. К оптическим измерениям относятся методы высокоскоростной съемки в кадровом и хронографическом режимах с вре-

менным разрешением до 10^{-8} — 10^{-9} сек, проводимые как в широких интервалах спектра, так и в свете отдельных спектральных линий, в вариантах шпирен-съемки или интерферометрических измерений. Если при контактных, зондовых методах основное внимание, кроме физической стороны вопроса, обращают на создание высокочувствительных и широкополосных систем регистрации в основном осциллографического типа с большой скоростью записи, то при оптических методах наиболее перспективно использование электроно-оптических систем.

Спектральные методы, получившие развитие в астрофизике, все шире применяются в плазменных и газодинамических экспериментах. Кроме традиционных измерений концентраций по линейному Штарк-эффекту уширения контуров линий и изучения континуума тормозного и рекомбинационного излучений и электронной температуры по интенсивности спектральных линий, в настоящее время проведены измерения в области мягкого рентгеновского излучения, ультрафиолетового и инфракрасного излучений. Успешно регистрируется рассеянный лазерный свет на плазме. Здесь так же, как и в предыдущем случае, значительные успехи получены при использовании сложных методических устройств и новых приборов, существенно облегчающих проведение эксперимента.

Методы СВЧ диагностики («отсечка», поглощение, интерферометрия, метод Доплера и т. д.), позволяющие получить усредненную плотность по оптическому пути, скорость и предельную концентрацию до 10^{15} см $^{-3}$, также зависят от разработки скоростной регистрирующей аппаратуры. Для концентраций выше 10^{14} см $^{-3}$ при больших объемах плазмы применяют метод оптической интерферометрии с импульсным лазером в качестве источника света, имеющий значительные преимущества по временному и пространственному разрешению (до 10^{-8} сек и нескольких миллиметров соответственно). Представляет интерес развитие количественных интерферометрических измерений без использования фотоматериалов.

Исследование излучения шумов плазмы в широком диапазоне частот от нескольких десятков мегагерц до $\sim 10^{12}$ гц, кроме надежного способа определения температуры плазмы, в некоторых случаях позволяет определить условия возникновения и развития микро-неустойчивостей, вызывающих нагрев и удержание горячей плазмы. Здесь следует отметить особое значение скоростных методов измерений при изучении таких способов нагрева плазмы, как взаимодействие с плазмой электронных и ионных пучков, бесстолкновительные волны, установки типа θ -пинча в разреженной плазме и инъекция быстрых сгустков с последующим их захватом в системах удержания. Получение в условиях эксперимента режима бесстолкновительных ударных волн открывает большие возможности для эффективного нагрева плазмы до термоядерных температур и для выяснения механизма коллективных процессов в плазме: дисперсии плазменных колебаний, свойств микроскопической неустойчивости,

бесстолкновительного затухания и т. п. Все эти явления имеют также большое значение для понимания многих процессов в межпланетной разреженной плазме.

В последнее время бурно развиваются методы корпускулярной диагностики — зондирование плазмы пучками частиц и регистрация спектра масс и энергии частиц плазмы. При помощи этих методов могут быть получены данные о концентрации, степени ионизации и температуре плазмы.

Таким образом, для решения сложных задач скоростной регистрации быстропротекающих процессов в сплошных средах привлечены многочисленные физические явления и основанные на них методы измерений. В то же время разработка или коренное усовершенствование того или иного метода физического эксперимента неизменно углубляет понимание изучаемого явления и выявляет принципиально новые физические закономерности.

Конкретное описание методов эксперимента начнем с краткого обзора импульсных газодинамических установок.

ИМПУЛЬСНЫЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

К импульсным газодинамическим установкам относятся прежде всего ударные трубы различных конструкций, а также устройства для получения ударных волн и метания тел с применением конденсированных взрывчатых веществ (ВВ), баллистические установки и трубки адиабатического сжатия. Многие детали конструкций и принципы работы каждой из таких установок достаточно подробно описаны в работах [1—6]. Поэтому рассмотрим лишь некоторые общие вопросы и принципиальные оценки, необходимые для лучшего понимания целей и направленности эксперимента при исследовании нестационарных газодинамических явлений.

Приведем пример простейшего импульсного процесса в сплошной среде — взаимодействие двух тел с различными физическими свойствами (соударение стержня с преградой из другого материала). Найдем давление в точке соударения, если задана начальная скорость стержня (рис. 1.1). Рассмотрим упрощенный вариант: пусть преграда закреплена и не деформируется (рис. 1.1, а). Тогда давление в точке удара будет давлением за фронтом ударной волны в стержне, являющейся волной полного торможения, т. е. поток среды за фронтом возникающей ударной волны должен полностью скомпенсировать «набегающую» скорость частиц тела. Решение задачи упрощается тем, что из-за малой сжимаемости твердого тела при небольших (по сравнению со скоростью звука) скоростях можно ограничиться акустическим приближением, т. е. считать скорость ударной волны постоянной и равной скорости звука c_1 , а плотность — неизменной. В стационарном случае из закона сохранения импульса получаем скачок давления

$$p_2 - p_1 = \rho_1 c_1 u. \quad (1.1)$$

Отметим, что если давление и скорость во всех точках стержня постоянны, скачок давления в ударной волне торможения также остается постоянным на всем пути волны.

Решение аналогичной задачи для податливой преграды несколько сложнее, так как ударная волна, формирующаяся и в преграде, будет криволинейной. Если ограничиться одномерным случаем,

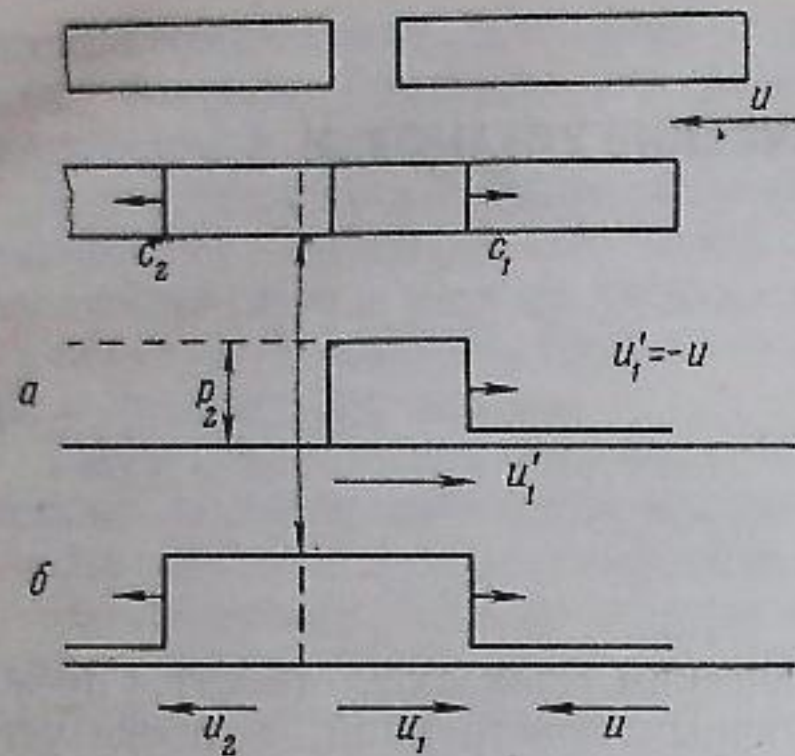


Рис. 1.1. Схема формирования волн сжатия при соударении упругих тел

т. е. считать преграду стержнем того же сечения, то можно легко найти давление в точке соударения. Учитывая сжимаемость преграды, из условий непрерывности давления и скорости на уже смещающейся границе двух тел получаем (рис. 1.1, б):

$$u_1 - u_2 = u,$$

$$p_2 - p_{12} = p_2 - p_{11} = \Delta p.$$

Отсюда определим скачок давления по формуле

$$\Delta p = \rho_1 c_1 u \frac{\Delta}{\Delta + 1},$$

где $\Delta = \frac{\rho_2 c_2}{\rho_1 c_1}$ — отношение акустических сопротивлений материала стержней.

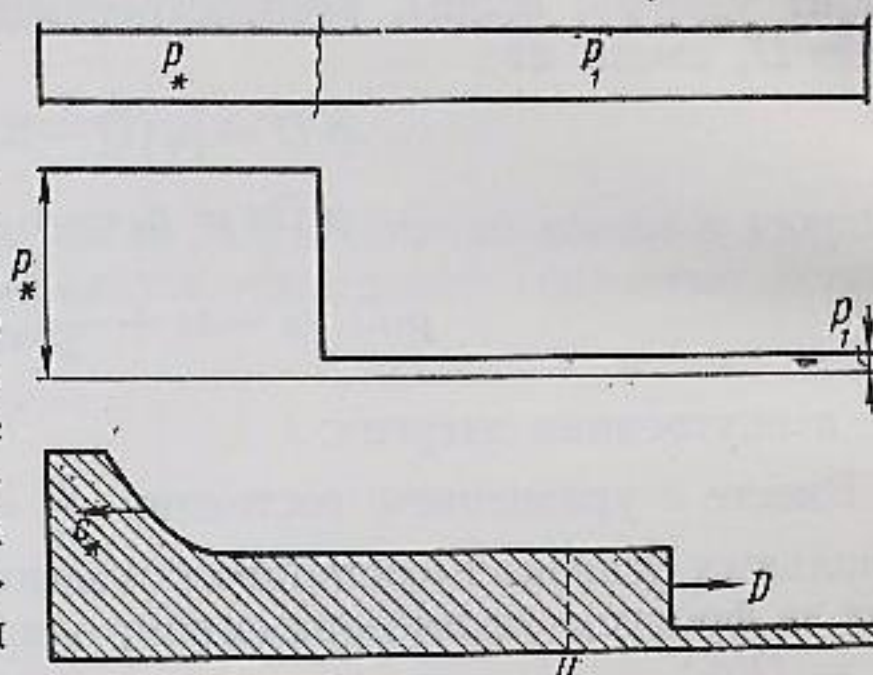
Таким образом, для оценки давления в точке удара необходим анализ волновых процессов, возникающих при резком изменении состояния среды. Только исходя из этого анализа и сделав упрощающие предположения, можно провести данную оценку состояния вещества для слабо сжимаемых сред. Решение аналогичных задач в газовой динамике, т. е. при сильно сжимаемых средах, более сложно и основано на некоторых приемах, смысл которых станет ясным из решения одной принципиально важной газодинамической задачи о распаде произвольного разрыва (работа ударных трубок).

1.1. Ударные трубки

Получение больших скоростей газовых масс или тел (например, пули в ружье) зависит от давлений в «работающем» или «толкающем» веществе и от предельных скоростей истечения (разлета) этого вещества. Известно, что предельная скорость нестационарного истечения (в пустоту) выше, чем стационарного, но и она ограничена по величине и однозначно определена начальным термическим состоянием истекающего вещества (газа). Для определенности оценим эту величину.

Если в длинной трубке, разделенной на две части диафрагмой (рис. 1.2) и наполненной газом до различных давлений $p_2 > p_1$, мгновенно убрать перегородку, возникает волновой процесс: влево распространяется непрерывная адиабатическая волна разрежения,

Рис. 1.2. Схема течения в ударной трубке



вправо — ударная волна. Рассмотрим течение в волне разрежения. Именно в ней происходит ускорение потока расширяющегося газа. В каждом участке непрерывной волны условие сохранения импульса связывает изменение давления с изменением скорости среды:

$$-dp = \rho c du,$$

где c — местная скорость звука в рассматриваемом участке волны, зависящая от термодинамического состояния среды. Используя условие адиабатичности $c_p dT = -p dv$ и выражение для скорости звука в идеальном газе с постоянным отношением теплоемкостей γ : $2cdc = \left(\frac{\gamma R dT}{\mu}\right)$, получаем

$$du = -\frac{1}{c} \frac{dp}{\rho} = -\frac{1}{c} \left(\frac{R}{\mu} dT - p dv\right) = -\frac{2}{\gamma-1} dc, \quad (1.2)$$

или

$$u + \frac{2}{\gamma-1} c = \frac{2}{\gamma-1} c_* = \text{const.}$$

Истечение в вакуум ($p_1 \rightarrow 0$) при адиабатическом расширении приведет к резкому охлаждению газа: $c \rightarrow 0$. Получаем предельную скорость истечения

$$u_\infty = \frac{2c_*}{\gamma-1} = 5c_* \quad \left(\text{при } \gamma = \frac{7}{5}\right).$$

Следовательно, предельная скорость истечения (разлета) сжатого газа однозначно определяется его внутренней энергией и показателем адиабаты.

Оценка предельной скорости справедлива лишь для истечения в вакуум, когда гидродинамика процесса наиболее проста, а течение состоит лишь из волны разрежения. Инерция среды за диафрагмой при $p_1 \neq 0$ вносит существенные коррективы в приведенную оценку и значительно снижает скорость истечения. Чтобы учесть влияние «противодавления» p_1 на скорость разлета, нужно связывать параметры истекающего газа с состоянием газа за фронтом ударной волны, формирующейся в газе низкого давления. Законы сохранения массы, импульса и энергии при переходе через

фронт ударной волны, распространяющейся с постоянной скоростью D , имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_1 D &= \rho_2 (D - u), \\ \rho_1 D u &= p_2 - p_1, \\ \rho_1 D \left(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 + \frac{u^2}{2} \right) &= p u, \end{aligned} \quad (1.3)$$

где ε — внутренняя энергия.

Вместе с уравнением состояния $\frac{p_2}{\rho_2} = \frac{RT_2}{\mu_2(T_2 \rho_2)}$ при известных начальных условиях (состояние (1)) можно выразить все параметры газа за фронтом одним параметром, например, числом Маха волны $M_1 = D/c_1$:

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \\ \frac{p_2}{p_1} &= \frac{(\gamma + 1) M_1^2}{(\gamma - 1) M_1^2 + 2} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Если теперь связать полученные соотношения на фронте ударной волны с течением в волне разрежения (см. рис. 1.2): $u_2 = u_k$, $p_2 = p_k$, с формулой (1.2), взятой для состояния k , то получим следующую зависимость числа Маха (а вместе с ним и всех остальных параметров) ударной волны от начального перепада давления на диафрагме p_*/p_1 :

$$\begin{aligned} \lg \frac{p_*}{p_1} &= \lg \left[\frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \right] - \\ &- \frac{2\gamma_*}{\gamma_* - 1} \lg \left[1 - \frac{\gamma_* - 1}{\gamma_1 + 1} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \frac{c_1}{c_*} \right]. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Это соотношение является основой расчета скоростей и всех остальных параметров газа за фронтом ударных волн, создаваемых в лабораторных установках (ударных трубках) по описанной выше схеме. На рис. 1.3 приведены графики зависимости (1.5) для различных комбинаций работающего газа и газа низкого давления, определяемых параметром c_*/c_1 и показателями адиабат.

Произведем некоторые предельные оценки. Бесконечный перепад давления на диафрагме $(p_*/p_1) \rightarrow \infty$ будет соответствовать случаю истечения в пустоту. Как видно из выражения (1.4), отношение плотностей (сжатие) во фронте ударной волны ограничено предельным (для $\gamma = \text{const}$) сжатием $\frac{p_2}{p_1} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}$. Из первого соотношения (1.3) находим, что $u = D \left(1 - \frac{p_1}{p_2} \right)$, т. е. при боль-

шом перепаде давления на диафрагме (для $\gamma = 7/5$)

$$D_\infty \rightarrow \frac{\gamma + 1}{2} u_\infty = 6c_*.$$

Таким образом, предельное число Маха ударной волны в ударной трубке ограничено и определяется предельной скоростью истечения газа высокого давления.

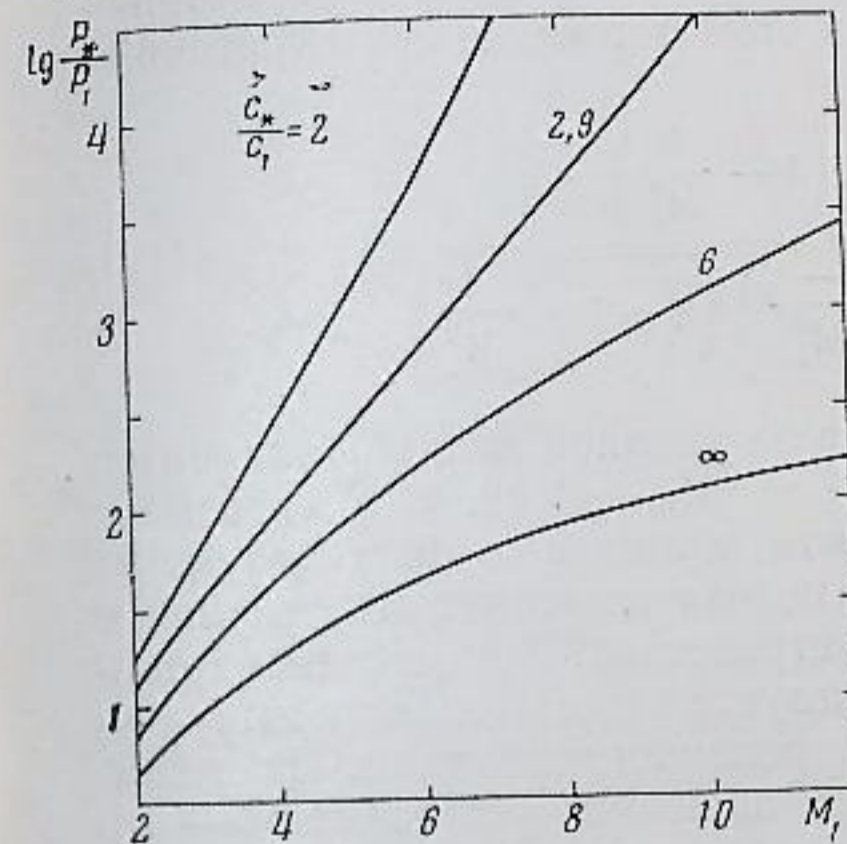


Рис. 1.3. Зависимость числа Маха ударной волны от начального перепада давлений на диафрагме для различных отношений скоростей звука «толкающего» p_* и сжимаемого p_1 газов

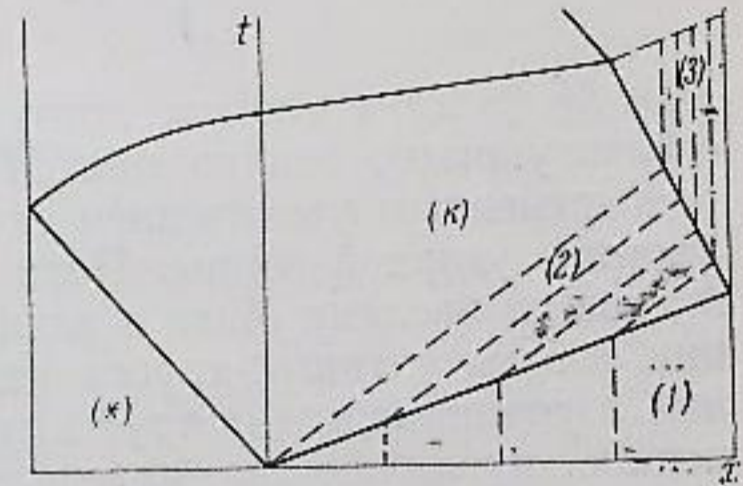


Рис. 1.4. Развертка течения при отражении ударной волны

Пусть в состоянии (*) (рис. 1.4) находится водород при комнатной температуре, а в состоянии (1) — воздух. Предельное число Маха ударной волны будет $M_1 = \frac{6c_*}{c_1} \approx 23$. Используя выражение (1.4), найдем предельную температуру воздуха в ударной волне:

$$T_\infty = T_1 \frac{\left(2\gamma - \frac{\gamma - 1}{M_1^2} \right) \left(\gamma - 1 + \frac{2}{M_1^2} \right)}{(\gamma + 1)^2} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}.$$

Разумеется, в реальных условиях будет достигнута меньшая температура, так как влияние противодавления всегда существенно, а получаемые числа Маха ниже предельных. Кроме того, при таких высоких температурах сильно изменяются молекулярные свойства воздуха — происходит диссоциация и ионизация частиц, это не учитывалось в предельной оценке. Однако порядок величины указывает на возможность получения в ударных трубках высоких температур.

Необходимо отметить, что для получения высоких температур принципиальное значение имеет выбор легкого рабочего газа. Это непосредственно следует из проведенных оценок. Например, если в рассмотренном случае водород заменить воздухом, предельная температура газа за ударной волной снизится примерно в 15 раз.

Оценим параметры потока газа за фронтом ударной волны. Из выражений (1.3) и (1.4) найдем число Маха потока, определив его как отношение поступательной скорости среды в лабораторной системе отсчета к скорости звука в этом потоке, т. е. в состоянии (2) за фронтом волны:

$$M_{\text{п}} = \frac{u}{c_2} = \frac{2 \left(1 - \frac{1}{M_1^2} \right)}{\sqrt{\left(2\gamma - \frac{\gamma-1}{M_1^2} \right) \left(\gamma - 1 + \frac{2}{M_1^2} \right)}}. \quad (1.6)$$

Для $M_1 > 2,6$ в воздухе поток газа за ударной волной становится сверхзвуковым, однако при $M_1 \rightarrow \infty$ $M_{\text{п}} \rightarrow 1,89$. Это связано с одновременным увеличением скорости потока и скорости звука за фронтом ударной волны. Поэтому нельзя моделировать течения с большими числами Маха в таких устройствах. Тем не менее принцип работы ударных трубок используется при создании импульсных аэродинамических труб кратковременного действия. Их несомненное преимущество перед стационарными установками — это высокая температура рабочего потока. Однако в соответствии с проведенной оценкой для получения чисел Маха потока больше двух (в воздухе) на выходе ударной трубки нужно установить расходящийся насадок (сопло).

Состояние (2) в ударных трубках — не предельное по давлению и температуре. Легко осуществить вторичное сжатие и дополнительный нагрев среды, поставив на пути волны отражающую стенку (см. рис. 1.4). Отраженная ударная волна полностью останавливает поток относительно стенок трубки, что очень удобно для изучения различных высокотемпературных процессов в газах. Пользуясь условием торможения, напишем следующие законы сохранения на фронте отраженной волны для простейшего случая газа с некоторым средним отношением удельных теплоемкостей для ударного перехода (2) — (3):

$$\begin{aligned} \rho_2 (D' + u) &= \rho_3 D', \\ \rho_3 D' u &= p_3 - p_2, \end{aligned} \quad (1.7)$$

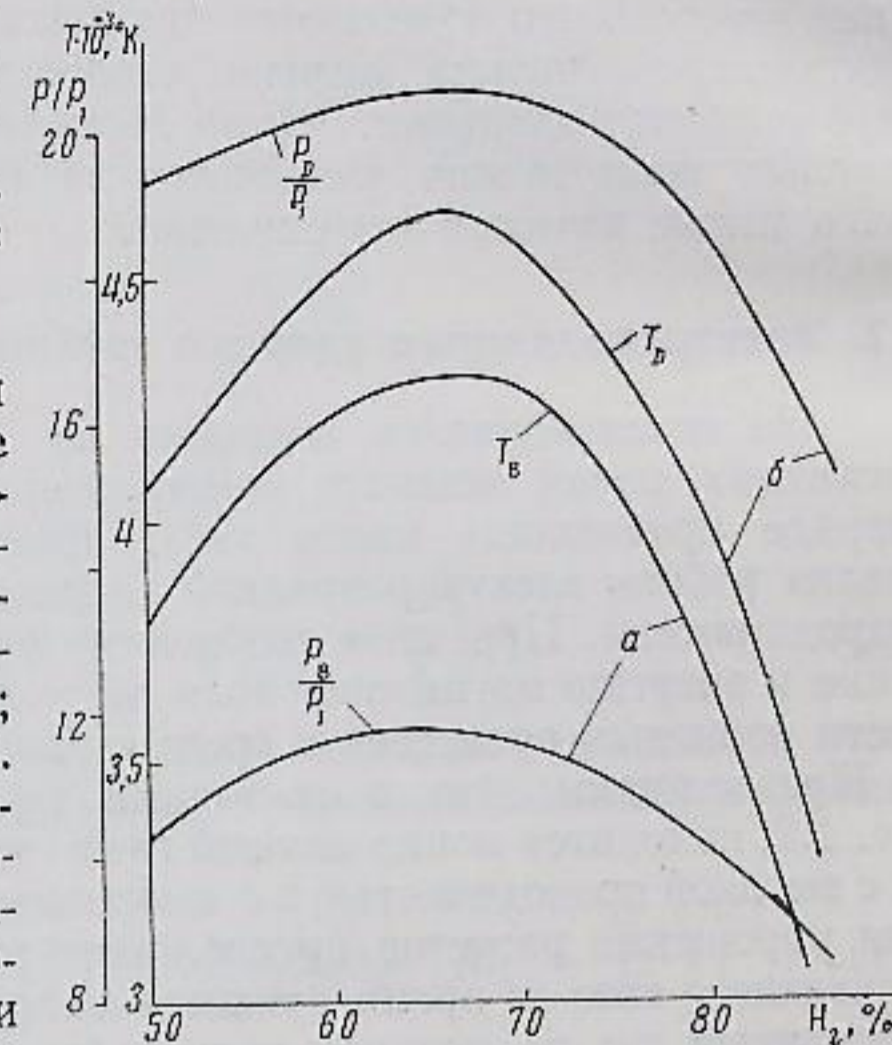
$$\Delta e = \frac{p_3 + p_2}{2} \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_3} \right),$$

или

$$M_3^2 - \frac{\bar{\gamma} + 1}{2} \frac{u}{c_2} M_3 - 1 = 0. \quad (1.7')$$

Рис. 1.5. Давление и температура продуктов взрыва смеси водорода с кислородом при начальном давлении 100 атм

Индексы: D — параметры детонационной волны, B — объемный взрыв



Число Маха отраженной ударной волны небольшое (для воздуха при $M_1 \rightarrow \infty$ $M_3 \rightarrow 2,65$). Эта величина и определит дополнительный скачок температуры и давления: $(p_3/p_2) \rightarrow 8$; $(\rho_3/\rho_2) \rightarrow 3,5$; $(T_3/T_2) \rightarrow 2,3$. Следует учесть, что продолжительность существования однородного по температуре и давлению состояния (3) ограничена и определяется отрезком времени между моментом отражения и приходом волны, возникающей при взаимодействии отраженной волны (2) — (3) с контактной поверхностью (2) — (к), или с приходом волны разрежения после ее отражения от конца камеры высокого давления, если специальным подбором условий на поверхности (2) — (к) исключить взаимодействие с ней отраженной волны (см. рис. 1.4). Это время, а также линейные размеры области (3) можно рассчитывать при заданном режиме работы и известных геометрических размерах ударной трубки. Например, отношение длины горячей пробки дважды сжатого газа l к длине камеры низкого давления L в первом приближении определится степенью сжатия газа в ударных волнах (1) — (2) и (2) — (3): $\frac{l}{L} = \frac{\rho_3}{\rho_1} \approx 21$ (для воздуха при больших M_1).

Наиболее эффективный способ увеличения скорости и температуры потоков, создаваемых в ударных трубках, — это увеличение энергии рабочего газа (состояние (*)). Применение химической энергии ограничено. Например, добавляя в водород кислород (с последующим взрывом смеси), можно увеличить температуру и давление рабочего газа, несколько проигрывая при этом в молекулярном весе «толкающего» газа. На рис. 1.5 приведены расчетные данные для параметров продуктов взрыва при постоянном объеме (a) и максимальные значения детонационных параметров (б) в смесях водорода с кислородом различного состава ($p_{*1} = 100$ атм). Из этих данных видно, что дополнительный выигрыш в числе Маха ударной волны в лучшем случае составит $\frac{M'_1}{M_1} \sim \sqrt{\frac{T'_* \mu}{T_* \mu'}} \sim 2$.

2 Ю. Е. Нестерихин

Иные возможности появляются при использовании в ударных трубках электромагнитной энергии, обычно в виде электроразряда в камере высокого давления. Числа Маха получаемых в этом случае ударных волн можно увеличить на несколько порядков, хотя здесь также имеются ограничения.

1.2. Электроразрядные ударные трубки [7, 8]

Не останавливаясь подробно на механическом воздействии магнитных полей мощного электроразряда на возникающие при разряде проводящие массы газа, проведем феноменологический анализ работы электроразрядной ударной трубки с точки зрения гидродинамики. При этом необходимо учесть дополнительное давление и энергию магнитного поля $p_m = H^2/8\pi$ и некоторые особенности волновых процессов в среде с магнитным полем.

Предположим, что в состоянии (*), согласно обозначениям рис. 1.2, находится ионизованный газ с гидростатическим давлением p_* , с высокой проводимостью и с вмороженным магнитным полем H_* . Для упрощения расчетов предположим также, что магнитное поле толкающего газа за время процесса не проникает в термически ионизованный газ за ударной волной (состояние (2)). Тогда законы сохранения для ударной волны (переход (1) \rightarrow (2)) будут такими же, как и в выражениях (1.3) и (1.4). Для решения задачи о распаде произвольного разряда, т. е. для получения зависимости вида (1.5), необходимо знать закон изменения параметров расширяющегося проводящего газа, содержащего магнитное поле. Эффективный показатель адиабаты идеально проводящего газа с магнитным полем зависит от направления сжатия или расширения. При изотропном всестороннем сжатии $\gamma_{эфф} = \frac{4}{3}$ ($H \sim \rho^{1/2}$), а при одномерном сжатии поперек силовых линий поля $\gamma_{эфф} = 2$. Эта особенность среды следует из свойства вмороженности силовых линий поля, состоящего в том, что силовые линии как бы скреплены с частицами среды и увлекаются в движение вместе с ними. Для расширения в трубке в качестве первого приближения целесообразно выбрать последнее значение $\gamma_{эфф} = \gamma_m$, однако это не означает, что в данном случае отсутствует расширение вдоль силовых линий. При таком предположении условие вмороженности позволяет связать напряженность поля с плотностью газа $H = \beta \rho_2$, что вместе с выражением для полного давления среды $p = p_* + \frac{H^2}{8\pi}$ позволяет определить скорость звука $c^2 = \gamma \frac{p}{\rho} + \frac{H^2}{4\pi\rho}$.

Аналогично выражению (1.2) найдем инвариант простой адиабатической волны в предположении $\frac{H^2}{8\pi} \gg p_*$.

$$u + \int_0^p \frac{cdp}{\rho} = u + \frac{\beta}{\sqrt{4\pi}} \int_0^p \frac{dp'}{\sqrt{\rho'}} = u + \frac{H}{\sqrt{\pi\rho}} = \text{const.} \quad (1.8)$$

Как и в обычной задаче о распаде произвольного разрыва, необходимо ввести условие непрерывности давления и скорости при переходе 2 \rightarrow к. Учитывая условие вмороженности поля и адиабатическую зависимость давление — плотность, получаем соотношения

$$\rho_2 = \rho_k + \frac{H_k^2}{8\pi} \approx \frac{H_k^2}{8\pi}, \quad u_2 = u_k, \quad (1.9)$$

$$\frac{H_*}{\rho_*} = \frac{H_k}{\rho_k} = \beta,$$

$$u_k + \frac{2c_m}{\gamma_m - 1} \equiv u_k + \frac{H_k}{\sqrt{\pi\rho_k}} = \frac{H_*}{\sqrt{\pi\rho_*}}, \quad (1.8')$$

а учитывая выражения (1.4) и (1.9), находим зависимость числа Маха получаемой ударной волны от перепада давлений на границе разрыва

$$\frac{H_*^2}{8\pi\rho_1} = \left[\frac{2\gamma_1 M_1^2 - (\gamma_1 - 1)}{\gamma_1 + 1} \right] \left[1 - \frac{c_1 \sqrt{4\pi\rho_*}}{(\gamma_1 + 1)H_*} \left(M_1 - \frac{1}{M_1} \right) \right]^{-4}. \quad (1.5')$$

На рис. 1.6 показана зависимость (1.5') для различных начальных давлений расширяющегося газа. Из выражения (1.5) можно также получить предельные оценки для чисел M_1 в случае

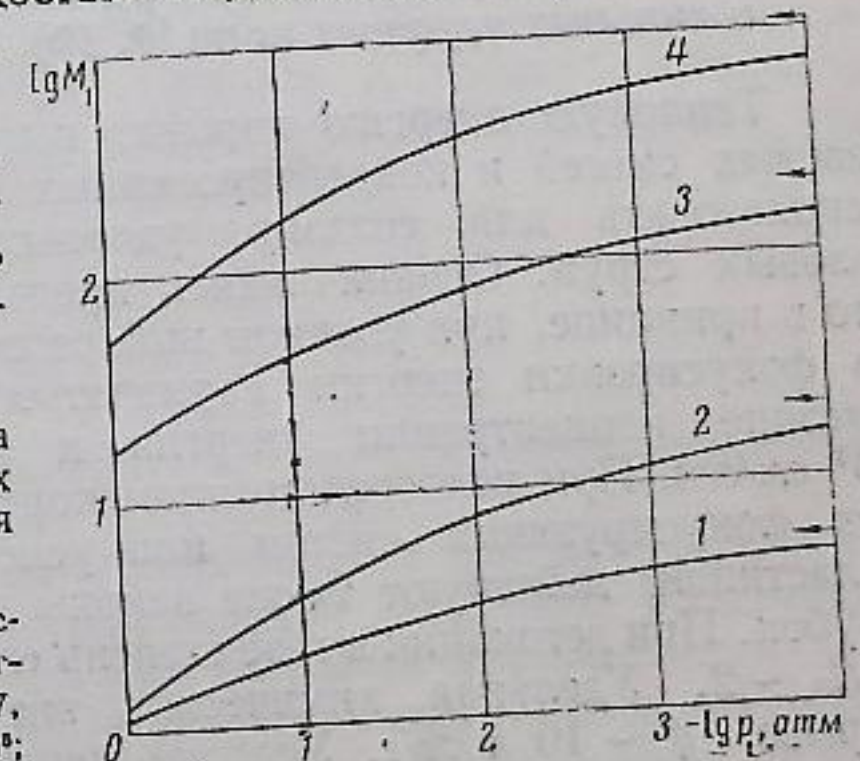
$$\rho_m \equiv \frac{H_*^2}{8\pi} \gg \rho_1:$$

$$M_{1\infty} - \frac{1}{M_{1\infty}} \approx M_{1\infty} = \frac{(\gamma_1 + 1)H_*}{c_1 \sqrt{4\pi\rho_*}}.$$

На рис. 1.6 предельные числа Маха ударных волн отмечены стрелками. Их величина определяется прежде всего плотностью расширяющегося газа и напряженностью создаваемого импульсного магнитного поля. В настоящее время на специальных установках можно создать $H \sim 10^7$ э. Для небольших объемов сравнительно просто получить $H \sim 5 \cdot 10^5$ э, что соответству-

Рис. 1.6. Зависимость числа Маха ударной волны в электроразрядных трубках от начального давления и величины магнитного поля

1 — гидростатическое давление расширяющегося газа $p_* = 1$ атм, магнитное поле $H_* = 10^4$ эс; 2 — $p_* = 0,07$, $H_* = 10^4$; 3 — $p_* = 0,07$, $H_* = 10^5$; 4 — $p_* = 0,07$, $H_* = 5 \cdot 10^5$



ет давлению 10^4 атм и энергии 10^3 дж/см^3 . Предельное число Маха для таких полей при разряде в воздухе для давления $p_1 = p_0 = 1 \text{ атм}$ равно $M_1 \rightarrow 280$. Таким образом, предельные числа Маха $M_1 \sim 10^2 \div 10^4$ в электроразрядных трубках могут быть значительно больше, чем в гидродинамических установках.

На рис. 1.7 показана наиболее простая конструкция электроразрядных трубок: корпус трубки и второй электрод вместе с

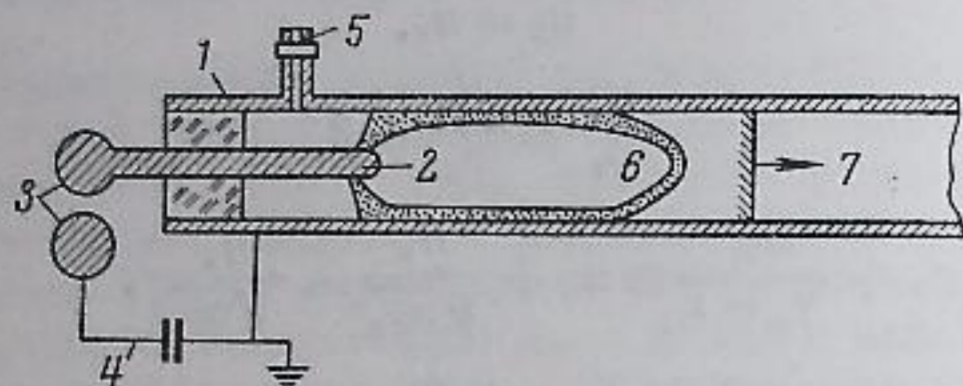


Рис. 1.7. Идеализированная схема разряда в трубке

1 — корпус трубки; 2 — второй электрод; 3 — формирующий разрядный промежуток; 4 — конденсаторная батарея; 5 — быстродействующий впускной клапан; 6 — токовый слой; 7 — фронт ударной волны

формирующим разрядным промежутком и конденсаторной батареей составляют разрядную цепь. Начальное давление рабочего газа задается быстродействующим впускным клапаном. Токовый слой, образующийся в коаксиальном разрядном устройстве, это своего рода поршень, формирующий ударную волну. Примерно тот же принцип используется и для получения высокоскоростных сгустков плазмы в вакууме (плазменные инжекторы, см. гл. 2).

1.3. Применение взрывчатых веществ (ВВ) для получения высокоскоростных потоков и сильных ударных волн [9, 10]

Тепловую энергию взрыва, выделяющуюся при детонации газовых смесей и конденсированных взрывчатых веществ, можно использовать для создания ударных волн и высокоскоростных газовых струй. Ограничиваясь предельными оценками, отметим, что в принципе, при удачном выборе схемы и устойчивости процесса фокусировки энергии взрывчатых веществ, можно получить высокие концентрации энергии и скорости газовых масс до 10^7 см/сек . При непосредственном контакте ВВ и сжимаемого газа без фокусирующих систем или ускоряемых промежуточных тел (пластинок) действуют те же законы и оценки, что для ударных трубок. При детонации в газе степень сжатия в детонационной волне $l_D/l_1 \sim 2$. Удельная химическая энергия, выделяющаяся при взрыве, $q \sim 10 \text{ кдж/г}$. Условие неразрывности (1.3) для сжатия,

равное двум, позволяет оценить скорость продуктов детонации, которая равна примерно половине скорости детонации. Величина детонационной скорости в газе определяется соотношением $D \approx \sqrt{2q(\gamma^2 - 1)} \approx 3000 \text{ м/сек}$. В конденсированных ВВ, в отличие от газов, скорость продуктов $u \sim D/4$. Это связано прежде всего с большим отношением удельных теплоемкостей в сильно сжатых продуктах детонации ($\gamma \sim 3$). Поскольку запас химической энергии на единицу массы здесь приблизительно такой же, как и в газах, скорость потока продуктов взрыва будет порядка $u \sim 1500 \text{ м/сек}$, т. е. $D \sim 6000 \text{ м/сек}$, что вполне соответствует эксперименту. Так, для тротила с начальной плотностью $\rho_1 = 1,46 \text{ г/см}^3$ расчетные данные имеют следующие значения: $\rho_2 = 1,86 \text{ г/см}^3$, $T_2 = 3200^\circ \text{ К}$, $p_2 = 140\,000 \text{ атм}$, $D = 6640 \text{ м/сек}$, $c_2 = 5210 \text{ м/сек}$, $u = 1430 \text{ м/сек}$; при измерениях получаем $D_{\text{экс}} = 6622 \text{ м/сек}$. Таким образом, массовые скорости продуктов взрыва при детонации относительно невелики. Однако давление, возникающее при взрыве конденсированных ВВ ($\Delta p = \rho_1 D u \sim 2 \cdot 10^5 \text{ атм}$), можно использовать для ускорения твердых тел, находящихся в контакте с ВВ.

Например, алюминиевая пластинка толщиной 1 мм, находящаяся на поверхности ВВ, может приобрести скорость $v \sim 9 \text{ км/сек}$ при $\Delta p = 2 \cdot 10^5 \text{ атм}$ на пути около 0,5 см. Однако предел приобретаемой скорости здесь также зависит от максимальной скорости нестационарного разлета, определяющей время «снятия» высокого давления при расширении сжатого газа в сторону пластинки. В продуктах ВВ до разлета и расширения $\gamma \approx 3$;

$$v_{\text{макс}} \approx \frac{2}{\gamma - 1} c = D - u \sim 5000 \text{ м/сек.}$$

В данной оценке использовано соотношение Чепмена — Жуге для детонации $D = u + c$. Поэтому для получения скорости 8—10 км/сек используется отражение волны детонации для дополнительного нагрева работающих продуктов взрыва, а также выбираются взрывчатые вещества с большой скоростью детонации. Оценка увеличения скорости звука при отражении

$$\frac{c'_2}{c_2} \approx \left(1 + \frac{\rho_2 u c_2}{\rho_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \approx 1,3$$

показывает, что получить скорость метания, значительно превосходящую скорость детонации, трудно.

На рис. 1.8 приведена схема эксперимента для изучения одномерных ударных волн при полете плоской дюралевой пластинки, разгоняемой при детонации заряда ВВ. Для формирования плоской волны внутри заряда ВВ вставлено инертное металлическое тело — формирующая «линза». Пластинка из оргстекла ослаб-

ляет проходящую ударную волну. В опытах, проведенных по этой схеме, получили скорость 8—10 км/сек при атмосферном начальном давлении в воздухе, аргоне, азоте и других газах. Необходимо отметить простоту обработки данных. Скорости волны D и потока (пластинки) u определяются непосредственно из опыта. Тогда в соответствии с выражением (1.3) независимо вычисляют плотность

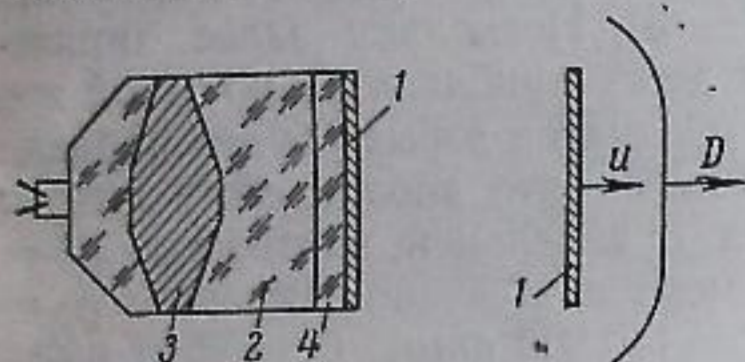


Рис. 1.8. Схема получения ударных волн с применением ВВ

1 — дюралевая пластинка; 2 — заряд ВВ; 3 — формирующая «линза»; 4 — пластинка из оргстекла

$\rho_2 = \rho_1 \frac{D}{D-u}$ и давление сжатого газа $p_2 = p_1 + \rho_1 D u$, что позволяет построить адиабаты ударного сжатия различных веществ. В качестве примера на рис. 1.9 приведены опытные данные ударных адиабат для некоторых газов и жидкостей, полученные описанным выше методом различными авторами.

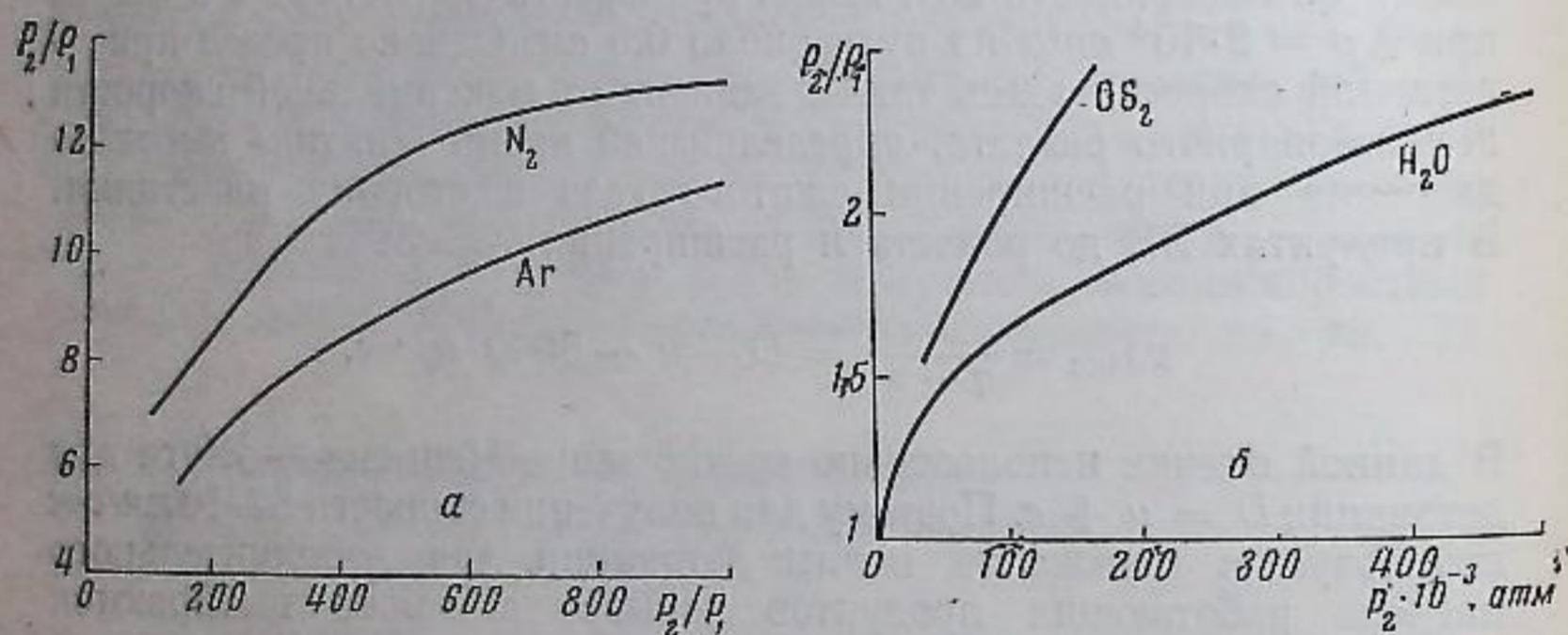


Рис. 1.9. Ударные адиабаты
а — азот и аргон; б — сероуглерод и вода

На рис. 1.10 показано устройство для получения высокоскоростных газовых струй при фокусировке энергии ВВ [10]. Принцип фокусировки состоит в следующем: заряд ВВ метает пластинку 2 внутрь сферического сегмента со скоростью v . Точка пересечения пластинки и сегмента имеет линейную скорость $v' \sim \frac{v}{\alpha} \gg v$. В результате действия такого своеобразного сходящегося «поршня» можно получить большие скорости радиального движения газа с

последующим выходом в центре в отводную трубку. В данном устройстве при тщательном подборе его геометрии можно получить скорость потока до 90 км/сек при выходе в разреженный газ и до 20—30 км/сек при начальных давлениях газа порядка атмосферного. Скорости примерно такой же величины получены при вылете в вакуум бериллиевой облицовки кумулятивного заряда (пары металла). Таким образом, использование ВВ для образования высоких

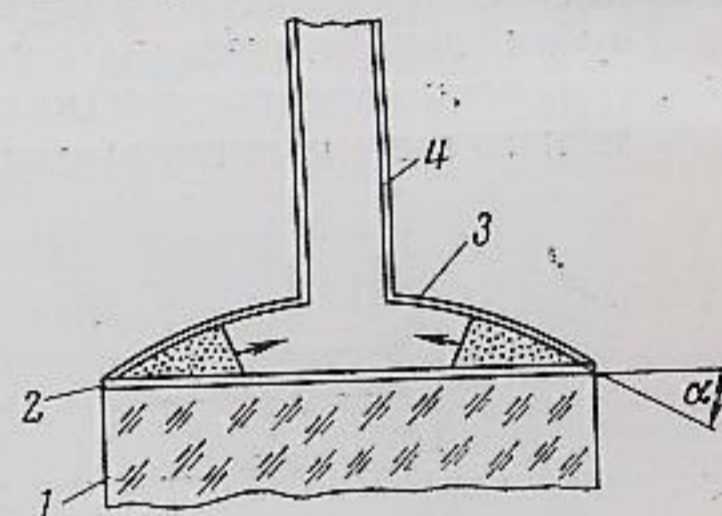


Рис. 1.10. Схема кумулятивного заряда для получения высокоскоростных потоков газа

1 — заряд ВВ; 2 — пластинка; 3 — сферический сегмент; 4 — отводная трубка

скоростей более перспективно, чем применение обычных ударных трубок, хотя использование электроразряда имеет большие возможности. При этом следует иметь в виду основной недостаток данного метода — сложность эксперимента и его малую доступность — по соображениям безопасности и необходимости удаления измерительной аппаратуры от места взрыва.

1.4. Трубки адиабатического сжатия [11]

Так называются установки, в которых сжатие и нагрев газа происходит поршнем в закрытой трубке. В отличие от ударных трубок, время сжатия в этих установках относительно велико ($\sim 10^{-3}$ сек), а среда в процессе сжатия переходит постепенно через множество термодинамических состояний. Однако получение больших давлений при достаточно высокой температуре, а также простота конструкции и доступность для лабораторных исследований дают основание рассматривать применение в термофизическом эксперименте трубок адиабатического сжатия как важное дополнение к более универсальному методу ударных трубок.

Принципиальная схема устройства для адиабатического сжатия приведена на рис. 1.11. Поршень после срабатывания быстродействующего клапана разгоняется в стволе, где тормозится у закрытого конца, сжимая исследуемый газ. К моменту окончания обратного хода поршня сжатый газ за поршнем сбрасывается через инерционный клапан для исключения повторных сжатий при колебаниях поршня в стволе. В конце трубки для спектральных измерений вмонтировано прозрачное окно, выдерживающее давление до 10^4 атм.

Оценить параметры конечного состояния сжатого газа можно простейшим способом: в точке остановки энергия поршня переходит во внутреннюю энергию сжатого газа: $\frac{mu^2}{2} \approx c_v \Delta T$. Например, при $m = 200 \text{ г}$, $u = 100 \text{ м/сек}$, $c_v = 3 \text{ кал/моль}$, $\Delta V = 300 \text{ см}^3$, $\gamma = 5/3$, $\Delta T \sim 6000^\circ \text{ К}$, $p/p_1 = 2,2 \cdot 10^3$. Разумеется, эти цифры не предельные для адиабатических установок и показывают лишь порядок величины получаемых параметров сжатого газа.

Трубки адиабатического сжатия применяются для использования энергии поршня с целью получения объема сжатого и нагретого легкого газа, например гелия или водорода, для метания тел

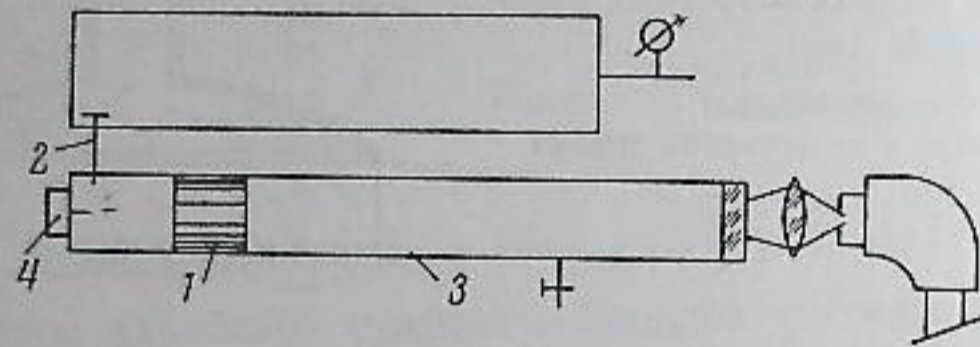


Рис. 1.11. Принципиальная схема трубки адиабатического сжатия

1 — поршень; 2 — быстродействующий клапан; 3 — ствол; 4 — инерционный клапан

с большой скоростью (разновидность так называемых легкогазовых пушек). Необходимость в таких устройствах вызвана созданием лабораторных баллистических установок для моделирования полета тел со сверхзвуковой скоростью. Ниже будут рассмотрены вопросы газодинамики ускорения тел в баллистических каналах, как и в предыдущих случаях, для проведения предельных оценок.

1.5. Баллистические установки

Принципиальная схема лабораторной баллистической установки показана на рис. 1.12, а. Камеру, приспособленную для оптических наблюдений, наполняют исследуемым газом и стреляют из специального ружья или из легкогазовой пушки телом заданной формы. Запускающий фотоэлемент синхронизирует момент пролета пули с импульсным освещением в установке для наблюдения картины сверхзвукового обтекания тела (см. гл. 6).

Принципиальные ограничения в скоростях тел примерно те же, что и в ранее рассмотренных задачах (в настоящее время в легкогазовых пушках получены скорости до 7,3 км/сек для тела массой 0,3 г). В качестве примера проведем упрощенный расчет работы

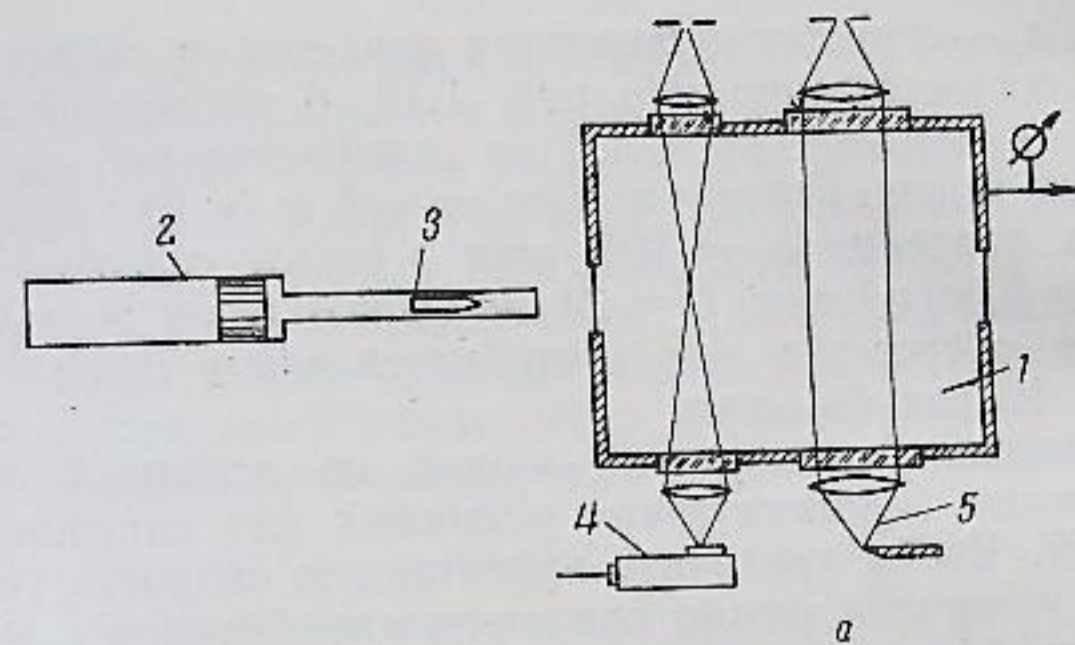
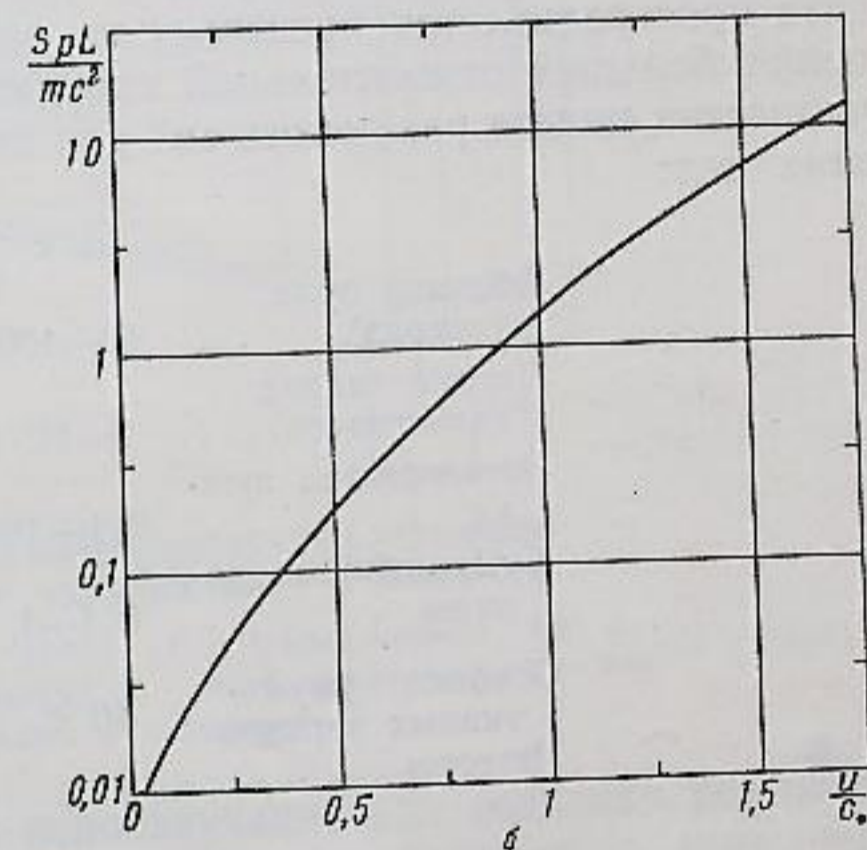


Рис. 1.12. Баллистическая установка

а — принципиальная схема: 1 — камера; 2 — легкогазовая пушка; 3 — тело заданной формы; 4 — запускающий фотоэлемент; 5 — оптическая теневая установка; б — график расчета скорости тела



конечной ступени легкогазовой пушки. Закон движения поршня массы m , ускоряемого легким газом, истекающим из ресивера (для простоты того же диаметра, что и канал пушки), можно приближенно связать с давлением в простой адиабатической волне

$$mu \frac{du}{dx} = Sp_* \left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u}{c_*} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \quad (1.10)$$

После интегрирования для ствола длиной L получаем

$$\frac{Sp_* L}{mc_*^2} = \frac{4}{\gamma^2 - 1} \left[\left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u}{c_*} \right)^{-\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - 1 \right] - \frac{2}{\gamma-1} \left[\left(1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{u}{c_*} \right)^{-\frac{2}{\gamma-1}} - 1 \right], \quad (1.11)$$

где p_0 и c_0 — начальные значения давления и скорости звука в ресивере соответственно. На рис. 1.12, б приведена зависимость левой части выражения (1.11) от отношения u/c_0 для $\gamma = 1,4$. Из графика можно найти, что тело массой $m = 10$ г приобретет под действием давления $p_0 = 100$ атм в стволе сечением 5 см² скорость $u = 0,5c_0$ на пути $L = 34$ см. Однако в тех же условиях для получения скорости $u = c_0$ потребуется длина ствола, приблизительно в 10 раз большая.

Ограничения в скоростях — один из основных недостатков использования баллистических установок для гиперзвуковых исследований. Чтобы увеличить эффективную скорость тела, баллистические установки можно применять в комбинации с аэродинамическими трубами или ударными трубками: сверхзвуковой поток газа простреливается навстречу из легкогазовой пушки для получения большей относительной скорости тела. Приведем данные о скоростях полета различных тел для некоторых способов ускорения этих тел:

	$m, г$	$v, км/сек$
Обычная пуля (снаряд)	10—100	0,6—0,9
Легкий снаряд (пластмасса)	1—10	0,9—2,4
Легкогазовая пушка	0,1—10	5—7,5
Кумулятивные заряды	0,1—1	3—6
Осколки кумулятивных зарядов	10^{-10}	9—18
Метеоры	—	До 60

1.6. Импульсные установки для исследований в конденсированных средах [12, 13]

Сжатия и распространение ударных волн в конденсированных веществах применяются для исследования молекулярной структуры сжимаемости этих веществ и для изучения быстропротекающих физико-химических процессов (полимеризация, реакции в растворе и т. п.), инициируемых быстрым изменением термодинамического состояния (скачок давления, температуры) среды. Например, эффективно используется метод получения ударных волн с помощью ВВ (см. рис. 1.8) при непосредственном контакте их и среды или с использованием промежуточного тела, в котором формируется ударная волна. Этот метод применяют для $p \sim 10^5 \div 10^6$ атм, а для $p \sim 10^2 \div 10^4$ атм удобнее ударные трубки.

Ударные трубки для исследования жидкостей имеют различную конструкцию (рис. 1.13). Обычная диафрагменная трубка (а) в данном

случае не очень удобна по двум причинам: 1) для получения ударных волн в наиболее интересном диапазоне давлений $p \sim 10^3 \div 10^5$ атм нужны большие давления рабочего газа или жидкости; 2) конечное время разрыва диафрагмы и потери давления в стенке трубки приводят к отклонениям от идеальности процесса — появляется нежелательный постепенный спад давления за фронтом ударной волны. Резкое падение давления наблюдается и в трубках с применением ВВ, хотя здесь можно легко получить $p \sim 10^4$ атм. Наконец, существуют ударные трубки с давлением во фронте волны

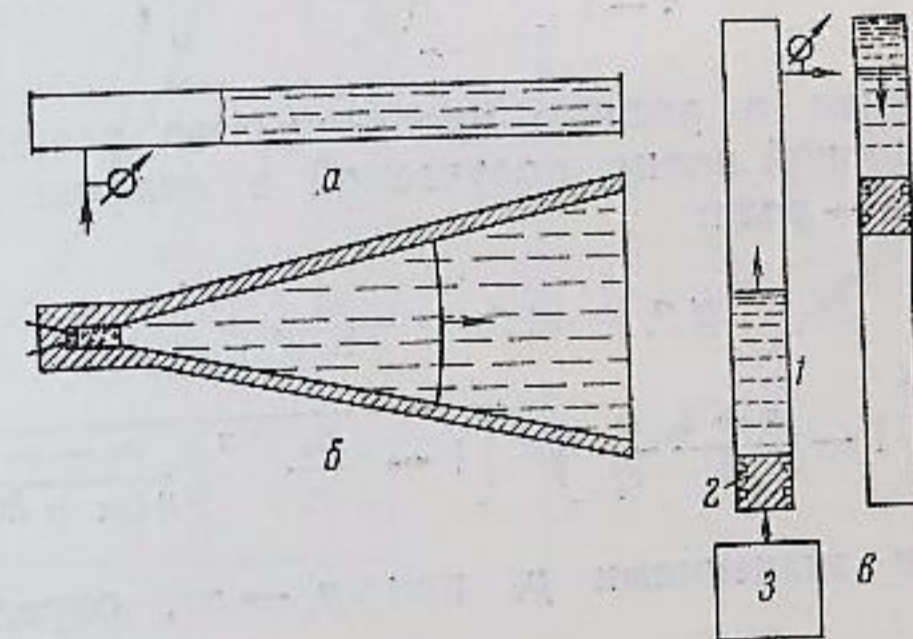


Рис. 1.13. Различные конструкции установок для получения ударных волн в жидкости
а — диафрагменная трубка; б — использование ВВ; в — схема скоростного удара: 1 — столб жидкости; 2 — поршень; 3 — ресивер

несколько сотен атмосфер, использующие для создания волны механическое действие быстронарастающего разрядного тока через спиралеобразную торцовую стенку из проводника. В этих трубках амплитуда давления ограничена величиной импульсных магнитных полей, получаемых в лабораторных условиях.

Наиболее простым и удобным методом получения одномерных ударных волн в жидкости является резкая остановка (удар) движущегося столба жидкости о жесткую стенку или о массу покоящейся жидкости (рис. 1.13, в). Столб жидкости в трубке перед поршнем разгоняется газом с $\Delta p \sim 10 \div 50$ атм из ресивера до скоростей в несколько сотен метров в секунду, что соответствует давлениям торможения до 10^4 атм (см. выражение (1.1)). Именно этот диапазон давления интересен для изучения физико-химических свойств жидкости, так как он соответствует величине внутреннего молекулярного давления в конденсированных средах.

Расчет процессов в ударных трубках в жидкости совершенно аналогичен рассмотренным ранее газодинамическим задачам (см. формулы (1.5), (1.5')). Дополнительно требуются лишь данные об уравнении состояния для жидкости. Для воды, например,

в диапазоне давлений до 25 000 атм часто пользуются эмпирическим выражением, связывающим давление и плотность

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{\bar{p}}{\bar{p}_1}\right)^{1/n} = \left(\frac{c}{c_1}\right)^{2/n-1}, \quad (1.12)$$

где $\bar{p} = p + B$ ($B = 3010$ атм), $n = 7,15$. Из выражения для инварианта простой (адиабатической) волны находим

$$\Delta u = \frac{2c_*}{n-1} \left[1 - \left(\frac{\bar{p}_k}{\bar{p}_*}\right)^{n-1/2n} \right], \quad (1.13)$$

а решение задачи о распаде произвольного разрыва связывает давление в ударной волне, получаемой в диафрагменной трубке в системе вода — вода:

$$\lg p_* = \lg p_2 - \frac{2n}{n-1} \times \lg \left[1 - \frac{n-1}{2} \frac{c_1}{c_*} \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\bar{p}_1}{\bar{p}_2}\right)^{1/n} \right] \frac{p_2 - p_1}{n(p_1 + B)}} \right], \quad (1.14)$$

с предельными значениями p_2 при $p_* \rightarrow \infty$, определяемыми из выражения

$$\frac{p_2}{B} \left[1 - \left(\frac{B}{p_2 + B}\right)^{1/n} \right] = \frac{4n}{(n-1)^2},$$

а для разрыва диафрагмы газ — вода

$$\lg p_* = \lg p_2 - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \times \lg \left[1 - \frac{\gamma-1}{2} \frac{c_1}{c_*} \sqrt{\left(1 - \frac{\bar{p}_1}{\bar{p}_2} \right)^{1/n} \frac{p_2 - p_1}{n(p_1 + B)}} \right] \quad (1.15)$$

с предельной оценкой p_2

$$\frac{p_2}{B} \left[1 - \left(\frac{B}{p_2 + B}\right)^{1/n} \right] = n \left[\frac{2c_*}{(\gamma-1)c_1} \right]^2.$$

Предельные значения параметров ударных волн в воде, полученные в диафрагменных ударных трубках, приведены в таблице.

Вид распада	p_2 , атм	D , м/сек	u , м/сек	ρ^2/ρ_1	c_2/c_1	$M_1 = D/c_1$
Вода—вода . . .	11 550	2400	480	1,25	1,76	1,6
Воздух—вода . .	80 000	4670	1710	1,56	4,1	3,11

Расчетные данные формул (1.14) и (1.15) даны на рис. 1.14. Метод формирования волны ударом о жесткую стенку является по существу свободным от ограничений в амплитуде давления получаемых ударных волн аналогично примеру, рассмотренному в начале данного параграфа. После удара о закрытый конец трубки

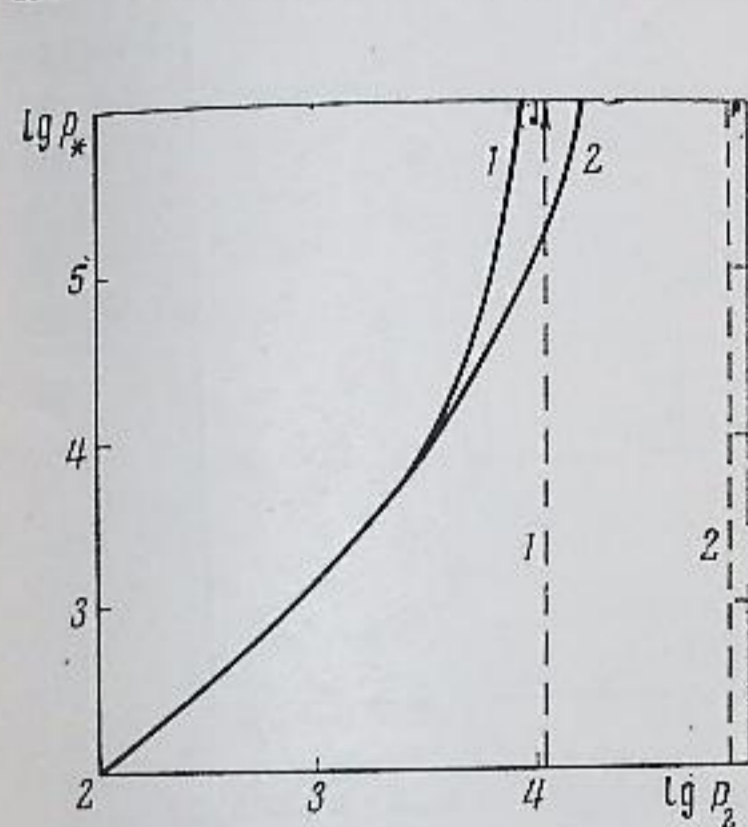


Рис. 1.14. Зависимость давления в ударной волне p_2 от начального периода давления на диафрагме p_* :
1 — распад вода — вода; 2 — распад воздух — вода

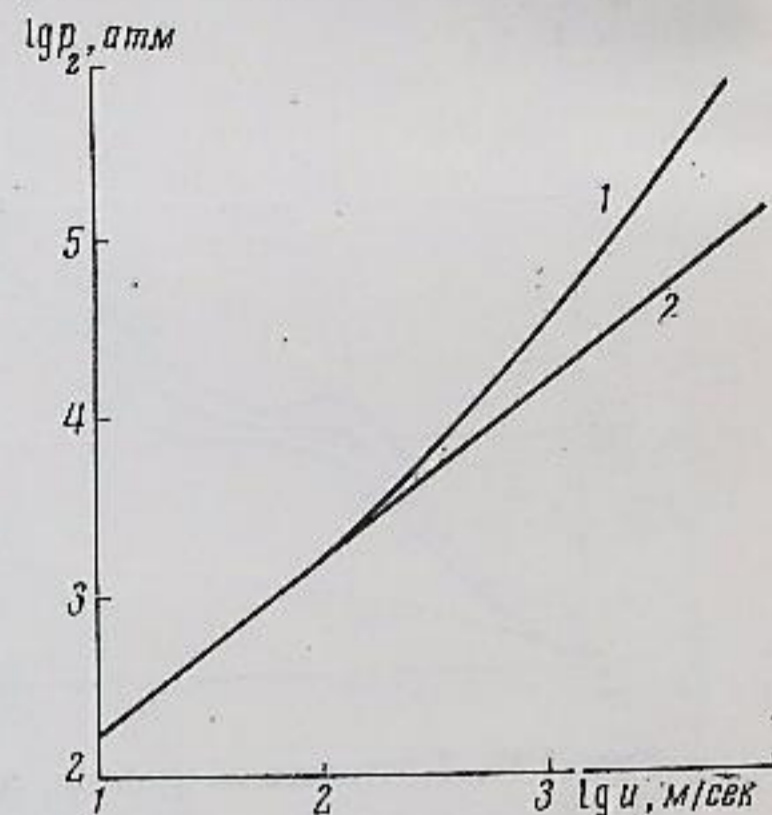


Рис. 1.15. Расчет давления в трубке «скоростного удара»
1 — точный расчет; 2 — акустическое приближение

возникает ударная волна полного торможения жидкости с постоянным давлением за фронтом 10^2 — 10^4 атм, однозначно определяемым скоростью u столба жидкости. Длительность положительной

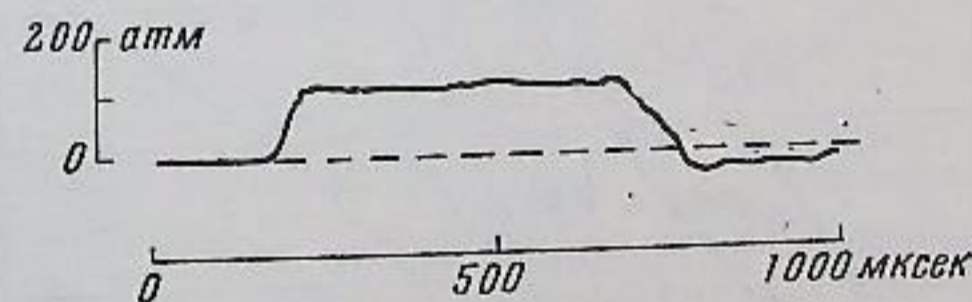


Рис. 1.16. Типичная осциллограмма давления процесса в трубке «скоростного удара»

фазы давления в волне также можно заранее задать изменением длины столба жидкости L : например, около закрытого конца трубки через временной интервал $\Delta t = 2L/c$ давление будет «снято» волной разрежения, являющейся волной сжатия, изменившей при отражении от свободного конца жидкости свою фазу на противоположную. Давление в ударной волне вычисляется из соотношений на

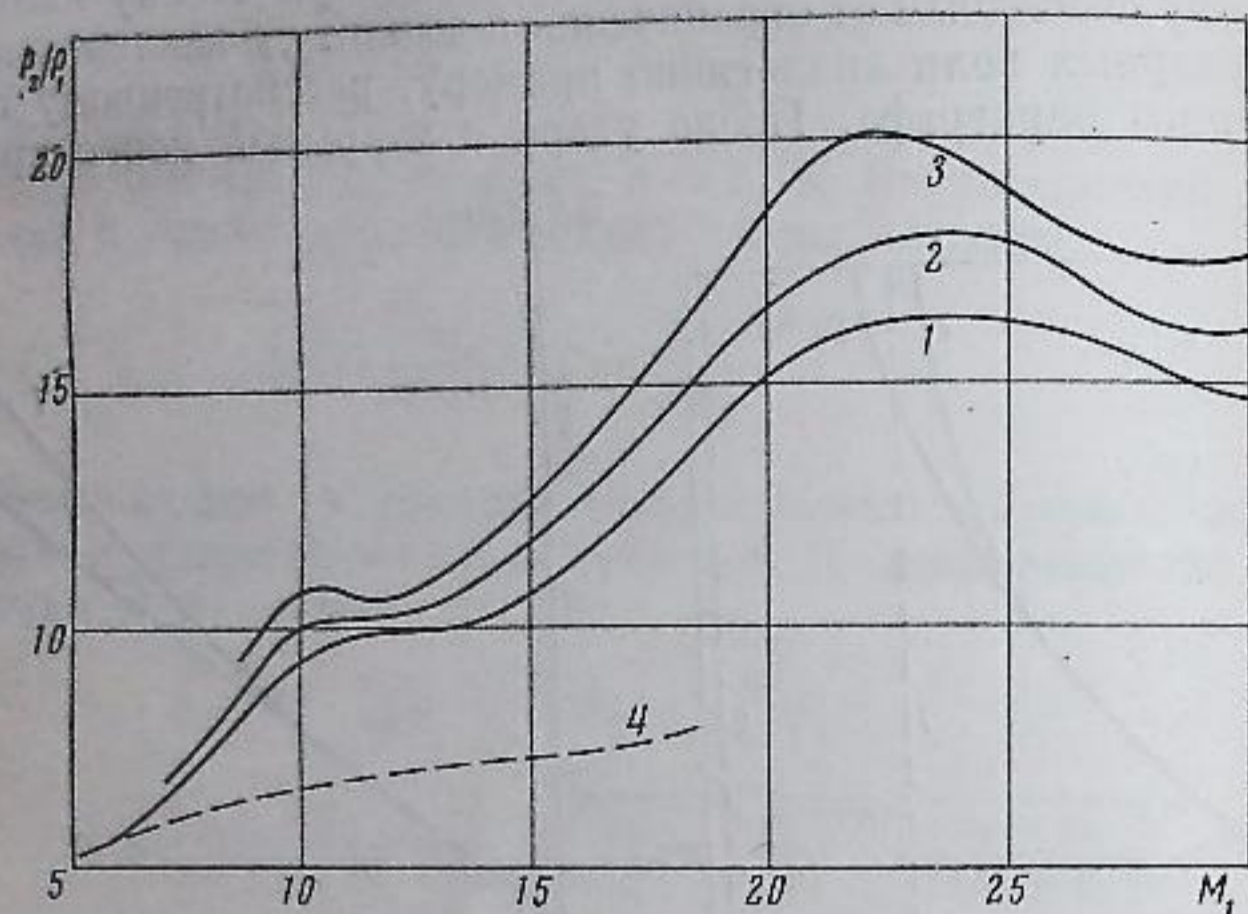


Рис. 1.17. Плотность за фронтом сильных ударных волн в воздухе
Начальные давления: $p_1 = 10^{-3}$ атм (1), $p_2 = 10^{-4}$ атм (2), $p_3 = 10^{-5}$ атм (3);
колебательное равновесие без диссоциации (4)

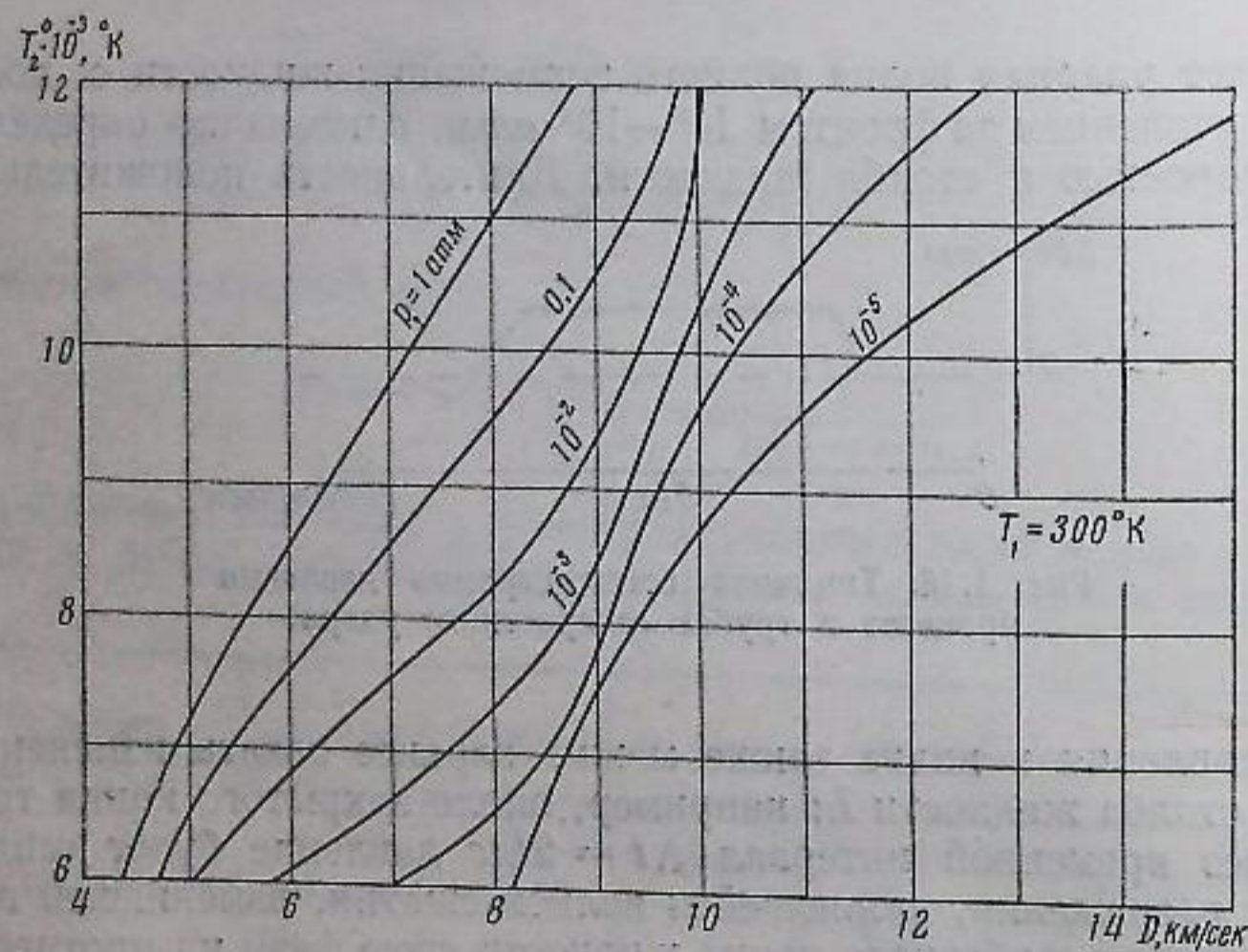


Рис. 1.18. Температура воздуха за фронтом сильной ударной волны

разрыве (1.3) вместе с формулой (1.13)

$$\rho_1 u^2 = (p_2 - p_1) \left[1 - \left(\frac{p_1 + B}{p_2 + B} \right)^{1/n} \right].$$

На рис. 1.15 вычисленные значения p_2 для различных u сравниваются с «акустическим» приближением (1.1). На рис. 1.16 приведена типичная осциллограмма давления в воде около тормозящей стенки для процесса в трубке типа, изображенной на рис. 1.13, в, с давлением во фронте $\Delta p = 100$ атм. Видно, что давление в жидкости в течение промежутка времени от момента отражения до прихода волны разрежения постоянно.

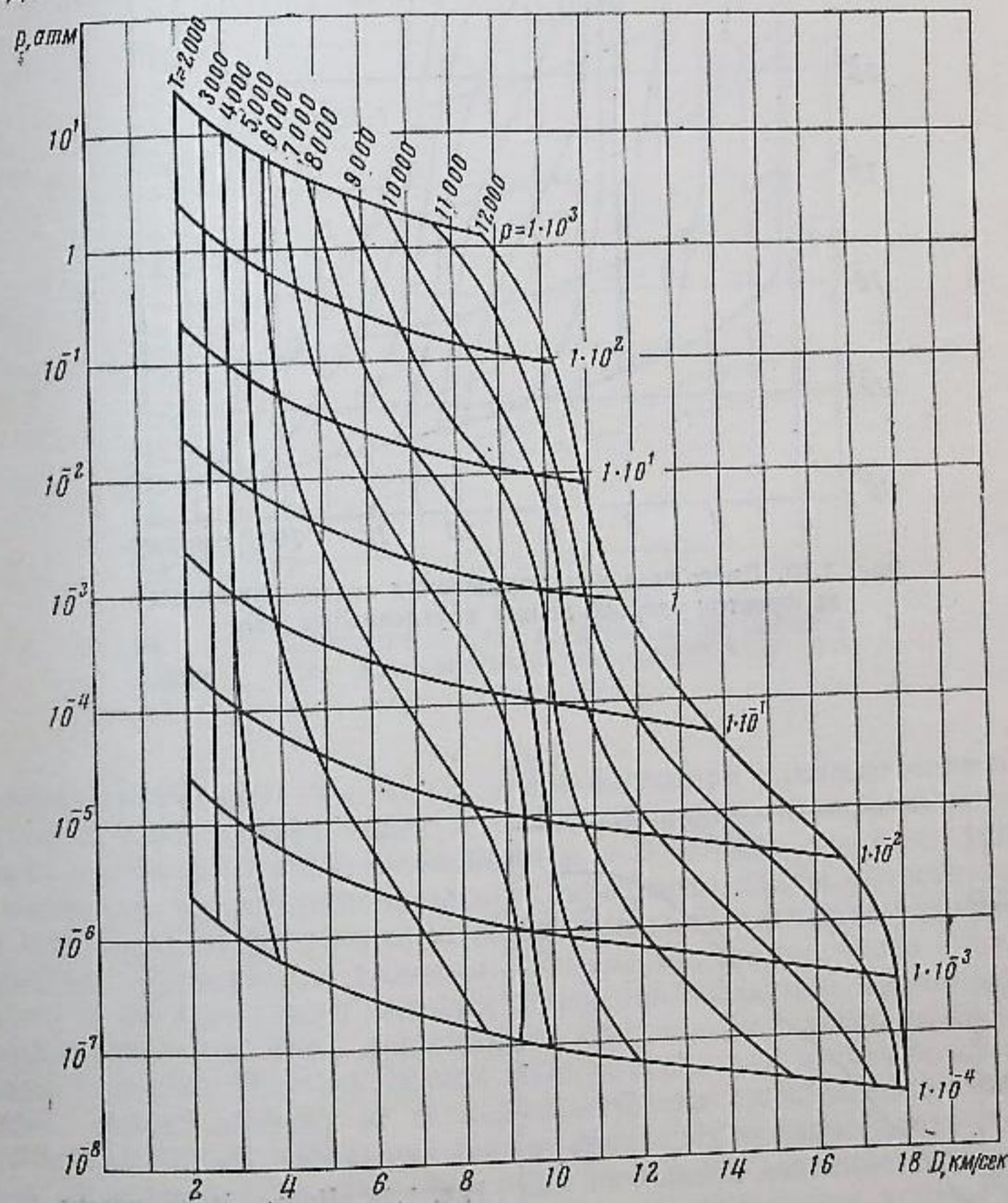


Рис. 1.19. Диаграмма для определения состояния среды за фронтом ударной волны в азоте

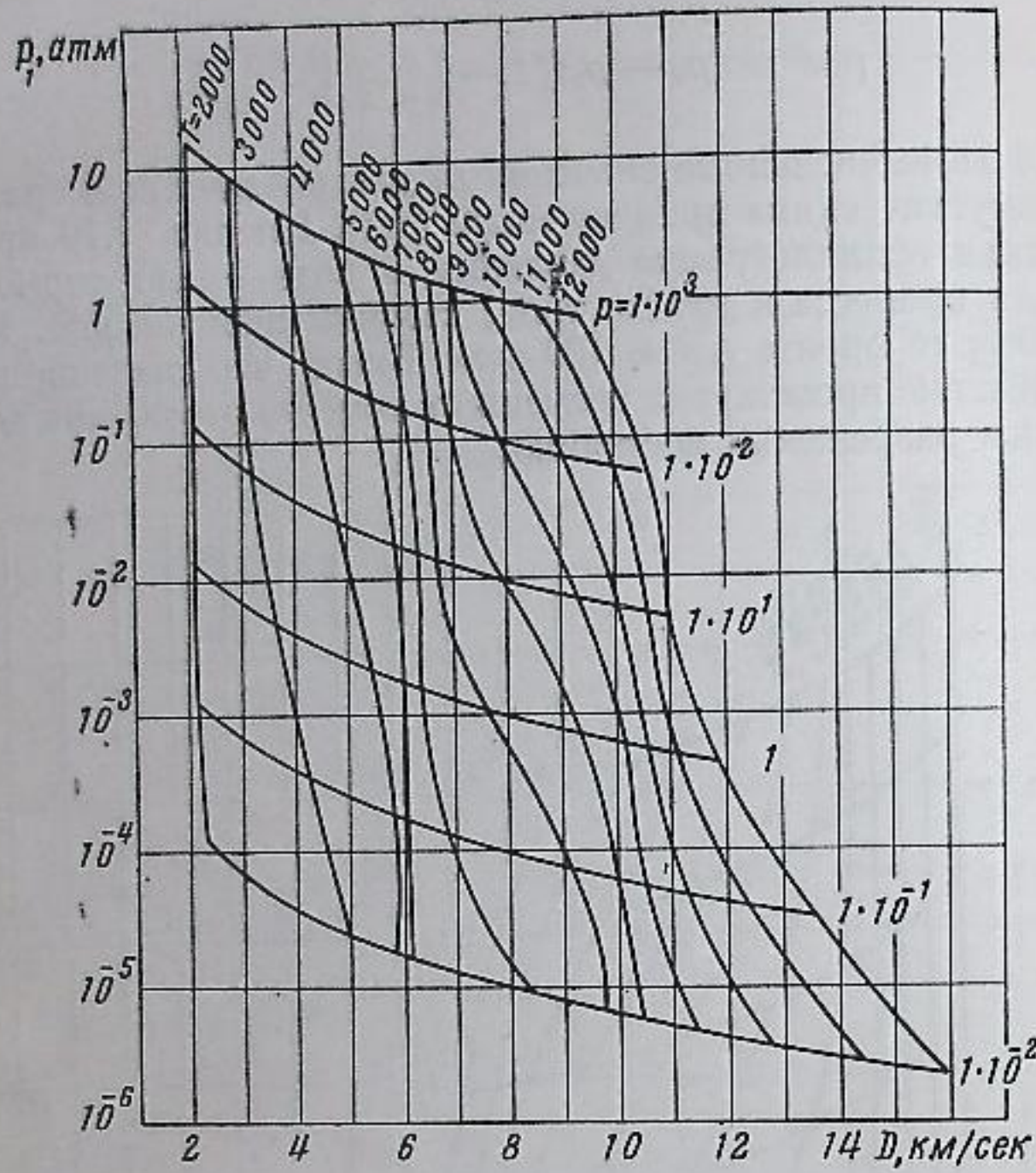


Рис. 1.20. Диаграмма для определения состояния среды за фронтом ударной волны в углекислом газе

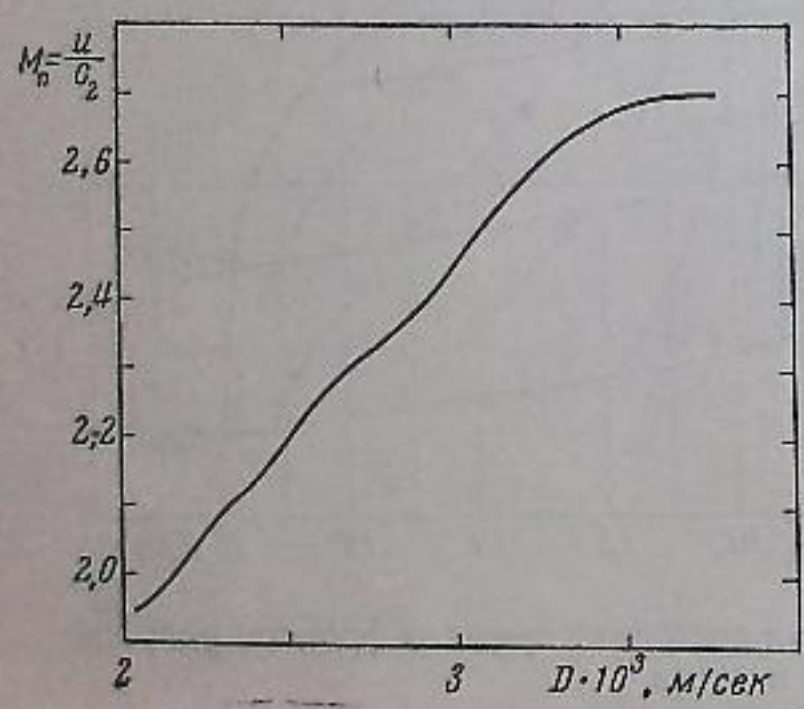


Рис. 1.21. Число Маха потока за фронтом ударной волны в воздухе, $p_1 = 0,01$ атм

1.7. Ударные адиабаты некоторых газов

Точные вычисления параметров ударных адиабат могут служить хорошей иллюстрацией отклонений термодинамического состояния среды в реальных процессах от оценок, производимых в пределах схемы идеального газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей. Эти отклонения относятся прежде всего к скачкам плотности во фронте проходящей волны: например, в

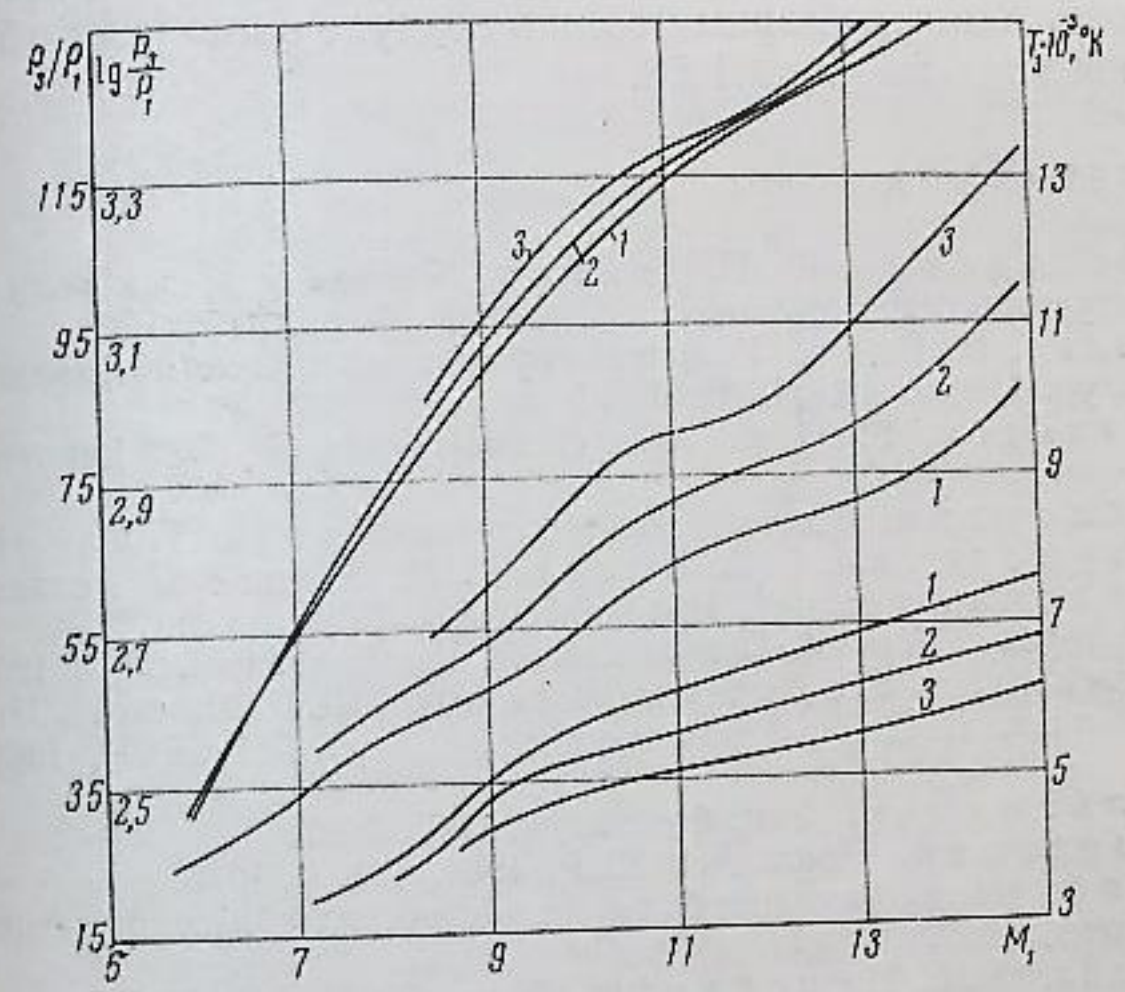


Рис. 1.22. Состояние воздуха за фронтом отраженных ударных волн при начальном давлении 10^{-3} (1), 10^{-4} (2), 10^{-5} атм (3)

воздухе вместо $\rho_2/\rho_1 \sim 6$ для $\gamma = 1,4$ благодаря влиянию колебательного возбуждения молекул и процессов диссоциации и ионизации скачок плотности увеличивается в 2—3 раза, что приводит, в частности, к пропорциональному сокращению длины области горячего потока за фронтом проходящей волны. Давление за ударным фронтом определяется главным образом квадратом числа Маха фронтом и не испытывает сильных изменений вследствие эндотермических процессов типа диссоциации или колебательного возбуждения молекул. Поэтому скачок температуры, как и скачок плотности, сильно зависит от термодинамических свойств среды уже при сравнительно небольших числах Маха. Из-за зависимости степени диссоциации от давления среды начальное давление газа перед фронтом волны также сильно изменяет параметры конечного состояния.

На рис. 1.17 и 1.18 приведены данные о плотности и температуре за фронтом ударной волны в воздухе для чисел Маха до 30 при различных начальных давлениях. При построении ударных адиабат можно использовать диаграммы T_2 и p_2 в координатах: начальное давление p_1 — скорость волны D [14]. Такие диаграммы показаны на рис. 1.19 и 1.20 для азота и углекислого газа соответственно. На рис. 1.21 дана зависимость числа Маха потока за ударным фронтом $M_n = u/c_2$ от скорости волны D для воздуха при начальном давлении $p_1 = 0,01$ атм [15]. Данные о состоянии газа за фронтом отраженных ударных волн в воздухе в диапазоне $5 < M_1 < 15$ приведены на рис. 1.22.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.
2. А. Гейдон, И. Герл. Ударная труба в химической физике высоких температур. Изд-во «Мир», 1966.
3. J. N. Bradley. Shock waves in chemistry and physics. London — N. Y., 1962.
4. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. Физматгиз, 1963.
5. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных волнах. Изд-во «Наука», 1965.
6. Ударные трубы. Сборник. Под ред. Х. А. Рахматуллина. ИЛ, 1962.
7. М. Митчнер. В сб.: Движущаяся плазма. ИЛ, 1961, стр. 201.
8. С. Р. Холев, Д. С. Полтавченко. Докл. АН СССР, 1960, 131, 5, 1060.
9. Л. В. Альтшулер. Усп. физ. наук, 1965, № 2.
10. А. Е. Войтенко. Докл. АН СССР, 1964, 158, 6, 1278.
11. Ю. Н. Рябинин. Газы при больших плотностях и высоких температурах. Физматгиз, 1959.
12. I. I. Glass, L. E. Neuckroth. Phys. Fluids, 1963, 6, 4.
13. М. И. Воротникова, В. К. Кедринский, Р. И. Солоухин. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, № 1, 5.
14. А. С. Плешанов, С. Г. Зайцев. Физическая газодинамика. Изд-во АН СССР, 1962.
15. Н. М. Кузнецов, Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. Изд-во «Машиностроение», 1965.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ

2.1. Электродинамические ускорители плазмы

Развитие газодинамических установок вызвано необходимостью получения основных данных при решении задач динамики высокотемпературных потоков газов, при изучении ударных волн и физико-химических превращений в нагретых газах. Образующиеся ударные волны служат хорошим средством ионизации и быстрого нагрева газа. В последние годы создано большое число установок для получения быстрых потоков высокотемпературной плазмы. В обычных (диафрагменных) ударных трубках создать температуру более $20\,000^\circ\text{K}$ практически невозможно. Как было показано в гл. 1, для получения более высоких температур можно использовать электромагнитные силы при ускорении ионизованного газа.

Электродинамические системы ускорения делят на одномерные, рельсотроны (например, инжектор Маршалла) и устройства с цилиндрической геометрией (линейный самосжатый разряд, θ -пинч)-

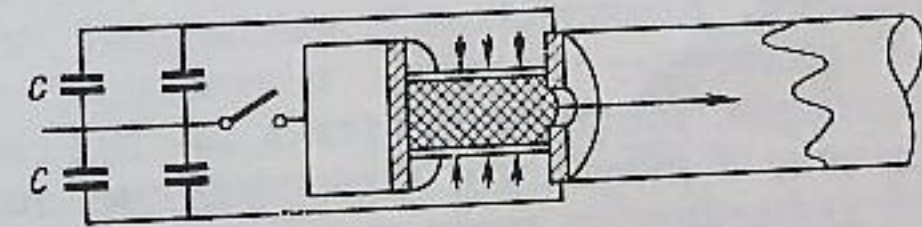


Рис. 2.1. Схема электроразрядной ударной трубки

К ним относятся также устройства, использующие сильноточный разряд между парой электродов, в одном из которых имеется отверстие в центре. В результате сжатия и нагрева плазма выбрасывается через отверстие в камеру расширения. В установках подобного типа (рис. 2.1) получили скорость волн до $100 M$ (M — число Маха). Может быть использован разряд между двумя коаксиальными цилиндрами (см. гл. 1). Возникающий ток приводит к появлению силы Лоренца, которая ускоряет плазму вдоль оси системы (рис. 2.2). В этих системах получили скорости до $200 M$.

На рис. 2.3 приведен простейший электродный электродинамический ускоритель — так называемый рельсотрон. К системам с цилиндрической симметрией могут быть отнесены установки

типа линейный пинч (рис. 2.4) и установки безэлектродного устройства типа θ -пинч (рис. 2.5).

Для получения высокоскоростных потоков плазмы в связи с проблемой управляемого синтеза в аналогичных системах обычно

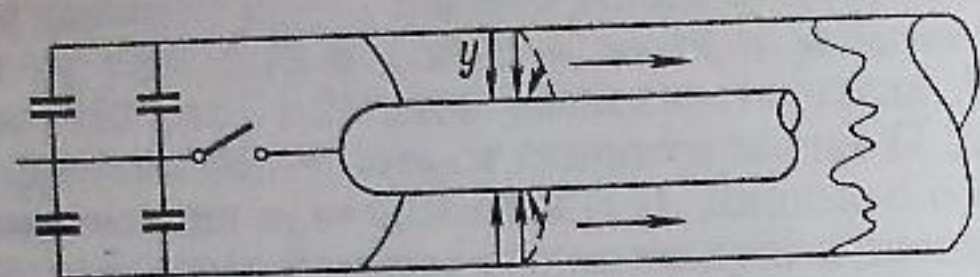


Рис. 2.2. Коаксиальный ускоритель плазмы

используются импульсный напуск газа, его предварительная ионизация и последующее ускорение в вакууме. В некоторых случаях применяют кумулятивные устройства, позволяющие получать большие скорости схлопывания [1, 2]. В наиболее общем виде это представлено в разряде типа фонтанирующий пинч, предложенном В. С. Комельковым. Подобный разряд происходит в конце

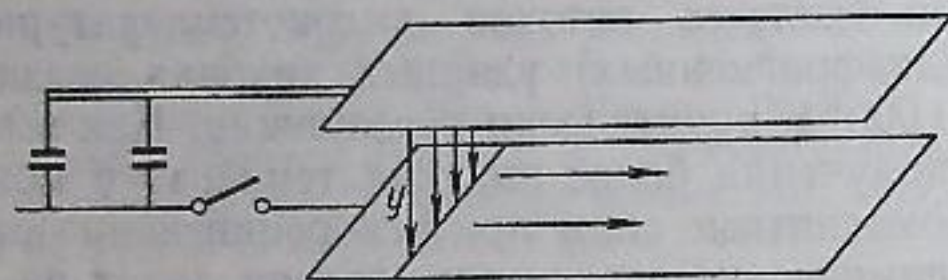


Рис. 2.3. Ускоритель рельсового типа

ускорения в инжекторе типа Маршалла между центральным и наружным электродами. Коаксиальный плазменный инжектор [3] генерирует две различные плазмы, полученные при помощи различных механизмов. Медленная плазма ($\sim 10^7$ см/сек) образуется непосредственно в результате взаимодействия тока с магнитным полем. При движении эта среда может выполнять функции генератора большой мощности с низким импедансом при «вываливании» за пределы сопла устройства части тока, являющегося источником быстрой части плазмы ($v \sim 10^8$ см/сек).

В последнем случае магнитоэлектрический механизм ускорения очень сложен и недостаточно изучен. По-видимому, быстрая часть плазмы, распространяющаяся в виде узкого конуса, образуется из газа, адсорбированного на электродах системы. Материал электродов не должен вызывать сильного загрязнения в связи со значительным запаздыванием во времени. Изучение процессов, протекающих в электродных системах подобного типа, основано на регистрации и исследовании условий напуска газа, его предионизации и начальных фаз ускорения при малых плотностях. Особое значение в этом случае имеют граничные условия на электродах и возникающие в процессе ускорения неустойчивости тока в плазменных сгустках.

В качестве примера более подробно рассмотрим возможные режимы ускорения в инжекторе рельсотронного типа. В экспериментах для облегчения интерпретации результатов наблюдения была выбрана плоская геометрия ускоряющих электродов, между которыми создавалось квазистационарное магнитное поле, так что ускорение происходило в скрещенных электрических и магнитных

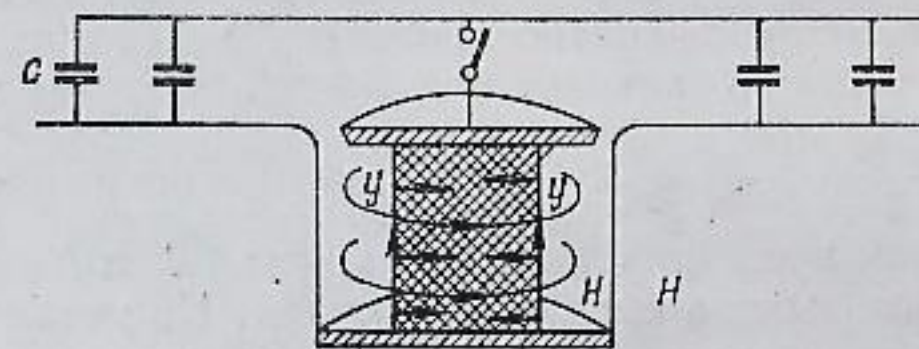


Рис. 2.4. Установка типа «пинч»

полях. Применяли импульсный напуск газа с последующей предварительной ионизацией. Ускоренную плазму предполагалось в дальнейшем использовать для получения сильных ударных волн, распространяющихся поперек магнитного поля при взаимодействии сгустка с магнитной стенкой (предварительно созданный пространственный градиент магнитного поля).

Ускоряющая система представлена двумя электродами (рельсами) из нержавеющей стали длиной 740 мм, шириной 120 мм и расстоянием между электродами в средней части 15 мм. В поперечном сечении электроды имели профиль желоба с плоским участком. Такая форма электродов создавала конфигурацию магнитного поля типа ловушки с пробочным отношением в районе

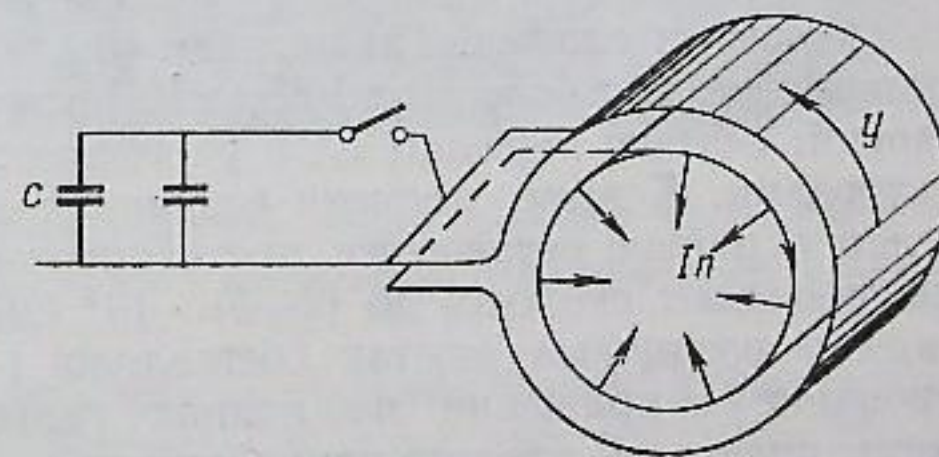


Рис. 2.5. Магнитное сжатие плазмы в установке типа « θ -пинч»

напуска газа 1,5. К концу рельс пробочное отношение плавно уменьшалось до единицы. Ловушечная геометрия магнитного поля обеспечивала удержание предварительно создаваемой плазмы. Быстродействующий клапан напуска газа устанавливали на положительном электроде, находящемся под потенциалом земли. В качестве рабочего газа применяли гелий. Напряжения и токи, создающие

предварительное магнитное поле, предыонизацию и ускорение, подвели непосредственно к ускоряющим электродам. При этом батарея начального магнитного поля защищена со стороны высоковольтной батареи разделительной индуктивностью. В качестве коммутирующих элементов использованы управляемые вакуумные разрядники.

Магнитное поле от ускоряющей батареи имеет то же направление, что и начальное магнитное поле H . Ускорение плазменного сгустка вдоль рельс происходит под действием разности магнитных

давлений $\frac{[H_0 + H(t)]^2}{8\pi} - \frac{H_0^2}{8\pi}$. При длине ускоряющих электродов

70 см и конечном времени ускорения порядка 2 мксек можно получить скорость на выходе порядка 10^8 см/сек. При этом число ускоренных частиц равно примерно $1,5 \cdot 10^{13} u_3$, что для $u_3 = 20$ кв составляет около $3 \cdot 10^{17}$. Напряжение на плазме суммируется из омического падения и электродвижущей силы, генерируемой при движении сгустка в магнитном поле.

Зависимости ускорения, скорости и местоположения сгустка от количества напущенного газа, величин предварительного и ускоряющих магнитных полей, а также при различной задержке их последовательного включения исследованы экспериментально. Несмотря на то что параметры ускоряемой плазмы существенно зависят от начальных условий, следует отметить некоторые общие закономерности.

При подключении ускоряющей батареи не наблюдается равномерного распределения тока по всему объему предыонизированной плазмы. Контакт плазмы с электродами осуществляется только в определенных местах, соответственно этому плазма захватывается и ускоряется отдельными слоями. По оценкам число ускоряемых частиц в отдельном слое колебалось от 10^{16} до 10^{17} в зависимости от начальных условий. Обычно передние слои рассеиваются и теряют контакт с электродами. К этому времени возникают дополнительные токовые слои в районе оставшейся предварительной плазмы, которые быстро набирают скорость до $(2-5) \cdot 10^7$ см/сек. Полное время ускорения в различных опытах составляло 1—2,5 мксек. Осциллографирование напряжения на концах рельс позволяет судить о скорости плазмы. С увеличением скорости плазмы напряжение растет линейно в течение примерно 1,3 мксек до величины 2,2 кв. Далее за 0,2 мксек напряжение поднимается до 5 кв, в течение 0,1 мксек возрастает до 15—20 кв, после чего спадает за 0,1 мксек до 2,4 кв. Ширина пика напряжения составляет около 0,2 мксек. Если оценить скорость в этот момент по напряжению, то получим $v = 1 \cdot 10^7$ см/сек.

В этом режиме число ускоренных частиц $\sim 6 \cdot 10^{17}$ в 2 раза превышает число инжектированных атомов гелия. Следовательно, в процессе разряда в плазму дополнительно поступает газ с элект-

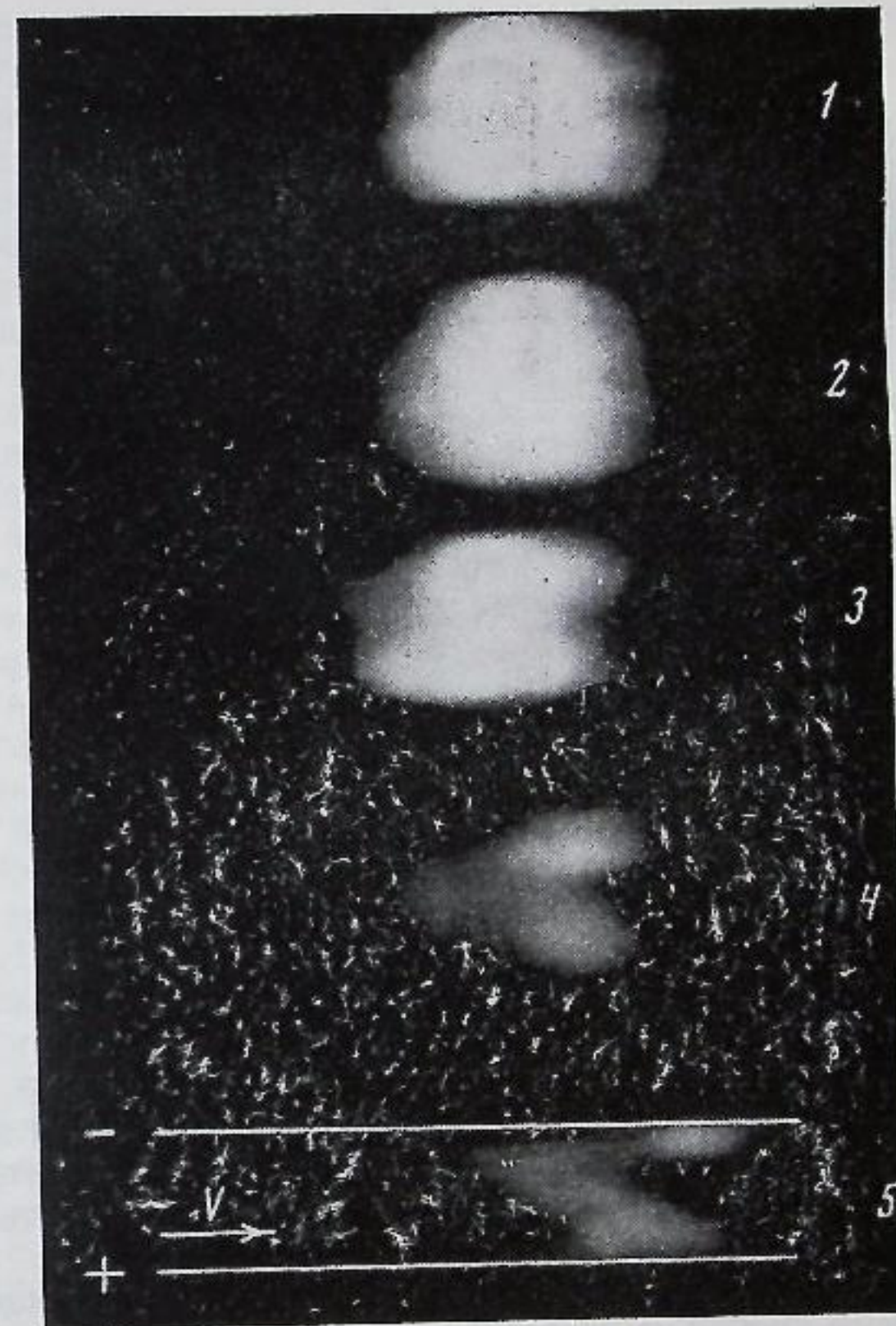


Рис. 2.6. Кадровая съемка свечения в рельсотроне
Кадры 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют различным моментам времени

родов. Скачок напряжения, характеризующий срыв режима электродинамического ускорения в результате развития неустойчивости, вызывает межэлектродные пробои. Результаты кадровой съемки сбоку рельс позволяют сделать некоторые заключения о характере неустойчивости ускорения плазмы в рельсотроне.

На рис. 2.6 приведены кадры, сделанные в различные моменты времени. Время экспозиции кадра равно $1,2 \cdot 10^{-8}$ сек. На снимке 5, сделанном в момент скачка напряжения, видно, что токовый фронт занимает наклонное положение относительно электродов, т. е. в области анода плазма ускоряется сильнее и выходит вперед. Такое искривление токового фронта, по-видимому, приводит к

тому, что плазма приобретает составляющую скорости по направлению к катоду. Плотность плазмы у анода начинает быстро уменьшаться, что приводит к еще большему искривлению токового фронта. Этот процесс бурно развивается, и в результате плазма теряет контакт с электродами. Вероятно, передняя часть сгустка, ускоренная в прианодной области, взаимодействуя с поверхностью катодного электрода, вызывает его свечение. Это хорошо видно на снимке, сделанном после пробоя. Наблюдаемое время развития неустойчивости соответствует 10^{-7} сек, если отождествлять его с длительностью нарастания скачка напряжения на электродах.

Чтобы иметь представление о возможностях современных методов регистрации, опишем данные экспериментов, проводимых при помощи оптического интерферометра в режиме кадровой и хронографической съемки. Как и следовало ожидать, на начальных стадиях ускорения наблюдается неравномерное распределение плотности плазмы между электродами. Электронная концентрация значительно выше у катода (рис. 2.7). По мере ускорения токового слоя эффект у катода проявляется резче. При малом количестве инжектированного в систему газа наблюдается значительное запаздывание появления прикатодной плазмы токового слоя у места наблюдения ($l = 10$ см от места напуска газа). На рис. 2.8 приведена типичная интерферограмма, полученная в режиме щелевой развертки интерференционных полос для $N \approx 3 \cdot 10^{18}$. Анализ интерферограмм показал, что плотность плазмы в токовом слое резко неоднородна и меняется от $n_e \approx 10^{16}$ см⁻³ у катода до $n_e \approx 10^{15}$ см⁻³ у анода. Угол наклона переднего фронта токового слоя по отношению нормали к электродам тем больше, чем меньше число частиц рабочего газа, инжектированных в ускоритель. Для рассматриваемого режима указанный угол может достигать 70° (при $l = 10$ см).

На рис. 2.9 приведена интерферограмма, характеризующая развитие вторичного пробоя на расстоянии 10 см от места инъекции газа. Из сопоставления данной интерферограммы с результатами зондовых измерений следует, что пробой развивается в районе токового слоя. Увеличение массы инжектированного слоя приводит к более спокойному последующему режиму ускорения.

Проведенными экспериментами удалось установить, что определяющими явлениями, ответственными за особенности рельсотронного ускорения плазмы, являются токи Холла и процессы на электродах. Это, прежде всего, процессы на катоде и аноде, связанные с эмиссией электронов и их поступлением в плазму, а также дуговые явления и добавление адсорбированного газа с электродов в разряд. Как видно, даже в простейшем случае мы имеем скудные данные о физических процессах, протекающих в плазме при электродинамическом ускорении.

В установках типа θ -пинча происходящие явления более сложны из-за возможного захвата магнитного поля плазмой. В качестве

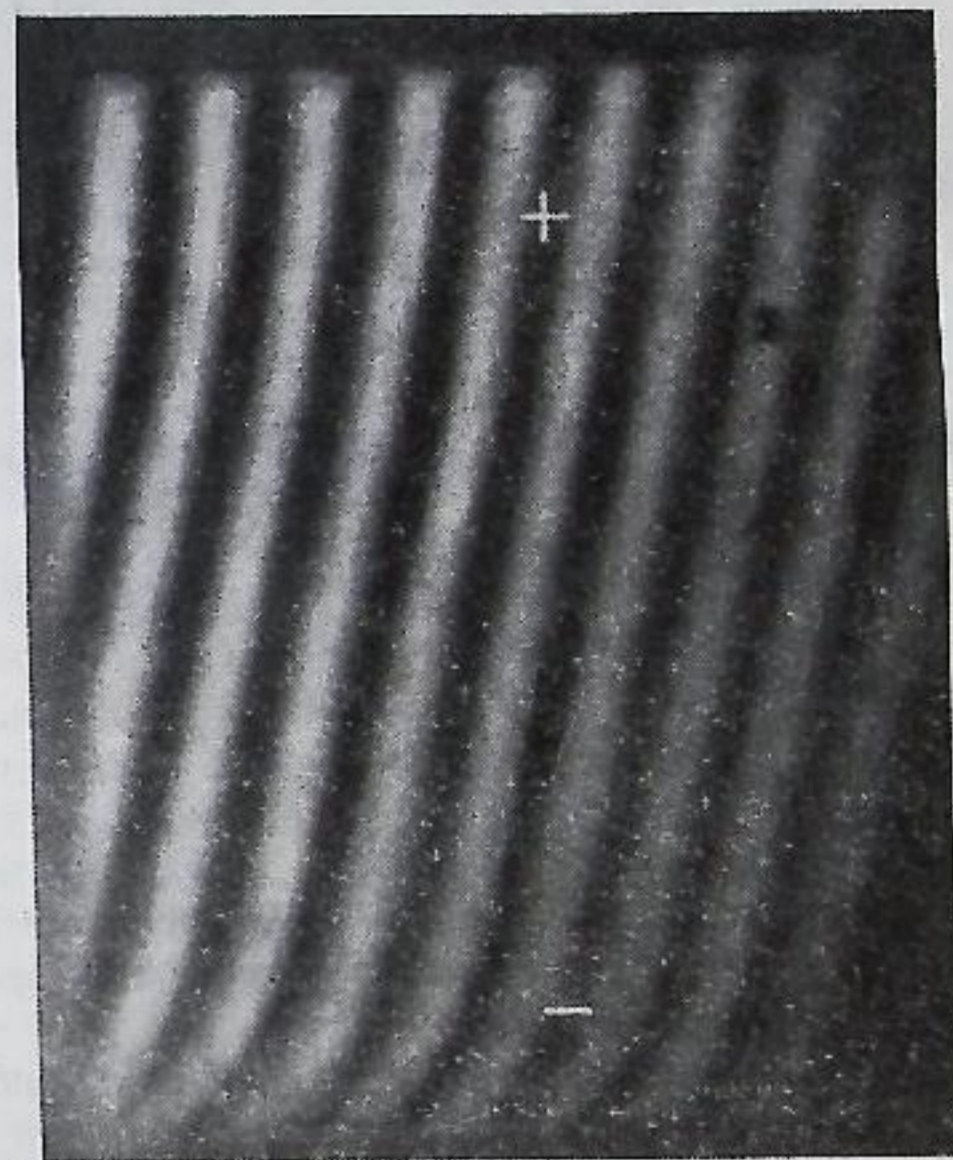


Рис. 2.7. Распределение плотности плазмы между электродами рельсотрона (оптический интерферометр)

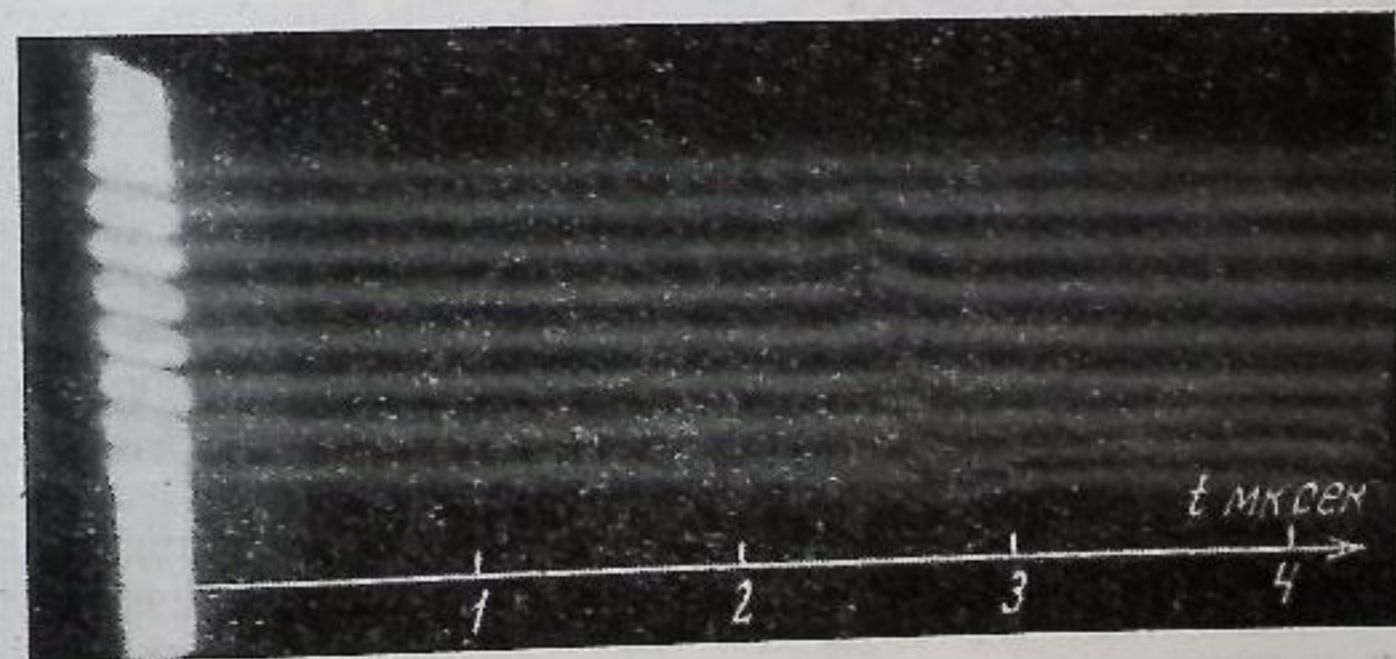


Рис. 2.8. Плотность плазмы в движущемся токовом слое (хронограмма поля интерференции)

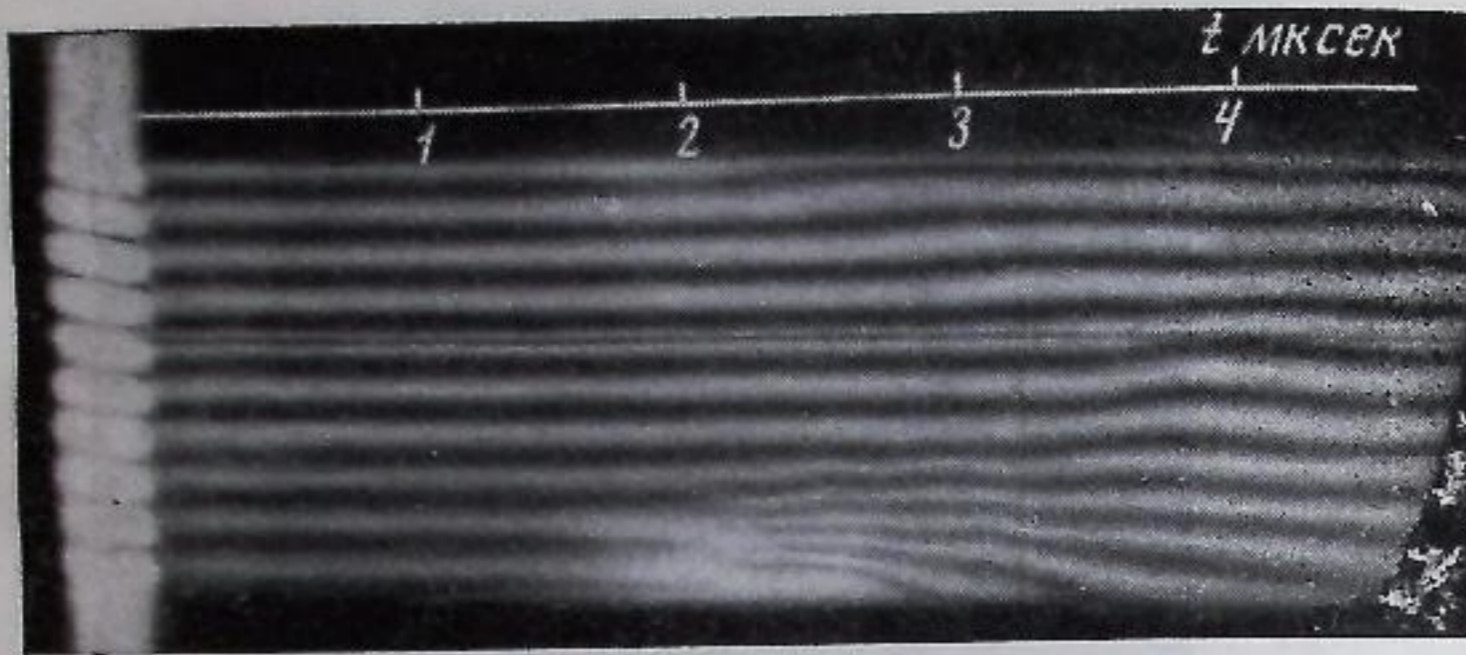


Рис. 2.9. Вторичный пробой в районе токового слоя

простейшего пояснения процесса можно предположить возникновение в камере аксиального магнитного поля от тока через катушку, окружающую изолированную трубу. Возникающему электрическому полю E_ϕ соответствует ток I в плазме, вытесняющий приложенное поле из плазменного цилиндра наружу. Несбалансированное магнитное давление обеспечивает быстрое сжатие плазмы к оси системы, приводящее к значительному нагреву.

Устройства этого типа используются для получения температур $30 \cdot 10^6$ К, вызывающих появление нейтронного излучения. Полный запас энергии в таких системах со сжимающим витком достигает нескольких мегаджоулей. Так, на установке «Фароз» в США [4] относительно долго удерживали плотную плазму в поле порядка 100 кэс, создаваемом одним витком (длина 200, диаметр 10 см). В системе выполнено параллельное соединение конденсаторов с помощью 350 включателей, коммутирующих суммарный ток более $7,5 \cdot 10^6$ а. Изучается удержание плазмы благодаря начальному реверсивному захваченному магнитному полю, приводящему к дополнительному аксиальному сжатию. Основное внимание уделяют исследованию скоростей потерь частиц на торцах, скоростей нагрева, ионизации и радиационных потерь при помощи сложных методов измерений (калиброванных вакуумных рентгеновских спектрографов камер сверхбыстрых съемок и т. д.). Аналогичная установка «Сцилла IV» [5] позволяет проводить эксперименты с плазмой плотностью около $4 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при ионной температуре приблизительно 3—8 кэв. Регистрируемое нейтронное излучение порядка $2 \cdot 10^9$ нейтронов за импульс. Характерная методическая особенность установки — использование оптического интерферометра типа Маха — Цендера для определения электронной плотности и устойчивости плазмы.

2.2. Устройства для генерирования ударных волн без столкновений

Разновидностями установок подобного типа, создающих радиальные потоки ионизированной плазмы со скоростями около 10^8 см/сек и кумулирующие в центре системы являются устройства, генерирующие ударные волны с бесстолкновительным механизмом диссипации энергии.

Первые эксперименты в лабораторных условиях и межпланетной плазме [6—8] подтвердили предсказания теории [8—10] относительно возможности существования ударных волн с шириной фронта, значительно меньшей длины свободных пробегов. В работах [11, 12], в которых была предпринята попытка непосредственно измерить ширину фронта, не было возможности связать результаты наблюдений с бесстолкновительной динамикой, так как эксперименты проводили без предварительной ионизации плазмы или в условиях, когда длина свободного пробега по отношению к перезарядке была меньше или равна толщине наблюдаемых волн. Наиболее естественный способ возбуждения волн — быстрое сжатие плазмы при движении ее границы под действием внешнего импульсного магнитного поля («магнитного поршня»).

Задача нахождения условий, необходимых для возбуждения установившихся ударных волн и построения экспериментальной схемы, сводится главным образом к выбору параметров невозмущенного состояния плазмы (плотность n_e , температура T_e , квазистационарное поле H_0), соответствующих области существования бесстолкновительных волн, и определению требований к «поршню», создающему начальное возмущение в плазме (амплитуда, скорость нарастания), с учетом ограниченности плазменного объема и нестационарности процесса.

При параметрах предварительной невозмущенной плазмы $T_e \approx 1 \div 10$ эв, $n \approx 10^{12} \div 10^{13}$ см⁻³ длина кулоновских пробегов ($\lambda \approx 0,5 \div 200$ см) существенно превышает характерный размер ударной волны ($c/\omega_e \approx 0,15 \div 0,5$ см).

Требования, предъявляемые к магнитному поршню, следуют из необходимости обеспечить малую длительность процессов установления по сравнению со временем распространения волны в системе. В работах [8, 13] диапазон параметров, при котором можно ожидать достаточно эффективный нагрев ионов ($T_i \approx 10$ кэв), соответствует

$$u \approx v_{Ti} \approx \sqrt{\frac{T_i}{m_i}} \approx 10^8 \text{ см/сек}; \quad M > 2 \div 3.$$

При размерах установки R порядка 10 см время распространения такой волны R/u составит около 10^{-7} сек. Отсюда очевидно, что длительность процессов установления должна быть меньше 10^{-7} сек. Начальные возмущения создаются быстронарастающим

магнитным полем $H(t)$. В этом случае должно выполняться условие

$$\Delta t \approx \frac{H_1}{dH_\infty/dt} < \frac{R}{u} \approx \frac{R}{Mv_A},$$

где H_1 — характерное значение поля $H_\infty(t)$, при котором устанавливаются основные процессы в волне. В указанных работах использовались емкостные накопители, при помощи которых можно было создавать в объеме приведенных выше размеров магнитные поля амплитудой 5—8 кэ с частотой ~ 1 Мгц. В этом случае предыдущее соотношение выполняется при возбуждении сильной волны ($M > 2 \div 3$, $u \approx 10^8$ см/сек) для начальных параметров $H_1 \sim 0,5 \div 1$ кэ, $n \approx (1 \div 5) \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$.

Для возбуждения поперечных волн эффективная поверхность плазмы должна быть ориентирована параллельно полю H , а давление $H_\infty^2/8\pi$ вдоль этой поверхности должно быть однородным. Последнее условие определяется геометрией токонесущих проводников. Например, для цилиндрического соленоида неоднородность зависит от отношения R/l (R — радиус, l — длина). С этой точки зрения, желательно использование максимально длинных (в плоскости фронта) систем. Однако присутствие проводящего столба плазмы значительно ухудшает однородность.

Типичные схемы установок для возбуждения сильных ударных волн приведены на рис. 2.10 и 2.11. Принципиально они отличаются ориентацией возмущающего поля $H_\infty(t)$ (магнитного поршня) относительно квазистационарного поля и способом создания предыонизации. Мы выбрали безэлектродную схему разряда, так как при этом уменьшаются примеси и исключаются побочные эффекты, возникающие на контактных поверхностях (рис. 2.10). В качестве вакуумного объема использовали стеклянную трубку радиусом 8 см ($\frac{R}{c/\omega_{0e}} \approx 20 \div 150$) и длиной 1—2 м. Возмущающее поле H_∞

создавалось цилиндрическим ударным витком, охватывающим плазменный объем. На ударный виток разряжался малоиндуктивный емкостный накопитель ($C = 1,3$ мкф) с зарядным напряжением 50—100 кв. Часть экспериментов проводили с несколькими (до четырех), последовательно соединенными накопителями, заряжавшимися напряжением противоположной полярности. Период колебаний тока в контуре ударного витка составлял в различных экспериментах 1,2—2,4 мксек, амплитуда 100—200 ка. Ударный контур включали при помощи малоиндуктивных пятиканальных разрядников высокого давления (рис. 2.12).

Предварительную плазму создавали цилиндрическими индукционными витками с шириной порядка радиуса, располагавшихся симметрично по обе стороны ударного витка внутри магнитной ловушки. С их помощью в объеме закигался разряд типа θ -пинча. В системах, описанных в работе [13], предварительная

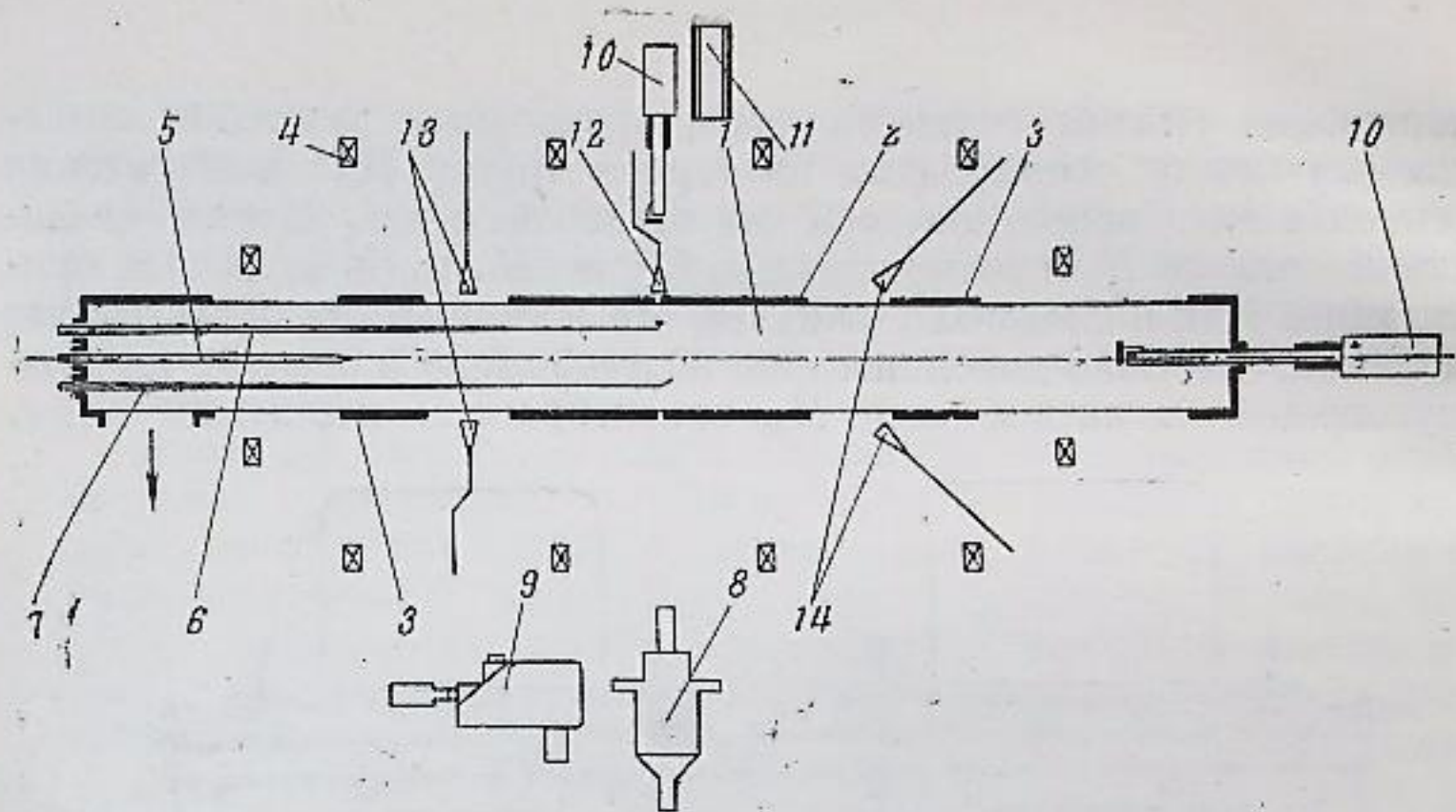


Рис. 2.10. Установка для возбуждения сильных ударных волн в плазме

1 — вакуумный объем; 2 — ударный виток; 3 — витки предыонизации; 4 — витки квазистационарного поля; 5 — «затравочный» поджиг; 6 — магнитный микрозонд; 7 — электростатический зонд; 8 — электронно-оптический преобразователь (ЭОП); 9 — монохроматор (ЗМР); 10 — сцинтилляционные датчики электронов и рентгеновского излучения; 11 — датчик нейтронного излучения; 12 — СВЧ-приемники шумового излучения; 13 — СВЧ-интерферометр; 14 — доплеровская схема СВЧ

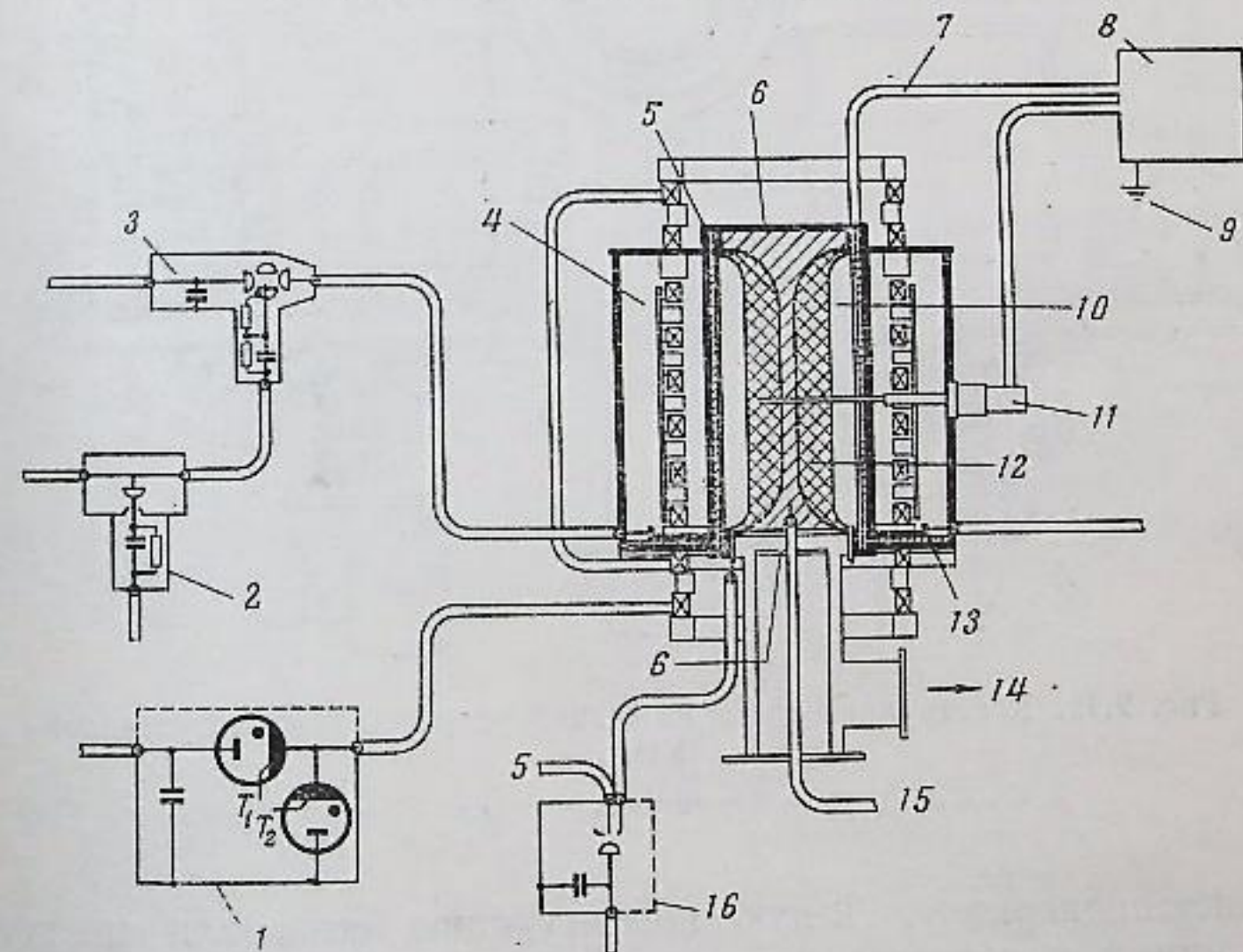


Рис. 2.11. Установка для получения сильных ударных волн [16]

1 — конденсаторная батарея для создания аксиального поля 5000 мкф, 150 кдэж, 8 кв; 2 — синхронизация; 3 — батарея конденсаторов системы создания волны $40 \times 0,5$ мкф, 100 кв, 100 кдэж; 4 — квазистационарное поле; 5 — трубка из плавного кремния длиной 100 см, диаметром 50 см; 6 — окна; 7 — кабель; 8 — экрановая комната с основным заземлением (9); 10 — «скин»-ток; 11 — экрановая комната с основным заземлением (9); 12 — фронт ударной волны; 13 — изолятор; 14 — откачка; 15 — система предыонизации; 16 — батарея разряда для предыонизации 20 кв

ионизация плазмы осуществлялась продольным разрядом, создаваемым между электродами на торцах трубы. Для возбуждения ударных волн использовалось как одинаковое направление квазистационарного H_0 и возмущающего H_∞ полей, так и встречная ориентация. Как и следовало ожидать, это не влияло на наблюдаемые явления, что было дополнительно подтверждено в опытах, где возмущающее магнитное поле H_∞ ориентировали перпендикулярно

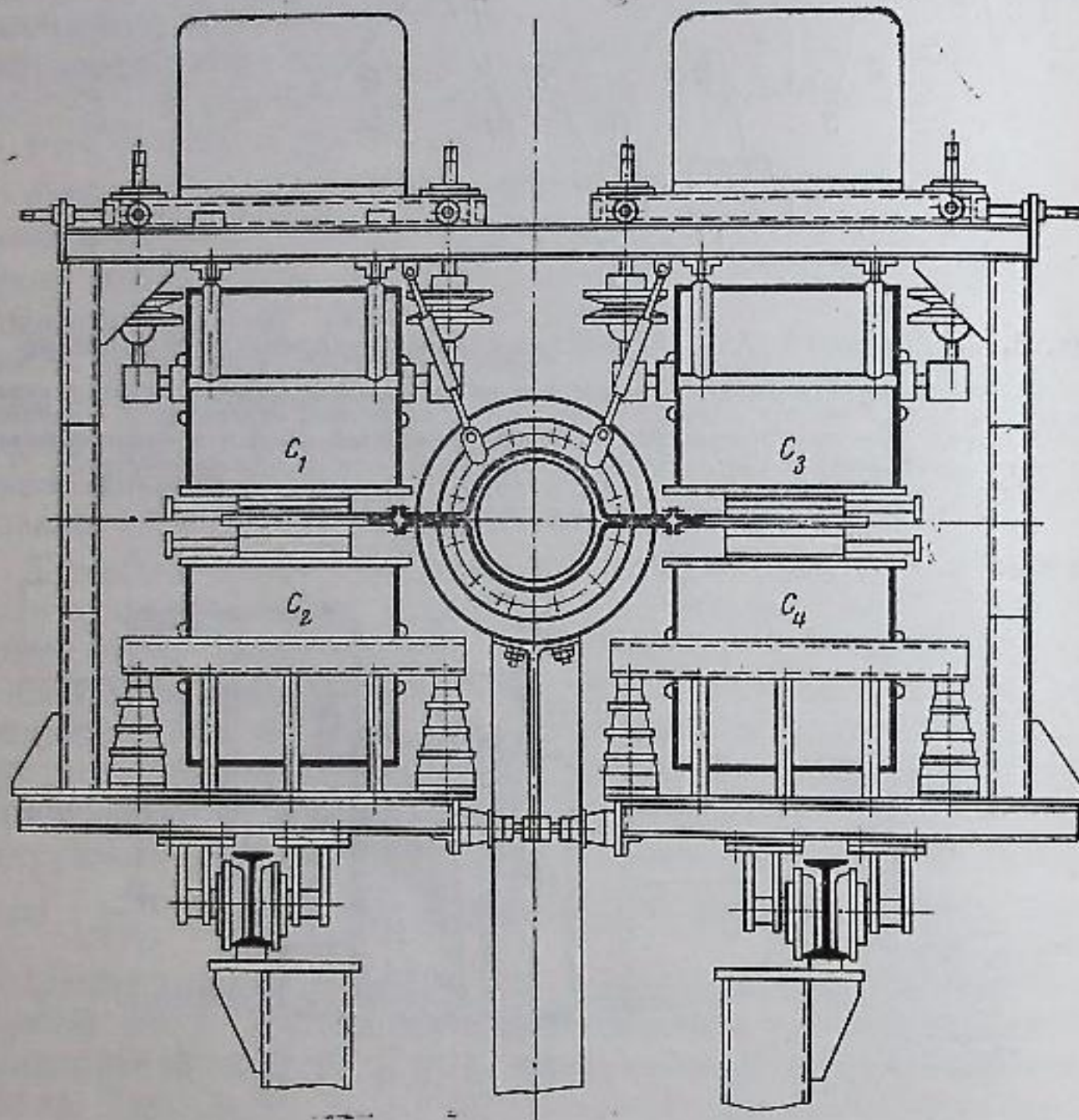


Рис. 2.12. Конструкция одной из секций ударного контура установки УН-6

C_1, C_2, C_3, C_4 — формирующие линии $U = 100$ кВ

квазистационарному. Такую конфигурацию создавали продольным импульсным током, протекавшим по поверхности плазменного столба между торцами трубы (см. рис. 2.11).

Особый интерес к бесстолкновительным ударным волнам связан с тем, что неустойчивости, развивающиеся во фронте волны и определяющие его ширину, приводят к эффективной диссипации энергии волны и к быстрому нагреву плазмы [8, 13].

Стационарные ударные волны с шириной фронта, значительно меньшей длины свободного пробега частиц, могут формироваться в плазме благодаря воздействию двух факторов, останавливающих укрупнение фронта ударной волны: 1) дисперсии фазовой скорости волн малой амплитуды и 2) бесстолкновительной диссипации энергии во фронте волны из-за развития в нем мелкомасштабных неустойчивостей.

В волнах достаточно малой амплитуды неравновесность плазмы не очень существенна, и поэтому вряд ли возможно интенсивное развитие неустойчивости, а следовательно, и сильное влияние бесстолкновительной диссипации. Тонкая структура фронта такой волны определяется эффектами дисперсии фазовой скорости колебаний. В волне сжатия могут быть уравновешены две противоположные тенденции: укрупнение фронта волны из-за действия переносных сил и отставание более коротковолновых гармоник, образующихся в результате укрупнения. Эти две тенденции уравновешиваются, когда ширина уединенной волны сокращается до размеров, на которых становится существенной дисперсия:

$$\Delta = \frac{c}{\omega_{0e}} \sqrt{M^2 - 1},$$

где c — скорость света, $\omega_{0e} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m_e}}$ — электронная плазменная частота, e — заряд электрона, n — плотность плазмы, m_e — масса электрона, $M = u/v_A$ — число Маха, u — скорость уединенной волны, $v_A = H/\sqrt{4\pi n M_i}$ — альфвеновская скорость.

Если же фронт распространения волны составляет с магнитным полем угол, больший, чем $\theta \approx \sqrt{m_e/m_i}$, то соображения, аналогичные изложенным, приводят к выводу о существовании в идеальной плазме волн разрежения, а при наличии незначительных столкновений — к возможности формирования из таких уединенных волн убегающего вперед осцилляторного шлейфа. Ширина уединенных волн (как и величина дисперсии) зависит от угла θ

$$\Delta = \frac{c}{\Omega_0} \theta,$$

где Ω_0 — ионная плазменная частота.

Коллективные взаимодействия обязаны развитию неустойчивостей и приводят к бесстолкновительной диссипации энергии. Повышенное турбулентное сопротивление плазмы препятствует значительному укрупнению профиля магнитного поля, поэтому при больших скоростях волны возможно «прокидывание» профиля скоростей в ударной волне. Это явление, аналогичное изомагнитному скачку в обычной магнитной гидродинамике, проявляется при числах Маха $M > M_{кр} \sim 3$. После опрокидывания ширина фронта

определяется величиной радиуса кривизны траектории ионов в опрокинувшейся волне [10]:

$$\Delta \sim \frac{Mv_A}{\Omega_H} = \frac{Mc}{\omega_{Li}},$$

где $\omega_{oi} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n}{m_i}}$ — ионная плазменная частота.

Большой интерес для теории и практических приложений представляет исследование неустойчивостей во фронте волны и эффективности бесстолкновительной диссипации. В исследованиях, проводимых в Институте ядерной физики СО АН СССР, использовали для этой цели следующие методы: измерение ширины и динамики фронта волны магнитными зондами и оценка проводимости σ_{zf} , исследование флуктуационных полей во фронте в низко- и высокочастотном диапазоне электростатическими зондами, исследование γ - и нейтронного излучений (см. гл. 3). Проведенные оценки показывают, что для волн с числом Маха $M > M_{кр}$ ширина фронта в 5—10 раз превышает характерный масштаб c/ω_{oe} , а проводимость может достигать значения порядка 10^{13} ед. СГСЭ.

Анализ экспериментальных результатов, проведенных в широком диапазоне параметров (n, m_i, H_0, H_∞), приводит к следующим выводам.

1. Наблюдающееся при быстром сжатии плазмы возмущение представляет собой бесстолкновительную ударную волну.

2. Зависимость скорости ударной волны от всех параметров системы находится в согласии с теорией

$$u^2 = \frac{H_0 - H'_\infty}{16\pi m_i n}.$$

3. Осциллограммы магнитных сигналов фронта волны не имеют колебательного характера относительно невозмущенного поля, как это должно было быть для косоугольной волны. К моменту установления стационарной фазы сигнал имеет крутой передний фронт и значительную амплитуду H'_∞ , сравнимую с H_∞ .

4. Измерения ширины фронта показывают, что она во всех случаях значительно меньше длины свободного пробега, но превышает величину c/ω_{oe} . Эти результаты так же, как и шумовые измерения, не противоречат представлению о существенной роли ионно-звуковой неустойчивости в формировании фронта волны (см. гл. 3).

5. Как уже отмечалось, механизм диссипации во фронте волны, связанной с турбулентностью плазмы, может быть охарактеризован величиной σ_{zf} . Измеренные значения $\sigma_{zf} \sim 10^{13}$ ед. СГСЭ на несколько порядков ниже значения проводимости для кулоновского взаимодействия при соответствующих параметрах плазмы.

6. Наблюдающееся в эксперименте расширение фронта волны после фазы максимального укручения (возникновение подножия)

может быть интерпретировано как явление опрокидывания. Действительно завал фронта наблюдается, как правило, после достижения волной критической амплитуды.

Таким образом, к проблеме ударных волн в разреженной плазме относится большое число физических явлений: дисперсия плазменных колебаний, микроскопические неустойчивости, бесстолкновительное затухание и т. д. Кроме познавательного значения, интерес к бесстолкновительным ударным волнам в значительной мере обусловлен еще и тем, что обнаруженное явление так называемого опрокидывания сильных ударных волн и неустойчивости во фронте волны могут привести к эффективной диссипации энергии и нагреву плазмы до термоядерных температур. Указанные явления имеют также большое значение для понимания таких процессов в межпланетной среде, как, например, взаимодействие «солнечного ветра» с магнитным полем Земли. К сожалению, в космических экспериментах пока еще не исследованы структура ударной волны и ее ширина, хотя увеличивающееся число работ, выполненных на спутниках и ракетах, позволяет надеяться, что это будет сделано в ближайшее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. W. Mather. Culham Conference Paper N CN 21/80, 1965.
2. N. W. Philippov et al. VII Internat. Conf. Phenomena Ioniz. Gases. Beograd, 1965, p. 11.
3. John Marshall, I. Henins. Culham Conference Paper N CN 21/86, 1965.
4. A. C. Kolb et al. Culham Conference Paper N CN 21/98, 1965.
5. I. L. Tuck. Review of controlled thermonuclear research at Los Alamos. 1965.
6. В. Д. Плетнев, Г. А. Скуридин, Л. С. Чесалин. Космические исследования. 1965, 3, вып. 3, 408.
7. P. C. Somett et al. Phys. Rev. Letters, 1964, 13, N 5.
8. А. И. Искольдский, Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерхин, А. Г. Пономаренко. ЖЭТФ, 1964, 47, вып. 8.
9. Р. З. Сагдеев. В сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 4. Атомиздат, 1958, стр. 384.
10. Р. З. Сагдеев. В сб.: Вопросы теории плазмы. Вып. 4. Под ред. М. А. Леонтовича. Госатомиздат, 1964, стр. 20.
11. R. Patrick. Phys. Fluids, 1960, 3, 321.
12. M. Samas, A. R. Kantrowitz, M. M. Litvak, R. Patrick, H. Petschek. Nucl. Fusion Suppl., 1962, Pt. 2, 423.
13. Р. Х. Куртмуллаев Ю. Е. Нестерхин, В. И. Пильский, Р. З. Сагдеев. Culham Conference Paper N CN 21/218, 1965.

МЕТОДЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ОСЦИЛЛОГРАФИИ

3.1. Широкополосный осциллограф для плазменных исследований

Для изучения сложных процессов, происходящих в ударных трубках, плазменных инжекторах и ударных волнах без столкновений и протекающих за доли микросекунды, необходимы специальные высокоскоростные методы регистрации, большинство которых основано на применении катоднолучевых осциллографов.

Развитие физики плазмы, сложность и многогранность изучаемых процессов сделали необходимой разработку современных и разнообразных методов регистрации быстрых явлений. Авторы не ставили перед собой задачу проанализировать общие экспериментальные методы регистрации параметров высокотемпературной плазмы, так как это требует рассмотрения большого числа опубликованных работ.

Нет необходимости подробно перечислять случаи измерений методами скоростной осциллографии. Почти все регистрируемые быстропротекающие процессы в плазме могут быть зафиксированы с помощью катоднолучевых приборов. Быстродействие, большое усиление, высокая разрешающая способность этих приборов делают их незаменимыми в экспериментальных работах по физике.

В этой главе описаны методические разработки по высокоскоростным осциллографическим измерениям применительно к плазменным экспериментам, проводившимся для изучения структуры фронта ударных волн, нейтронного, рентгеновского и других излучений.

Основной элемент осциллографа — катоднолучевая трубка. В настоящее время существует множество разнообразных конструкций трубок, предназначенных для различных измерений. Электроннолучевое устройство состоит из электронной пушки (одной или нескольких), создающей регистрирующий луч или считывающий поток, системы отклонения и регистрирующего элемента. При конструировании подобных электронных систем достаточно иметь представление о поведении электронов в электрических и магнитных полях подобно тому, как движение заряженной частицы, находящейся в электрическом поле, описывают обычные зако-

ны движения тел в поле переменной тяжести. Особенно следует отметить важную закономерность, вытекающую из обобщения процесса прохождения частицы через скачок потенциала u с законом преломления световых лучей в геометрической оптике, когда коэффициентом преломления является корень квадратный из потенциала. Последнее обобщение, как указывал Л. А. Арцимович, выходит за пределы рассмотренного случая и позволяет создать электронно-оптическую аппаратуру. При этом используется аналогия прохождения светового луча через прозрачное вещество с меняющимся в пространстве коэффициентом преломления.

Электронная пушка состоит из термокатода с управляющим и ускоряющим электродами, что в комплексе составляет аналог иммерсионной оптики современного микроскопа, и системы электростатической фокусирующей линзы, аналогичной простой оптической системе, которая переносит точечное изображение кроссовера в плоскость системы регистрации. Испускание электронов раскаленным металлическим катодом связано с увеличением кинетической энергии свободных электронов, так как последние должны совершить работу, преодолевая потенциальный удерживающий барьер внутри металла. Если бы электроны в металле подчинялись классической статистике Максвелла — Больцмана, то при реальных температурах они имели бы очень малую энергию. В действительности электроны подчиняются статистике Ферми — Дирака, а поэтому при концентрации последних порядка 10^{22} см^{-3} все уровни, вплоть до некоторого верхнего, будут заняты даже при очень низкой температуре. Следовательно, для выхода электрона, покидающего металл, потребуется значительно меньшая кинетическая энергия. Если вычислить плотность тока при данной температуре, то получится известная формула Ричардсона

$$i = AT^2 \exp\left(-\frac{eu}{kT}\right),$$

где i — плотность тока насыщения, A — эмиссионная постоянная, T — температура металла, u — скачок потенциала на поверхности металла.

Эмиссия электронов создает около катода электронное облако, пространственный заряд которого отчасти препятствует дальнейшей эмиссии.

При высокоскоростной регистрации явлений одним из основных требований является повышение скорости записи системы (предельные регистрируемые скорости перемещения луча по экрану), связанное с увеличением плотности тока в пучке и ускоряющего напряжения, что во многом зависит от качества электронно-оптической системы пушки — качества ее исполнения и электронно-оптического увеличения (правильного выбора расстояний от кроссовера до линзы и от линзы до экрана). Особое внимание заслуживает компенсация возможного астигматизма, связанного с иска-

жением пучка полем отклоняющих пластин. Каждая пара пластин из-за краевых эффектов по существу является дополнительной цилиндрической линзой, изменяющей плоскость фокусировки для двух перпендикулярных направлений. Особенно опасны перекося и сдвиг пластин, так как пучок все время должен находиться на эквипотенциальной поверхности, соответствующей потенциалу последнего электрода пушки (потенциалу пучка). Поэтому при значительных напряжениях на отклоняющих системах необходимо парафазное управление (симметричное напряжение по отношению к потенциалу пучка). Указанные рекомендации в полной мере относятся и к электронно-оптическим преобразователям с управлением изображением (см. гл. 5).

В последнее время в некоторых специальных трубках применяется магнитная юстировка для проводки пучка в системах с малыми апертурами (системы «бегущей волны»).

В высокоскоростных устройствах используются только электростатические системы отклонения, представляющие комбинацию специальных электродов (например, пары пластин, конические соосные электроды и т. д.). В дальнейшем рассмотрим некоторые из них. В качестве устройств регистрации в электроннолучевых трубках прежде всего применяется люминофор с системой послеускорения. Для увеличения яркости люминофор покрывается с внутренней стороны очень тонким зеркальным слоем алюминия. Система послеускорения представляет собой набор электродов, создающих продольное ускоряющее поле для повышения яркости пучка на экране. В последнее время для этой цели используется спираль из проводящего материала. В этом случае удается более равномерно распределить ускоряющий потенциал и получить меньшее снижение чувствительности по отклонению. Это наиболее распространенный способ регистрации явлений, но при этом необходимо фотографировать осциллограммы при изучении однократных процессов. Кроме того, применяются системы с памятью — так называемые устройства с внутренней регенерацией изображения, когда осциллограмму можно записать и хранить на экране трубки длительное время. В некоторых случаях целесообразно, как это сделал Г. М. Топчиев, непосредственно регистрировать при помощи электронного умножителя положение пучка на экране со щелью. Последний вариант удобен в устройствах автоматического регулирования (измерение амплитуды сигнала, нуль-индикатор и т. д.).

Используемые в плазменных экспериментах многочисленные системы регистрации с высокой скоростью записи имеют самостоятельное значение. Многообразие измеряемых физических величин в течение одного импульсного процесса, сложность регистрируемых явлений — все это потребовало создания специальных многолучевых систем. Благодаря усилиям и содействию Л. А. Арцимовича, М. А. Леонтовича, А. И. Соколика, В. С. Комелькова,

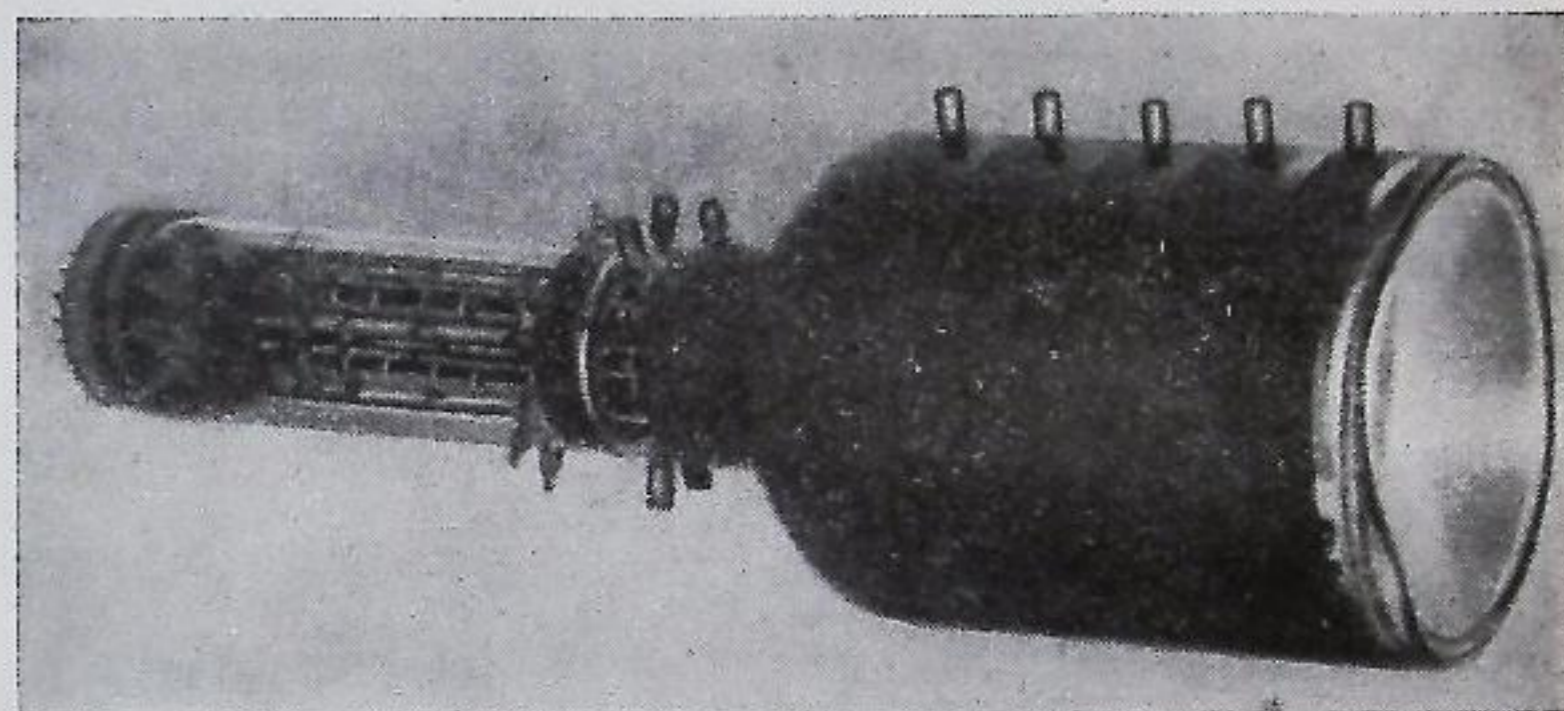


Рис. 3.1. Двухлучевая трубка скоростного осциллографа

А. М. Андрианова и других новые методы регистрации получили широкое распространение в физическом эксперименте [1, 2].

Рассмотрим осциллограф, специально разработанный в 1955 г. в Институте атомной энергии для изучения быстрых явлений в плазме. Для точной синхронизации с другими процессами в импульсном разряде осциллограф имеет два луча, обладает высокой разрешающей способностью во времени и хорошей чувствительностью по отклонению. Основная задача при разработке прибора заключалась в создании электроннолучевой трубки. Исследования, проведенные совместно с Г. М. Топчиевым в лаборатории Всесоюзного электротехнического института им. В. И. Ленина, позволили создать двухлучевую скоростную трубку (рис. 3.1).

При осциллографировании коротких импульсов малой амплитуды для получения необходимой величины сигнала требуются сложные широкополосные усилители. В этом случае наименьшая различимая амплитуда импульса ограничивается шириной луча, поэтому в скоростном осциллографе необходимо применять трубки с малым размером пятна (0,1—0,15 мм) и системой послеускорения.

При требуемом разрешающем времени (10^{-10} сек) трубка обладает большой скоростью записи ($50 \cdot 10^3$ км/сек) и полосой пропускания более 300 Мгц. В разработанной двухлучевой трубке с выводами пластин на горловину колбы использована послеускоряющая система из пяти проводящих колец с рабочим напряжением до 25 кв. Для записи однократных процессов при автопуске применяли стандартную схему с минимальным временем задержки развертки. Исследуемый сигнал через отдельный усилитель запускает схему развертки, генерирующую отклоняющее напряжение, а затем через кабель задержки и усилитель вертикального отклонения поступает на сигнальные пластины трубки. Входным элементом

схемы разверток служит быстродействующий амплитудный дискриминатор. В качестве линии задержки используется коаксиальный кабель длиной 20 м с волновым сопротивлением 300 ом. Блок-схема осциллографа приведена на рис. 3.2.

Требуемую полосу усиления 150—300 МГц могли обеспечить только системы с распределенным усилением, так как полоса пропускания систем с реостатно-емкостной связью, определяемая параметрами современных ламп, составляет 25—30 МГц. Усилитель выполнен в парафазном варианте с выносным предуслителем и инвертором. Полоса пропускания ~ 200 МГц, усиление 10^3 , выходное

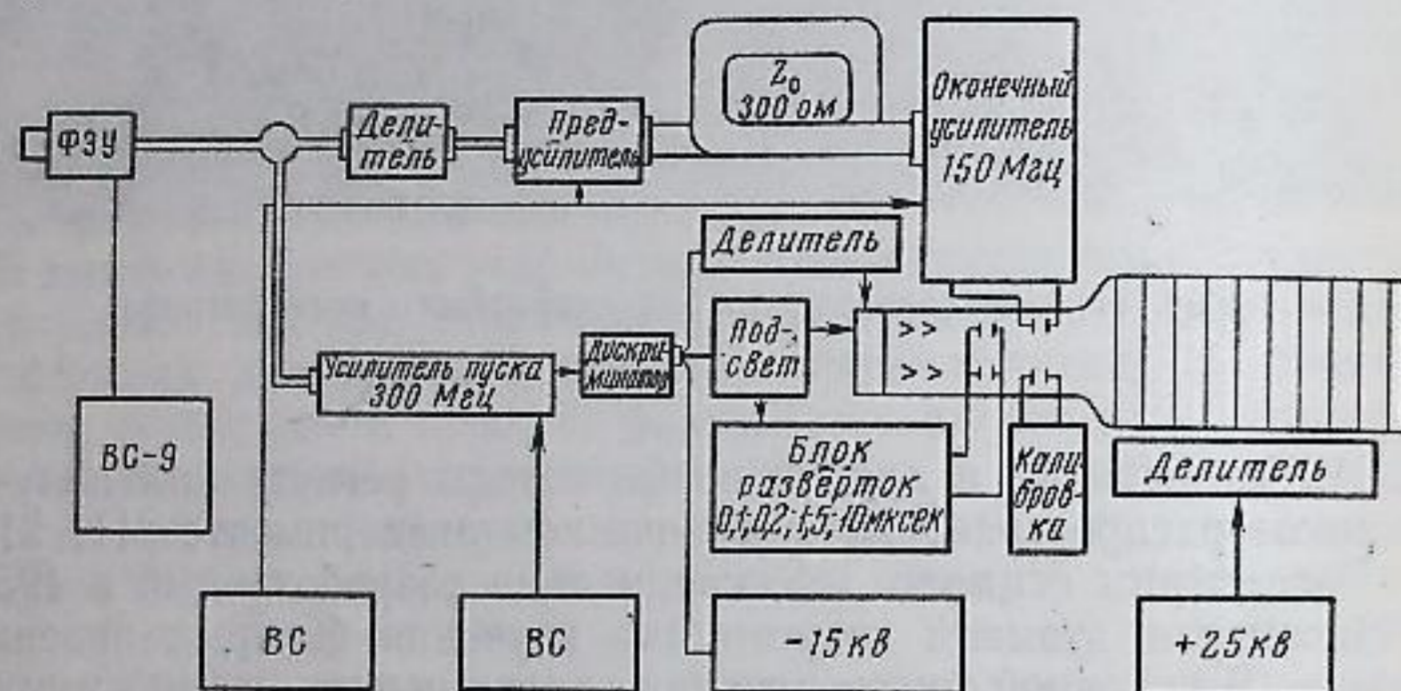


Рис. 3.2. Блок-схема осциллографа

напряжение до 150 в. Указанные параметры позволяют регистрировать одиночные импульсы нейтронного, жесткого рентгеновского и других излучений. На рис. 3.3 приведена осциллограмма переднего фронта контрольного импульса (однократная регистрация.)

3.2. Осциллографические исследования коллективных процессов в ударных волнах

Аналогичные методы регистрации использованы при изучении сверхбыстрых явлений в ударных волнах без столкновений, распространяющихся в разреженной плазме, когда парные соударения между частицами не имеют определенного значения (свободный пробег частиц больше характерных размеров системы).

Профиль волны конечной амплитуды в газодинамике формируется, как известно, под влиянием двух конкурирующих процессов — «укручения» фронта вследствие нелинейных эффектов и его «размытия» за счет диссипативных процессов. Если пренебречь диссипацией, импульс сжатия конечной амплитуды становится ударной волной, т. е. его фронт превращается в гидродинамический разрыв. Учет вязкости и теплопроводности приводит к некоторому

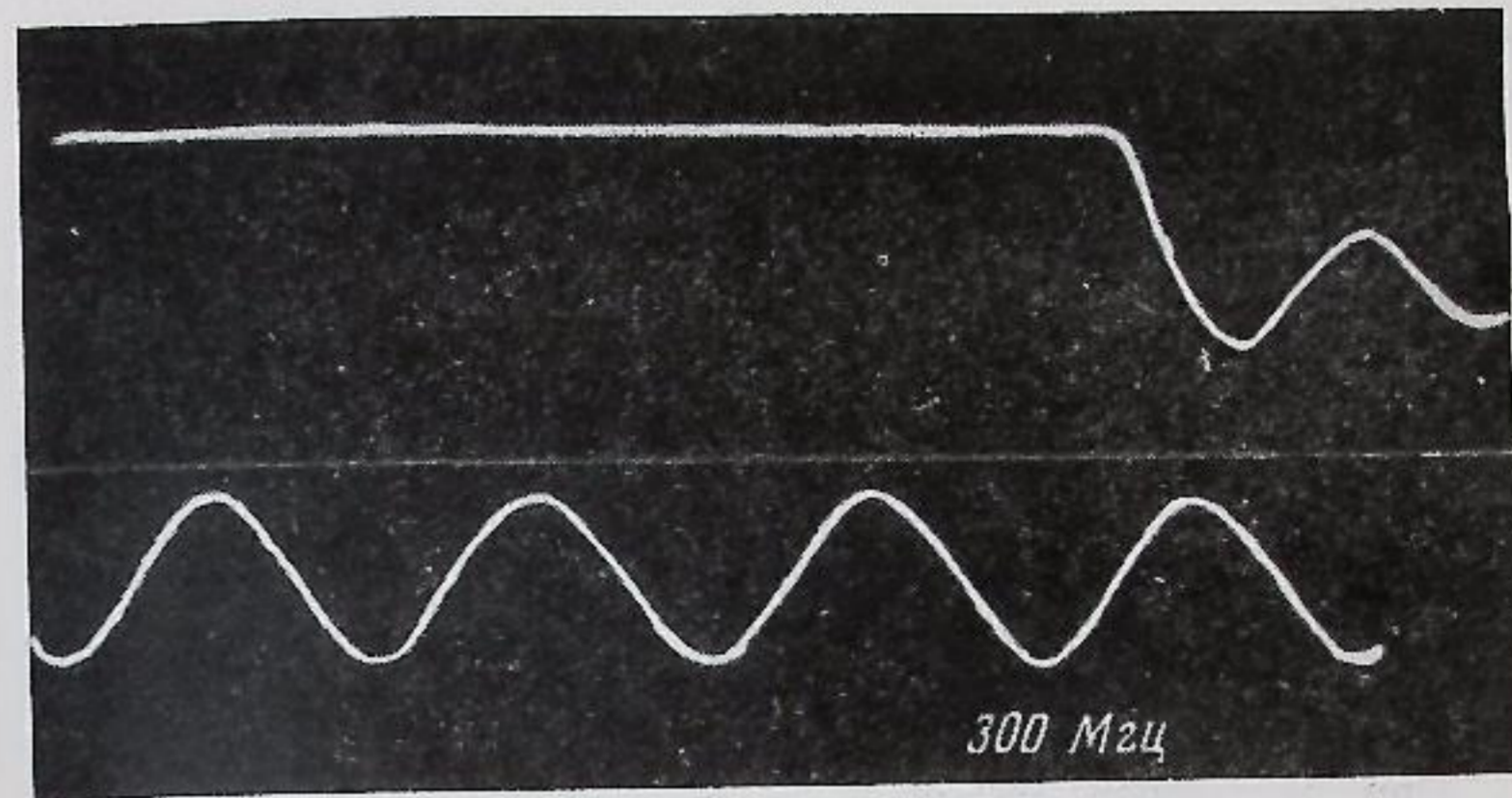


Рис. 3.3. Осциллограмма контрольного импульса

уширению профиля, поэтому образуется зона ударного перехода, размер которой составляет несколько длин свободного пробега молекул газа. Теория структуры ударной волны в плазме (когда длина свободного пробега частиц мала и является характерным пространственным масштабом) строится по аналогии с соответствующей теорией в динамике обычного газа.

В разреженной плазме наблюдается качественно иная ситуация, обусловленная тем, что парные взаимодействия уже не имеют большого значения и определяющими будут эффекты, связанные с коллективным взаимодействием частиц плазмы и электромагнитного поля. Благодаря этому возможно формирование гидромагнитных возмущений с пространственными масштабами, существенно меньшими длин свободного пробега частиц. Стационарные ударные волны с шириной фронта, значительно меньшей длины свободного пробега частиц, могут формироваться в плазме благодаря конкурирующему воздействию нелинейности, приводящей к укрупнению фронта волны, и факторов, останавливающих укрупнение. Это, во-первых, дисперсия фазовой скорости волн малой амплитуды и, во-вторых, бесстолкновительная диссипация энергии во фронте волны из-за развития в нем мелкомасштабных неустойчивостей.

В настоящее время нет единой теории, охватывающей все явления во фронте плазменной ударной волны. Эта проблема получила наиболее последовательное развитие в исследованиях, проводимых в Институте ядерной физики СО АН СССР. Основные эффекты связаны с отклонением закона дисперсии малых колебаний $\omega = \omega(k)$ от линейного, имеющего место в газодинамике, где связь между частотой волны и волновым вектором определяется линейным соотношением $\omega = c_s k$ (c_s — скорость звука). В слу-

чае плазменных течений закон дисперсии для малых колебаний принимает несколько различных форм, но суть одна и та же — связь между частотой и волновым вектором нелинейна. Например, в случае волны, распространяющейся поперек сильного магнитного поля в холодной плазме¹, закон дисперсии для малых колебаний имеет вид

$$\frac{\omega}{k} = v_a \frac{\omega_{0e}}{\sqrt{k^2 c^2 + \omega_{0e}^2}}, \quad (3.1)$$

где $v_a = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n_0 m_e}}$ — альфвеновская скорость, H_0 — напряженность магнитного поля, n_0 — плотность плазмы, m_e , m_i — масса электрона (иона), $\omega_{0e} = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e}}$ — электронная плазменная частота, c — скорость света.

При достаточно малых ω и k ($\omega \ll \omega' = \frac{eH_0}{c \sqrt{m_i m_e}}$) закон дисперсии можно считать линейным.

С увеличением частоты фазовая скорость ω/k начинает уменьшаться и обращается в нуль при $\omega = \omega'$. Из формулы (3.1) следует, что дисперсионные эффекты существенны при $k \sim \omega_e/c$, т. е. величину c/ω_e можно назвать длиной дисперсии. При таком законе дисперсии существуют стационарные уединенные и периодические волны сжатия, в которых магнитное поле и плотность больше невозмущенных значений. Как уже было отмечено, характерный пространственный масштаб таких волн сжатия определяется длиной дисперсии и по порядку величины равен c/ω_e . Скорость волн рассматриваемого типа зависит от амплитуды магнитного поля в волне. При распространении в холодной разреженной плазме волн под углом к магнитному полю ($\theta_{кр} \leq \theta \ll 1$) закон дисперсии имеет вид

$$\frac{\omega}{k} = v_a \left(1 + \frac{v_a^2}{2\Omega_H^2} k^2 \theta^2 \right), \quad (3.2)$$

где $\Omega_H = eH/m_i c$ — ионная циклотронная частота. Из равенства (3.2) следует, что фазовая скорость малых колебаний увеличивается с уменьшением длины волны. В этом случае могут существовать волны разрежения, в которых магнитное поле имеет меньшее значение, чем невозмущенное, и линейный масштаб определяется длиной дисперсии, по порядку величины равной $\frac{c}{\omega_{0i}} \theta \gg \frac{c}{\omega_{0e}}$.

При малой диссипации возможно формирование ударных волн с осцилляторной структурой, соединяющих два различных состояния плазмы (из-за диссипации процесс необратим). Таким образом,

¹ Под поперечностью понимается распространение волны под углом $\theta < \theta_{кр} = \sqrt{m_e/m_i}$ относительно нормали к невозмущенному магнитному полю H_0 .

если фазовая скорость малых колебаний убывает с уменьшением длины волны (распространение поперек поля), то ударная волна имеет резкий передний фронт с выброшенным назад осцилляторным «шлейфом»; если же фазовая скорость малых колебаний увеличивается с уменьшением длины волны (распространение под углом к полю), то ударная волна имеет осцилляторный передний фронт с убегающим вперед шлейфом.

Наиболее существенные параметры, необходимые для описания волновых процессов, — плотность, температура, а также магнитные и электрические поля во фронте возмущения. Пространственное разрешение применяемых методов регистрации должно соответствовать в этом случае характерному масштабу длин порядка c/ω_{0e} ($\delta \sim 1$ мм). Временное разрешение должно составлять

$$\left(\frac{\delta}{v} \right)_{\text{мин}} \sim \frac{c}{\omega_{0e} m_i v_a} \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ сек.} \quad (3.3)$$

В экспериментах по исследованию ударных волн без столкновений магнитный зонд, использованный в работах [8, 13], представляет собой одиночную петлю диаметром 1—3 мм, ориентированную поперек магнитного поля (для повышения пространственного разрешения при той же чувствительности использовалась также петля овальной формы). Сигнал выводится через согласованный коаксиальный фидер, выполненный внутри медной трубки диаметром 1 мм. Размеры внутреннего сечения соответствовали волновому сопротивлению тракта и входному сопротивлению осциллографа. Для исключения непосредственного электрического контакта с плазмой датчики были остеклованы, при этом отверстие петли оставлялось открытым, что обеспечивало свободное протекание плазмы с замороженным полем через сечение витка и, следовательно, непосредственное измерение поля в объеме плазмы.

Для восстановления профиля магнитного поля по напряжению, снимаемому с петли, использовали интегрирующие RC-цепочки, исключающие ошибки интегрирования на высоких частотах. Для уменьшения возмущающего действия зонды вводили вдоль магнитных силовых линий через торцовый фланец плазменного объема. Крепление допускало продольные перемещения датчика. Специальные эксперименты с одновременным использованием нескольких зондов не обнаружили заметных возмущений, вызываемых их присутствием. Электрическое поле во фронте волны и его высокочастотные флуктуации измеряли при помощи двойных электрических зондов.

Частотный анализ регистрируемых сигналов производили при помощи различных полосовых фильтров и детекторов, рассчитанных на работу в диапазоне 10^8 — 10^{10} гц. Отработка экспериментальной схемы и сигнальных цепей обеспечивает практически полное исключение влияния импульсных помех на регистрирующую аппаратуру. Последнее было достигнуто подавлением индукционных

и уравнивающих токов (правильный выбор точек заземления, экранированные комнаты, малые сопротивления в соединяющих контактах, применение специальных фильтров в сигнальных и силовых цепях).

При экспериментальном исследовании структуры возбуждаемых волн наибольший интерес представляет установление степени соответствия профилей наблюдаемых магнитных возмущений с теоретическими решениями. Если такое соответствие установлено, то можно количественно оценить механизмы, определяющие конкретный вид волны.

При осцилляторной структуре вид шлейфа указывает на тип волны («косая», «поперечная»), а длина затухания осцилляций

$$\Delta \sim \frac{u}{v_{эфф}} = \frac{Mv_a}{v_{эфф}} = \frac{c}{\omega_{0e}} \frac{M\omega'}{v_{эфф}} \quad (3.4)$$

дает возможность оценить среднюю эффективную частоту столкновений $v_{эфф}$ во фронте волны (не конкретизируя механизма диссипации). Ширина передней части фронта (первой осцилляции) связана с преобладающим механизмом — дисперсией ($\delta \sim c/\omega_{0e}$) или диссипацией

$$\delta \sim \delta_s \sim \frac{c^2}{4\pi\sigma_{эфф}u} = \frac{c}{\omega_{0e}} \frac{v_{эфф}}{M\omega'^2} \quad (3.5)$$

(последнее соотношение определяется диффузией поля $\delta_s \sim \sqrt{\frac{c^2 t}{4\pi\sigma_{эфф}}}$

за время прохождения фронта $t \sim \delta/u$ из-за конечной проводимости $\sigma_{эфф}$). Постепенное возрастание затухания (пропорционального $v_{эфф}$) во фронте должно вести к такой трансформации, когда осцилляторный шлейф исчезает, а периодическая передняя часть расширяется, при этом ширина фронта ударной волны по порядку величины равна

$$\Delta \sim \frac{c}{\omega_{0e}} \frac{v_{эфф}}{M\omega'} \quad (v_{эфф} \gg m_i \omega'). \quad (3.6)$$

Чтобы отделить эффекты, обязанные «опрокидыванию», необходимо измерить амплитуду волны, полагая, что при $M < M_{кр}$ они отсутствуют ($M_{кр} \approx 2 \div 3$ в зависимости от вида профиля волны — дисперсионного или диссипативного). При $M > M_{кр}$ параметры скачка во фронте должны определить процесс размешивания встречных ионных потоков после опрокидывания волны ($\Delta \sim Mc/\omega_{0e}$). Что касается конкретного механизма диссипации, то его определение, помимо параметров волны (Δ , δ , M), требует дополнительного исследования характерных признаков возможной неустойчивости (например, уровня и частотного спектра флуктуационных полей во фронте). В реальном эксперименте наибольшая трудность в истолковании наблюдаемых сигналов возникает из-за того, что процесс имеет нестационарный характер. В этих условиях знание только

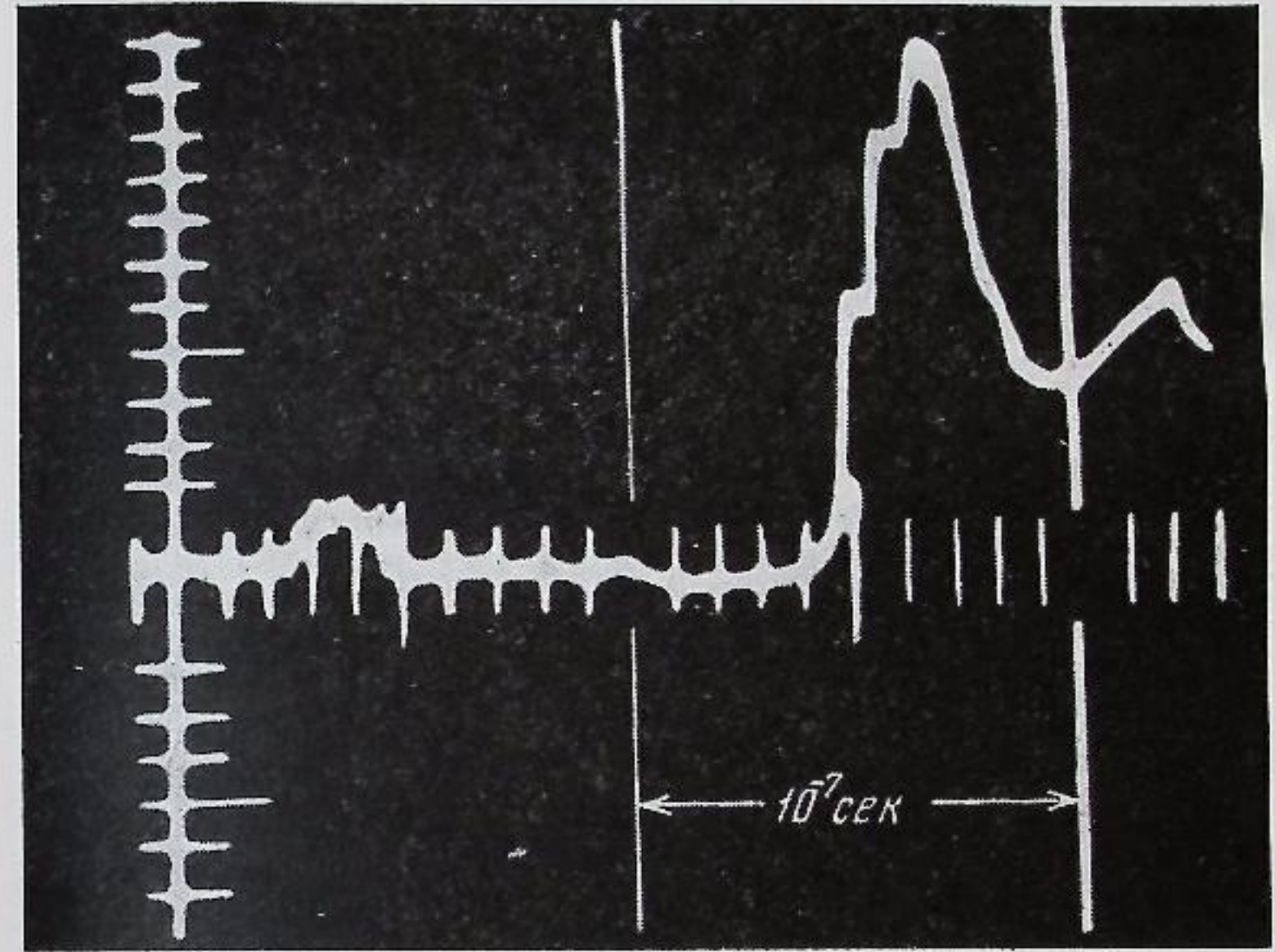


Рис. 3.4. Осциллограмма профиля магнитного поля в цилиндрически сходящейся ударной волне без столкновений

мгновенной формы сигнала недостаточно для идентификации типа возмущения.

Временной профиль цилиндрической волны в подобных условиях (гелий, $n_0 \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 280 \text{ э}$, $H_{\text{max}} = 1600 \text{ э}$, $1/4 T = 0,3 \text{ мксек}$, $R\omega_{0e}/c \sim 16$) приведен на рис. 3.4. Регистрируемый сигнал представляет собою осцилляции, наложенные на быстронарастающий средний уровень магнитного поля. После отражения волны от оси системы возникают более медленные колебания, связанные с пульсациями плазменного столба. Скорость волны, определенная по ее запаздыванию, — порядка 10^8 см/сек ($M \geq 2$). Ширина фронта, измеренная на уровне половины максимального скачка поля ($\Delta t u \sim 1 \text{ см}$), существенно меньше длины свободного пробега относительно парных столкновений частиц в невозмущенной плазме в рассмотренном режиме. Если принять интерпретацию регистрируемого фронта как осцилляторного, то измеренная ширина осцилляций $\Delta t \sim \frac{\delta}{u} \sim 10^{-8} \text{ сек}$, что соответствует $\frac{c}{\omega_{0e} M v_a}$ и

$\delta \sim \frac{c}{\omega_{0e}}$. Расстояния между осцилляциями имеют тот же размер. Наблюдаемая структура волны указывает на то, что в рассмотрен-

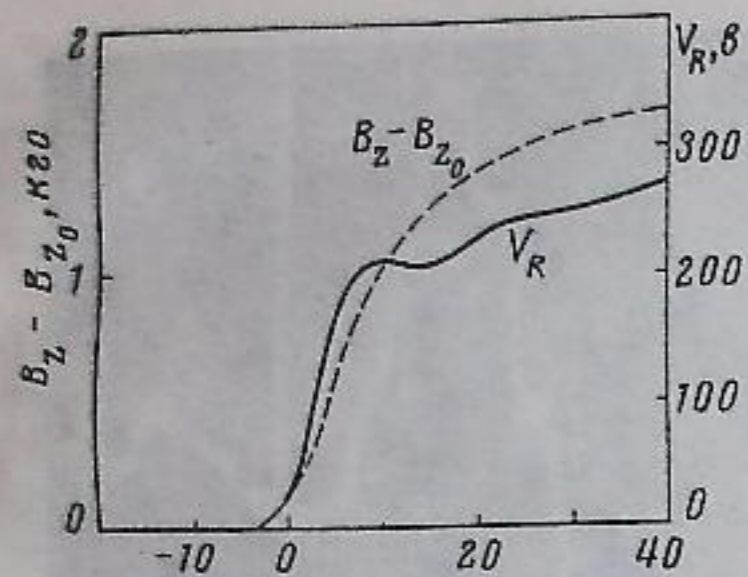


Рис. 3.5. Волна с аперриодическим профилем
 $M_A = 2,5; B_{z_0} = 1,2 \text{ кэс}; V_s = 2,4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$

ных условиях эффективный механизм диссипации не развивается и в формировании волны основное значение имеют эффекты дисперсии. Действительно, кулоновские столкновения при

$n_0 \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температуре порядка нескольких электрон-вольт не могут внести существенного вклада в диссипацию ($\nu k \approx 10^6 \div 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $\omega' \approx 5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$). Что касается коллективного взаимодействия, то при малых концентрациях плазмы следует ожидать нарушения условия раскочки неустойчивости за время прохождения волной расстояния c/ω_{ce} , хотя амплитуда волны и токовая скорость электронов во фронте могут превышать пороговые значения, т. е. $M > M_{кр}$, $v_e > v_{Te}$ (см. [13] гл. 2).

При возбуждении ударных волн в более плотной плазме их структура имеет качественно иной характер. В этом случае регистрируется аперриодический профиль с шириной фронта, примерно на порядок превышающей дисперсионную длину c/ω_{ce} . На рис. 3.5 показан временной профиль магнитного поля в волне, достаточно точно соответствующий пространственной структуре, так как в условиях эксперимента ($n_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 1,15 \text{ кэ}$, $R = 25 \text{ см}$, $M = 2,5$) ширина фронта мала по сравнению с мгновенным радиусом r , а скорость волны остается примерно постоянной в области ($r/R \sim 0,15 \div 0,5$). На этой же осциллограмме приведена зависимость электрического потенциала во фронте волны, полученная при помощи двойного зонда. Профиль электрического потенциала имеет скачок, аналогичный скачку магнитного поля, но с несколько более крутым нарастанием. Регистрируемая ширина фронта (около $10 c/\omega_{ce}$) свидетельствует о том, что ударная волна остается бесстолкновительной по отношению к парным взаимодействиям в невозмущенной или в нагретой за фронтом плазме. При максимальных концентрациях ($n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$) временная ширина фронта сравнивается со временем электроионных столкновений, однако и в этом случае считается, что преобладает бесстолкновительный механизм, так как одного-двух столкновений во фронте волны недостаточно для нагрева плазмы до температур около 50—100 эв.

Для непосредственного наблюдения микропроцессов в плазме, свидетельствующих о ее турбулизации, изучали шумы электромагнитного поля во фронте волны (см. [13] гл. 2). Эти шумы регистрировались миниатюрной электрической антенной (длиной 2 мм),

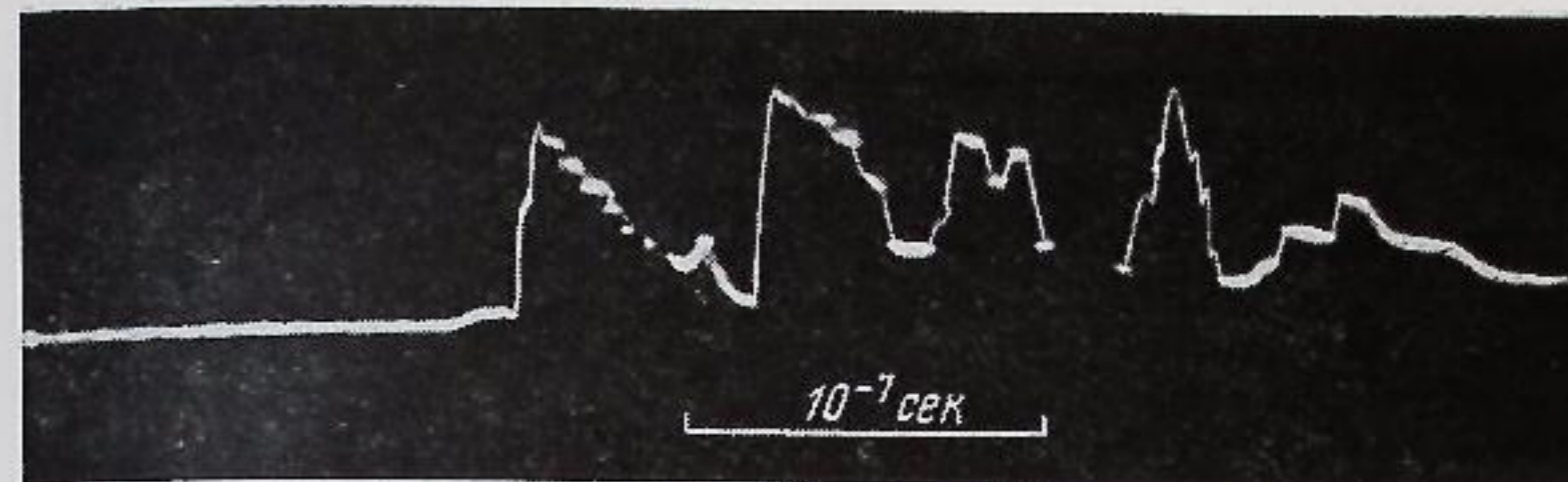


Рис. 3.6. Электрические сигналы «шумов» на фронте волны

размещенной на одном радиусе с магнитным зондом. Электрические сигналы (рис. 3.6) имеют «постоянную» (с длительностью порядка характерных масштабов фронта волны) и переменную (с частотами порядка десятков и сотен мегагерц) составляющие. Появление электрических сигналов коррелирует с передним скачком магнитного поля. Флуктуационные поля наблюдаются в виде нескольких последовательных цугов волн, лежащих во фронте. В спектре частот регистрируемых волн обычно выделяется частота, лежащая вблизи ленгмюровской ω_{ce} . Регистрируемые шумы имеют неравновесный характер, время их нарастания составляет величину порядка 10^{-8} сек .

Область плазменных колебаний переносится по радиусу плазменного столба вместе с волной и имеет эффективную ширину порядка ширины фронта.

Исследование шумовых излучений, сопровождающих сильные возмущения бесстолкновительной плазмы, подтверждает, что формирование ударной волны сопряжено с раскочкой интенсивных колебаний в плазме. Временная корреляция электрических и магнитных сигналов и количественные соотношения между параметрами плазмы и волны не противоречат предположению о развитии во фронте волны ионозвуковых колебаний. Неустойчивости во фронте ударной волны вызваны сильным электронным током $j = nev$, направленным перпендикулярно к направлению распространения волны.

В работах [3, 13] гл. 2 рассмотрены возможные типы таких неустойчивостей. Если направленная скорость v электронов относительно ионов превышает их тепловую скорость $v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$, то развивается пучковая неустойчивость. Такие скорости, как следует из данных работы [10] гл. 2, достигаются во фронте при числах Маха

$$M = \frac{v}{v_s} > M_{кр} = 1 + \frac{3}{8} \left(\frac{8\pi n T}{H^2} \right)^{1/2}.$$

Джоулево тепло, выделяющееся при протекании тока, по-видимому, в основном идет на нагрев электронов. Поэтому через некоторое время после начала неустойчивости эффективная температура электронов превысит эффективную температуру ионов. В неизотермической плазме] 4) при $T_e \gg T_i$ и $v > c_s = \sqrt{T_i/m_i}$ возможно возбуждение ионозвуковых колебаний, приводящих к эффективной бесстолкновительной диссипации энергии волны. Из условий развития ионозвуковой неустойчивости, рассматриваемой как «трение» между ионами и электронами ($T_e \gg T_i$, $v > c_s$,

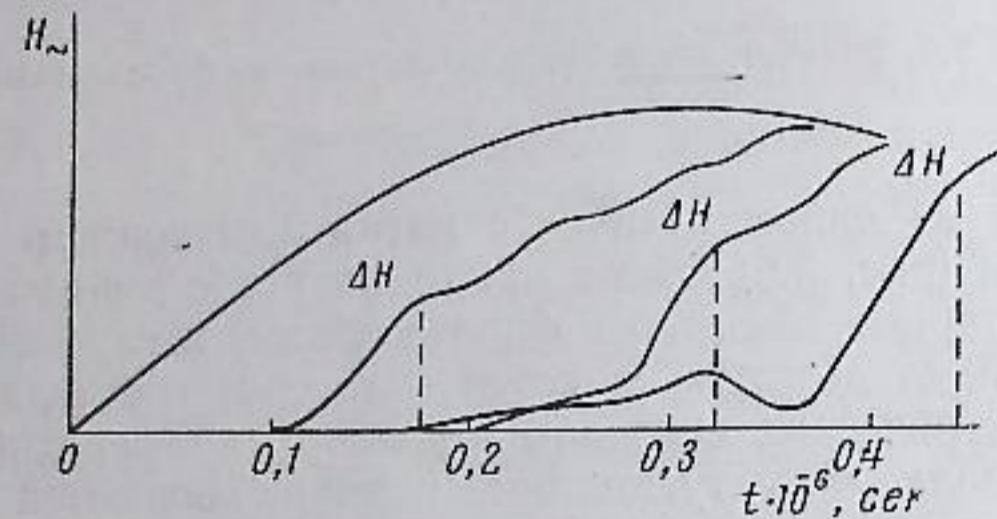


Рис. 3.7. Формирование профиля волны

$\frac{dT_e}{dt} \left| \frac{dT_i}{dt} \gg \frac{v}{c_s} \right)$, следует, что она самоподдерживающаяся. Как указывалось выше, для апериодического профиля волны, когда преобладает диссипативный механизм, ширина фронта связана с эффективной проводимостью турбулентной плазмы соотношением:

$$\delta \sim \frac{c^3}{4\pi\sigma_{эфф}u}$$

Оценки, проведенные по этой формуле, показывают, что в рассмотренных условиях величина проводимости $\sigma_{эфф} \sim (10^{12} \div 10^{14})$ ед. СГСЭ, это на несколько порядков ниже значения проводимости для кулоновских взаимодействий, рассчитанного по параметрам плазмы за фронтом волны.

Описанный характер профиля волны имеет место при числах Маха $M \lesssim M_{кр} \sim 3$, при больших числах Маха наблюдается более существенное уширение фронта волны [5]. При достаточно больших радиусах системы виден «установившийся» профиль волны, состоящий из пологого и крутого участков (рис. 3.7). Ширина фронта в этом случае по порядку величины приближается к $\delta_i \sim \sim MC/\omega_{oi}$. Значение $M_{кр}$, при котором возникает это уширение, и величина δ_i позволяют интерпретировать наблюдаемое явление как «опрокидывание» волны [6]. Кроме того, аналогичные высокочувствительные системы регистрации используются для изучения других, сопровождающих явлений в плазме, нагретой при помощи

ударных волн (оптическое, рентгеновское, γ - и нейтронные излучения, масс-спектрометрические измерения).

Особое значение в современных физических измерениях имеет метод регистрации сверхбыстрых процессов при помощи катодно-лучевых систем типа бегущей волны, в основе которых лежит физический принцип равенства скорости электронов в пучке с фазовой скоростью распространения сигнала в распределенной отклоняющей системе, позволяющий значительно повысить чувствительность устройства (~ 1 мм/в) [7]. Сочетая высокую чувствительность и широкополосность (15 000 МГц), последний может быть использован в физике плазмы, так как позволяет регистрировать установление сверхбыстрых процессов в плазме с разрешением во времени до 10^{-11} сек. На рис. 3.8 приведена одна из первых трубок подобного типа, разработанная П. А. Тарасовым. В настоящее время имеются системы с парафазными системами отклонения такого типа (рис. 3.9).

Совершенно очевидным фактом является необходимость измерения значительных импульсных напряжений в экспериментах по физике плазмы (например, импульсных э.д.с. в процессах ускорения сгустков, напряжений на высокочастотных ударных контурах и быстродействующих выключателях). При этом применять сложные широкополосные высоковольтные делители неоправдано и громоздко. Кроме того, практически сложно сделать широкополосный (~ 1000 МГц) высоковольтный делитель.

Всесоюзным электрическим институтом совместно с Институтом ядерной физики СО АН СССР разработаны образцы специальных электронно-лучевых трубок, предназначенных для регистрации высоковольтных импульсов напряжения с амплитудой до 60—100 кВ и полосой пропускания более 1000 МГц. В них использован принцип электростатического делителя поля, «вываливающегося» через щель в коаксиальном высоковольтном вводе трубки. Этот прибор допускает точную калибровку при статических потенциалах. Общий вид трубки приведен на рис. 3.10, а осциллограмма высоковольтного (50 кВ) синхронизирующего импульса кабельного генератора, предназначенного для включения многоканального разрядника ударного контура, показана на рис. 3.11.

В последнее время получили распространение осциллографические системы на электронно-лучевых трубках памяти. Запоминающая трубка предназначена для преобразования электрических сигналов в видимое изображение осциллограммы, которое хранится на экране длительное время (без воспроизведения до нескольких месяцев). При помощи подобного прибора удобно сравнивать осциллограммы, полученные в процессе наладки сложных электронных устройств и физических установок. По-видимому, системы такого типа можно использовать для ввода информации непосредственно в электронно-вычислительную машину. Конструктивно прибор отличается от обыкновенной осциллографиче-

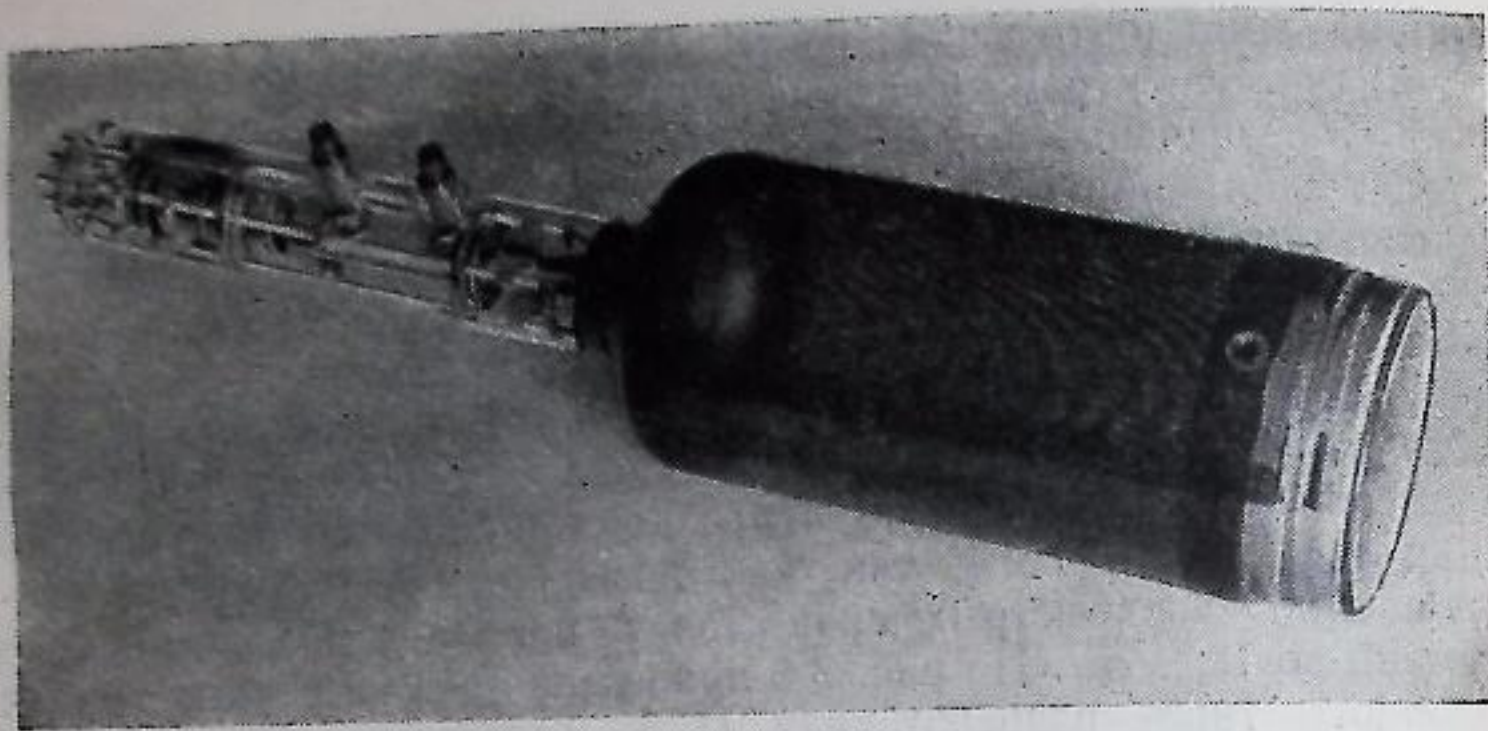


Рис. 3.8. Общий вид трубки типа «бегущей волны»



Рис. 3.9. Трубка с парафазной отклоняющей системой



Рис. 3.10. Трубка для широкополосной регистрации высоковольтных импульсов

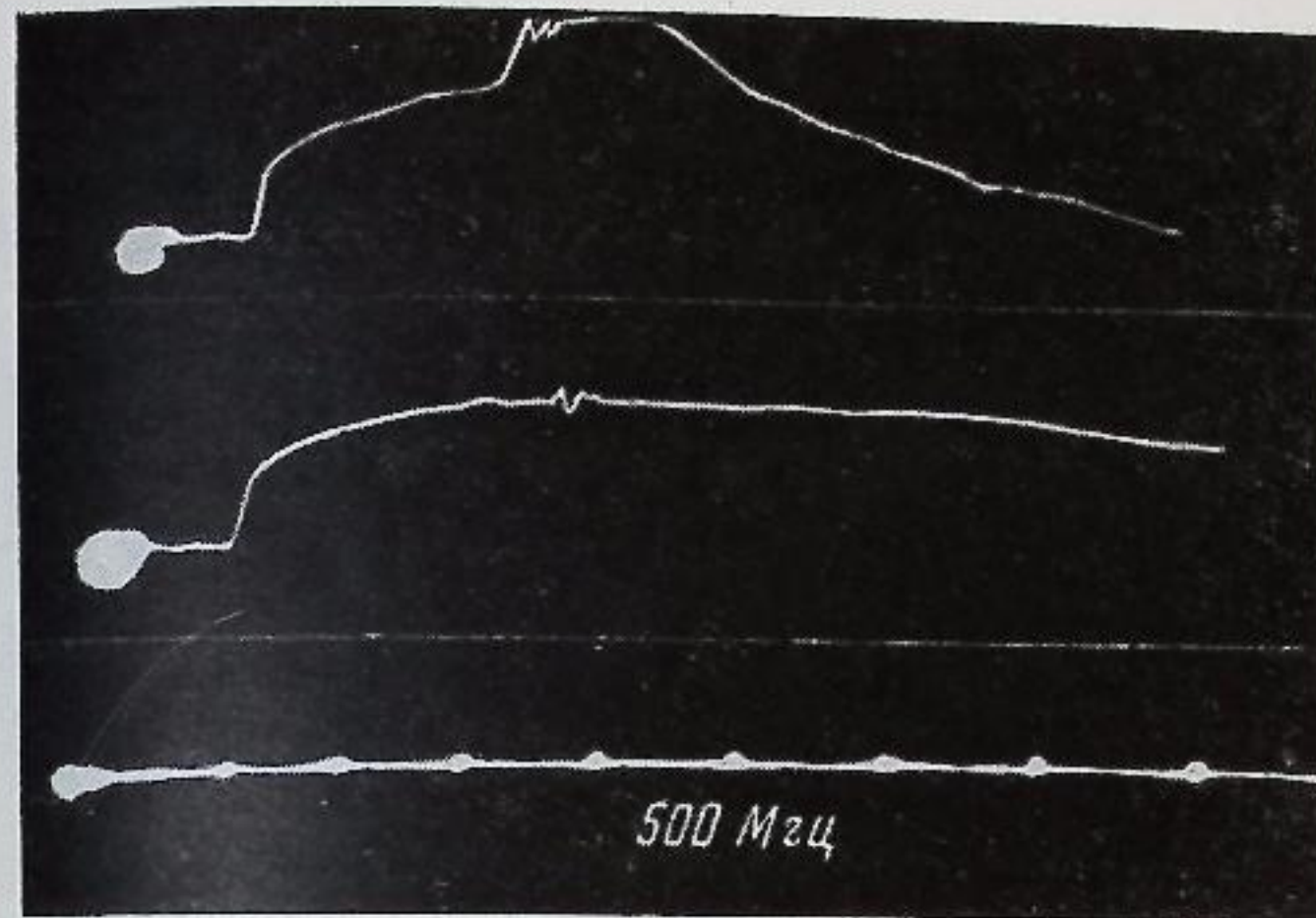


Рис. 3.11. Осциллограмма высоковольтного (50 кВ) импульса

ской трубки наличием перед экраном мелкоструктурной металлической сетки (мишени), покрытой тонким слоем диэлектрика со стороны электронного прожектора, коллектора, сетки ионного отражателя и так называемого воспроизводящего устройства, равномерно облучающего поверхность мишени. Наблюдение однократного процесса возможно благодаря тому, что электронный луч, несущий информацию, создает за счет вторичной эмиссии на поверхности мишени потенциальный рельеф, который может быть воспроизведен на экране трубки проходящим потоком электронов. Сохранение потенциального рельефа обусловлено поддержанием потенциала диэлектрика в результате воспроизводящего пучка в двух стабильных состояниях (бистабильный режим). Особенно перспективны двухлучевые системы аналогичного типа. На рис. 3.12 показан один из образцов подобных приборов с большой скоростью записи¹, на рис. 3.13 — примерная осциллограмма.

Нам кажется, что указанная система, кроме сокращения времени наладочных работ в сложных экспериментах, может успешно конкурировать с фотоприставками типа «поляроид», позволяющими через 60 сек получать для обработки осциллограмму процесса. Следует особо отметить, что для фоторегистрации осциллограмм необходимы фотоприставки со специальными светосильными объективами, расположенными на небольшом расстоянии от предмета.

¹ Здесь не рассматриваются вопросы конструирования импульсных катодных трубок, подробно описанные в специальной литературе.

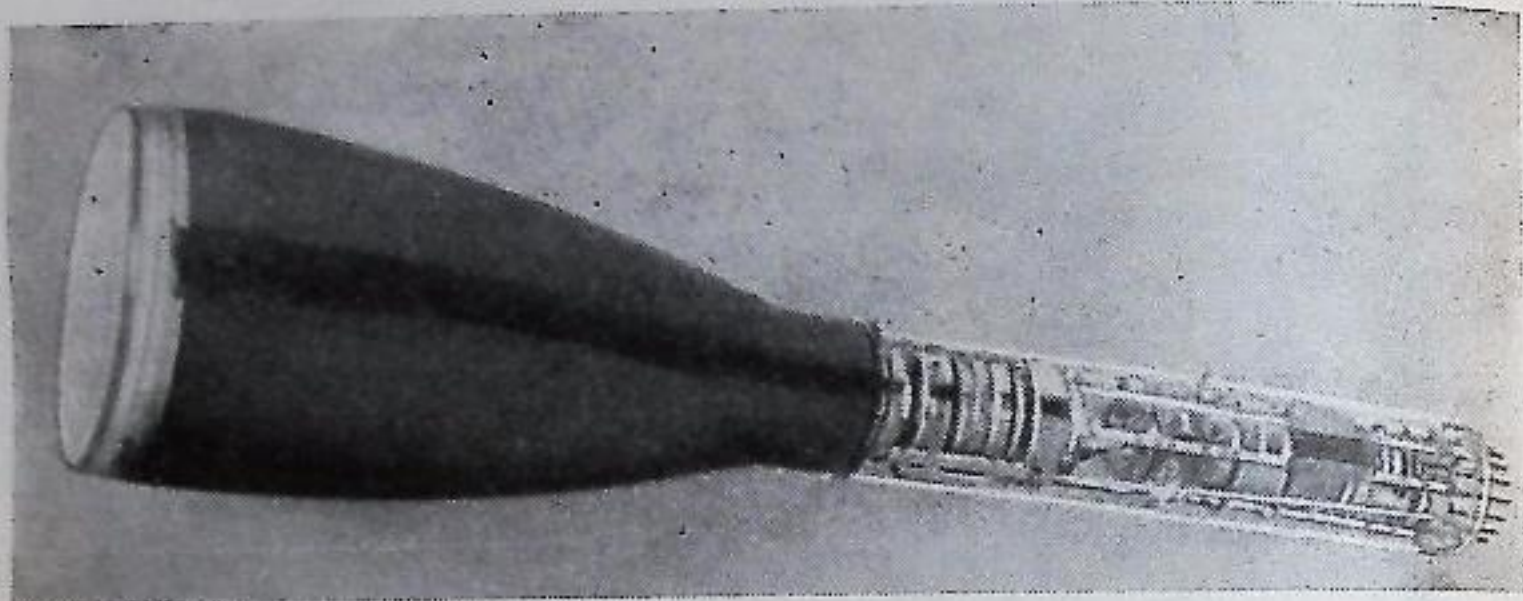


Рис. 3.12. Электроннолучевая трубка памяти

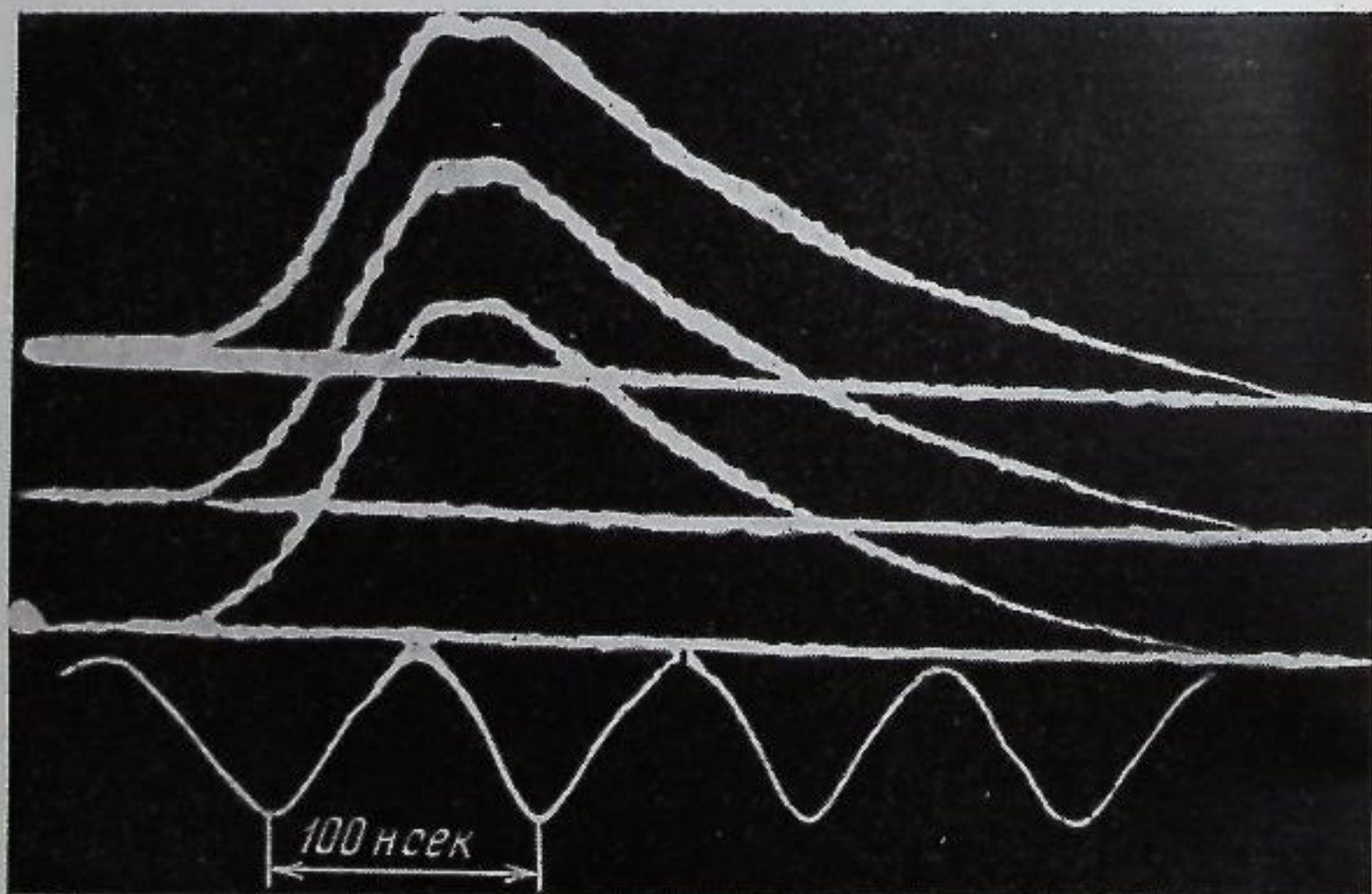


Рис. 3.13. Типичная осциллограмма записи с трубкой, приведенной на рис. 3.12

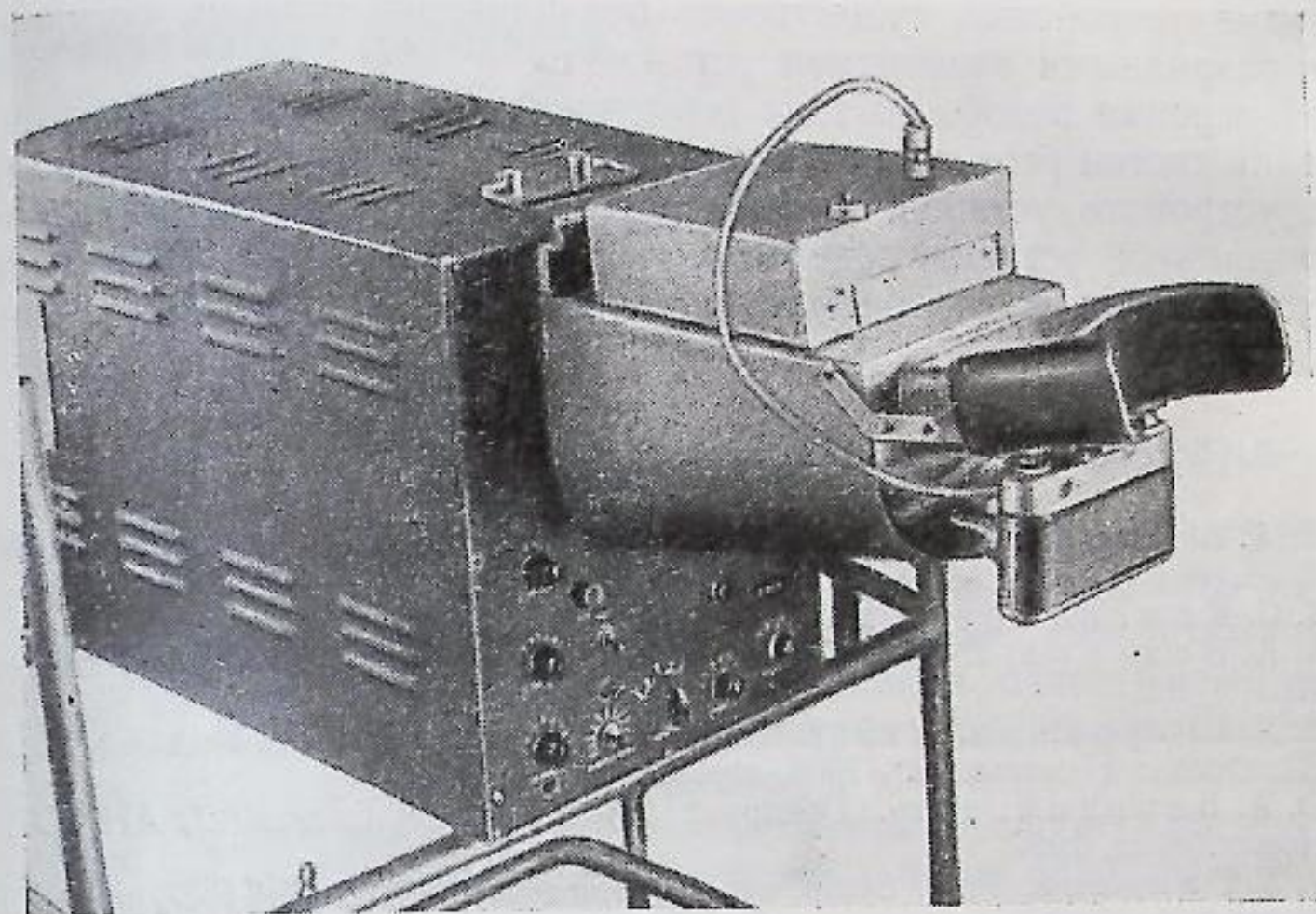


Рис. 3.14. Общий вид фотоприставки с централизованным управлением

Чрезвычайно полезной является одновременная регистрация вместе с осциллограммой технических параметров осциллографа. Для этого на экране трубки помещают таблицу данных, подсвечиваемую электролюминофором, включение элементов которой совмещено с соответствующими переключателями рода работ прибора. Не менее существенное значение имеет использование в исследованиях фотоприставок с централизованным управлением с главного пульта, когда одновременно с необходимыми осциллограммами автоматически фиксируется номер эксперимента на каждом кадре пленки. На рис. 3.14 приведена одна из таких приставок, разработанных в Институте ядерной физики СО АН СССР. Цифровая печать осуществляется с помощью двух специальных ламп.

Особое значение в осциллографических измерениях имеет помехоустойчивость регистрирующих устройств. Системы должны быть тщательно выполнены и иметь устойчивый запуск от программирующих генераторов. В то же время должны отсутствовать наводки по запускающему каналу или опробующим устройствам на усилители сигнального тракта. Последнее достигается хорошей экранировкой элементов осциллографа. Очень сложно бороться с помехами в широкополосных устройствах (больше 300 Мгц). Так, например, при изучении высокочастотных сигналов на фронте ударных волн в плазме, связанных с возникновением ионозвуковой неустойчивости, в Институте ядерной физики СО АН СССР использовали специальные экранированные комнаты и различные филь-

рующие устройства, существенно подавляющие помехи, создаваемые разрядными элементами установки.

Измерения подобного типа возможны только после тщательной отладки систем регистрации и тщательного экранирования сигнальных устройств установки. Электротехнические устройства экспериментальной установки должны иметь минимальные импульсные помехи (выбор точек заземления, развязки по силовым цепям и т. п.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов и др. Атомная энергия, 1956, 3, 76.
2. В. С. Комельков и др. ЖТФ, 1964, № 1.
3. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. Ядерный синтез, 1961, 1, 92.
4. В. Д. Шафранов. В сб.: Вопросы теории плазмы. Вып. 3. Под ред. М. А. Леонтовича Госатомиздат, 1963, стр. 3.
5. Ю. А. Березин и др. Препринт Ин-та ядерной физики СО АН СССР. Новосибирск, 1966.
6. Р. З. Сагдеев. Proc. Symp. on Electromagnetics And Fluid Dynamics of Plasma. N. Y., 1961.
7. И. М. Вишенчук и др. Электроннолучевой осциллограф и его применение в измерительной технике. Гостехтеориздат, 1957.

МЕХАНИЧЕСКИЕ РАЗВЕРТКИ И МЕТОДЫ КАДРОВОЙ СЪЕМКИ

Методы скоростной регистрации быстропротекающих процессов по способу получения информации можно разделить на две группы: непрерывные развертки и кадрирование. Развертки применяются в тех случаях, когда требуются высокая точность и непрерывность текущей записи во времени движения отдельных характерных деталей процесса (точек, поверхностей и т. п.), как правило, лишь в одной из выбранных координат движения. Кадровая съемка позволяет получать данные о процессе лишь через определенные промежутки времени, т. е. скачкообразно, уступая в этом непрерывной развертке. При кадрировании мы имеем более полную информацию о взаимном расположении и движении в произвольных направлениях всей совокупности изучаемых деталей процесса. Выбор способа определяется конкретными требованиями, предъявляемыми к цели и точности измерений. Обычно один способ дополняет другой: сначала кадрированием определяют взаимное движение отдельных частей исследуемого поля наблюдения, а затем методом развертки уточняют законы этого движения — непрерывной записью во времени.

4.1. Механические щелевые развертки изображения

Для фоторегистрации процесса методом непрерывной развертки и кадровой съемкой необходимо обеспечить относительное движение фотоматериала и спроектированного на его поверхность изображения регистрируемого объекта. Это достигается механическим перемещением (вращением, протяжкой) фотопленки или перемещением изображения по неподвижной пленке при помощи вращающегося зеркала. В электронно-оптических преобразователях, как и в осциллографах, для развертки изображения используют электростатические и магнитные системы отклонения электронных потоков.

При так называемой щелевой развертке поле наблюдения исследуемого процесса ограничивается узкой щелью, которая проектируется на пленку перпендикулярно направлению взаимного перемещения фотоматериала и изображения. В этом случае движение светящихся точек или каких-либо других оптических неоднородностей вдоль щели записывается в координатах путь — время, что удобно

для определения расстояний, скоростей и ускорений движения. Простейшая схема развертки показана на рис. 4.1. Из рисунка видно, что скорость движения объекта в каждой точке пути определяется наклоном траектории перемещения изображения объекта на движущейся фотопленке

$$v_x = v_{пл} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{k},$$

где k — коэффициент увеличения проектирующего объектива O .
Оценивая точность измерения скорости методом развертки

$$\frac{\Delta v_x}{v_x} = \frac{\Delta v_{пл}}{v_{пл}} + \frac{2\Delta\alpha}{\sin 2\alpha} + \frac{\Delta k}{k},$$

видим, что оптимальные условия записи соответствуют $\alpha \rightarrow 45^\circ$, т. е. пленка и изображение движущегося объекта должны иметь

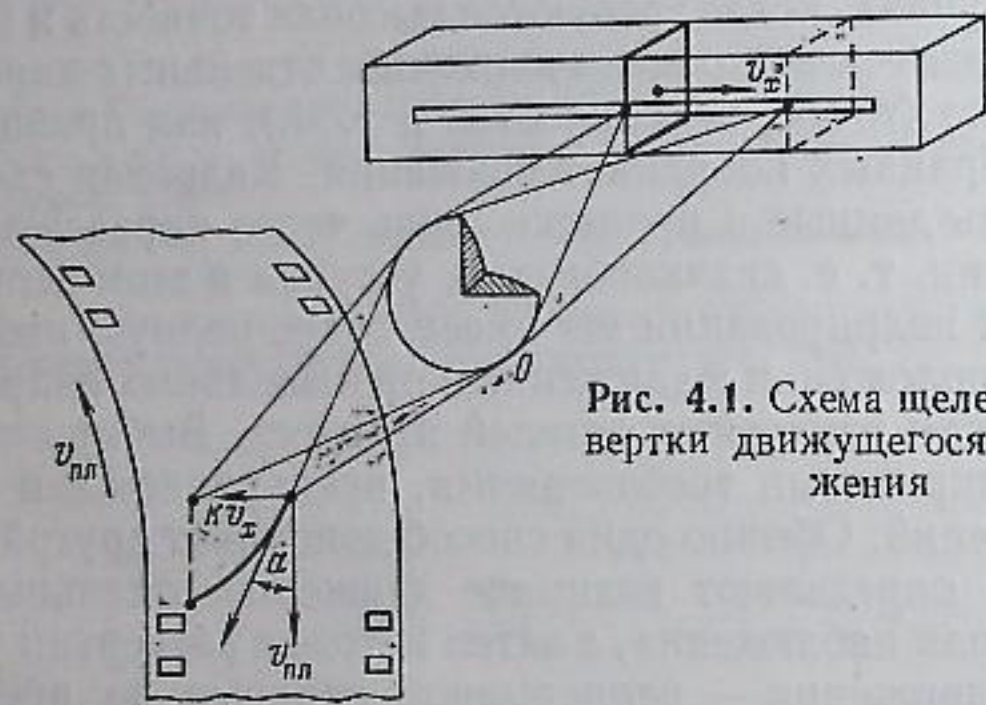


Рис. 4.1. Схема щелевой развертки движущегося изображения

примерно равные скорости движения. Неопределенность в величине коэффициента k зависит главным образом от оптических искажений, вносимых объективом, а точность его обычно находится в пределах от 0,1 до 0,2%. Определение α зависит от качества оптического изображения на развертке, т. е. от толщины следа, зернистости пленки и т. п., а также от кривизны следа (проще определять параметры движения с постоянной скоростью). В лучшем случае точность измерения α может составить 0,1%. Наконец, точность в определении скорости пленки (или перемещения изображения при неподвижной пленке) зависит от стабильности частоты вращения оси двигателя, вращающего пленку (или зеркало). Частота городской сети изменяется приблизительно в пределах 0,5%. Контроль за частотой вращения по фигурам Лиссажу в осциллографе, а также введение меток времени на пленке от специального генератора со стабильной частотой импульсов позволяют снизить ошибку до 0,2%. Здесь не учтены пока ошибки в определении $v_{пл}$, связанные с отклонениями траектории изображения от дуги окружности при зеркальных развертках.

Таким образом, при определении v_x в системах с механическими развертками изображения точность измерений трудно сделать менее 0,6—1%.

Простейшей системой для получения разверток является фоторегистратор с движущейся пленкой. На рис. 4.2 показаны наиболее распространенные его конструкции с вращающейся прозрачной кассетой для пленки из оргстекла (рис. 4.2, а) и система с металлическим диском, в которой предусмотрен ввод изображения на внутреннюю поверхность пленки при помощи поворотной призмы (рис.

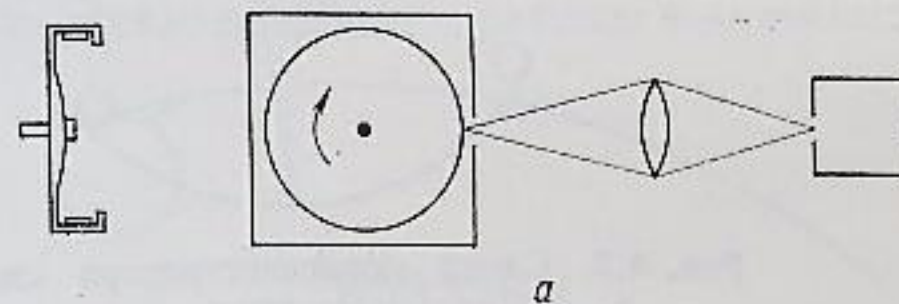
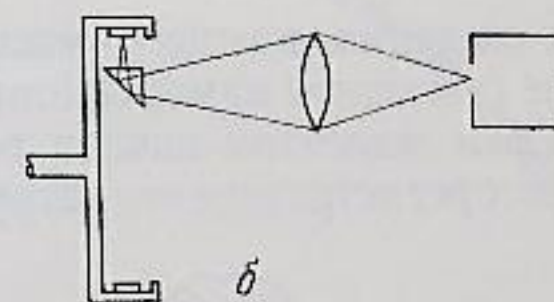


Рис. 4.2. Простейшие схемы фоторегистраторов с движущейся пленкой



4.2, б). Благодаря простоте, малым потерям света и «ждущему» режиму работы, не требующему специальной синхронизации момента записи с началом регистрируемого процесса, фоторегистраторы с вращающейся пленкой получили широкое распространение, несмотря на некоторые ограничения. Их основной недостаток — небольшая предельная скорость пленки, определяемая главным образом прочностными ограничениями для вращающегося цилиндра:

$$v_{кр} \sim \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} \approx 420 \text{ м/сек для } \sigma = 5 \cdot 10^9, \rho = 2,8.$$

Обычно линейная скорость пленки не превышает 200 м/сек (в вакууме до 400 м/сек), поэтому для записи процессов со скоростями более 1 км/сек необходимо применять другие способы развертки.

Наиболее высокие скорости записи фоторегистраторами с механической разверткой получают, применяя плоские симметричные зеркала, вращаемые газовой (воздушной, гелиевой) турбиной. Угловая скорость вращения здесь может достигать $3 \cdot 10^4$ об/сек, что при радиусе развертки 15 см дает линейную скорость около 60 км/сек. Применение электромоторов ограничено угловыми скоростями до $1,5 \cdot 10^3$ об/сек.

Принципиальная схема «зеркального» фоторегистратора [1] показана на рис. 4.3. Из схемы видно, что при повороте зеркала на угол α изображение пробегает по пленке угловое расстояние 2α ,

т. е. при одинаковом радиусе окружности пленки линейная скорость в зеркальных регистраторах в 2 раза выше, чем в устройствах с вращающейся пленкой.

Ограничения в светосиле, связанные с небольшими размерами применяемых зеркал, — не единственный недостаток методов, использующих зеркальные развертки. Здесь прежде всего возникают

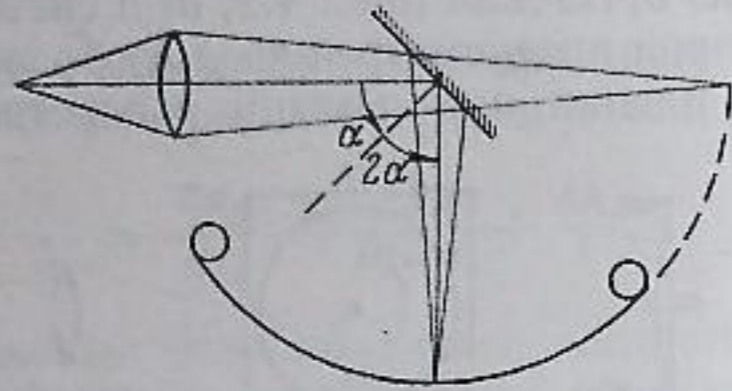


Рис. 4.3. Схема фоторегистратора «зеркального» типа

трудности создания ждущего режима работы, когда начало записи задается не съемочной камерой (определенное положение зеркала), а произвольным моментом начала регистрируемого процесса. В зеркальном фоторегистраторе это затруднение вызвано ограниченностью

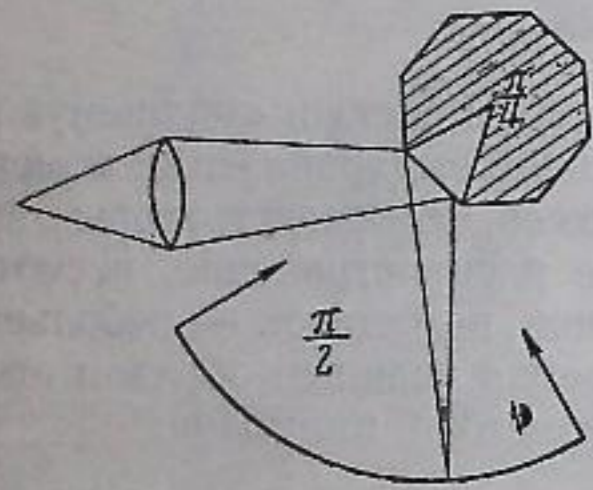


Рис. 4.4. Схема развертки «ждущего» фоторегистратора

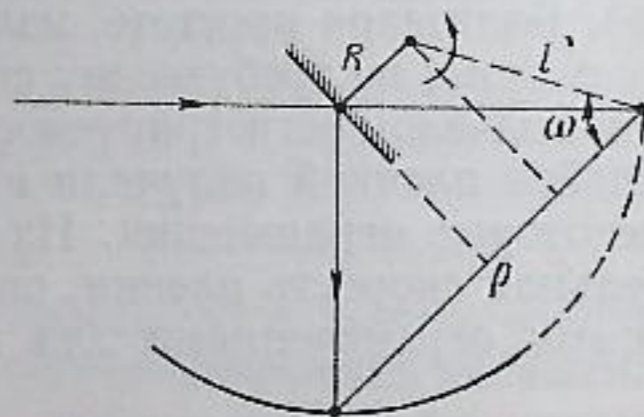


Рис. 4.5. Геометрическое место точек изображения в зеркальном фоторегистраторе

углового сектора, в котором плоское зеркало может обеспечить развертку. Замена двустороннего зеркала многогранным (например, восьмигранником) устраняет трудности получения ждущего режима, так как при этом происходит смена развертывающей плоскости: одной грани, «работающей» в пределах сектора с пленкой в $1/4$ окружности, последовательно и непрерывно приходит на смену следующая грань вращающегося зеркала (рис. 4.4). Возможны и другие способы получения ждущей развертки в зеркальных фоторегистраторах, например применение для развертки зеркала, ось вращения которого наклонена к направлению оси построения изображения. Однако этот метод имеет некоторые ограничения при использовании,

так как он связан с дополнительными конструктивными трудностями компенсации вращения изображения при развертке [1].

Еще один принципиальный недостаток методов зеркальных разверток вызван тем, что ось вращения зеркала не всегда лежит в плоскости отражающей поверхности (рис. 4.5). Поэтому геометрическим методом точек сфокусированного изображения объекта является не окружность, а более сложная фигура — улитка Паскаля [1]:

$$\rho \approx 2l \cos \omega + 2R$$

в соответствии с обозначениями рис. 4.5. Кроме трудностей фокусировки, это обстоятельство приводит к разнице в линейных скоростях

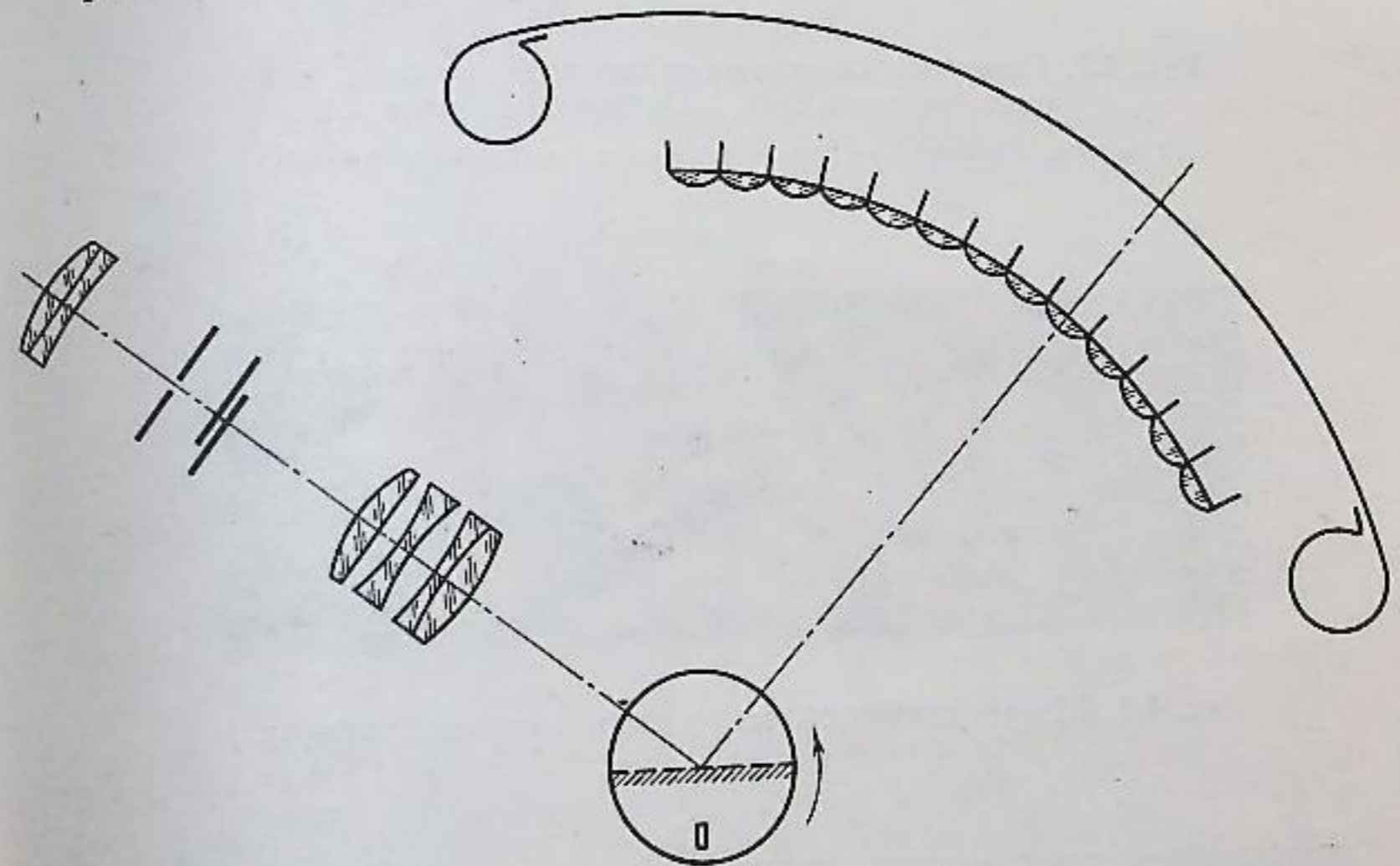


Рис. 4.6. Схема расположения деталей в фоторегистраторе типа СФР

перемещения изображения на различных участках пленки при постоянной скорости вращения зеркала. Она составляет величину порядка $R/l \sim 2 \div 3\%$ и обычно учитывается специальной тарировкой и поправками.

На рис. 4.6 приведена схема расположения отдельных узлов стандартного фоторегистратора типа СФР. Без входной диафрагмы и линзовставки он работает в варианте зеркальной развертки, причем начало процесса задается регистратором при определенном положении зеркала. В некоторых конструкциях фоторегистраторов ждущего типа для увеличения сектора наблюдения и создания ждущего режима работы применяются два плоских двусторонних развертывающих зеркала, расположенных на одной оси и сдвинутых по углу поворота на 45° (одно над другим).

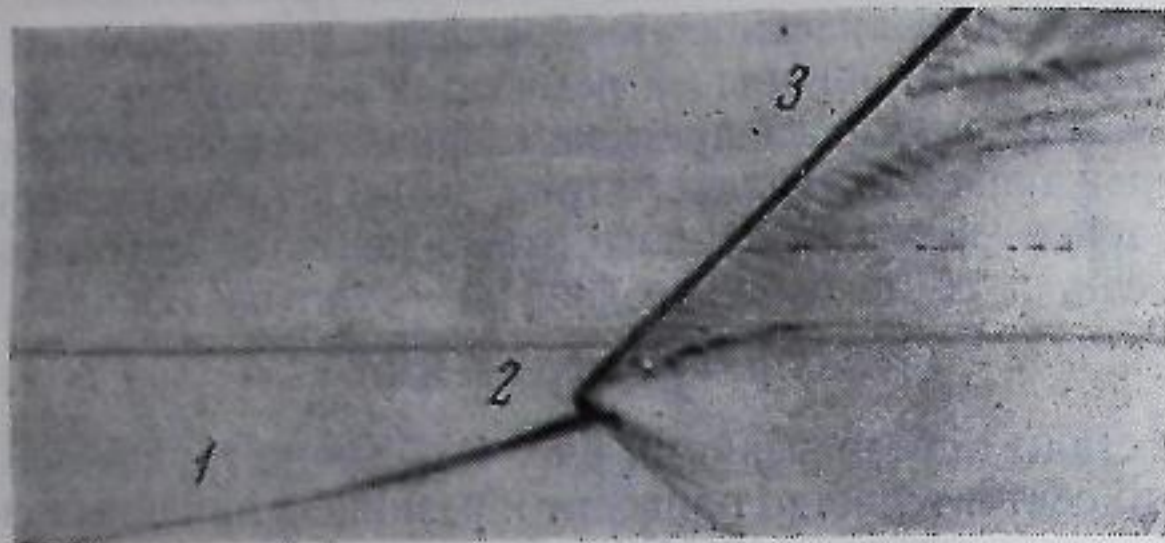


Рис. 4.7. Развертка самосвечения перехода горения в детонацию, смесь $C_2H_2 + O_2$, $p_1 = 0,07$ атм
1 — след пламени; 2 — развитие взрыва; 3 — волна детонации

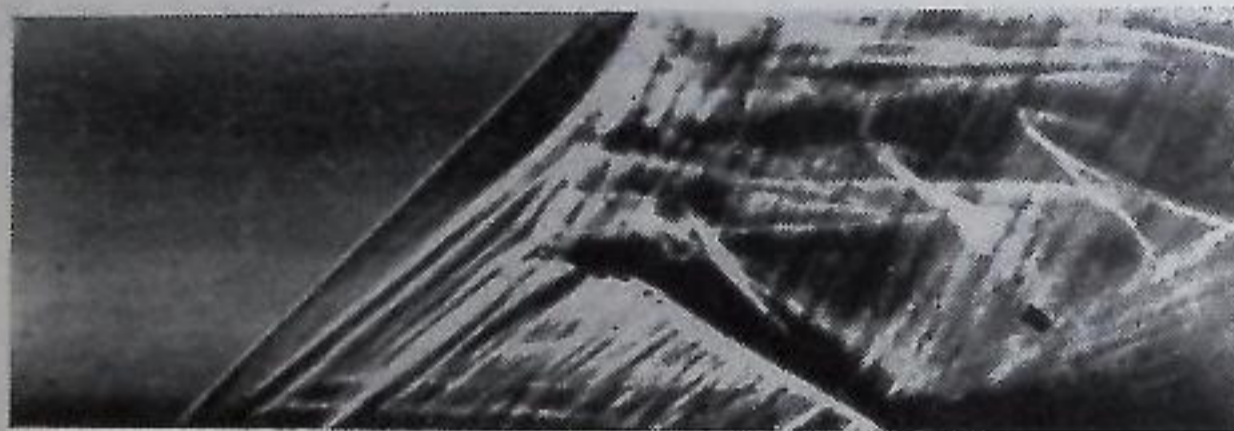


Рис. 4.8. Шлирен-снимок области развития взрыва (развертка)



Рис. 4.9. Шлирен-снимок течения в ударной трубке: воздух, $M_1 \sim 3,5$
1 — фронт волны; 2 — контактная поверхность; 3 — следы, оптическая неоднородность



Рис. 4.10. Развертка свечения процесса столкновения двух ударных волн в воздухе, $p_1 = 0,02$ мм рт. ст.

Приведем несколько типичных записей некоторых быстропротекающих процессов в газах, сделанных методом развертки. На рис. 4.7 показана развертка свечения процесса формирования детонационной волны в трубке со взрывчатой смесью ацетилена и кислорода при поджигании смеси искрой у закрытого конца. На развертке виден след пламени и зарегистрирован момент развития взрыва в объеме адиабатически сжатой смеси перед пламенем (продукты горения, расширяясь, создают волну сжатия, подобно течению в ударной трубке). После взрыва четко фиксируется волна детонации, распространяющаяся со строго постоянной скоростью.

Собственное свечение газа дает неполную информацию о процессе, так как движение несветящихся объемов сжатого газа в этом случае не регистрируется. Для визуализации течения несветящегося газа используют различные оптические методы, основанные на регистрации изменения показателя преломления среды. В качестве иллюстрации применения одного из таких методов на рис. 4.8 приведена развертка течения в условиях, аналогичных области развития взрыва на рис. 4.7, сделанная шлирен-методом (см. гл. 6). На этом снимке зарегистрированы только оптические неоднородности, а собственное свечение газа исключено.

На рис. 4.9 показана развертка распространения ударной волны в ударной трубке. Четко определены фронт волны, контактная поверхность и линии небольших оптических неоднородностей в потоке, перемещающиеся вместе с частицами среды. По наклону этих линий с достаточно высокой точностью можно определить скорость потока газа за ударной волной на различных расстояниях от ударного фронта.

Наконец, на рис. 4.10 показана развертка более быстрого процесса — свечение столкновения двух сильных ударных волн в воздухе, имеющих скорости 30—40 км/сек. Ударные волны получены в элек-

ромагнитной ударной трубке при помощи двух электроразрядных устройств. По развертке можно определить скорость и замедление как падающих, так и преломленных ударных волн.

4.2. Методы «следов»

Способы регистрации некоторых процессов по их «саморазвертке» называются методами «следов». Например, используя быстрое поступательное движение волны детонации в газе, можно выделить некоторые детали «тонкой структуры» ударного фронта по относительному движению этих возмущений и фронта. Для этого внутреннюю поверхность взрывной трубки покрывают слоем сажи или свинцовой пыли. Так, например, выделили спиральный след на стенке трубки, оставляемый волной спиновой детонации с узлокализированной и вращающейся областью воспламенения газа. Поступательное

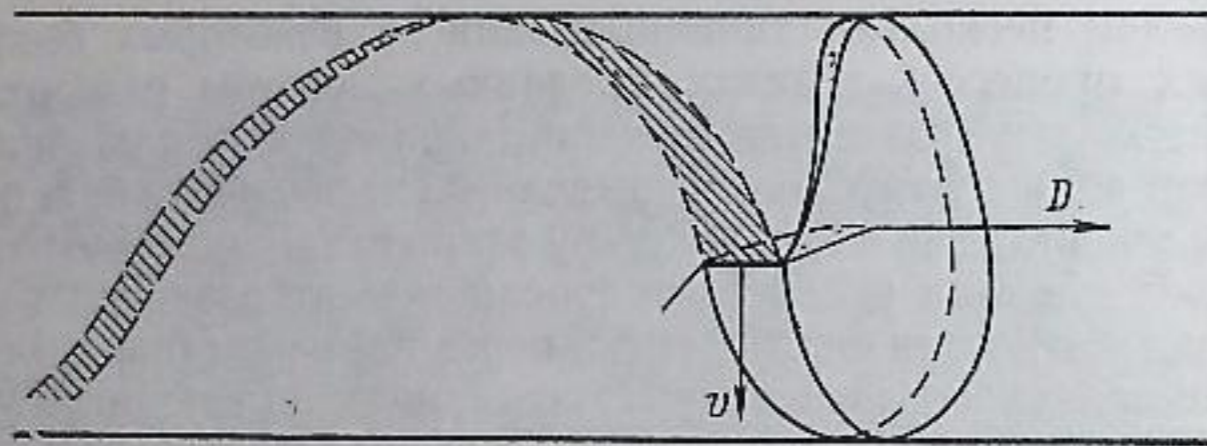
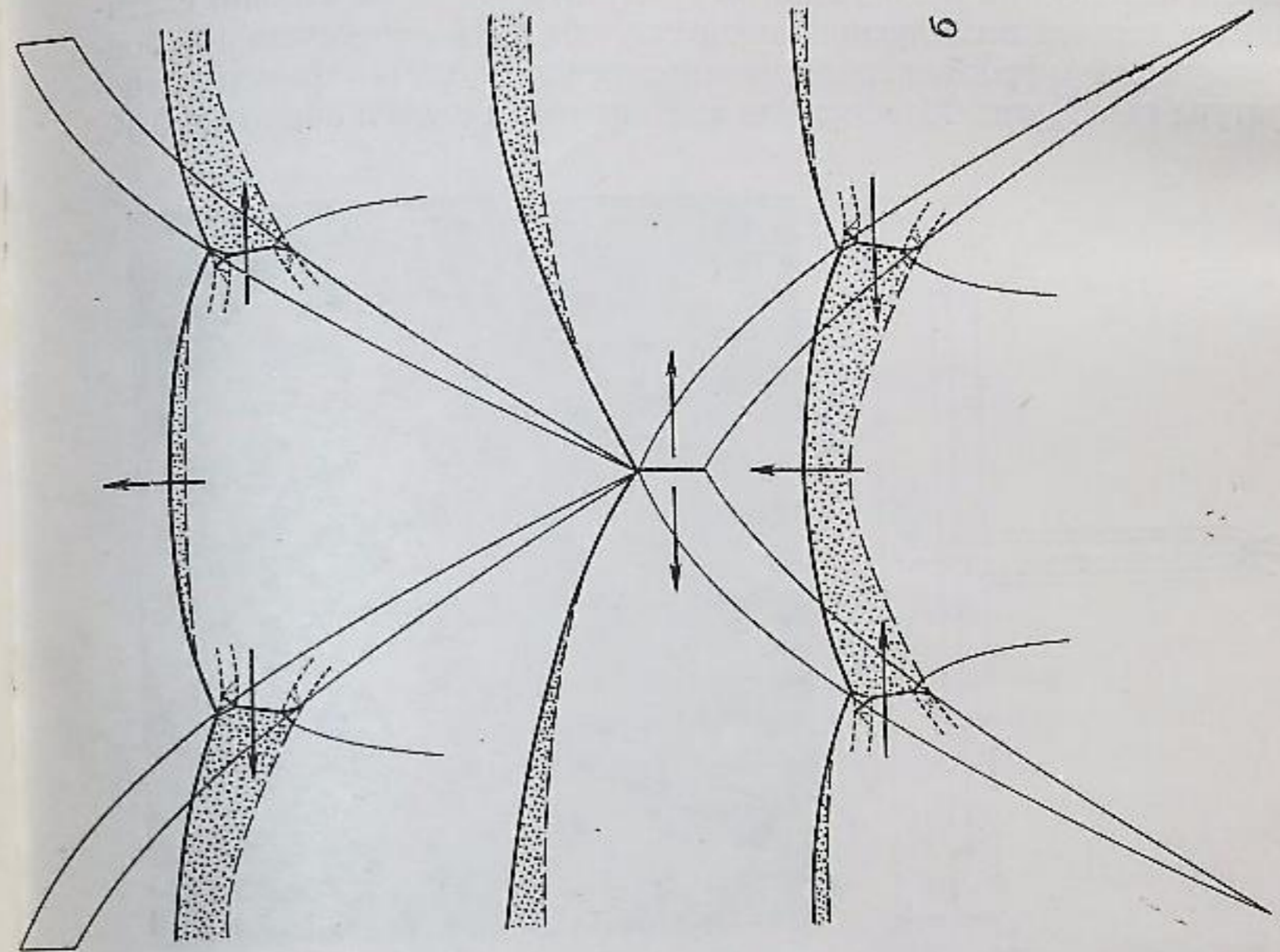


Рис. 4.11. Схема записи движения поперечного фронта в волне спиновой детонации методом следов

движение волны вдоль оси трубки обеспечивает в этом случае развертку процесса, а поперечное движение области воспламенения фиксируется в виде спирального следа (рис. 4.11). Тангенс угла наклона следа к образующей трубки определяет отношение поперечной скорости v к скорости детонации D . Моментальное положение ударного фронта сложной конфигурации также можно определить методом следов: на законченной стенке будет получен след линии пересечения ударного фронта с поверхностью трубки, если навстречу исследуемой волне послать однородную ударную волну с плоским фронтом.

На рис. 4.12, а приведена фотография следов поперечного движения участков воспламенения в волне «многофронтной» детонации [2]. Внутренняя поверхность законченной трубки со следами процесса развернута на плоскость. На рис. 4.12, б дана схема расшифровки конфигурации фронтов такой волны на основе полученного следового отпечатка и дополнительных измерений давления.

Как обобщение метода следов следует рассматривать фотографии процесса с саморазверткой, полученные с открытым объективом



а

Рис. 4.12. Следовой отпечаток многофронтной структуры (а) и схема его расшифровки (б), по В.В. Митрофанову, детонация в смеси углерода с кислородом

[2]. Соответствующим выбором диафрагмы объектива и чувствительности фотопленки можно добиться регистрации лишь сильно светящихся деталей исследуемого процесса, областей пересечения основного ударного фронта детонации и поперечных волн (например, температура газа в этих областях для ацетиленовых смесей около 5000°K ,

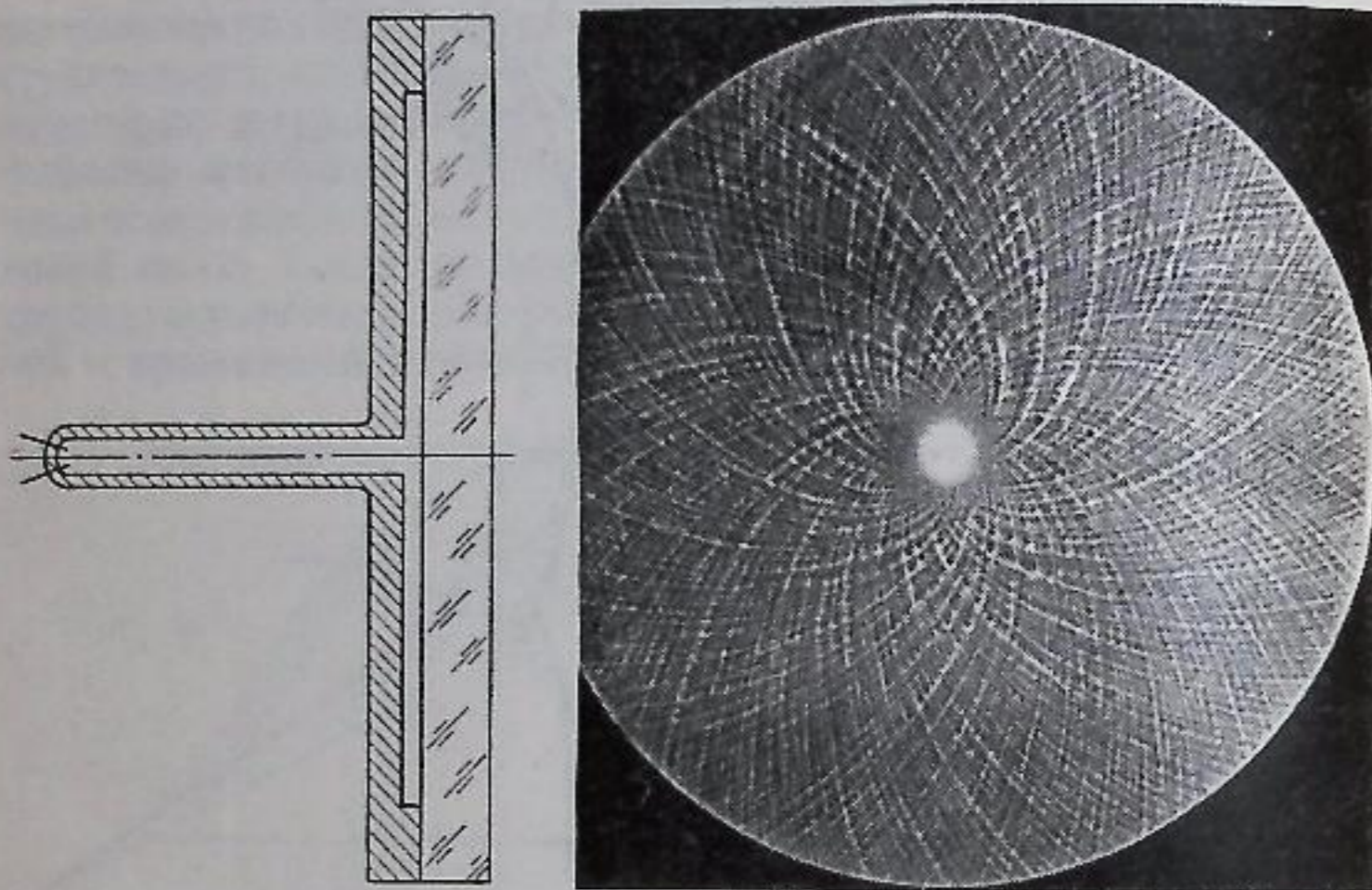


Рис. 4.13. Саморазвертка свечения цилиндрически расходящегося детонационного фронта

Смесь $\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $r_1 = 60 \text{ мм рт. ст.}$

а температура сгоревших продуктов — 4000°K). На рис. 4.13 приведены схемы опыта и снимок саморазвертки цилиндрически расходящегося детонационного фронта [3]. На снимке хорошо видны две системы поперечных волн правого и левого вращений вдоль окружности фронта. Светящиеся линии на снимке, полученном на неподвижной пленке аппаратом с открытым объективом, являются траекториями движения поперечных волн вдоль окружности фронта. По закону движения (вдоль логарифмической спирали)

$$r \frac{d\varphi}{dt} = v \text{ или } \frac{dt}{t} = \frac{D}{v} d\varphi$$

можно определить среднюю тангенциальную скорость поперечного возмущения.

4.3. Метод компенсации движения изображения

Этот метод является по существу обобщением метода развертки. Он позволяет простыми средствами получать единичные кадры процессов с малыми потерями света. Схема съемки приведена на рис. 4.14. В отличие от обычного метода развертки, поле наблюдения объекта ограничивается щелью, перпендикулярной направлению движения. Направление вращения пленки, скорость пленки $v_{пл}$ и коэффициент увеличения изображения k подбирают из условия полной компенсации движения объекта съемки: $v_{пл} = kD$. В этом случае изображение объекта покоится относительно пленки, а между

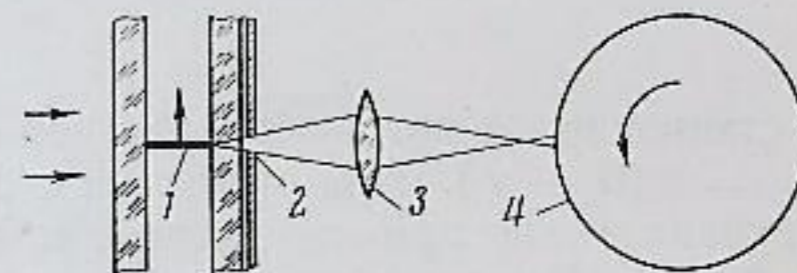


Рис. 4.14. Схема получения «моментального» снимка методом «компенсации» движения объектива съемки

1 — объект съемки; 2 — щель; 3 — объектив;
4 — пленка

ними как бы продергивается экспонирующая щель. Этот метод съемки имеет следующие преимущества: а) большая светосила; б) проблема синхронизации практически не возникает, так как режим съемки ждущий; в) качество воспроизведения изображения не зависит от ширины съемочной щели, а применяемые источники подсветки могут иметь достаточно большую (до 10^{-3} сек) длительность вспышки; г) через окно наблюдения небольшого размера можно снимать довольно протяженные (в направлении движения) объекты. Основные ограничения относятся к искажению «моментального» снимка продольными и поперечными (к направлению движения) относительными перемещениями отдельных деталей объекта. Некоторые неточности в подборе скорости компенсации также могут снизить качество изображения.

Иногда бывает достаточно провести частичную компенсацию движения какой-либо одной из стационарно движущихся деталей процесса, для которой известны скорость и направление движения. Этим методом, например, определили конфигурацию ударных фронтов в волне спиновой детонации в круглых трубках [2]: для получения моментального снимка вращающейся по спирали области воспламенения производилась компенсация как поступательной скорости D (детонационной волны в целом), так и тангенциальной (поперечной) скорости участка воспламенения v_t . Разумеется, в этом случае неподвижной относительно фотопленки, а следовательно, ясной и четкой оказывается лишь та часть оптической картины процесса,

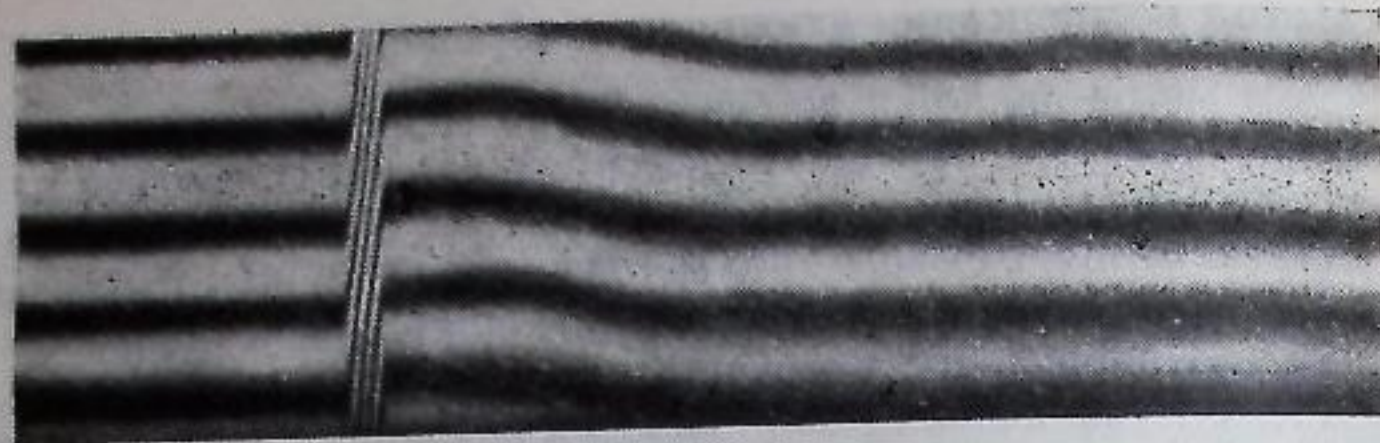


Рис. 4.15. Интерферограмма волны с зоной реакции за фронтом, полученная методом компенсации

которая остается стационарной при выбранном варианте компенсации движения: $v_{пл} = k(D + v_f)$. При изучении структуры потока ударных волн в трубках можно применять как компенсацию движения фронта волны ($v_{пл} = kD$), так и компенсацию движения потока газа за фронтом ($v_{пл} = kv$) в зависимости от поставленной задачи.

Моментальный снимок процесса, полученный методом компенсации, приведен на рис. 4.15 [4]. На этом снимке зарегистрировано поле плотности за ударной волной в химически активной среде, полученное методом интерферометра (см. гл. 6). Смещение интерференционных полос вверх соответствует пропорциональному увеличению плотности газа. Чтобы сделать более наглядным существование скачка плотности во фронте волны (движется справа налево), съемку проводили под острым углом к плоскости фронта, что позволило растянуть ударный фронт в довольно протяженную зону с «постепенным» ростом оптического пути светового пучка интерферометра.

Измерением скачка плотности во фронте волны не исчерпывается информация, полученная данным снимком. В опыте использовали водород-кислородную смесь, разбавленную аргоном. Температура газа за фронтом — около 1100°K . Начальный скачок плотности соответствует ударной волне, распространяющейся в данной смеси, как в инертном газе с соответствующей теплоемкостью. Однако, спустя определенный промежуток времени (период индукции), на некотором расстоянии за фронтом регистрируется падение плотности, что соответствует выделению тепла в объеме газовой смеси. Таким образом, мы можем здесь получить количественные данные о скорости химической реакции в адиабатически нагретой газовой смеси. Измерения такого рода можно проводить в широком диапазоне изменения температуры и давления газа, что открывает перед методом ударных волн широкие перспективы в кинетике высокотемпературных газовых реакций. Следует также добавить, что среда в ударной волне нагревается практически мгновенно (в сравнении со скоростью химического процесса), это позволяет вести наблюдение за развитием химической реакции с начала ее образования.

4.4. Некоторые способы кадровой съемки

Частота съемки скоростными кинокамерами, работающими на основе непрерывной протяжки пленки с механической системой формирования последовательных кадров, в пределе может пока достигать около 20 000 кадров/сек. На рис. 4.16 приведена принципиальная схема скоростной кинокамеры СКС-1 с непрерывной протяжкой пленки зубчатым зацеплением и с синхронно вращающейся четырехгранной призмой, которая последовательно проектирует кадры на пленку, частично компенсируя движение пленки движением изображения в том же направлении. Для данной кинокамеры эффективное время выдержки составляет примерно 0,2 полного времени смены кадра (т. е. около 25 мксек при частоте съемки 8000 кадров/сек.)

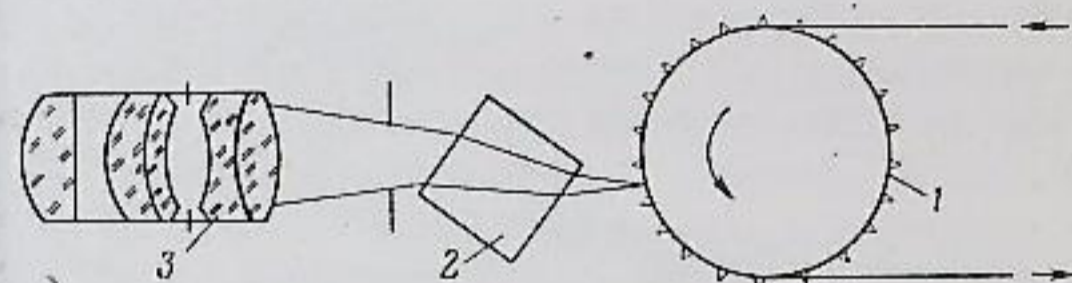


Рис. 4.16. Простейшая схема кадрирования (камера типа СКС-1)

1 — катушка зацепления с пленкой; 2 — компенсирующая призма; 3 — объектив

На основе скоростных фоторегистраторов с непрерывными развертками разработаны методы более быстрой кадровой съемки с числом кадров и длительностью записи, ограниченными размерами отрезка пленки, на которую производится развертка. На рис. 4.6 показан один из вариантов такой съемки с применением серии линз,

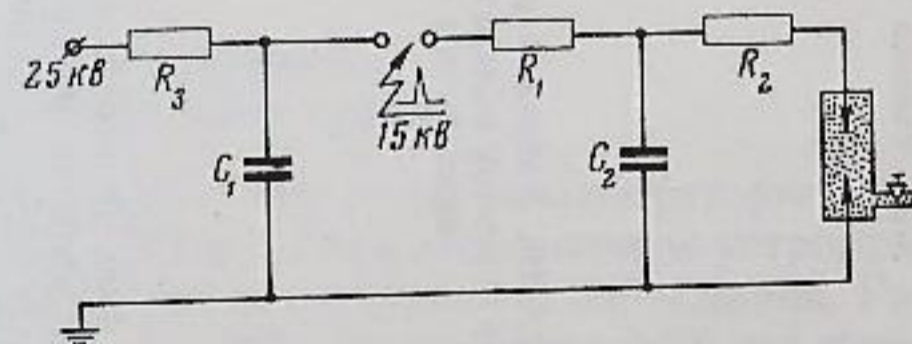


Рис. 4.17. Схема многокадровой кадровой съемки

поочередно проектирующих на пленку бегущее изображение механической развертки. Крепление линз делают ребристым для сокращения эффективного времени экспозиции пробегающего изображения. Частота съемки — несколько миллионов кадров в секунду с четырехрядной коммутацией изображения и до 10^6 кадров/сек без коммутации. Камеры с линзовыми ставками удобны прежде всего для кадровой регистрации самосветящихся объектов. В этом они более универсальны, чем способы съемки с периодической посторонней подсветкой.

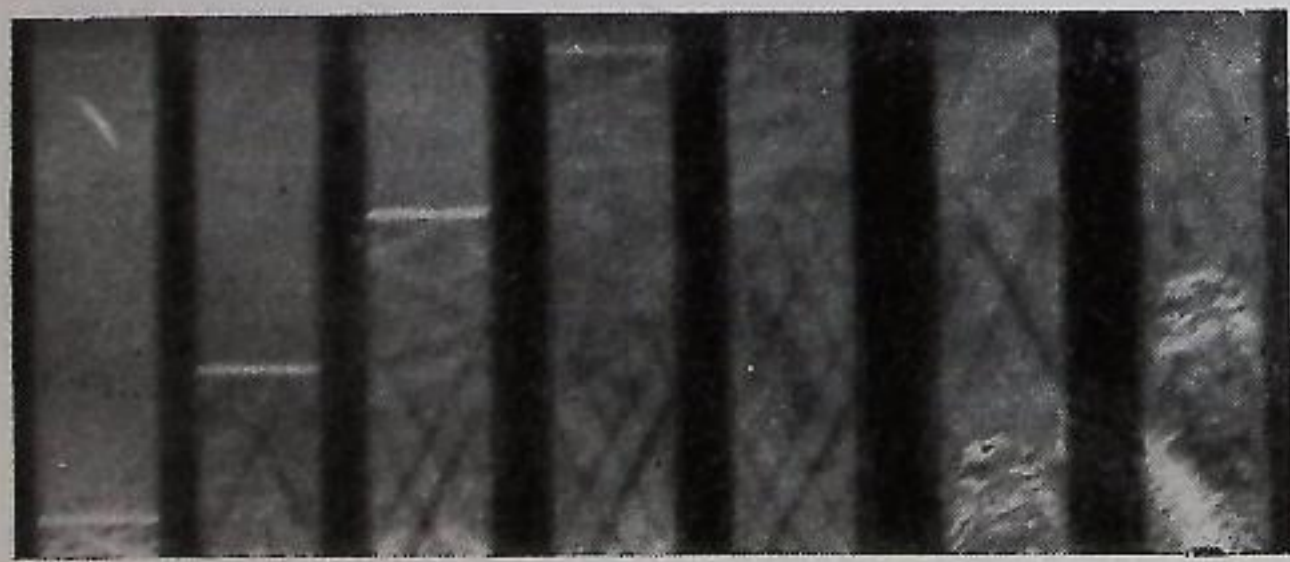


Рис. 4.18. Серия разрядов в искровом промежутке водородной импульсной лампы (RC-генератор, съемка фоторегистром)



Рис. 4.19. Кадровая искровая съемка распространения ударной волны в воздухе (условия опыта аналогичны развертке рис. 4.9)

Рис. 4.20. Многокадровый снимок дифракции комп-лекса ударной волна — фронт горения (шлирен-снимок СФР)



Из методов стробоскопической съемки, использующей подсветку исследуемого процесса периодически повторяющимися световыми вспышками, рассмотрим простейшую схему искровой съемки в комбинации с фоторегистратором (в варианте развертки) [5]. В качестве источника света удобно применять импульсную лампу, наполненную водородом (2—5 атм). Длительность отдельной вспышки такой лампы при малоиндуктивной (керамической) разрядной емкости $C \approx \approx 0,01$ мкф, $U \approx 10 \div 20$ кВ может быть менее 0,5 мсек. Схемы включения лампы различны и зависят от выбора принципа работы генератора серии вспышек. На рис. 4.17 приведена наиболее простая схема RC-генератора, позволяющая получать серии в несколько десятков вспышек с постепенно увеличивающимися временными интервалами между вспышками и средней частотой от $5 \cdot 10^4$ до $25 \cdot 10^4$ вспышек в секунду. Сопротивление R_1 и емкость C_2 определяют частоту, а сопротивление R_2 (несколько ом) вводится обычно для снижения индуктивной постоянной времени цепи разряда. На рис. 4.18 приведен снимок развертки свечения разрядного промежутка водородной импульсной лампы, работающей в схеме RC-генератора. Серия кадров распространения волны (со скоростью около 1 км/сек) в ударной трубке, полученная при таком источнике света в шлирен-установке, показана на рис. 4.19. На рисунке хорошо видны сверхзвуковая структура потока за фронтом волны и вытянутая форма контактной поверхности [3].

На рис. 4.20 для сравнения приведены кадры распространения ударной волны с горением за фронтом (в смеси ацетилена с кислородом), полученные методом кадрирования с линзовставками (фоторегистратор СФР). Частота съемки в этом случае — около $5 \cdot 10^6$ кадров/сек. Опыт проводили в трубке с резко меняющимся сечением.

4.5. Некоторые конструкции на основе ударных трубок

Конструкционное оформление лабораторных установок типа ударных трубок определяется назначением устройства и связано с выбором метода измерений и способов наблюдений. Рассмотрим установку, обычно не использующую визуализацию течения, — так называемую одноимпульсную ударную трубку, разработанную для физико-химических исследований [6]. Принцип ее действия показан на рис. 4.21. Канал трубки соединяется с ресивером около диафрагмы. Это позволяет деформировать импульс давления проходящей волны, имеющий ступенчатую форму: ответвленная в трубку ресивера ударная волна, отражаясь от области свободного выхода в ресивер, меняет фазу и догоняет основную ударную волну в виде волны разрежения.

Исследования ведутся обычно в области за отраженной волной. Регулируя длительность положительной фазы сжатия, меняя, например, длину секции низкого давления, можно получить данные о

скорости химического превращения сжимаемого газа по схеме химической закалки, проводя серию опытов с волнами одинаковой амплитуды, но различной длительности. После каждого опыта делают химический анализ оставшегося газа, который содержит вполне определенные концентрации конечных продуктов реакции, соответствующие той стадии завершенности процесса реагирования, которая была достигнута к моменту его замораживания волной разрежения. В одноимпульсных трубках основное значение приобретают импульсные измерения давления процесса.

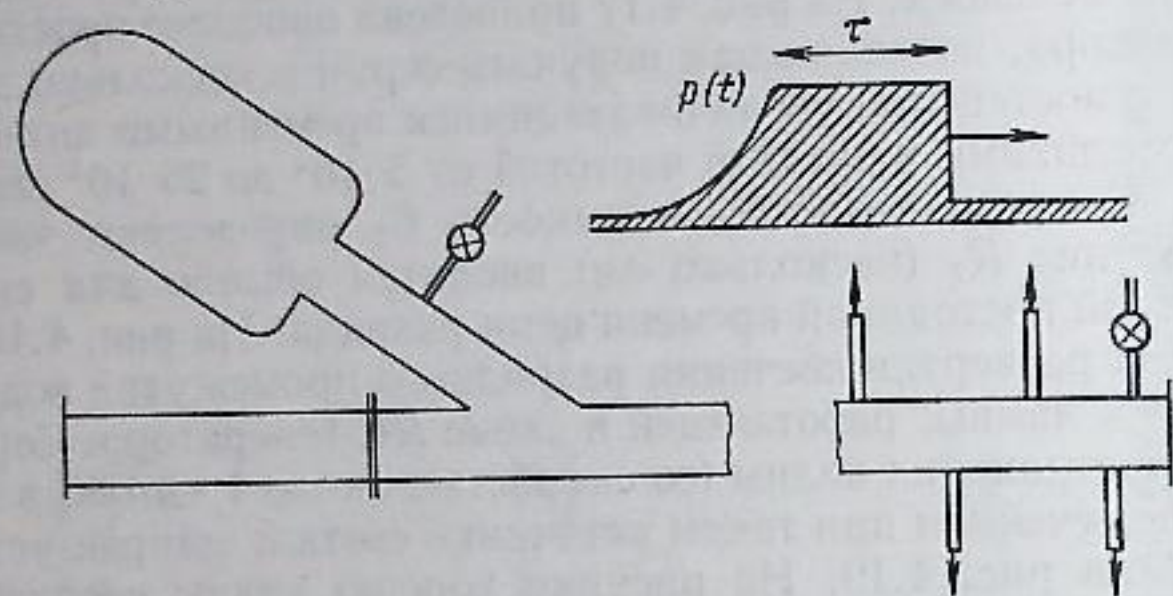


Рис. 4.21. Схема «одноимпульсной» ударной трубки

Для оптических измерений удобнее применять ударные трубки с прямоугольным сечением канала. Однако иногда возникают трудности в связи с требованиями хорошей механической обработки внутренней поверхности канала. Цельнотянутые трубки из латуни с квадратным или прямоугольным сечением, изготавливаемые обычно

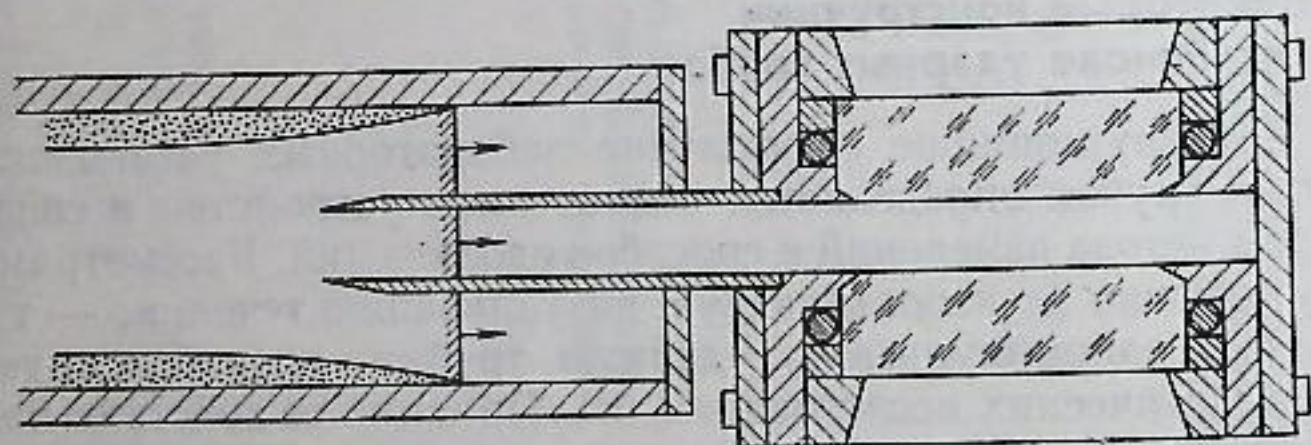


Рис. 4.22. Использование отводной трубки для работы в центральном участке потока

для СВЧ-волноводов, удовлетворяют этому требованию, но их применение ограничено небольшими давлениями из-за малой прочности стенок. Компромиссным решением является конструкция отводной трубки (рис. 4.22).

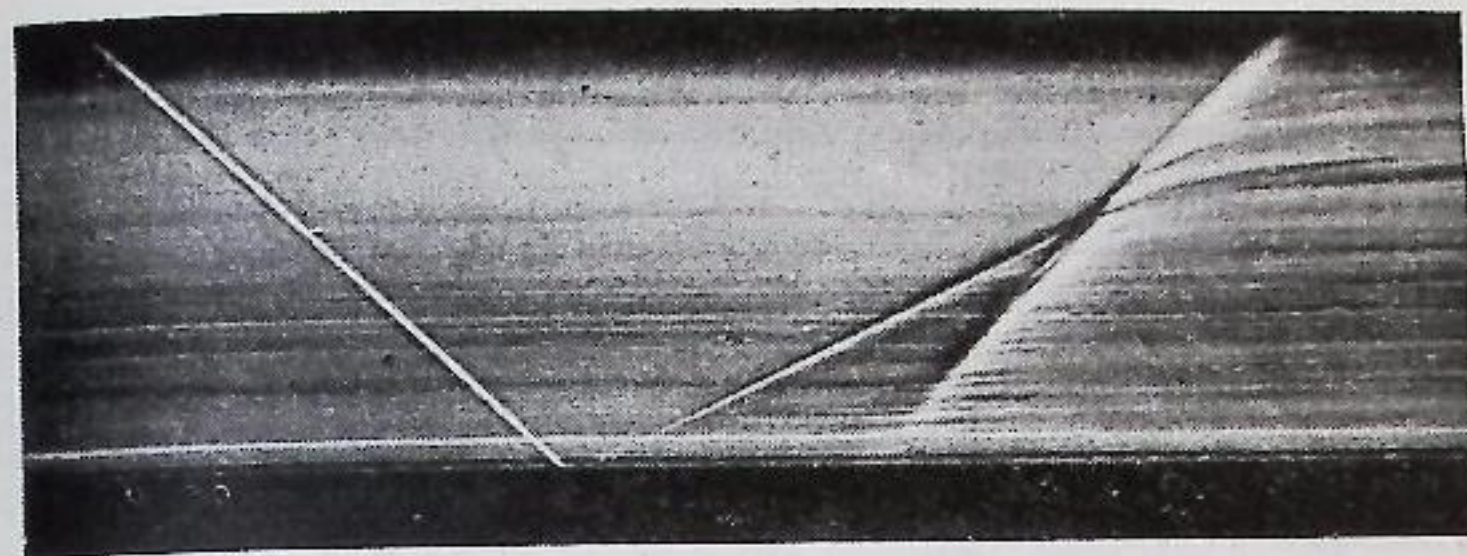


Рис. 4.23. Развертка самовоспламенения газа за отраженной волной $p_1 = 0,05 \text{ атм}$ (шлiren-снимок)

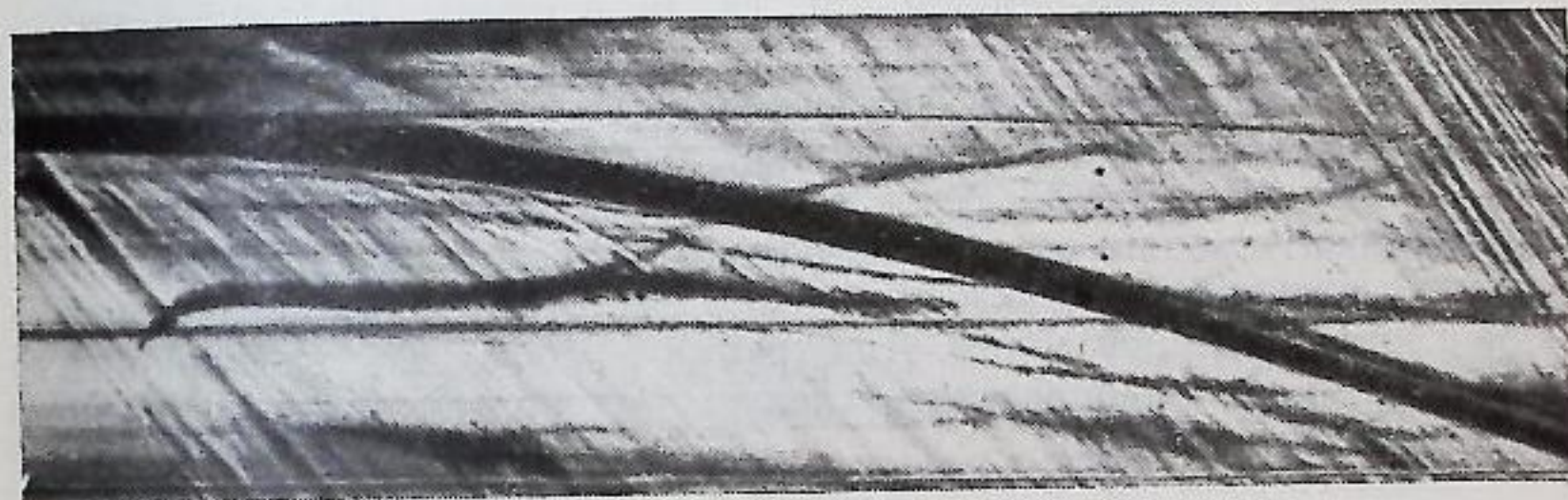


Рис. 4.24. Развертка обтекания и ускорения шарика потоком газа в проходящей ударной волне

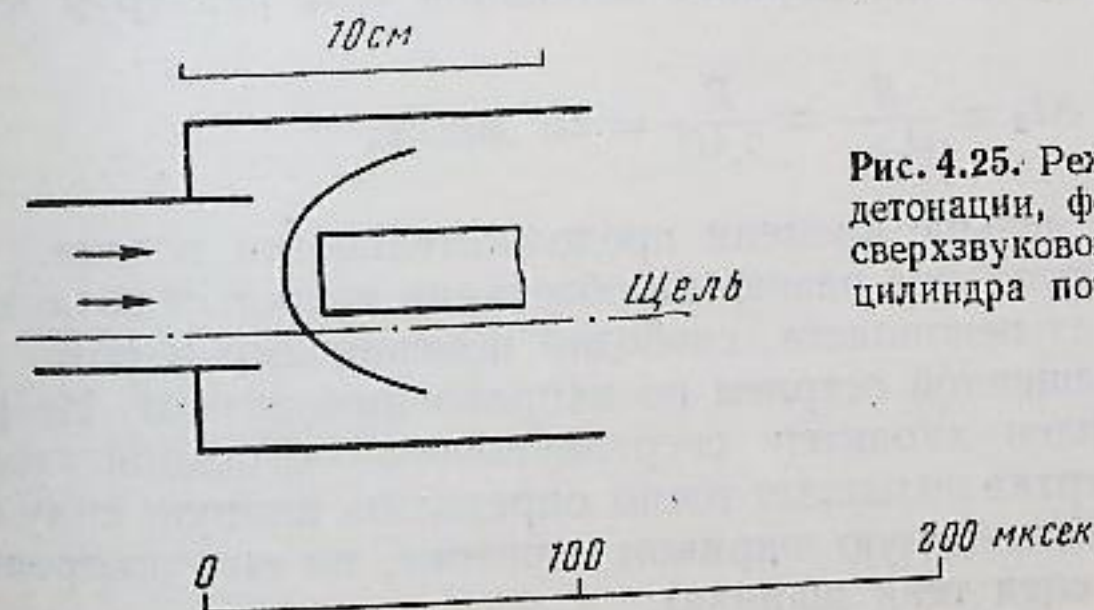


Рис. 4.25. Режим «пульсирующей» детонации, формирующейся при сверхзвуковом обтекании торца цилиндра потоком реагирующего газа



Центральная область потока в канале ударной трубки, имеющей сечение любой формы, «вырезается» тонкостенной трубкой прямоугольного сечения заканчивающейся камерой со стеклами для наблюдения. Помимо решения проблемы формы сечения (трубку, например, круглого сечения комбинируют с трубкой квадратного сечения), такая конструкция полезна еще в одном отношении. Благодаря тому что трубкой вырезается лишь часть уже сформированного потока газа, удается сильно снизить влияние пограничного слоя на форму отраженной ударной волны: наблюдается взаимодействие лишь с тем слоем, который успел сформироваться в короткой отводной трубке. В отличие от обычных ударных трубок, след отраженной волны сохраняется тонким, а течение — строго одномерным. На рис. 4.23 в качестве иллюстрации приведена развертка развития самовоспламенения газа за отраженной волной в смеси $0,8 \text{ Ar} + 0,2 (\text{H}_2 + \text{O}_2)$, полученная шпирен-методом (см. гл. 6) в описанном устройстве.

В соответствии с оценками гл. 1 (см. формулу (1.6)) ударную трубку можно рассматривать как аэродинамическую установку для изучения стационарного сверхзвукового обтекания тел потоком газа с числами Маха около 2 и с высокой температурой торможения. Продолжительность обтекания, близкого к стационарному, определяется временем прохождения пробки сжатого газа, существующей за фронтом ударной волны. Для трубки с рабочей частью длиной L это время можно определить следующим образом ($\gamma \equiv 1,4$; $D \approx 1 \text{ км/сек}$; $L \approx 2 \text{ м}$):

$$\Delta t_1 = \frac{L}{u} \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{L \rho_1}{D(\rho_2 - \rho_1)} \approx \frac{L}{5D} \approx 400 \text{ мксек.}$$

Время установления стационарного обтекания тела размером $R \approx 1 \text{ см}$ равно

$$\Delta t_2 \approx \frac{R}{D_{\text{отр}}} \approx \frac{R}{0,4D} = 25 \text{ мксек,}$$

что существенно меньше времени продолжительности потока.

На рис. 4.24 приведена развертка обтекания нагретым воздухом легкого шарика из пенопласта, свободно помещенного в поток на тонкой игле, обращенной острием по направлению потока. На рисунке хорошо виден характер сверхзвукового обтекания тела. Кроме того, развертка позволяет точно определить полную силу сопротивления, испытываемую шариком в потоке, по его ускорению (параболический след тени шарика).

Импульсный режим работы ударной трубки в качестве аэродинамической трубы кратковременного действия позволяет создавать уникальные условия для газодинамического эксперимента. В качестве примера на рис. 4.25 показана развертка обтекания торца закрепленного цилиндра сверхзвуковым потоком нагретой смеси, способной к химической реакции с выделением тепла (смесь спирта в кислороде, разбавленная аргоном). Температура среды в набегающем

потоке (около 500°K) недостаточна для ее самовоспламенения с микросекундными задержками, однако после вторичного сжатия в скачке уплотнения у тормозящей поверхности задержки воспламенения резко сокращаются и возникает режим типа детонации. Головная ударная волна, поддерживаемая горением, отрывается от тормозящей поверхности и смещается вверх по потоку. Однако из-за ослабления волны на флангах задержки воспламенения растут, скорость фронта падает, а ослабленный скачок сносится потоком к тормозящему телу. Процесс периодически повторяется до прихода холодного газа. Аналогичный процесс в инертном газе будет рассмотрен в гл. 8 (см. рис. 8.6), как пример использования некоторых параметров стационарного обтекания тел в ударных трубках для оценки температуры газа за фронтом ударных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Дубовик. Фотографическая регистрация быстротекающих процессов. Изд-во «Наука», 1964.
2. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчий. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
3. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
4. Р. И. Солоухин. Физика горения и взрыва, 1966, 3, 12.
5. Г. Д. Саламандра, Т. В. Баженова, С. Г. Зайцев и др. Некоторые методы исследования быстротекающих процессов. Изд-во АН СССР 1960.
6. H. Glick, J. Klein, W. Squire. J. Chem. Phys., 1957, 27, 4, 850.

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХБЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ

Большинство быстропротекающих процессов, представляющих интерес для современной физики, не сопровождается сильным излучением, облегчающим их фоторегистрацию, как, например, при взрывах, сильноточных разрядах в газах при высоком давлении, горении и т. п. Во время съемки и развертки спектров излучения, исследования динамики высокотемпературной плазмы, съемки процессов в свете отдельных спектральных линий, изучения сцинтилляции, начальных фаз пробоя и других, в том числе и несамосветящихся явлений, необходимы высокоскоростные камеры с большой светосилой и высоким временным разрешением. Такие приборы должны иметь широкую спектральную чувствительность, обеспечивать точную синхронизацию с исследуемым процессом, регистрировать явления в различных режимах, например в режиме кадровой съемки или развертки изображения во времени.

Эти требования трудно или даже невозможно удовлетворить, применяя оптико-механические системы, в то время как разработка необходимых электронно-оптических устройств с соответствующими схемами управления вполне осуществима. Предельно малая инерционность (до 10^{-14} сек) электронно-оптических преобразователей (ЭОП), возможность гибкого управления, сравнительно большие размеры кадров при высоком разрешении и отсутствие движущихся частей обеспечивают их широкое применение при исследованиях различных быстропротекающих процессов [1—3].

Начало развития электронно-оптического приборостроения у нас в стране было положено работами Л. А. Арцимовича, С. Ю. Лукьянова, П. В. Тимофеева, М. М. Бутслова и др. При непосредственном участии Е. К. Завойского и В. С. Комелькова с сотрудниками, а также лабораторий других институтов электронно-оптические системы заняли достойное место в физическом эксперименте широкого профиля [4—15].

Подобно технике катодно-лучевых осциллографов, создание электронно-оптических скоростных камер состоит из двух, хотя и связанных, но в значительной степени самостоятельных задач: разработка электронно-оптических преобразователей и создание схем управления, обеспечивающих регистрацию с требуемыми параметрами и в

заданных режимах. Известно, что электронно-оптические преобразователи могут работать в режиме фоторазвертки и кадровой съемки. Эти режимы, являющиеся основными при физических исследованиях, применялись в первых образцах преобразователей, причем было показано, что одиночные кадры можно фотографировать с экспозицией до 10^{-8} сек. В случае регистрации нескольких кадров магнитное отклонение электронного изображения не могло быть реализовано при значительных скоростях. Наибольшая частота съемки, достигнутая с линейным магнитным отклонением и импульсным электростатическим затвором, составляла $2 \cdot 10^6$ кадров/сек. Однако некоторые недостатки, присущие линейной развертке при кадровой съемке, ограничивают применение этих схем (потеря четкости вследствие перемещения изображения).

Более перспективными оказались системы с электростатическим отклонением. Осуществление многокадровой регистрации возможно двумя способами: съемкой нескольких кадров на экране одной и той же трубки или последовательной съемкой одиночных кадров на отдельных приборах. Последовательная съемка одиночных кадров предъявляет минимальные требования к преобразователю и позволяет использовать схемы управления, отличающиеся большей простотой и надежностью. При этом можно получить лучшее временное разрешение и большие размеры кадров.

При многокадровой съемке одним преобразователем усложняется схема управления и конструкция самого электронно-оптического преобразователя, сокращаются размеры изображения и общее количество оптических устройств, отпадает необходимость подбора фотокатодов. В этом случае возможен непрерывный и более широкий набор частот съемки и экспозиций. Формирование развертывающего напряжения для многокадровой съемки на одной трубке можно проводить ламповыми и кабельными схемами. Кабельные схемы просты и надежны, но из-за трудности изменения экспозиций и частот съемки ими можно пользоваться только в специальных случаях. Ламповые схемы, несмотря на их относительную сложность, обеспечивают высокую стабильность рабочих импульсов, мобильность и универсальность, удовлетворяют разносторонним требованиям. Использование систем на основе ячеек Керра при съемке быстрых процессов в плазме нецелесообразно из-за их малой светосилы и значительного фона, образующегося в результате частичного пропускания света при закрытых поляроидах.

При выяснении физической природы возникающих в пинче неустойчивостей, ответственных за «развал» плазмы и за генерацию нейтронов, большое значение приобретают оптические методы скоростной съемки: так называемый метод «лупы времени» (кадровая съемка) и метод фоторегистратора — развертка изображения через узкую щель, расположенную поперек объекта. Ограничение времени экспозиции порядка $(0,5—1) \cdot 10^{-8}$ сек, присущее механическим камерам, заставило обратиться к более перспективным и безынерционным

системам регистрации на основе ЭОП. Так, в работе для выяснения роли неустойчивости типа «перетяжка» при регистрации нейтронов, генерируемых в прямом пинче, В. С. Комельковым совместно с Ю. Е. Нестерихиным была использована установка для кадровой съемки при помощи двухэлектродных ЭОП, изготовленных М. М. Бутловым с сотрудниками [4]. В связи с большим поверхностным сопротивлением фотокатодов и значительной индуктивностью выводов применявшегося преобразователя невозможно было использовать его при экспозиции, меньшей 10^{-7} сек. Эксплуатация установки позволила наметить пути создания многокадровой системы на ЭОП типа ПИМ-3.

5.1. Многокадровая электронно-оптическая лупа времени для исследования быстрых процессов

Развитие исследований по взаимодействию сгустков плазмы с магнитными полями способствовало созданию многокадровой системы регистрации на ЭОП [6]. Проведенная модернизация управляющей системы преобразователя ПИМ-3 позволила разработать новую систему управления и создать прибор широкого применения в физических экспериментах. В данной установке многокадровая съемка осуществляется скачкообразным перемещением электронного изображения в горизонтальном и вертикальном направлениях. Экспонирование происходит в моменты остановки изображения. В соответствии с этим на горизонтальные и вертикальные пластины преобразователя подаются многоступенчатые отклоняющие импульсы, а на пластины затвора — прямоугольные импульсы «отпирающие» преобразователь. Число кадров в ряду и количество рядов определяются числом «ступенек» отклоняющих импульсов, а частота съемки — их длительностью.

Трудность формирования отклоняющих импульсов заключается в жестких требованиях, предъявляемых к их стабильности и симметрии. Для получения удовлетворительной разрешающей способности изображения необходимо выдерживать стабильность плоской части вершины импульсов порядка киловольт в пределах от 0,1 до 0,5%, а их амплитуды и симметрию разнополярных напряжений на отклоняющих пластинах — в пределах от 0,2 до 0,5% напряжения на электронно-оптическом преобразователе. При обычной, принятой на практике системе развертки это значительно ограничивает величину и скорость отклонения. Предложенный способ развертки позволяет избежать эти трудности и использовать для отклонения импульсы отрицательной полярности. При этом каждый из двух отрицательных ступенчатых импульсов (один с возрастающими, другой со спадающими уровнями ступенек) подается на отклоняющие пластины. Совместно с предварительно поданным на обе пластины постоянным положительным смещающим потенциалом эти импульсы об-

разуют напряжения, одинаковые по величине и разные по знаку. Симметризовать напряжения легко регулировкой смещающего потенциала. В выполненном варианте прибора для горизонтального и вертикального отклонений применяли четырехступенчатые импульсы, развертывающие изображения в четыре ряда по четыре кадра. Генераторы горизонтального и вертикального отклонений совершенно одинаковы, но запускаются так, что длительность ступенек первого в 4 раза меньше, чем второго. Блок управления синхронно с началом исследуемого явления выдает серии импульсов, определяющих частоту съемки, величину экспозиции каждого кадра и временные интервалы между сериями. По сигналам блока управления происходит формирование отклоняющих и затворных импульсов.

При замене генератора горизонтальной развертки генератором линейно изменяющегося напряжения прибор может работать в режиме фоторегистратора с получением на экране преобразователя четырех фоторазверток с регулируемыми временными интервалами между ними. Приведем основные технические данные электронно-оптической лупы времени (ЭОЛВ) на преобразователе типа ПИМ-3:

Частота съемки	$10^5 - 5 \cdot 10^6$ кадров/сек
Экспозиция	$5 \cdot 10^{-8} - 5 \cdot 10^{-6}$ сек
Вариация экспозиции от 1-го до 16-го кадров в 20 раз.	
Задержка начала съемки от прихода запускающего импульса	$10^{-7} - 10^{-4}$ сек
Количество кадров в серии	4 и 8
Временной интервал между сериями	$0 - 10^{-4}$ сек
Разрешающая способность	30 линий/мм
Размер кадра	5×5 мм
Количество кадров	16
Эквивалентное относительное отверстие	1:3

На рис. 5.1 и 5.2 даны осциллограмма развертывающего напряжения и снимок контрольной оптической «миры», сделанный на установке (16 кадров).

Электронно-оптические лупы времени обладают преимуществами по сравнению с оптико-механическими системами. Основные из них следующие: 1) светосила, бо́льшая примерно на порядок; 2) ждущая синхронизация, позволяющая включать прибор от любого сигнала (светового, электромагнитного, нейтронного и т. п.); 3) независимость экспозиции от частоты съемки, изменение экспозиции от кадра к кадру; 4) съемка кадров сериями с любыми временными интервалами между ними; 5) наличие маркерных отметок, коррелирующих экспозиций каждого кадра с осциллограммами других характеристик

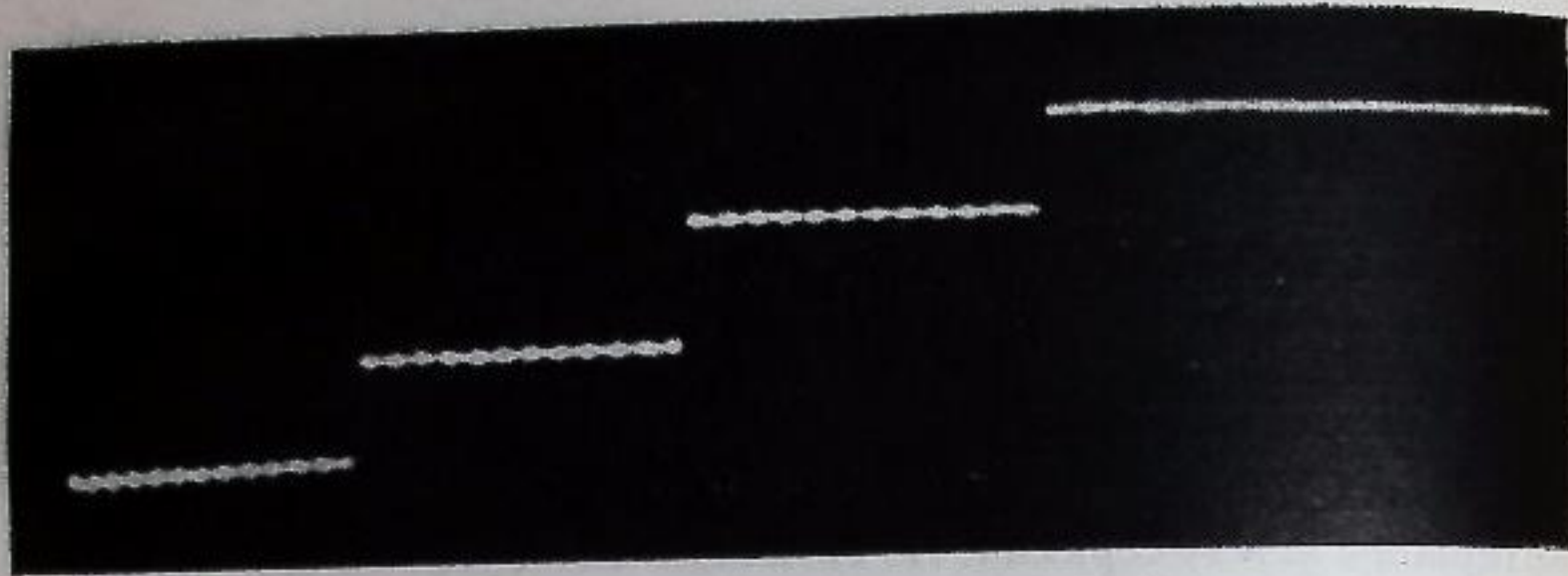


Рис. 5.1. Осциллограмма развертывающего напряжения

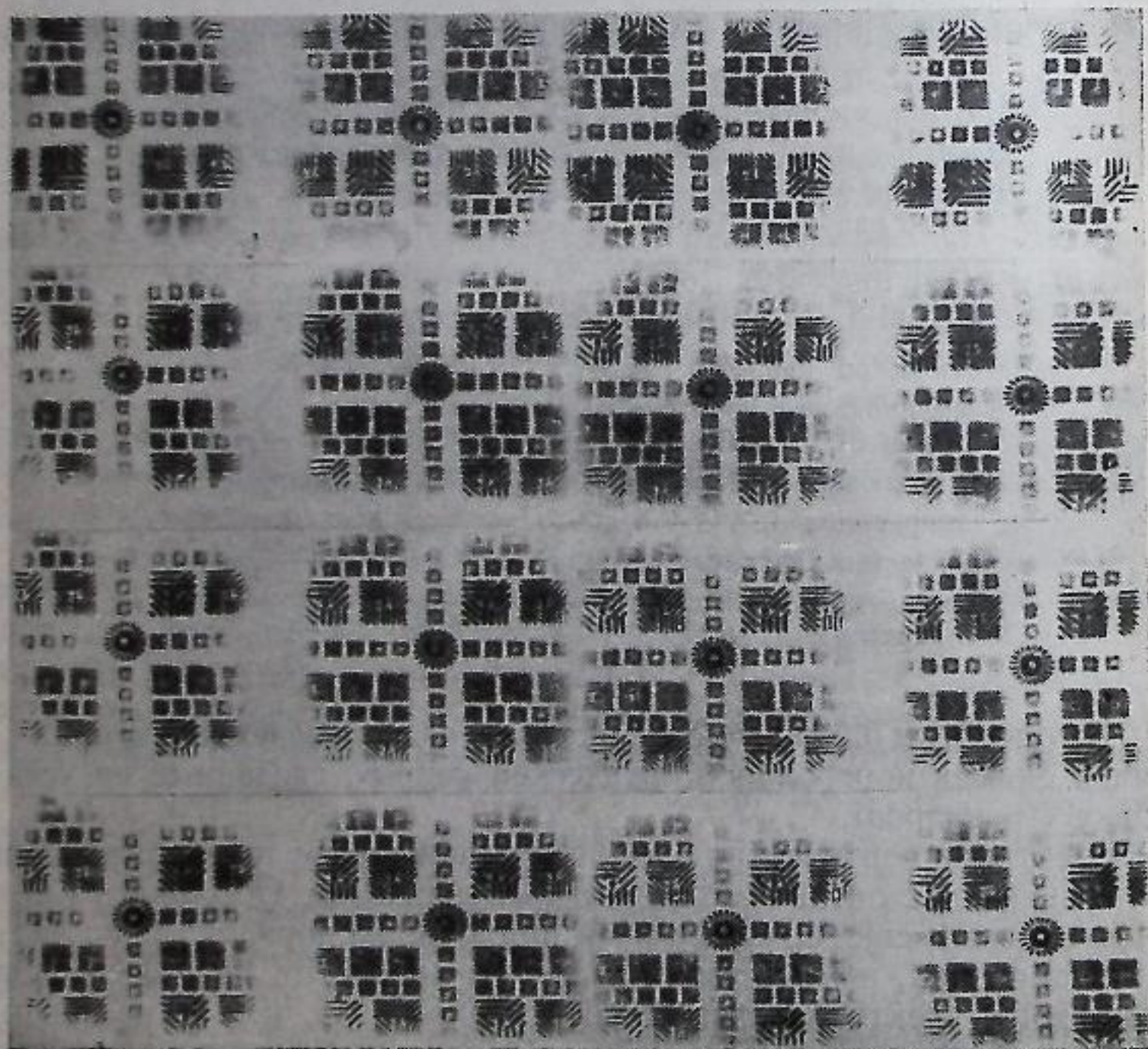


Рис. 5.2. Контрольный многокадровый снимок

исследуемого явления; 6) стробоскопическая кадровая съемка периодических процессов; 7) широкая спектральная чувствительность.

Простота синхронизации схем управления позволяет включать несколько приборов для увеличения общего числа кадров или частоты съемки и для других целей, например для стереосъемки. Сопоставим характеристики оптико-механической камеры СФР с характеристиками ЭОЛВ. В работе [6] приведены оценки эффективного времени экспонирования для этого случая. Для наиболее широко используемых фотоматериалов [8] ЭОЛВ даже с самыми простыми преобразователями превосходят существующие оптико-механические камеры: по светосиле в сотни раз, а по основным показателям временного разрешения — экспозиции и разрешающей способности по изображению — в 20—50 и 1,5 раза соответственно.

Электронно-оптические системы имеют все основания получить такое же распространение, как, например, электронный осциллограф. Безусловно, в таких приборах должны быть использованы много- и однокаскадные преобразователи. Возможности однокаскадных ЭОП как по коэффициенту усиления яркости, так и по разрешающей способности и временному разрешению еще далеки от предела.

Электронно-оптические устройства состоят из входного объектива, проектирующего изображение на фотокатод, собственно электронно-оптического преобразователя и выходного объектива, переводящего изображение с экрана на фотоматериал. Освещенность полученного изображения можно представить в виде.

$$E = \frac{\pi B_0 (1 - k_1) \eta (1 - k_2)}{4L_1^2 (1 + M_1)^2 m^2 4L_2^2 (1 + M_2)^2} \quad (5.1)$$

Здесь B_0 — яркость объекта съемки; k_1 и k_2 — коэффициенты потерь объективов; η — коэффициент усиления яркости преобразования с увеличением, приведенным к единице; M_1 и M_2 — линейные увеличения входного и выходного объективов соответственно; $1/L_1$ и $1/L_2$ — их относительные отверстия; m — его линейное электронное увеличение. Для однокаскадных электронно-оптических преобразователей $\eta = \pi \phi \gamma U$, где ϕ — чувствительность фотокатода в a/lm , γ — светоотдача экрана в $св/вт$; U — напряжение на преобразователе в $в$. По данным работы [9], приведенные к увеличению 1:1 коэффициенты усиления яркости преобразователя ПИМ-3 составляют 64 и 32 для различных вариантов приборов с сурьмяно-цезиевыми фотокатодами.

Из выражения (5.1) следует, что эквивалентное относительное отверстие электронно-оптической системы можно представить в виде

$$\frac{1}{L_{\text{ЭКВ}}} = \sqrt{\frac{\eta (1 - k_2)}{4L_1^2 L_2^2 (1 + M_2^2) m^2}} \quad (5.2)$$

Из анализа соотношения (5.2) следует, что светосила системы $L_{\text{скв}}$ увеличивается с уменьшением m и M (уменьшение ограничено предельной разрешающей способностью преобразователя). Однако, как видно из равенства (5.2), изменяя m и M в известных пределах так, чтобы их произведение $mM = \text{const}$, можно, не снижая разрешающей способности системы, значительно повысить ее светосилу. При существующих в настоящее время размерах фотокатодов и разрешающей способности преобразователей оптимальное значение произведения mM , по-видимому, равно или несколько меньше единицы. Лучшие результаты можно получить, увеличивая размер фотокатода в преобразователях с электронным увеличением, меньшим единицы ($m < 1$). Особенно важно то, что с уменьшением m в m^2 раз уменьшается необходимая освещенность фотокатода для той же степени почернения фотоматериала. Это позволяет получить более короткие экспозиции без перегрузки фотокатода.

Как было показано в работе [10], проводимость и чувствительность фотокатодов определяют временное разрешение электронно-оптических систем. Применение новых материалов, например многощелочных покрытий с чувствительностью, в несколько раз большей, одновременно с совершенствованием технологии нанесения прозрачной проводящей подложки позволяет существенно улучшить основные параметры ЭОП.

5.2. Электронно-оптическая лупа времени для исследования сверхбыстрых процессов в плазме

Развитие исследований по сверхбыстрым процессам в плазме потребовало существенного повышения чувствительности и временного разрешения электронно-оптического метода регистрации. Так как характерное время в подобных процессах короче 10^{-8} сек, то необходимо иметь прибор, позволяющий получать фотоснимки отдельных фаз явления за время порядка 10^{-9} сек. Подобные экспозиции кадров необходимы, например, для получения четкой фотографии плазменного сгустка, движущегося в электродинамическом ускорителе со скоростью около 10^8 см/сек. (При времени экспозиции, равном 10^{-7} сек, сгусток успевает пролететь при такой скорости 10 см.)

В работах [11, 12] описаны способы создания подобных ЭОЛВ. Например, в работе [13] исследованы преобразователь с магнитным отклонением изображения и сеточным затвором, производящий 16-кадровую развертку при времени экспозиции кадра 10^{-8} сек. Время экспозиции кадра может быть уменьшено до $3 \cdot 10^{-9}$ сек при интервале между кадрами $1 \cdot 10^{-6}$ сек. В работе [14] описан ЭОП, применяемый для многокадрового фотографирования быст-

рых явлений, имеющих отклоняющую систему круговой развертки и три ступени послеускорения. Затвором служит сетка, расположенная вблизи фотокатода.

Малая величина управляющего напряжения, невысокое пролетное время (10^{-9} сек и меньше) делают подобные ЭОП наиболее перспективными. Особенно простая установка для многокадровой фотографии получается, если развертку кадров производить по кругу, а на сеточный затвор ЭОП подавать отпирающие импульсы от специального электронного генератора ПЭУ, представляющего комбинированный прибор из электроннолучевой лампы с управлением и сильноточного электронного умножителя.

В выборе возможной схемы построения «лупы времени» с экспозицией кадров 10^{-9} сек решающее значение имеет техническое совершенство преобразователей. Использование преобразователей типа ПИМ-3 при времени экспозиции короче 10^{-7} сек связано со значительными трудностями. Во-первых, выводы отклоняющих и затворных пластин обладают большой индуктивностью (собственная частота контура выводов — емкость пластин лежит в пределах 250—300 МГц). Во-вторых, невыгодное электронно-оптическое увеличение ПИМ-3 требует значительной перегрузки фотокатода (при однократной работе) для получения удовлетворительного негатива даже на очень чувствительной пленке.

Время экспозиции можно уменьшить, если использовать электронный затвор преобразователя ПИМ-3 в режиме «ножниц». Так как затвор преобразователя состоит из двух пар отклоняющих пластин и щелевой диафрагмы, помещенной между ними (запирающее напряжение подается на первую и вторую пары пластин в противоположной полярности), при управляющем напряжении, которое превышает уровень $\pm U_{\text{зап}}$, электронное изображение, отклоненное первой парой затворных пластин, перекрывается щелевой диафрагмой. Если в конструкции прибора выдержана строгая параллельность отклоняющих пластин при равной чувствительности по отклонению, то при линейном изменении управляющего напряжения от $-U_{\text{зап}}$ до $+U_{\text{зап}}$ изображение на экране ЭОП будет оставаться неподвижным. Время экспозиции кадра в этом случае изменяется в зависимости от скорости нарастания управляющих импульсов.

В исследованиях по быстропротекающим процессам обычно достаточно трех — пяти фотоснимков наблюдаемого явления, сделанных в наиболее характерные моменты времени. В таких случаях целесообразно применять несколько ЭОП, производящих каждый по одному снимку в определенные моменты времени. Наиболее короткие экспозиции (порядка $\sim 10^{-9}$ сек) были получены в Институте ядерной физики СО АН СССР на двухэлектродном ЭОП, конструкция которого обеспечивала малую индуктивность вводов.

Двухэлектродный преобразователь выполнен в металло-стеклянном оформлении. Время пролета электронов до плоскости анода

$1,5 \cdot 10^{-9}$ сек (при 40 кВ). Нарушение таутохронности для электронов, вылетающих с фотокатода, менее $1 \cdot 10^{-10}$ сек. Прибор имеет электронно-оптическое увеличение порядка единицы, близкое к оптимальному.

Время экспозиции кадра в установке определяется разностью длительности приложенного импульсного напряжения и времени пролета электронов до анода. Чтобы изображение не «смазывалось» при малом времени экспозиции, необходимо иметь фронты

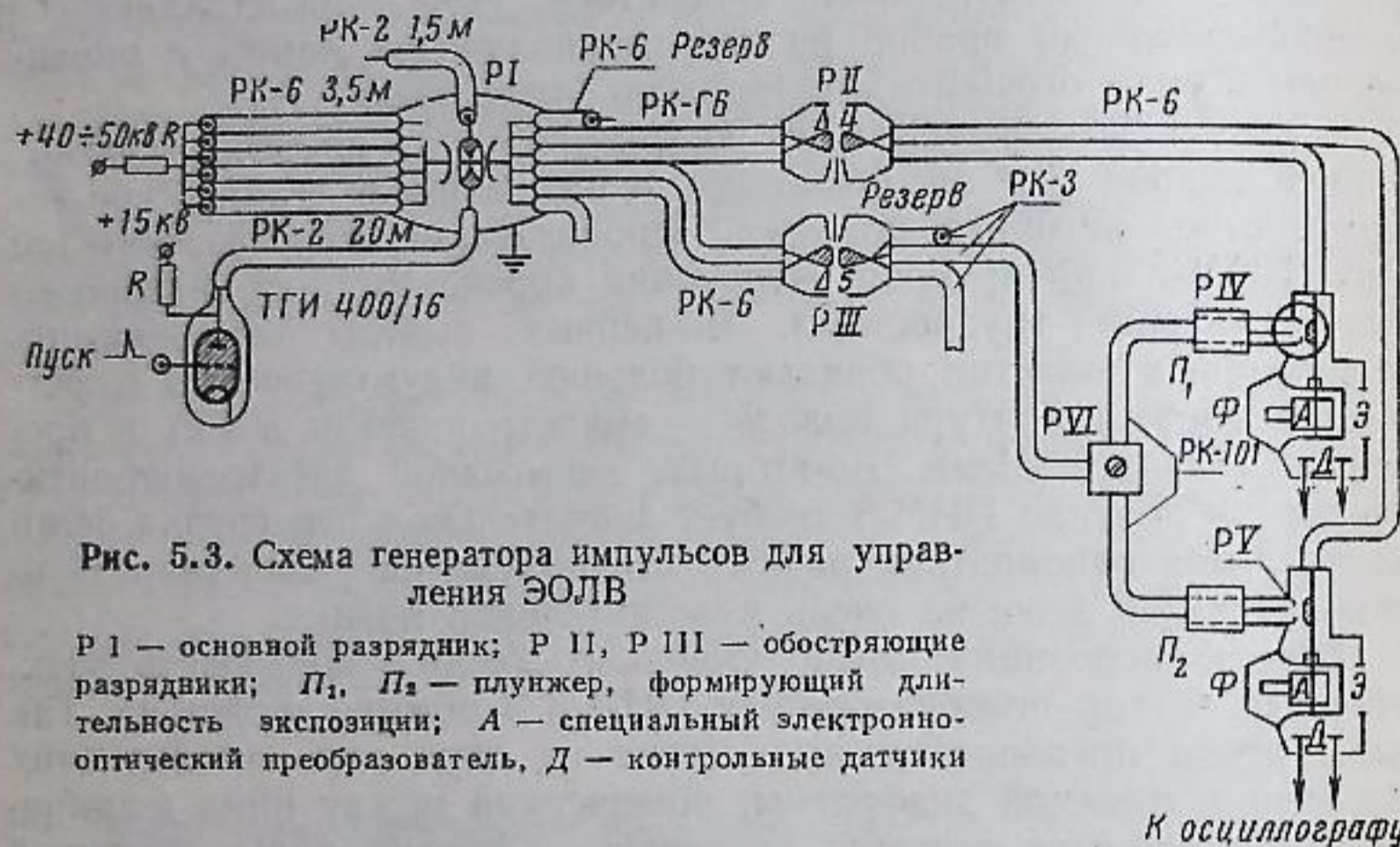


Рис. 5.3. Схема генератора импульсов для управления ЭОЛВ

Р I — основной разрядник; Р II, Р III — обостряющие разрядники; П₁, П₂ — плунжер, формирующий длительность экспозиции; А — специальный электронно-оптический преобразователь, Д — контрольные датчики

К осциллографу

управляющего импульса порядка $(0,3—0,4) \cdot 10^{-9}$ сек. Разработанный генератор импульсов для управления ЭОЛВ приведен на рис. 5.3.

Импульс с трехэлектродного разрядника Р I имеет фронт в пределах $(4—5) \cdot 10^{-9}$ сек. Для укорочения фронта применяется обостряющий промежуток Р II, который представляет собой двухэлектродный разрядник в коаксиальном оформлении с зазором между электродами 0,5 мм. Величину зазора обостряющего промежутка подбирали такой, чтобы задержка пробоя обострителя была порядка длительности переднего фронта импульса. Так как время развития пробоя для перенапряженных промежутков составляет $\sim 10^{-10}$ сек, то фронт импульса после обострителя равен $0,2 \cdot 10^{-9}$ сек.

Для улучшения стабильности параметров импульса можно использовать второй обостритель, включенный после первого через отрезок кабеля длиной 1,5 м.

Длительность импульса генерируемого схемой разрядника с обострителями, равна $3 \cdot 10^{-8}$ сек. Для получения импульсов меньшей длительности использовался дополнительный управляемый

разрядный промежуток Р IV, установленный вблизи анода ЭОП. Пробой промежутка Р IV происходит после возникновения иницирующей искры, напряжение к которой подается с обострителя Р III по кабелю, имеющему большую длину, чем кабели, подводящие напряжение к анодам ЭОП.

Для прохождения генерируемых импульсов с временем нарастания фронта порядка $0,3 \cdot 10^{-9}$ сек необходимо иметь полосу пропускания анодной системы преобразователя, состоящую из подводящих кабелей и перехода с кабелей на анод более 1000 МГц. Контрольное напряжение с анода ЭОП снималось коаксиальным емкостным делителем. Фронт анодного импульса, наблюдаемого на экране скоростного осциллографа¹, составляет $0,4 \cdot 10^{-9}$ сек.

Применяемая схема генератора импульсов позволяет получить при помощи ЭОП фотоснимки с временем экспозиции около 10^{-9} сек. Кроме пролетного времени, решающим фактором в появлении искажений при коротких экспозициях является низкая проводимость фотокатода. При плохой проводимости центральные участки фотокатода приобретают положительный заряд за счет значительного емкостного тока (емкость центральных участков фотокатода на анодный цилиндр составляет порядка $0,1$ нф/см²). Для того чтобы накапливающийся заряд успевал стекать за время 10^{-10} сек, необходимо иметь поверхностное сопротивление катода менее $1 \cdot 10^3$ ом/см.

Разработанная установка позволяет получить несколько кадров с временами экспозиции порядка 10^{-9} сек. Время между кадрами регулируется от 0 до $5 \cdot 10^{-3}$ сек изменением длины подводящего кабеля. Установка позволяет одновременно иметь снимки процесса в различных участках видимого спектра.

Использование ЭОП с высоким рабочим напряжением и оптимальным электронно-оптическим увеличением позволяет реализовать почти на два порядка большее усиление по отношению к преобразователю ПИМ-3. Отсутствие сложной радиотехнической схемы и высокая надежность делают установку простой в эксплуатации. К недостаткам описанной системы следует отнести необходимость тщательного подбора преобразователей с идентичными рабочими характеристиками. Дальнейшее усовершенствование ЭОП несомненно позволит повысить технику физического эксперимента. Так, например, применение специальных ЭОП с фотокатодами, чувствительными к вакуумному ультрафиолетовому и мягкому рентгеновскому излучению, позволит значительно упростить методику исследования высокотемпературной плазмы.

¹ Электроннолучевая трубка с отклоняющей системой типа «бегущей волны» имеет граничную частоту $15 \cdot 10^3$ МГц.

5.3. Установка с каскадным усилителем света для регистрации начальных стадий пробоя

Большое значение для развития методики физического эксперимента имеют работы Е. К. Завойского с сотрудниками, успешно применяющими уникальные многокаскадные электронно-оптические преобразователи для регистрации сверхбыстрых процессов. Многокаскадный преобразователь представляет собой усилитель света с магнитоэлектростатической фокусировкой и электростатическим управлением по изображению.

Рассмотрим магнитную фокусировку в подобных преобразователях и способы компенсации электронно-оптических искажений в них. В многокаскадном ЭОП камеры усилителя следуют друг за другом, причем оптическая передача изображения с люминесцентного экрана предыдущего каскада на фотокатод последующего осуществляется методом оптического контакта. В элементарном каскаде ЭОП распределение ускоряющего электрического поля имеет рассеивающий характер. Без магнитного поля детали изображения смазаны, а контуры изображения в центре примерно в 1,5 раза больше. На периферии, где электронные траектории проходят вблизи края анода, увеличение меньше. Распределение ускоряющего потенциала по радиусу таково, что около краев потенциал нарастает быстро, а на оси медленно.

Для фокусировки электронного изображения в подобных преобразователях применяется магнитное поле. Наиболее просто фокусировку можно осуществить, помещая каскады в однородное магнитное поле соленоида. Так как в области управляемого электростатического каскада необходимо иметь небольшое рассеянное магнитное поле, сильно искажающее изображение, то использовать поле соленоида для фокусировки электронного изображения в усилительных каскадах трудно. Кроме того, из-за наличия радиальных составляющих электрического поля в камерах преобразователя на краях экрана наблюдаются оптические искажения зигзагообразного вида.

Использование «бронированных» магнитных линз для фокусировки электронного изображения в усилительных каскадах позволяет значительно уменьшить рассеянные поля. Быстрое уменьшение магнитного поля по оси системы в этом случае дает возможность при разумном выборе расположения фокусирующей линзы первого усилительного каскада с магнитной фокусировкой, сделать величину рассеянного поля в области электростатического каскада достаточно малой. Одновременно можно подобрать такое распределение магнитного поля вдоль оси и на краях экранов, при котором электронно-оптические искажения будут незначительными. Эксперименты, проведенные в Институте ядерной физики СО АН СССР, показали, что можно так расположить фокусирующие щели, что изображение с фотокатода на экран будет передаваться почти без

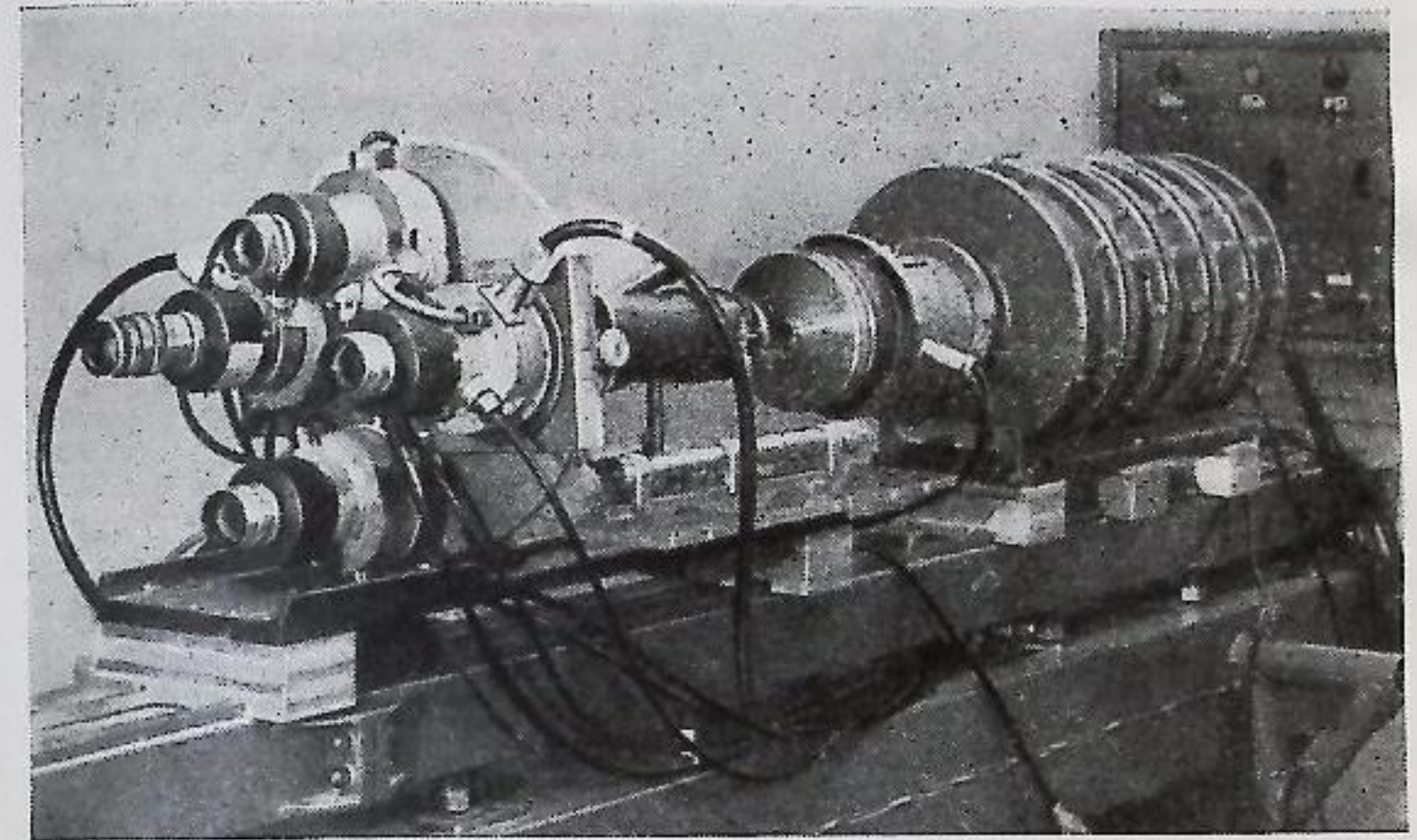


Рис. 5.4. Установка с каскадным ЭОП совместно с четырехкадровой ЭОЛВ

искажений. Общий вид установки с каскадным ЭОП совместно с четырехкадровой ЭОЛВ приведены на рис. 5.4.

Величину рабочих полей, качество фокусировки и электронное увеличение определяли однокаскадным ЭОП с магнитной фокусировкой, имеющим тождественные конструктивные размеры с усилительными каскадами. На рис. 5.5 приведена фотография полученной оптической миры. Незначительное искажение изображения проявилось только на краю экрана. Установку использовали при исследовании начальной стадии пробоя малых промежутков [15]. На рис. 5.6 приведена развертка канала искры за время 10^{-8} сек.

В экспериментах с плазмой малой плотности ($n < 10^{14}$ см⁻³) часто необходимо регистрировать движущиеся возмущения со значительным временным разрешением. В этих случаях установки описанного типа совершенно незаменимы. Так, в экспериментах по изучению продольных ударных волн и исследованию захвата быстрых плазмидов в магнитных системах успешно используются аналогичные устройства с усилением света.

В настоящее время для скоростной съемки быстро движущейся высокоионизированной плазмы создана и успешно используется четырехкадровая ЭОЛВ, разработанная на основе сочетания импульсных преобразователей с экспозицией кадра до 10^{-9} сек с каскадным усилителем света. Изображение с четырех отдельных импульсных преобразователей оптически переносится на фотокатод каскадного преобразователя. Применение усилителя света позво-

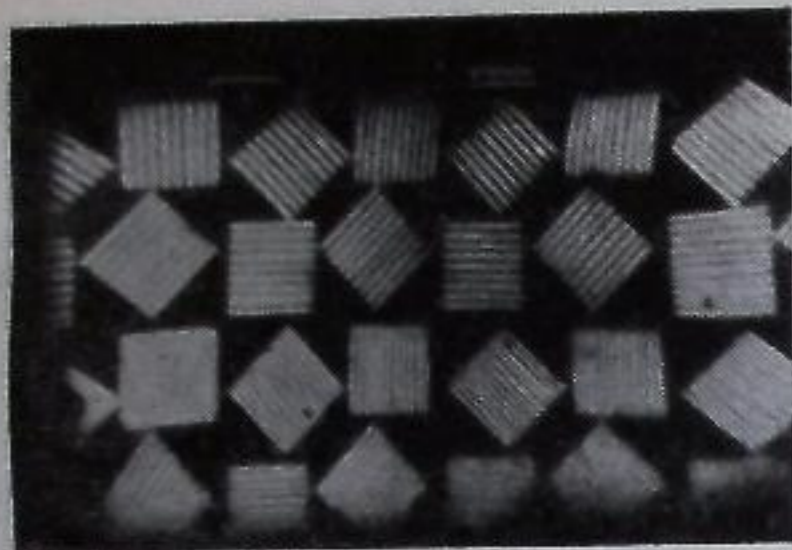


Рис. 5.5. Контрольный снимок оптической миры

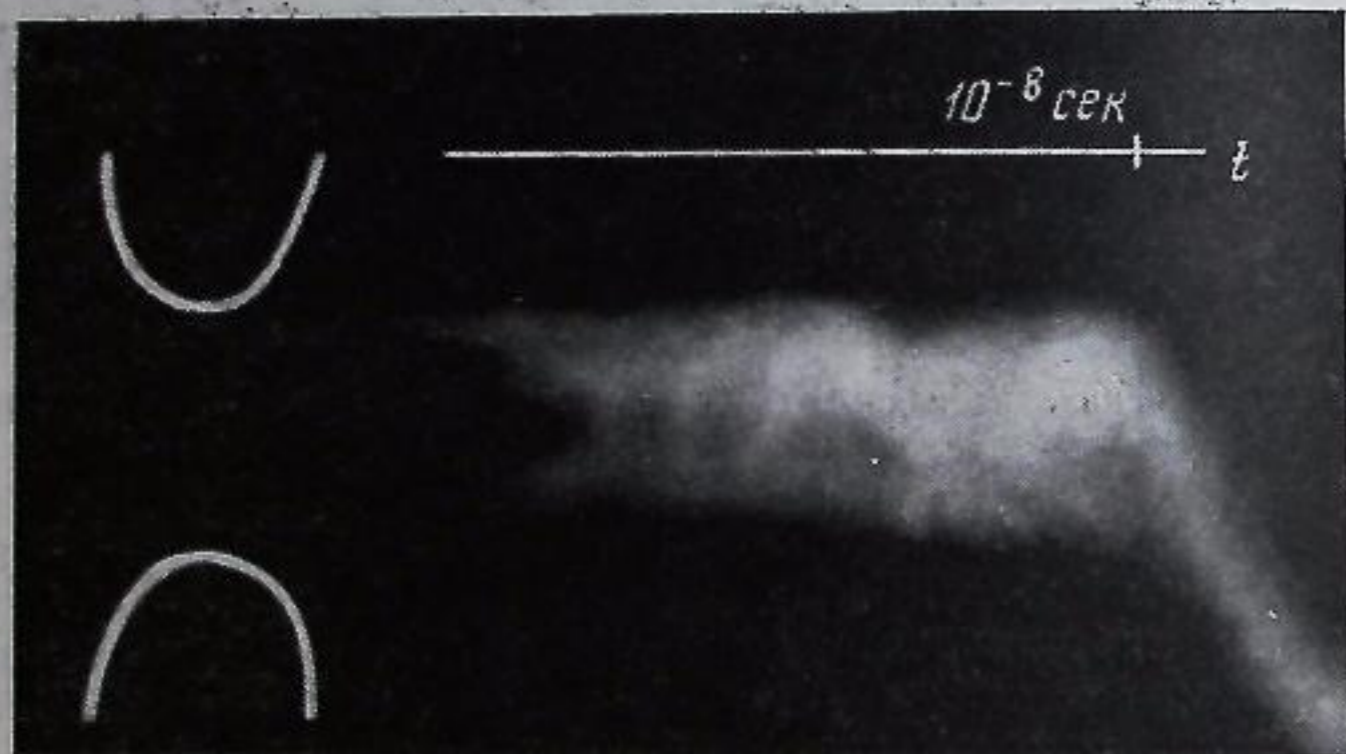


Рис. 5.6. Развертка канала искры за 10^{-8} сек, $\Delta l = 3$ мм



Рис. 5.7. Снимок начальной стадии пробоя ($\Delta l = 7$ мм)

лило довести время экспозиции до $(1-5) \cdot 10^{-9}$ сек при кадровой съемке предпробойных стадий диффузного свечения в пробивном промежутке, связанных с лавинными процессами. Указанная схема значительно проще уже известных устройств с каскадным преобразователем в исполнении и наладке при более высоких параметрах чувствительности, времени экспозиции и оптической разрешающей

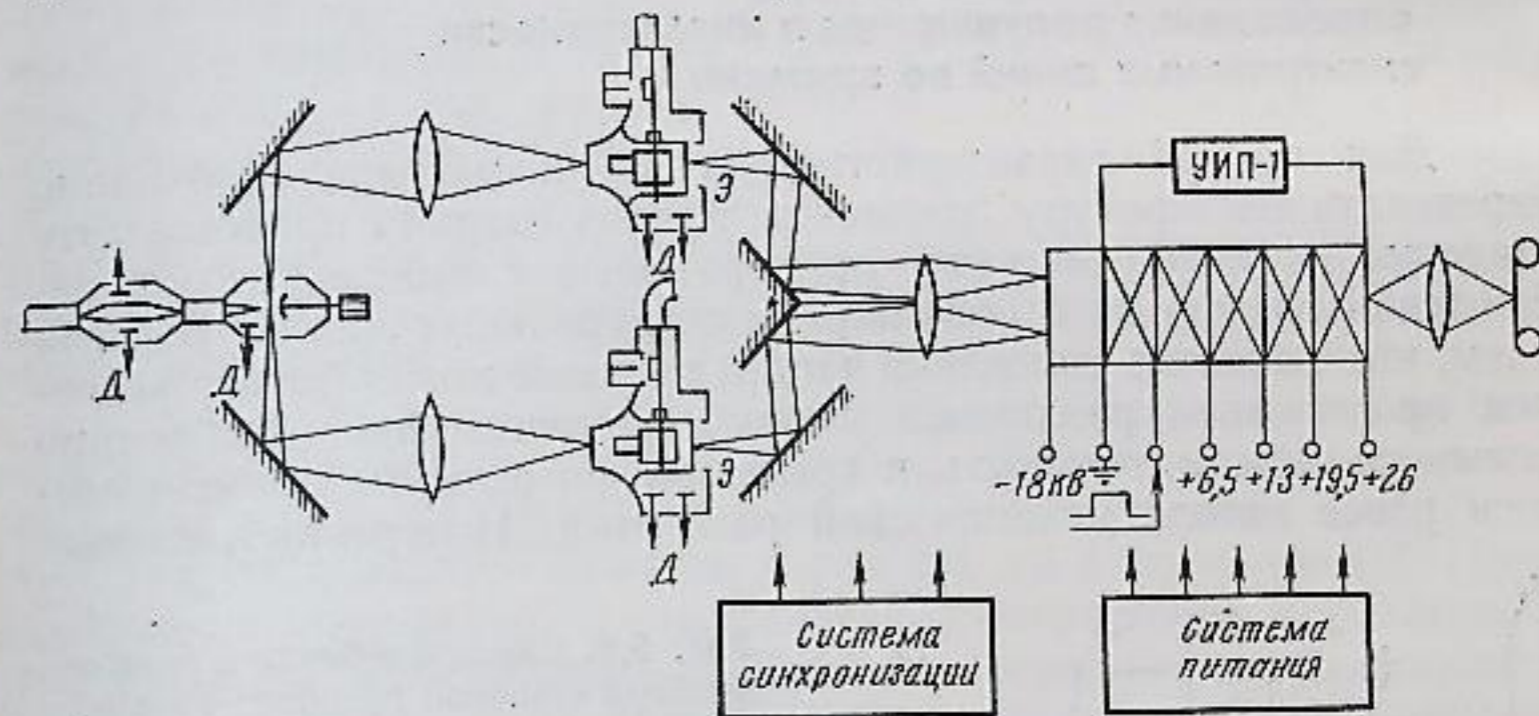


Рис. 5.8. Оптическая схема устройства для съемки с усилением света

способности. На рис. 5.7 приведена фотография начальной стадии пробоя в неоднородном поле, сделанная через 10^{-9} сек после приложения напряжения к разрядному промежутку, а на рис. 5.8 — оптическая схема устройства.

5.4. Электронно-оптический прибор с сеточным управлением для наносекундной регистрации

Системы, описанные в предыдущих параграфах, имеют существенный недостаток — для управления ими необходимы импульсы значительной амплитуды (до 1—1,5 кв) с короткими фронтами, генерирование которых связано с большими трудностями, учитывая современное состояние электроники. В последнее время появились более перспективные приборы с сеточным управлением по изображению.

Электронное изображение «запирается» в подобных приборах серией однополярных импульсов амплитудой в 100 в при длительности последних от 10^{-9} сек до нескольких секунд. Прибор имеет широкополосную электростатическую систему отклонения изображения и может быть использован при кадровых и хронографических режимах съемки. Значительное увеличение чувствительности по затвору позволяет применять стандартные импульсные генераторы, выпускаемые промышленностью.

Прибор можно легко соединить с каскадным преобразователем для последующего усиления (до 10^3 раз) полученных изображений, размер которых достигает 8—10 мм при четкости порядка 15—25 линий/мм.

5.5. Электронно-оптический метод определения полуширины и интенсивности спектральных линий во времени

Для полной характеристики развития разряда необходимо определять температуру плазмы на разных стадиях процесса. Эту зависимость можно получить при правильном выборе условий наблюдений из данных о полуширине спектральных линий. В связи с тем, что характер движения частиц в плазме может быть обусловлен проявлением различных видов неустойчивостей, необходимо повышать чувствительность и временное разрешение применявшегося ранее метода механической развертки. Измерения световых

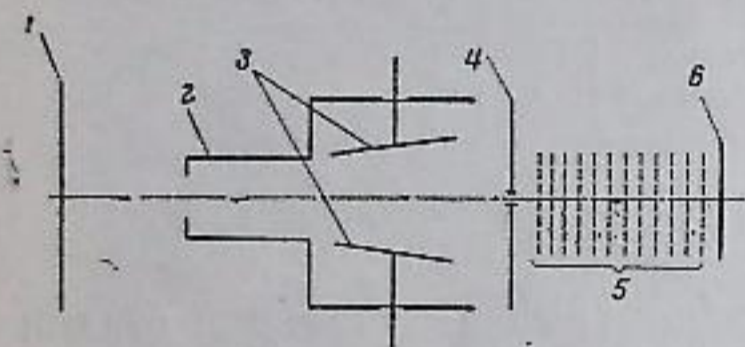


Рис. 5.9. Схема комбинированного прибора «двойной преобразователь»
1 — фотокаатод; 2 — электрод; 3 — отклоняющие пластины; 4 — диафрагма со щелью; 5 — каскады фотоумножителя; 6 — собирающий электрод

характеристик плазмы при помощи спектрографов и фоторазверток громоздки, а кроме того этот метод обладает малой светосилой и недостаточным разрешением во времени. Даже относительно яркие объекты в некоторых случаях необходимо фотографировать многократно, чтобы получить регистрацию, удовлетворительную для фотометрирования (предполагается, что явление повторяется во всех исследуемых фазах). При исследовании различных процессов в высокотемпературной плазме применение ЭОП с усилением яркости позволяет фиксировать во времени спектры, имеющие на порядки меньшую яркость. При этом можно достигнуть значительного временного разрешения. Использование электронно-оптического преобразователя с коэффициентом усиления порядка 10^4 — 10^5 совместно со спектральным прибором для разверток участков спектра несомненно целесообразно, но при этом остаются все неудобства фотографического метода.

В 1958 г. М. М. Бутслов, Ю. Е. Нестерихин, В. С. Комельков предложили и применили для спектральных целей специальный комбинированный прибор «двойной преобразователь», состоящий из ЭОП и электронного умножителя с щелевой диафрагмой перед первым динодом. Прибор позволяет записать интенсивность и раз-

мер изображения (спектр, контур отдельной линии, канал разряда, ступки плазмы и т. п.) в различные моменты времени по выходному току умножителя. Схема прибора приведена на рис. 5.9. Исследуемый объект фокусируется на фотокаатод преобразователя. Электронное изображение усиливается и затем переносится на диафрагму со щелью, за которой расположен умножитель. Каскад преобразователя имеет отклоняющие пластины для перемещения изображения поперек щели. В данном приборе щель имеет высоту 10 мм и ширину 0,1 мм. Эти размеры не оптимальны и для каждого случая могут быть специально выбраны. При определении полуширины линий целесообразно уменьшить ширину щели до оптимального размера, связанного с разрешением ЭОП, т. е. до 0,05—0,03 мм, учитывая, конечно, коэффициент усиления прибора и дисперсию спектральной установки.

В первых образцах двойного преобразователя применяли систему электронного умножителя ФЭУ-С. Рабочее напряжение составляло 2,5 кв. На фотокаатод прибора фокусировалось изображение микрометрической щели размером 0,4 мм в масштабе 1:1. При амплитуде пилообразного отклоняющего напряжения на пластинках около 500 в электронное изображение пересекает щель дважды: при прямом и обратном ходе. Соответственно на экране осциллографа возникают два импульса. Примерные осциллограммы записи изображения щели показаны на рис. 5.10. Метки времени нанесены через интервал $5 \cdot 10^{-6}$ сек. Как и следовало ожидать, осциллограмма выходного напряжения имеет форму трапеции, так как при движении изображения по щели умножителя электронный поток нарастает от нуля до максимальной величины за время, равное ширине щели, деленной на скорость развертки. По форме и размерам осциллограммы можно судить об однородности освещения и резкости изображения. Учитывая, что четкость изображения определяется разрешением электронно-оптического преобразователя (что составляет 20—30 штрихов/мм), можно считать, что прибор удовлетворительно передает исследуемый профиль изображения. Минимальная освещенность при уверенной регистрации прибором определяется коэффициентом усиления прибора и скоростью развертки. При указанных режимах коэффициент усиления порядка $5 \cdot 10^6$ (отношение тока на выходе к току фотокаатода). Следует отметить, что этот коэффициент может быть увеличен при улучшении технологии изготовления прибора. Важной характеристикой прибора является соотношение амплитуды выходного сигнала и освещенности изображения на фотокаатode, что особенно важно при измерении интенсивности света во времени. С увеличением освещенности амплитуда сигнала растет пропорционально, пока не перейдет в нелинейную область токовой характеристики умножителя (область пропорциональности может быть значительно увеличена, если использовать фотоумножители другого типа — ФЭУ-36, ФЭУ-30).

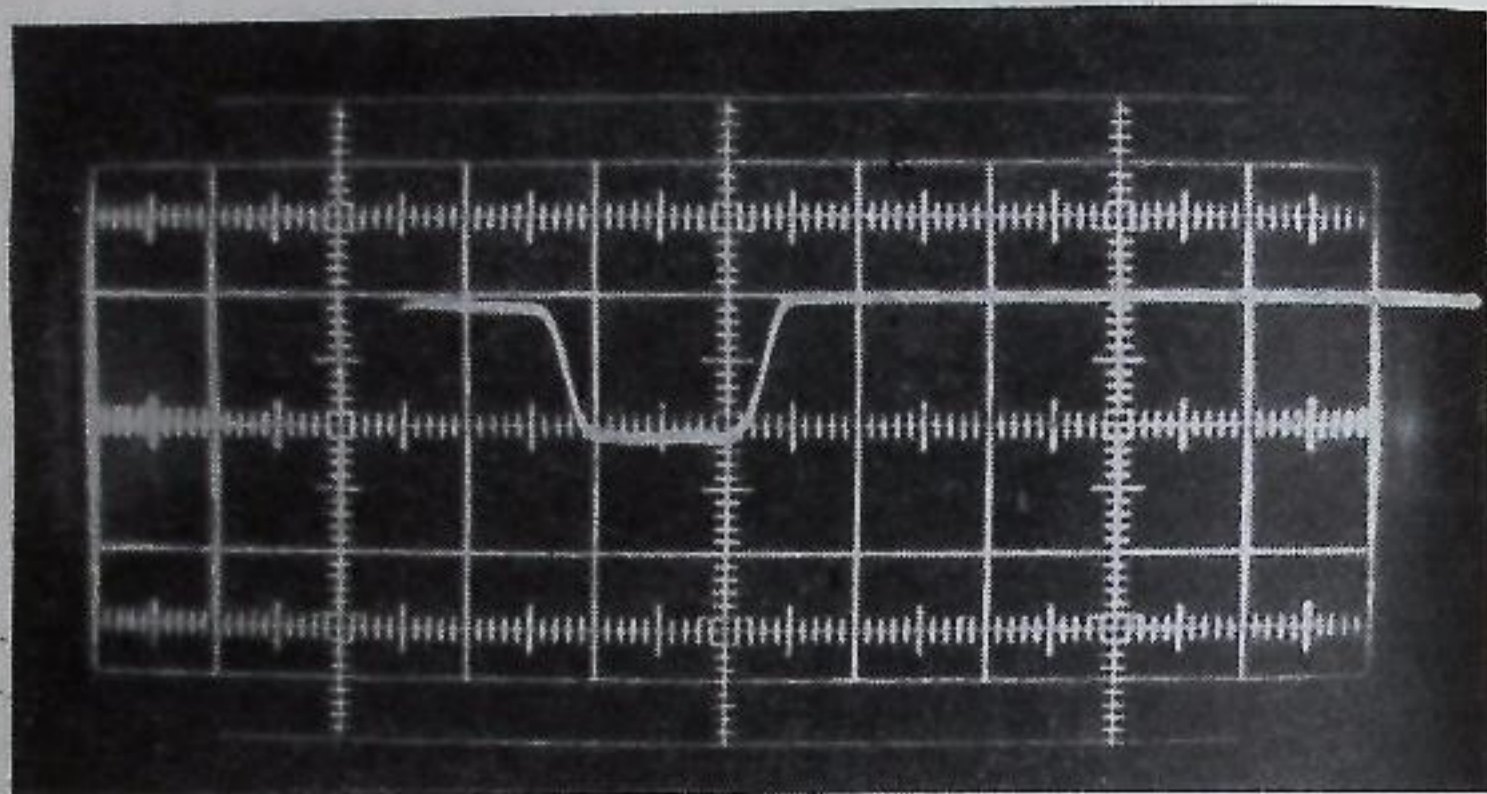


Рис. 5.10. Осциллограмма записи изображения оптической щели

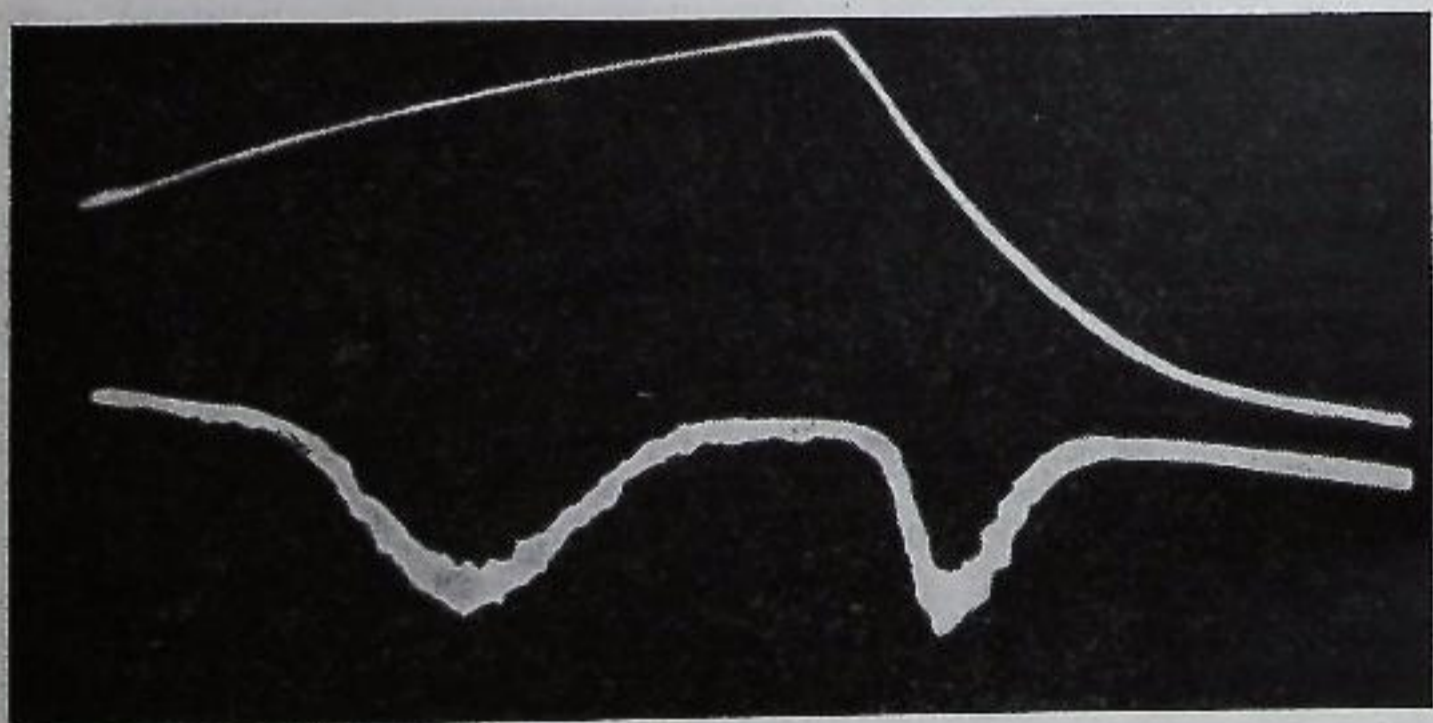


Рис. 5.11. Осциллограмма контура спектральной линии ртути (нижний луч). Верхний луч — разворачивающее напряжение

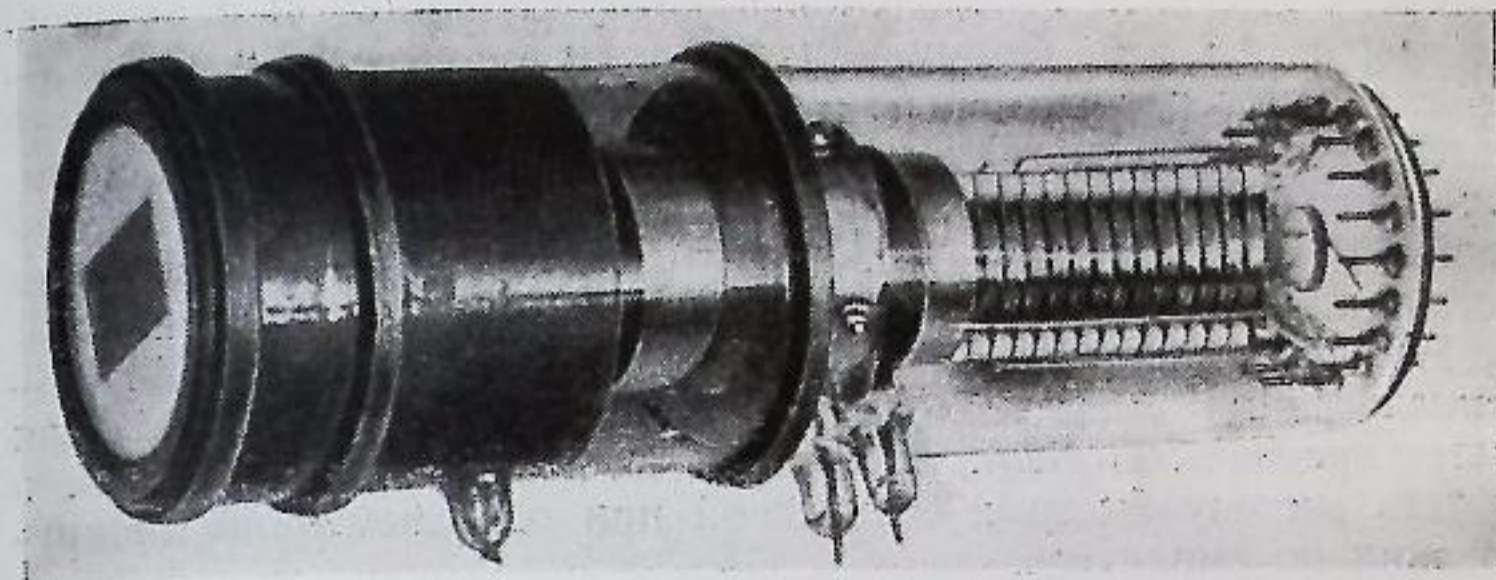


Рис. 5.12. «Двойной преобразователь» как генератор высоковольтных импульсов

Необходимо отметить, что полуширину и интенсивность спектральной линии можно измерять многократно в течение одного процесса. Вместо пилообразного напряжения на разворачивающие пластины должно быть подано синусоидальное напряжение, в котором используется линейная часть (запись полуширины и интенсивности происходит в каждом полупериоде развертки). В этом варианте значительно упрощается схема управления. На рис. 5.11 на нижнем луче приведена осциллограмма контура линии ртути 4358 Å.

Результаты исследования характеристик двойного преобразователя подтверждают правильность конструктивной схемы прибора, а также указывают на возможность создания устройства с лучшими параметрами. При помощи двойного преобразователя можно преобразовать изображение соответствующим подбором скорости развертки изображения. Прибор можно успешно использовать в методических работах с электронными умножителями, а также для получения импульсов специальной формы, например, ступенчатых напряжений, необходимых для управления ЭОП. Современное состояние высокоточных электронных умножителей позволяет гене-



Рис. 5.13. Осциллограмма прямоугольного импульса на выходе электронного умножителя.

Метки времени 2 нсек

ризовать импульсы необходимой амплитуды (до 100 в) и длительности (до 10^{-9} сек). Форму импульсов задает вырезающая диафрагма или первоначальное оптическое изображение (по форме и интенсивности). При размещении нескольких электронных регистрирующих систем в приборе с соответствующими диафрагмами двойной преобразователь может быть использован для решения логических задач отбора изображений или автоматического поиска.

На рис. 5.12 приведен один из таких приборов, а на рис. 5.13 — осциллограмма импульса, полученного на выходе умножителя (метки времени 500 Мгц). Кроме того, на подобном приборе можно создать систему быстрых совпадений при одновременной дискриминации по амплитуде.

Для получения необходимой информации мы вынуждены обрабатывать оптическое изображение, т. е. переводить его на язык цифр (например, размер изображения, его интенсивность и т. д.). В случае использования комбинированного прибора такого типа нет необходимости трансформировать электронное изображение обратно в световое. В большинстве физических экспериментов более перспективен и удобен прибор с электрическим сигналом, подаваемым непосредственно на осциллограф или программирующее устройство.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. S. Courtney-Pratt. Research, 1949, 6, 287.
2. R. Stoenheimer. RCA Rev., 1957, 3, 322.
3. S. Braunstein. Industr. Photogr., 1950, 7, 30.
4. М. М. Бутслов, Е. К. Завойский, А. Г. Плахов и др. Усп. научн. фотографии, 1959, 4, 84.
5. Ю. Е. Нестерихин, В. С. Комельков. Труды IV Международного конгресса по скоростной фотографии и кинематографии. Кельн, 1958.
6. Ю. Е. Нестерихин, В. С. Комельков, М. И. Пергамент. Труды V Международного конгресса по скоростной фотографии и кинематографии. Вашингтон, 1960.
7. Л. А. Васильев, Е. А. Тарантов. Усп. научн. фотографии, 1959, 4, 113.
8. Свойства фотографических материалов на прозрачных подложках. Сенситометрический справочник. Под ред. Ю. Н. Гороховского и С. С. Гилева. Гостехиздат, 1955.
9. М. М. Бутслов. Усп. научн. фотографии, 1959, 4, 76.
10. J. A. Jenkins, R. A. Chirpendale. Philips. Techn. Rev., 1958, 8, 215.
11. М. П. Ванюков. УФН, 1956, 2, 295.
12. С. Д. Фанченко. Приборы и техника эксперимента, 1961, 1, 5.
13. W. Reed, W. Nicolas. J. SMPIE, 1959.
14. I. Накатика. J. Appl. Phys. Japan, 1960, 20, 535.
15. Ю. Е. Нестерихин, В. С. Комельков, Е. З. Мейлихов. ЖТФ, 1964, № 1.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

МЕТОДЫ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ

При исследовании в прозрачных средах таких нестационарных явлений, как распространение ударных волн, фронта горения или стационарных процессов — истечения и обтекания тел потоком газа или жидкости, разработаны методы визуализации поля плотности. Большинство из них основано на регистрации зависимости от плотности показателя преломления среды [1]. Исключение составляют методы трассирования светящихся или непрозрачных взвешенных частиц, тонких нитей, струек дыма или подкрашенной жидкости и т. п. При исследованиях гидродинамических процессов в жидкостях таким исключением является метод определения траекторий частиц (линий тока) добавлением мелких частиц канифоли, свободно взвешенных в водном растворе поваренной соли соответствующей плотности; в газах — светящиеся угольные частицы или, например, свечение атомов гелия или каких-либо других добавок, излучающих свет под действием проходящего через среду качающегося электронного пучка. Последний метод развит в применении к исследованию стационарных потоков в газах пониженной плотности и интересен тем, что, кроме установления качественной картины течения, он позволяет количественно и локально определить распределение плотности по интенсивности свечения возбуждаемых добавок пропорционально их плотности.

6.1. Шлирен-методы для визуальных наблюдений

К ним относятся способы визуализации, основанные на геометрических отклонениях параллельных или слабо расходящихся световых пучков на оптических неоднородностях. Простейшая схема для наблюдения качественной картины изменения плотности (теневого метод) приведена на рис. 6.1. Расходящийся световой поток от точечного источника света, проходя через оптическую неоднородность (шлиру), испытывает локальные отклонения, приводящие к усилению (или ослаблению) однородной освещенности соответствующего участка тени объекта наблюдения на экране. Используя обозначения рис. 6.1, можно определить оптимальные

условия наблюдения теневой картины. Поскольку

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\varepsilon h (H - h)}{aH} = \frac{\varepsilon}{a} Hx(1 - x),$$

где $x = h/H$, убеждаемся в том, что при заданных геометрических размерах объекта a и его преломляющих свойствах (угол ε), которые, как будет выяснено далее, определяются градиентом показателя преломления, изменение освещенности максимально при минимуме $\Delta d/d$, т. е. при $x = 1/2$.

При заданном H , а следовательно и x , величина Δd , определяющая абсолютную (линейную) чувствительность метода, пропорциональна x . Однако чрезмерное увеличение x , кроме световых

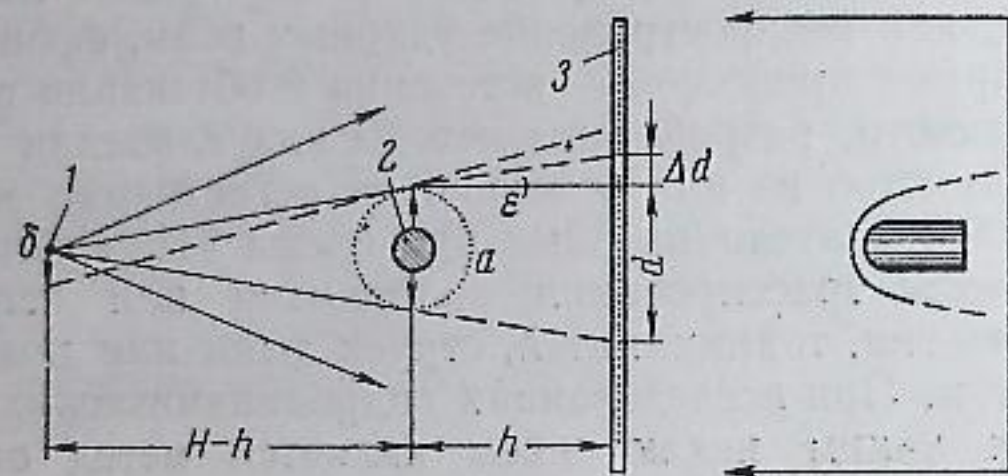


Рис. 6.1. Схема теневого метода

1 — точечный источник света; 2 — оптическая неоднородность; 3 — экран

потерь, приведет еще к размазыванию картины из-за влияния конечных размеров источника света δ . Действительно, как видно из рис. 6.1, степень размытости при $\delta = 0,5$ мм, $a = 5$ см

$$\frac{\Delta d'}{d} \approx \frac{\delta}{a} x = 0,005.$$

Примерно та же величина получится для дифракционной размытости изображения

$$\frac{\Delta d''}{d} \approx \frac{\sqrt{h\lambda}(1-x)}{a}$$

при $a = 5$ см и $h = 50$ см.

Несмотря на простоту, теневой метод не получил широкого распространения в газодинамических исследованиях. Он применяется иногда в стационарных аэродинамических трубах с открытой рабочей частью. Основная причина такой непопулярности — конкуренция с более удобным и светосильным методом Теплера. Принципиальная схема этого основного шлирен-метода приведена на рис. 6.2.

Параллельный световой пучок коллиматора, встречая на пути оптическую неоднородность, меняет направление в зависимости

от длины неоднородности вдоль луча l и изменения показателя преломления в направлении, перпендикулярном лучу (оптическая длина $s = nl$):

$$\varepsilon = \frac{1}{\Delta x} (s_x - s_{x+\Delta x}) \approx \frac{ds}{dx} = l \frac{dn}{dx}. \quad (6.1)$$

Отклоненный параллельный пучок соберется в фокальной плоскости линзы (или зеркала), причем линейное смещение δ определится углом отклонения ε и фокусным расстоянием линзы F : $\delta \approx \varepsilon F$. В фокальной плоскости устанавливается экран с острым краем, параллельным линейному источнику света (щели) коллиматора, или круглая диафрагма для точечного источника света. Щель ориентирована перпендикулярно направлению градиента показателя

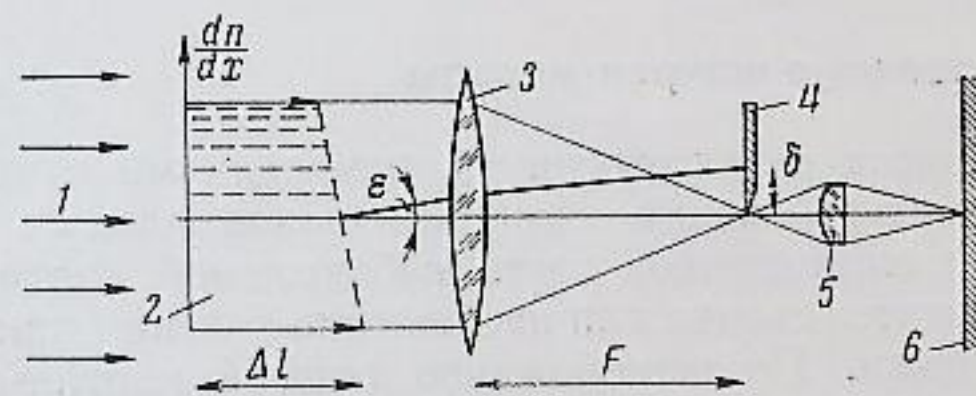


Рис. 6.2. Шлирен-метод Теплера

1 — световой пучок; 2 — оптическая неоднородность; 3 — линза; 4 — экран; 5 — объектив; 6 — пленка

преломления. Изображение щели в фокальной плоскости оптической системы частично перекрывается экраном «ножом», что создает в проходящем свете (без введенных неоднородностей) равномерно освещенное поле наблюдения — «серый фон», интенсивность которого определяется положением экрана (ножа). При помощи объектива получается изображение объекта на экране (или фотопленке). На сером фоне подсветки участки оптических неоднородностей имеют освещенность, зависящую от направления и величины градиента показателя преломления.

При оценке чувствительности метода для определенности будем считать, что изображение осветительной щели прибора δ' для создания серого фона перекрыто ножом наполовину: $\varepsilon_{кр} \sim \delta'/2 F$. Условия «выхода» соответствующего отклоненного светового пучка за пределы $\varepsilon_{кр}$ можно рассматривать в качестве критерия чувствительности установки к регистрации соответствующего градиента показателя преломления.

При исследованиях в газах переход от показателя преломления к плотности определяется известной формулой

$$n - 1 = K\rho. \quad (6.2)$$

Ниже приведены числовые значения ($n - 1$) для некоторых газов при температуре 0°C и атмосферном давлении:

Газ	$10^4 (n-1)$	Газ	$10^4 (n-1)$
Гелий . . .	0,35	Азот	2,94
Водород . .	1,36	Аргон	2,62
Воздух . . .	2,88		

Для воздуха, например, $K = 0,227 \text{ см}^3/\text{г}$. Чувствительность регистрации изменения плотности оценим следующим образом (для $\Delta x = 1 \text{ мм}$, $\delta' = 0,1 \text{ мм}$, $F = 2 \text{ м}$):

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{\Delta n}{K} = \frac{\Delta n}{n-1} \approx \frac{\varepsilon \Delta x}{l(n-1)} \approx \frac{\delta' \Delta x}{2Fl(n-1)} \approx 0,2\%$$

6.2. Количественные шлирен-методы

Простейшими количественными измерениями в шлирен-установках могут быть оценки величины максимальных градиентов плотности для определенной части наблюдаемой картины. С этой целью производится съемка или наблюдение явления при различных положениях ножа. По исчезновению теневой картины при соответствующем сдвиге ножа на $\delta_{кр}$ определяется предельное значение градиента

$$\delta_{кр} = FlK \frac{d\rho}{dx}$$

Вообще для объемной картины при такой оценке необходимо проводить интегрирование по l , что потребует независимых сведений или предположений о геометрическом контуре исследуемого объекта (цилиндрическая или сферическая симметрия и т. п.).

Несмотря на то что параметром, определяющим отклонение световых пучков в шлирен-системе, является градиент плотности, можно непосредственно измерить распределение плотности в исследуемом объеме среды. В стационарных условиях разработаны методы объемного интегрирования выражения (6.1) по x и l при заданном контуре объекта. Эти методы, основанные на расшифровке и количественной обработке фотоснимков, довольно трудоемки. Имеется несколько усовершенствований количественных шлирен-методов: применяется комбинация с дифракционными или интерференционными устройствами (метод полос).

В качестве простейших примеров рассмотрим некоторые приемы импульсных шлирен-измерений, применяемые для исследования структуры фронта ударных волн в трубах. На рис. 6.3 приведена схема измерений с широкой щелью. Поле наблюдения в ударной трубке ограничено щелью шириной d , параллельной ударному фронту. Перпендикулярно оси трубки направлен световой поток

шлирен-системы, который на выходе (после ножа) регистрируется фотоумножителем. Суммарная интенсивность светового потока, проходящего через систему при $x < d$, определяется следующей формулой [2]:

$$I = A \int_0^d K \frac{d\rho}{dx} dx = A' [\rho(x) - \rho(0)]. \quad (6.3)$$

Формы осциллограмм для ударных волн с быстро (a) и медленно (b) изменяющимся профилем показаны на рис. 6.3. В случае a в моменты входа и выхода волны по осциллограмме непосредственно определяется профиль плотности волны, так как в момент выхода, например, $\rho(0) \approx \text{const}$. В случае b , наоборот, после выхода фронта волны из щели сигнал определяется разностью меняющихся величин и в пределе (при $d \rightarrow 0$) он будет точно соответствовать распределению градиента плотности.

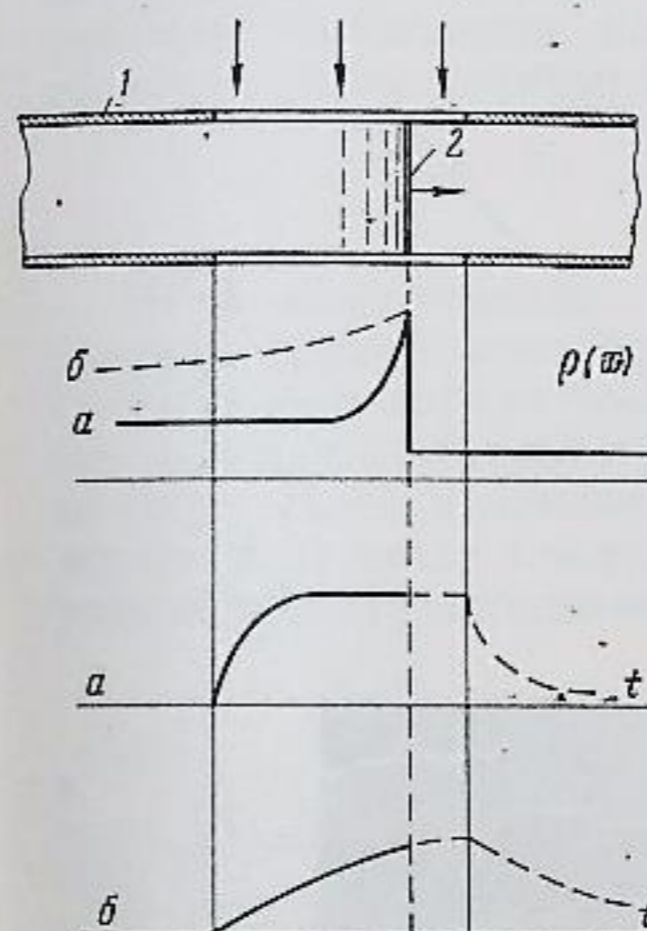


Рис. 6.3. Количественный шлирен-метод с широкой щелью

a — вид осциллограммы для волны с большим градиентом плотности; b — плотность изменяется медленно. 1 — ударная труба; 2 — ударный фронт;

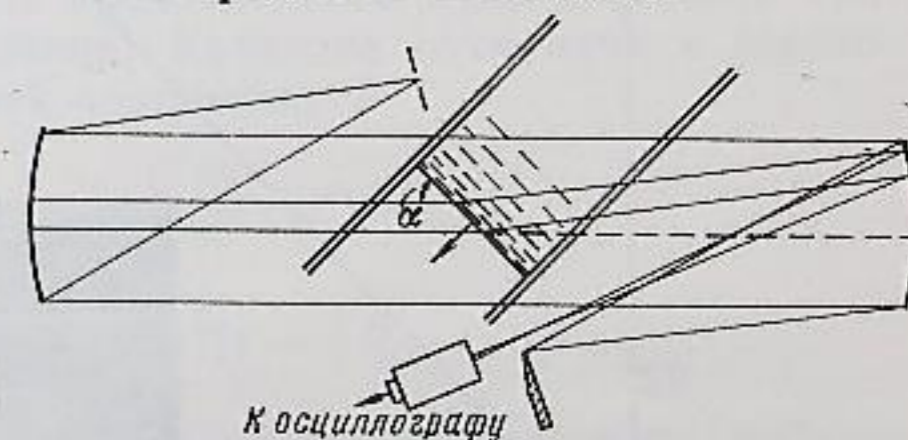


Рис. 6.4. Метод косо́го пучка для количественных измерений плотности в ударной волне

Если за фронтом ударной волны плотность постоянна, описанный метод нельзя применить для измерения плотности. В этих случаях для измерения скачка плотности удобно использовать метод косо́го пучка (рис. 6.4) [3]. При этом ось трубки располагается под углом α к направлению светового потока шлирен-системы. Фронт ударной волны — это преломляющая поверхность, причем

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{\Delta n}{n-1} \approx \Delta \alpha \text{ ctg } \alpha.$$

Если выбрать такой режим работы шлирен-системы, при котором фототок умножителя пропорционален углу отклонения пучка

($\Delta I \sim \Delta \alpha$), то относительное отклонение луча на осциллограмме будет пропорционально скачку плотности

$$\Delta \rho = C \frac{\Delta I}{I_0}$$

Тарировка установки производится слабыми ударными волнами в инертных газах, где скачок плотности легко вычислить независимо по измеренной скорости ударной волны. Источник света шпирен-системы может быть постоянным или импульсным (важно отношение скачка сигнала к начальному уровню $\Delta I/I_0$). На рис. 6.5

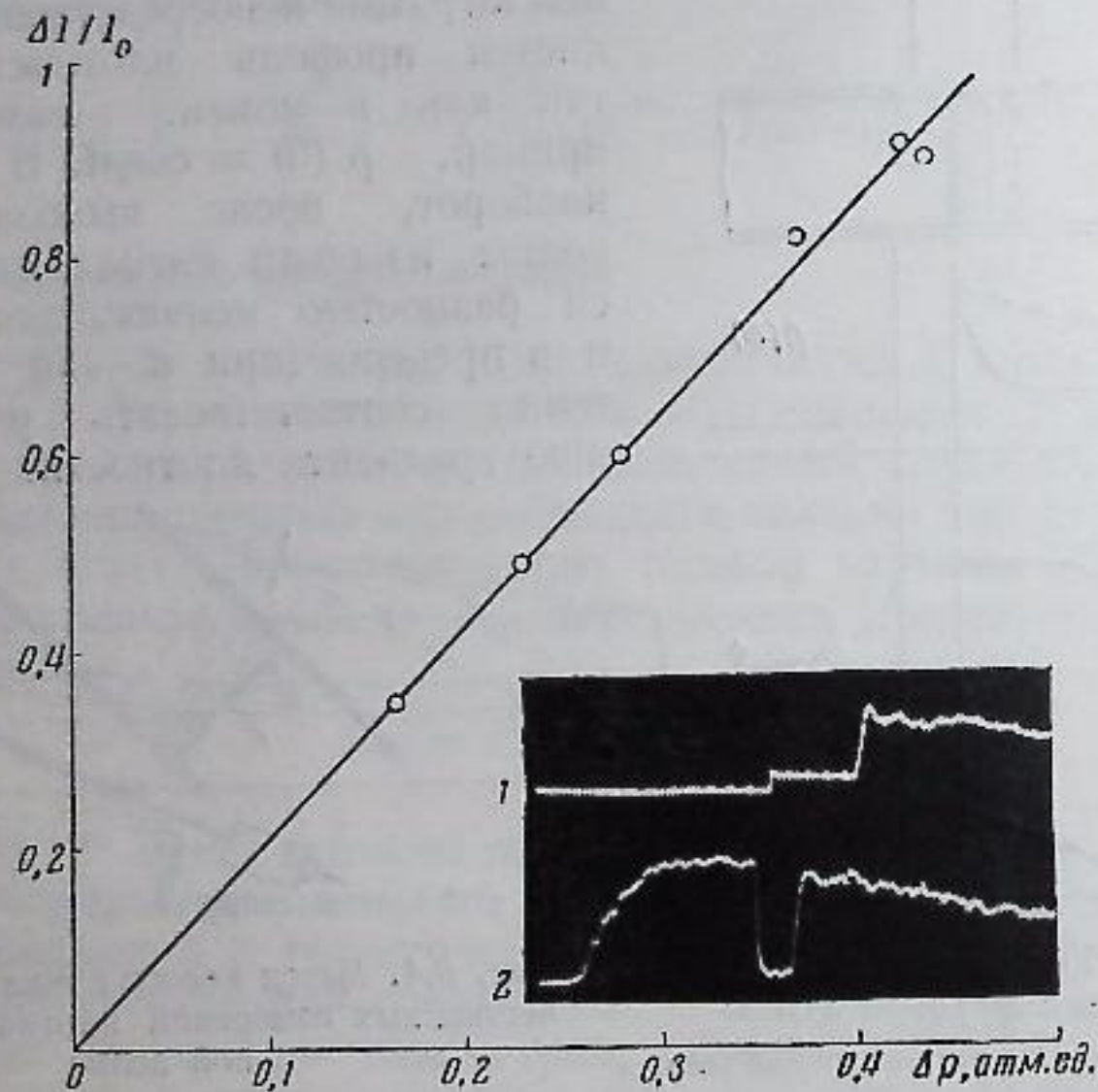
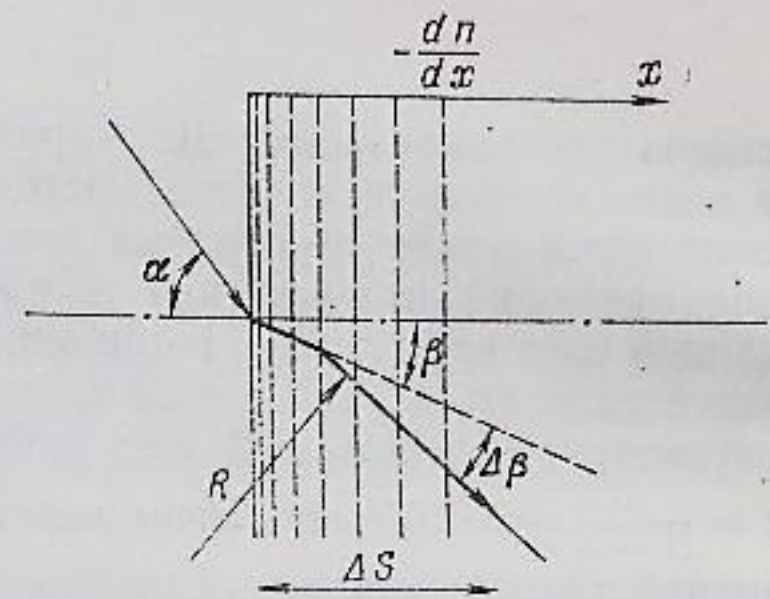


Рис. 6.5. Тарировочный график и типичные осциллограммы регистрации плотности методом косо́го пучка

приведены осциллограммы давления 1, записанного двумя пьезодатчиками, и фототока ФЭУ 2 для ударной волны в воздухе с $M_1 \approx 3$. Фотограмму получили с применением импульсной лампы в качестве источника света. На рис. 6.5 приведен также тарировочный график для количественных измерений шпирен-методом, из которого видно, что линейная зависимость относительного скачка фототока ФЭУ от скачка плотности может сохраняться в достаточно широком интервале изменения плотности.

Точность измерений можно определить следующим образом: для системы с фокусным расстоянием $F = 200$ см при ширине осветительной щели $\delta \approx 0,4$ мм в выбранном «линейном» режиме

Рис. 6.6. Метод косо́го пучка при измерениях в неоднородной области



фиксируемое в пределах 1% изменения фототока смещение ножа составит величину порядка $\delta_* = 0,02$ мм. Это соответствует угловому смещению $\epsilon_* = (\delta_*/F) \approx 10^{-5}$. При $\alpha = 45^\circ$ для воздуха и для $\rho \approx 10^{-3}$ точность определения плотности (без учета погрешностей при обработке осциллограмм) составит

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \frac{\Delta n_*}{n-1} \approx \frac{\epsilon_*}{K\rho} \approx 0,04.$$

Необходимо отметить, что метод косо́го пучка (преломление на ударном фронте) можно применять также и в тех случаях, когда градиент плотности за фронтом отличается от нуля (рис. 6.6). Здесь, как в задачах «просветленной оптики», следует лишь учитывать дополнительное искривление преломленного луча в области градиента показателя преломления. Кривизна пути луча в неоднородной области определяется соотношением

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dR},$$

а

$$\Delta \beta \sim \frac{\Delta s}{R} \sim \frac{\Delta n}{n} \text{ при } \Delta s \sim \Delta R_* \sim \Delta x_*.$$

Таким образом, дополнительное изменение пути луча, вызванное влиянием градиента плотности, в принципе позволяет оценить также и величину этого градиента.

6.3. Отражение от границы раздела [4]

Скачок показателя преломления на некоторой границе раздела, например на фронте ударной волны, можно измерить по интенсивности отраженного светового потока. Здесь основные трудности вызваны небольшим количеством отраженной энергии. Например, при нормальном падении электромагнитной волны на фронт сильной ударной волны в воздухе с $p_1 = 1$ атм коэффициент отражения равен

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \approx \frac{K^2 \Delta \rho^2}{4} \approx 0,4 \cdot 10^{-6}.$$

Тем не менее методы отражения для исследования структуры фронта ударных волн достаточно хорошо разработаны и эффективно используются в газодинамическом эксперименте. На рис. 6.7 при-

ведена схема измерений Д. Хорнига с применением пучка света в видимой области спектра. Методом отражения можно обнаружить очень узкие переходные зоны (например, область возбуждения вращений и колебаний молекул), сравнимые по толщине с длиной световой волны. Например, во фронте ударной волны, имеющей скорость $D = 10^5$ см/сек, характерная длительность скачка параметров в переходной зоне длиной $l \sim \lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см составит $\tau = \frac{l}{D} \sim 3 \cdot 10^{-9}$ сек. Этим методом, например, были измерены именно такого порядка величины периоды вращательной релаксации молекул водорода в ударных волнах [4].

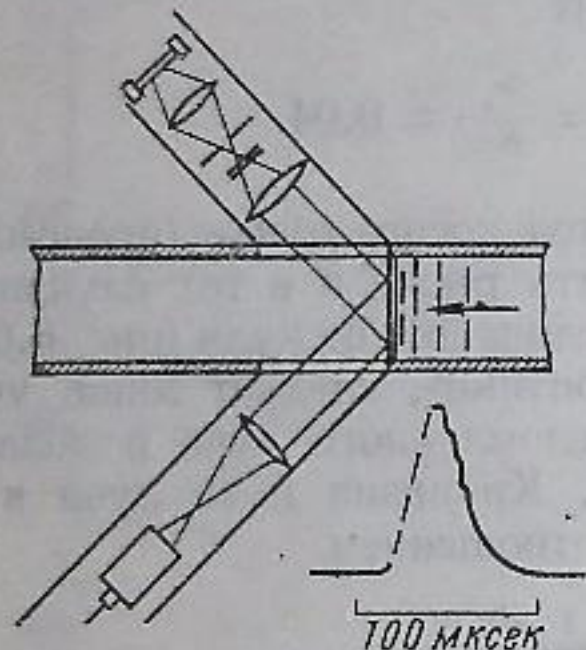


Рис. 6.7. Схема измерений методом отраженного светового пучка

Чтобы изменять в достаточно широких пределах характерную «длину волны» зондирующего пучка, в последнее время предпринимались попытки замены светового пучка пучком электронов [5]. Такие опыты проводят пока в газах при небольших давлениях. Использование лазерных источников света может существенно расширить область применения метода отражения световых волн для зондирования области ударного перехода в газах. Кроме того, высокая интенсивность и монохроматичность лазерного пучка позволяют надеяться на получение информации о молекулярных свойствах газа за фронтом волны при помощи регистрации томсоновского рассеяния света.

6.4. Оптическая интерферометрия [6]

В отличие от шлирен-методов, регистрация изменений плотности интерферометрами основана на фазовом сдвиге, вносимом исследуемой средой с меняющимся показателем преломления в один из лучей интерферометра. Это выгодно отличает данный метод, так как регистрируемым параметром здесь является не градиент показателя преломления dn/dx (шлирен-метод), а непосредственно показатель преломления, т. е. в конечном счете в нейтраль-

ном газе — его плотность, а в ионизированном газе — как плотность, так и концентрация электронов (см. гл. 7).

Принципиальные схемы интерферометрических измерений приведены на рис. 6.8 и 6.9. Интерферометр типа Майкельсона (рис. 6.8) сравнительно прост в изготовлении и юстировке. Его преимуществом является также двойной путь луча через исследуемый объем среды, что в 2 раза увеличивает фазовый сдвиг световой волны,

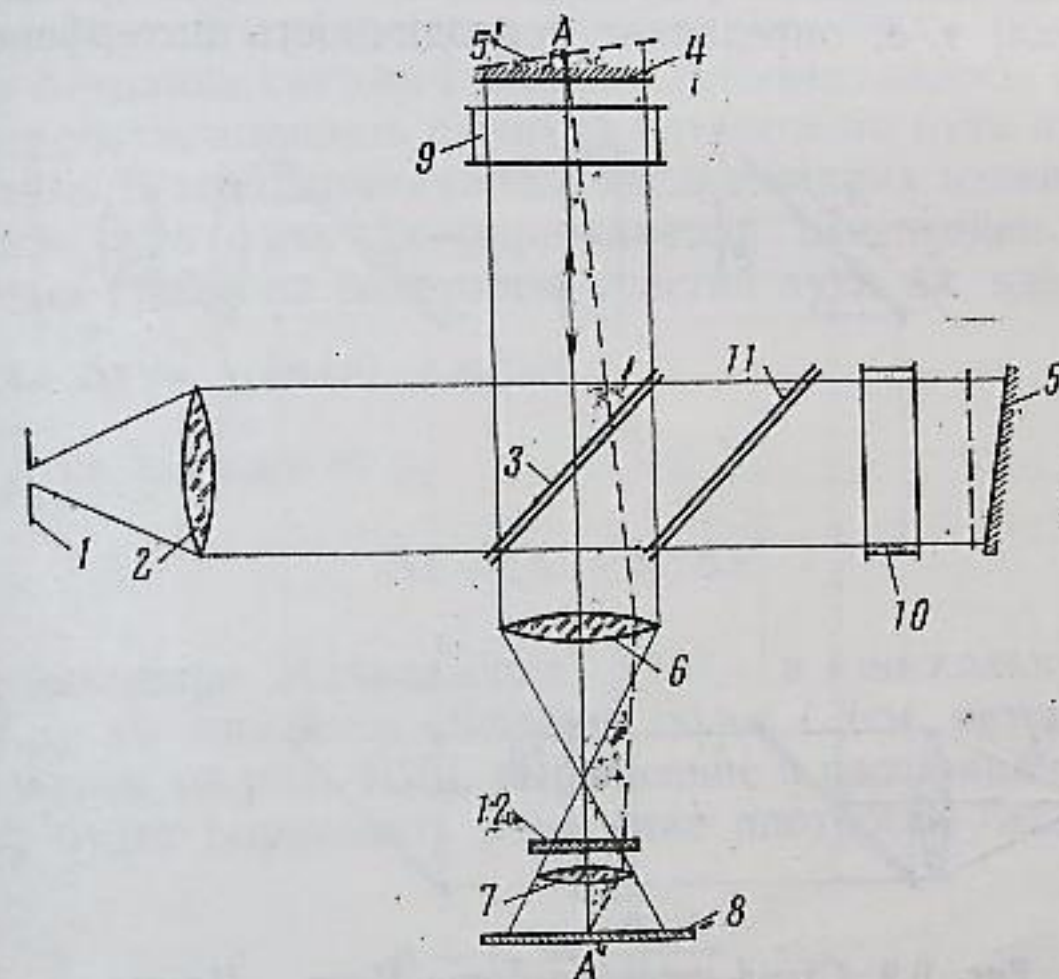


Рис. 6.8. Схема интерферометра Майкельсона

1 — источник; 2 — коллиматор; 3 — полупрозрачная пластинка; 4, 5 — зеркало; 6 — линза; 7 — объектив; 8 — фотопленка; 9 — окна ударной трубки; 10 — компенсатор; 11 — пластинка; 12 — светофильтр

а следовательно, и чувствительность прибора. Параллельный пучок света от источника формируется в коллиматоре (фокусное расстояние которого $F \approx 0,5 \div 1$ м) и разделяется полупрозрачной пластинкой на два потока. После отражения от зеркал пучки вновь соединяются пластинкой и собираются линзой. Объектив проектирует на экран или фотопленку плоскость зеркала, где локализована интерференционная картина. На рис. 6.9 показаны окна наблюдения ударной трубки, камера с такими же окнами для компенсации возникающей в стеклянных пластинах разности оптического хода луча и пластинка для компенсации разности хода, вносимой полупрозрачной пластинкой. При работе в монохроматическом свете применяются интерференционные или обычные стеклянные светофильтры или газовый лазер.

Интерферометр типа Майкельсона относится к приборам, в которых обычно наблюдают интерференционные полосы равной толщины, т. е. наблюдение и освещение производят в направлении, нормальном к плоскости эквивалентной пластинки, формирующей интерференционную картину. Такая пластинка образована между плоскостями зеркала 4 и изображением зеркала 5', построенном пластинкой 3. Угол наклона плоскости определяет изменение эффективной толщины «пластинки», приходящееся на единицу длины плоскости зеркал, т. е. определяет периодичность интерференционной

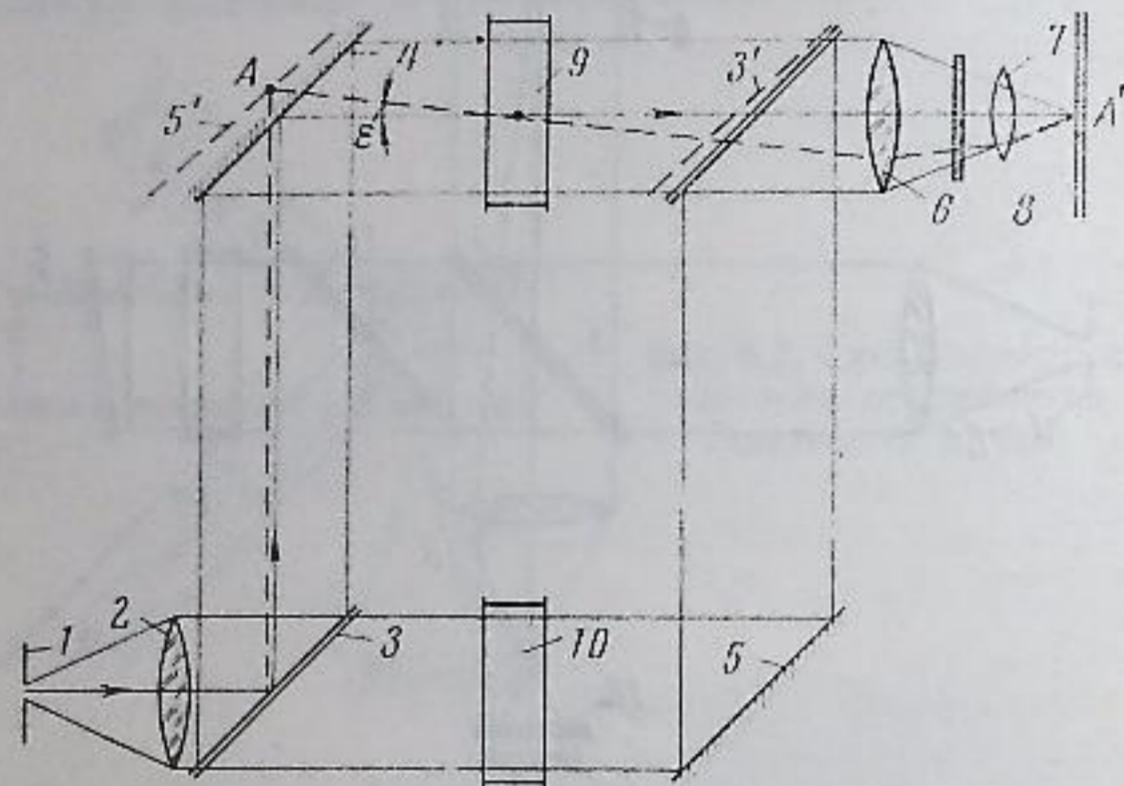


Рис. 6.9. Схема интерферометра Маха — Цендера
Обозначения те же, что на рис. 6.8

картины. Как видно из рис. 6.8, картина локализуется в плоскости, каждая точка *A* которой объективом изображается в виде *A'* на экране или фотопленке.

Несовпадение плоскости локализации интерференционной картины с исследуемой областью объекта — один из недостатков применения интерферометра Майкельсона, хотя и не очень существенный при небольших размерах объекта исследования. Совпадение плоскостей можно получить в схеме интерферометра типа Маха — Цендера (рис. 6.9), относящегося к классу приборов с наблюдением полос равного наклона (обозначения те же, что на рис. 6.8). В этом приборе наблюдение и освещение производят под углом 45° к плоскости эквивалентной пластинки, поэтому угол наклона ε интерферирующих лучей, определяющий периодический фазовый сдвиг для создания полос, можно выбрать таким, чтобы пересечение лучей (локализация картины интерференции) происходило в плоскости объекта 9. Угол изменяют обычно поворотом второй полупрозрачной пластинки.

В некоторых установках, где используется интерферометр типа Майкельсона, секция наблюдения в ударной трубке имеет две пары стекол — каждая расположена вдоль соответствующего светового пучка интерферометра. В этом случае компенсация разности оптического хода второго пучка производится автоматически, однако область наблюдения практически ограничена длиной потока в трубке, равной расстоянию между двумя плечами интерферометра, поскольку второй канал также является регистрирующим и связан с первым.

По законам интерференции расстояние между полосами $l \approx \lambda/\varepsilon$, где λ — длина световой волны. Смещению полосы на расстояние l будет соответствовать разность оптического пути луча, равная длине волны. В газодинамических исследованиях изменение длины оптического пути луча Δs определяется изменением показателя преломления среды на некотором участке пути Δx вдоль направления луча $\Delta s = \int_{\Delta x} [n(x) - n_0] dx$.

Если n не зависит от x ,

$$\Delta s = (n - n_0) \Delta x$$

(в интерферометре Майкельсона $2\Delta x$), а поскольку для газа $n - 1 = K\rho$, то линейное смещение полос L (см. интерферограмму ударной волны на рис. 4.15), выраженное в расстояниях между полосами l , будет определять изменение плотности газа

$$\rho - \rho_0 = \frac{\Delta m \lambda}{K \Delta x},$$

где $\Delta m = \frac{L}{l} = \frac{\Delta s}{\lambda}$, а ρ_0 — плотность невозмущенной среды.

Погрешность изменений оценивают следующим образом: в зависимости от качества интерференционной картины, монохроматичности источника света и от способа обработки интерферограмм можно добиться точности в определении сдвига полос около 0,03*l*, что соответствует изменению плотности (для воздуха $\Delta x = 5$ см, $\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ см)

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} \approx \frac{l \Delta m \lambda}{K \Delta x \rho_0} \approx 0,12\%.$$

Точность измерений зависит также от качества оптического изображения картины, поэтому при интерферометрических исследованиях предъявляются высокие требования к изготовлению стекол, ограничивающих объем газа 9 (и в оптических компенсаторах 10), — качество полировки поверхности должно быть лучше 0,05 полосы. Необходимо также учитывать и возможные температурные влияния на стекла, зеркала и пластинки.

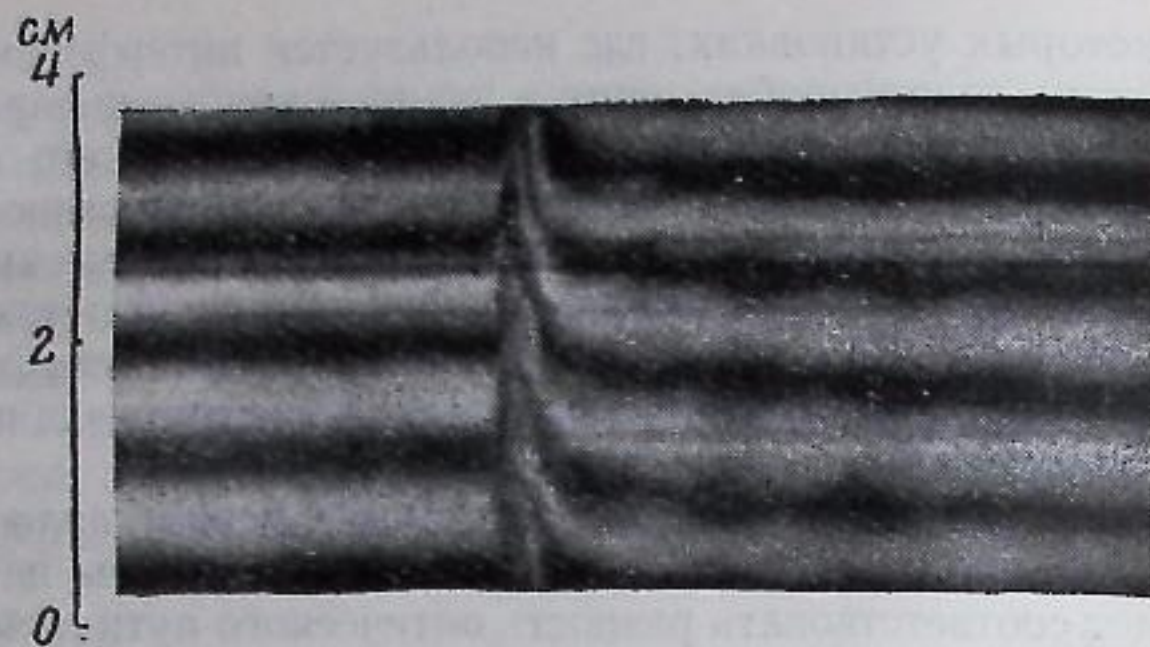


Рис. 6.10. Интерферограмма фронта волны детонации в ацетилен-кислородной смеси

Увеличение плотности смещает полосы вверх

На рис. 6.10 показана интерферограмма волны детонации, распространяющейся в ацетилен-кислородной смеси, с начальным давлением $0,05 \text{ атм}$; скорость волны — около 3 км/сек . На этом снимке получены данные о распределении средней плотности в зоне реакции за фронтом детонации, имеющей сложную трехмерную структуру. Самоподдерживающиеся волны детонации с одномерной зоной реакции за фронтом можно получить лишь в особых условиях. На рис. 6.11 приведена интерферограмма такого процесса в смеси $0,8 \text{ Ar} + 0,2 (\text{H}_2 + \text{O}_2)$, предварительно нагретой ударной волной до температуры 780° К . На рисунке четко виден переход полос из положения, соответствующего скачку плотности без реакции, в равновесное состояние с завершённой химической реакцией, характеризующее меньшей плотностью.

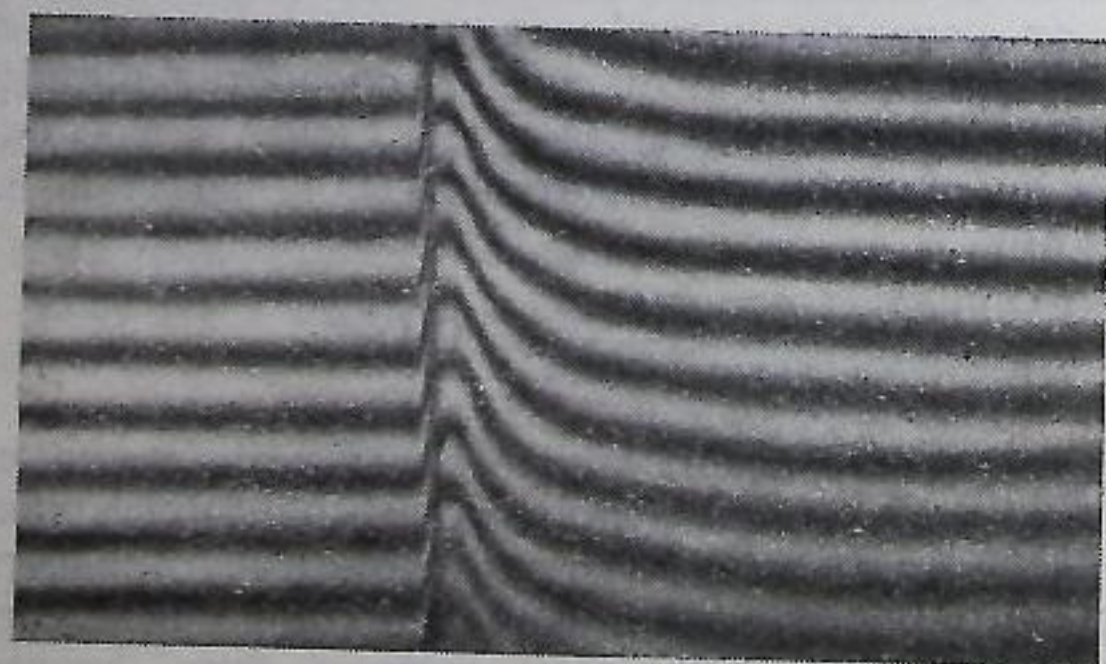


Рис. 6.11. Интерферограмма «одномерной» детонации



Рис. 6.12. Развертка интерференционной картины распространения ударной волны в аргоне

Интерферометр можно использовать не только для получения моментальных снимков явления. Так, на рис. 6.12 приведена развертка движения ударной волны в инертном газе, позволяющая определить скачок и распределение плотности за фронтом, а также измерить скорость ударной волны. Как и на рис. 4.15, в данном опыте световой поток интерферометра направлен под углом 15° к плоскости фронта, чтобы обеспечить постепенное смещение полос из начального состояния в конечное. Однако ориентировка съемочной щели, как и в обычных развертках, здесь параллельна направлению движения волны.

Количественную тарировку интерферометра производят простейшим способом: отсчитывают число полос, соответствующее, например, наполнению камеры воздухом или каким-либо другим газом до определенного давления. При обработке интерферограмм необходимо учитывать как изменение состава газа вследствие реакции, например за фронтом детонации, так и изменение показателя преломления газа с температурой, вызванное возбуждением частиц или же ионизацией. Д. Уайт [6] измерял коэффициент преломления атомарного кислорода и гидроксидов при высоких температурах.

Применение фотоматериалов для фиксации интерферограмм быстротекущих процессов ограничивает данный метод, так как при фотографировании необходимо применять достаточно интенсивные источники света. Это вызывает определенные трудности при записи процессов с длительностью менее 10^{-6} сек . Используя электронно-оптические преобразователи, можно регистрировать более кратковременные процессы. Однако наиболее существенным решением данной проблемы является непосредственное фотометрирование интерференционной картины: выходной пучок света интерферометра ограничивается небольшим выходным отверстием в плоскости изображения процесса и регистрируется фотоумножителем [7]. Предварительно прокалибровав такую систему смещением невозмущенной картины, из записи реального процесса можно выделить количественную информацию о линейном смещении интерференционных полос. Разумеется, эффективность данного метода в первую очередь определяется степенью монохроматичности

источника света. Поэтому в качестве источника света наиболее целесообразно использовать гелий-неоновый лазер.

Импульсная фотометрия интерференционной картины наиболее эффективна при малых изменениях показателя преломления, соответствующих небольшому линейному смещению полос, например в несколько десятых одной полосы. Именно такие малые смещения

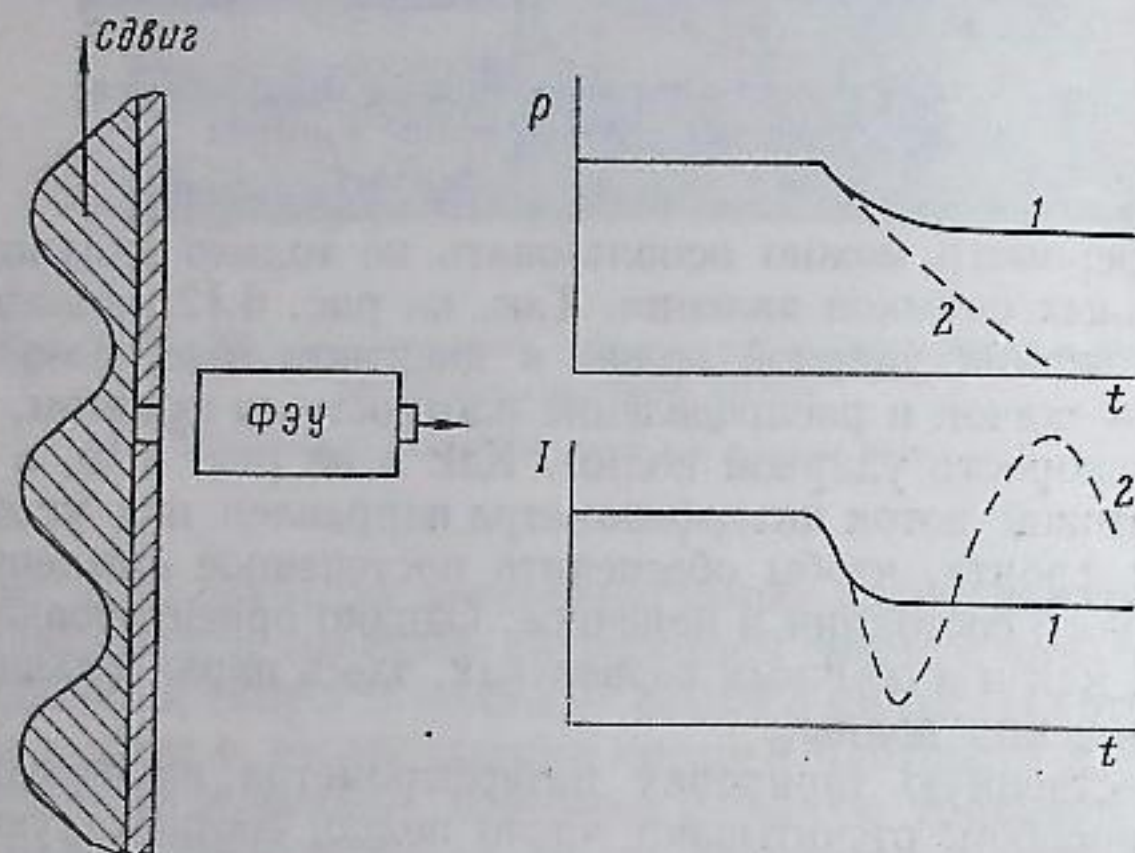


Рис. 6.13. Принципиальная схема фотометрирования интерференционной картины

1 — сдвиг в пределах одной полосы; 2 — сдвиг на несколько полос

с трудом фиксируются при фотографировании интерференционной картины. Принципиальная схема описанного метода приведена на рис. 6.13: сдвиг монохроматической интерференционной картины периодических полос с интенсивностью $I = I_0 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} x + \varphi \right)$, вызванный изменением показателя преломления на пути одного из световых пучков интерферометра, регистрируется фотоумножителем. В качестве иллюстрации схематически показаны типичные записи прибора для двух видов изменения плотности за фронтом ударной волны.

6.5. Методы измерения плотности, основанные на поглощении

Широко используется поглощение света в соответствующем интервале длин волн (абсорбционная спектроскопия [8]), поглощение рентгеновского или радиоактивного излучения [9], поглощение и рассеяние пучка электронов [5]. Во всех этих методах

измеряют интенсивность излучения, ослабленную поглощением в объеме среды. Предполагается, что относительная интенсивность проходящего излучения определяется законом поглощения Ламберта — Бера

$$\alpha = \frac{I}{I_0} = 1 - \exp(-\kappa_i n_i \Delta x),$$

где κ_i — удельный коэффициент поглощения на единицу длины пути луча и единичную концентрацию, n_i — плотность соответствующего сорта поглощающих частиц, Δx — длина пути поглощения. Данное соотношение написано для идеальной спектральной линии с равномерным распределением поглощения по ее контуру. Анализ реальной формы линии, т. е. учет степени ее насыщения и реабсорбции, показывает, что пропорциональная зависимость между удельным коэффициентом поглощения для всей линии в целом и плотностью поглощающих частиц существует лишь для слабых линий. Для реабсорбированных линий поглощение пропорционально корню квадратному из плотности поглощающих частиц. Поэтому в количественных абсорбционных измерениях необходим дополнительный контроль за оптической толщиной поглощающего слоя.

При спектральных оптических измерениях требуются определенный выбор спектрального интервала и монохроматизация света. Например, молекулярный кислород в области вакуумного ультрафиолета $\lambda = 1470 \text{ \AA}$ поглощает до 30% проходящего света в слое газа толщиной 1 см при давлении 1 мм рт. ст. и комнатной температуре. Значительное поглощение наблюдается также в области 2245 \AA . Углекислый газ обладает сильным поглощением в области λ , равной 2380, 3000 \AA . Эффективно используется поглощение гидроксила в области 3094 \AA , а частиц NH — в области 3360 \AA . Монохроматизация света достигается применением интерференционных светофильтров или оптических монохроматоров. Световой поток, проходящий через исследуемый объем, регистрируется фотоумножителями или фотосопротивлениями (в инфракрасной области спектра).

Для исследования релаксационных процессов в молекулярных газах наиболее интересна инфракрасная область спектра. Такие опыты начали проводить совсем недавно благодаря успешному применению в качестве приемников инфракрасного излучения полупроводниковых фотосопротивлений из германия, легированного золотом, и из InSb. Рабочий режим фотосопротивлений при их охлаждении до температуры жидкого азота обеспечивает необходимый уровень чувствительности в области длин волн до 10 мк, а разрешающая способность во времени не хуже 0,1 мксек.

В качестве примера установки для инфракрасных измерений в ударной трубке на рис. 6.14 приведена схема опытов М. Камака [10], разработанная для измерения периода колебательной релак-

сации углекислого газа в области температур от 2000 до 5000° К. Опыты проводили в ударной трубе диаметром 60 см при небольших начальных давлениях 0,015—0,12 мм рт. ст. Из-за влияния пограничного слоя поток за фронтом ударных волн в таких условиях существенно отличается от одномерного, а фронт волны несколько

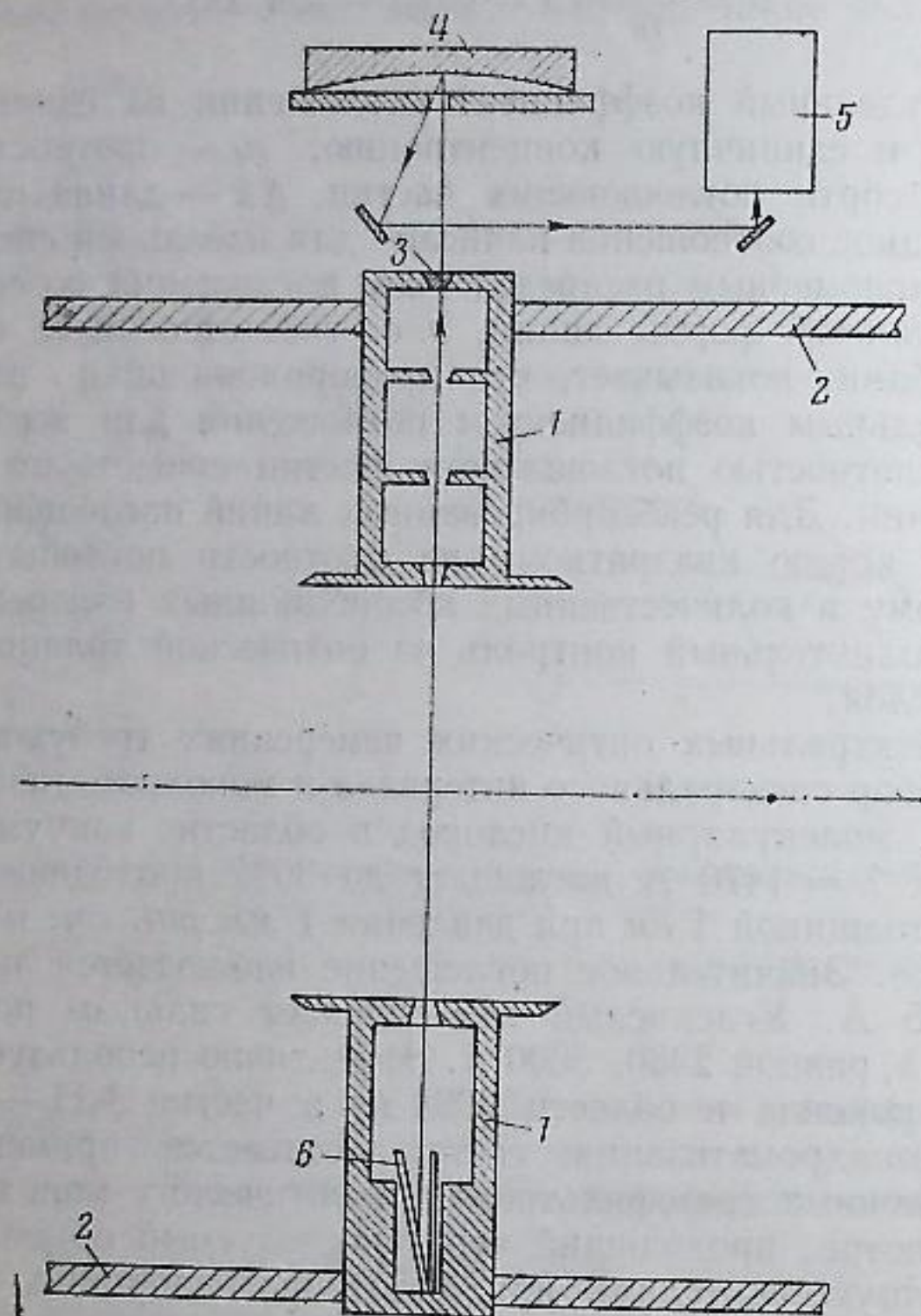


Рис. 6.14. Схема регистрации инфракрасного излучения за фронтом ударной волны (М. Камак)

1 — зондирующие трубки-световоды; 2 — канал трубки; 3 — камера; 4 — зеркало; 5 — фотоприемник; 6 — ловушка

искривлен. Поэтому предприняты специальные меры для выделения лишь центральной области течения: зондирующие трубки-световоды вставлены внутрь канала трубки и имеют заостренные торцевые края для вырезания центрального участка потока. Излучение газа в инфракрасной области спектра через окно в стенке камеры, изготовленное из CaF_2 , зеркалом собирается на входном окне фотоприемника из сурьмянистого индия, заделанного в дно

(или боковую стенку) дьюара с жидким азотом. На противоположном участке канала трубы смонтирована ловушка для ослабления осевого потока излучения на стенках трубы.

В этой же установке применяли систему для регистрации распределения плотности газа за фронтом волны методом электронного

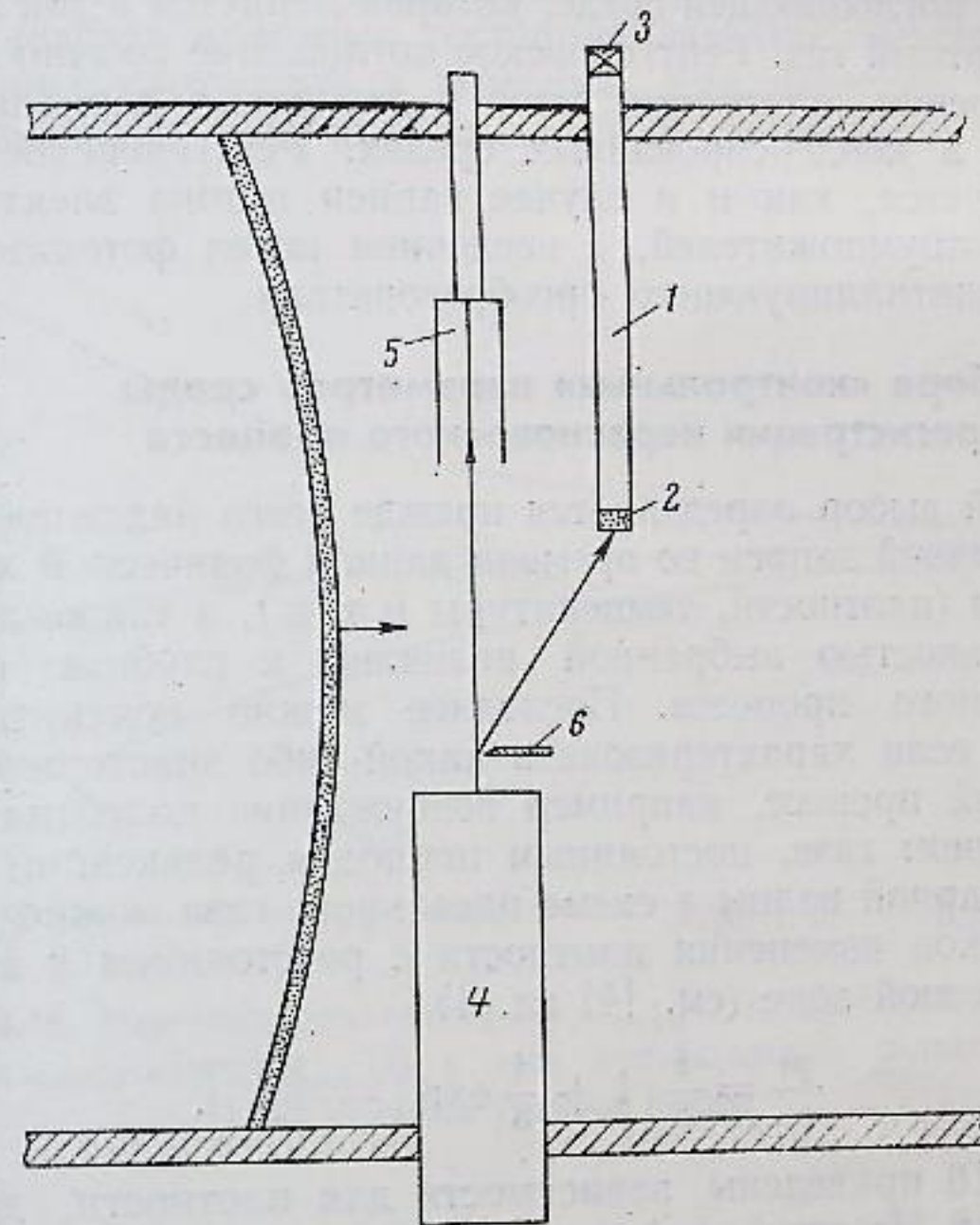


Рис. 6.15. Измерение плотности методом рассеянного электронного пучка

1 — световод; 2 — сцинтиллятор; 3 — фотоумножитель; 4 — электронная пушка; 5 — коллектор; 6 — экран

пучка. В отличие от аналогичных исследований [5], для регистрации плотности использовалось не поглощение потока электронов, а измерялась интенсивность рассеянного пучка (рис. 6.15). Энергия электронов — около 10^5 в, поэтому рассеяние на большие углы невелико (около 1%). В установке регистрируется поток электронов, рассеянных на небольшой угол: на одном конце световода прикреплен сцинтиллятор, а выход света с другого конца регистрируется фотоумножителем. Система формирования пучка состоит из электронной пушки, коллектора и экрана отсечки. При обработке данных использовали формулу рассеяния Резерфорда. Оценки показывают, что оптимальный угол рассеяния при выбранных условиях опытов — около 20° .

При определении изменений плотности с применением рентгеновского поглощения исследуемый газ разбавляют одним из инертных газов с большим атомным весом (криптоном, ксеноном) для более эффективного поглощения. Соответствующее изменение плотности исследуемого газа определяется его относительной концентрацией в поглощающей среде, которая меняется в той же степени, что и инертный газ. Рентгеновское поглощение обычно используют при измерении плотности газов и давлениях порядка атмосферного или в конденсированных средах. Рентгеновское излучение регистрируется, как и в случае записи потока электронов, при помощи фотоумножителей, с введением перед фотокатодом умножителя сцинтиллирующего преобразователя.

6.6. О выборе «контрольных» параметров среды для регистрации неравновесного процесса

Такой выбор определяется прежде всего надежностью способа непрерывной записи во времени данной физической характеристики среды (плотности, температуры и т. д.), а также достаточной чувствительностью выбранной величины к глубине протекания неравновесного процесса. Последнее можно пояснить простым примером: если характеризовать какой-либо эндотермический неравновесный процесс, например возбуждение колебаний молекул в двухатомном газе, постоянным периодом релаксации τ , то для сильной ударной волны в схеме идеального газа можно найти следующий закон изменения плотности с расстоянием x за фронтом в неравновесной зоне (см. [4] гл. 1)

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{1}{8} \left[1 + \frac{1}{3} \exp \left(-\frac{8x}{D\tau} \right) \right].$$

На рис. 6.16 приведены зависимости для плотности, давления и температуры. Из этих графиков видно, что давление газа изменяется в ходе процесса всего лишь в пределах 5% начальной величины, а изменения плотности и температуры достигают 25%. Это и определяет выбор плотности для регистрации хода неравновесного процесса за ударным фронтом.

Приведенная выше или подобная ей оценка аналитической зависимости изменения плотности с расстоянием в зоне релаксации должна быть основой обработки интерферограмм процесса для получения количественных данных о величине важного физического параметра — периода релаксации τ . Появление масштабного коэффициента $\tau_0 = D/8x$ объясняется тем, что для стационарного движущегося ударный фронт — зона реакции развитие процесса должно рассматриваться в системе координат, неподвижной относительно фронта. В этой системе для сильной волны скорость частиц при $\gamma = 9/7$ равна

$$u' = D - u = \frac{\rho_1}{\rho_2(x)} D \approx \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} D = \frac{1}{8} D.$$

Именно эта скорость и будет определять профиль зоны реакции в том виде, в котором он регистрируется в моментальных снимках, если отсчитывать начало реакции от момента прохождения соответствующей частицы через фронт волны: $dx/dt = u'$.

В случае экзотермических реакций, протекающих за ударным фронтом, адиабата конечных состояний заметно смещается в область меньших плотностей и давлений. Как известно, для самоподдерживающихся детонационных волн равновесное давление

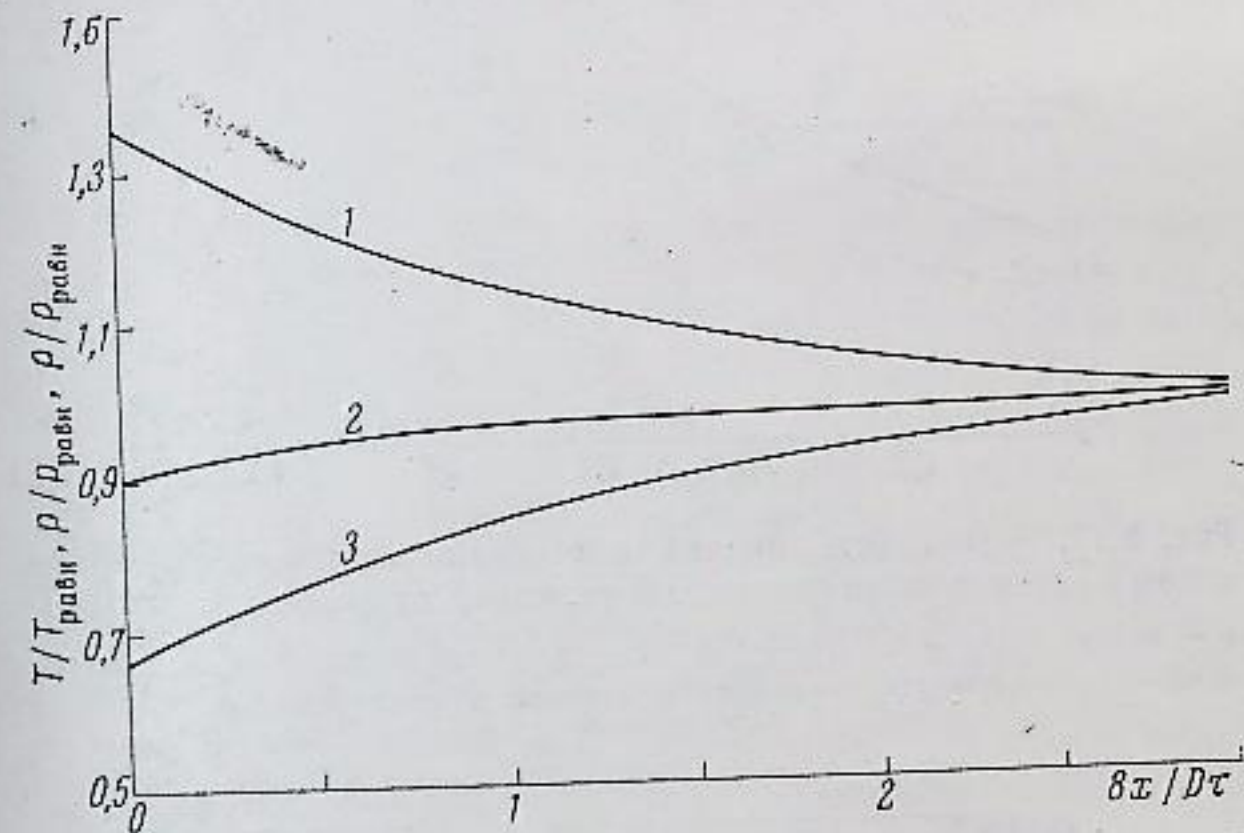


Рис. 6.16. Изменение температуры $T/T_{\text{равн}}$ (1), давления $p/p_{\text{равн}}$ (2) и плотности $\rho/\rho_{\text{равн}}$ (3) в зоне колебательной релаксации за фронтом ударной волны

примерно в 2 раза ниже давления ударной волны без реакции, имеющей ту же скорость, что и волна детонации. Поэтому в данном случае давление также можно использовать как контрольный параметр одновременно с плотностью и температурой. Для анализа пределов изменения любой измеряемой величины за фронтом волны удобно использовать следующую оценку: в достаточно сильных ударных волнах, пренебрегая начальным давлением и внутренней энергией газа, для $\gamma = \text{const}$ из законов сохранения на ударном фронте можно получить следующую зависимость [11]:

$$\frac{2Q}{D^2} = \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} - 1 \right),$$

где Q — удельное количество тепла на 1 г смеси, выделяющееся при реакции. На рис. 6.17 приведены зависимости ρ_1/ρ_2 от $2Q/D^2$ для $\gamma = 1,6$, что соответствует смеси $0,9\text{Ar} + 0,1(\text{H}_2 + \text{O}_2)$, и для $\gamma = 1,4$. Вершина параболы соответствует случаю «идеальной» самоподдерживающейся детонации, скорость которой однозначно

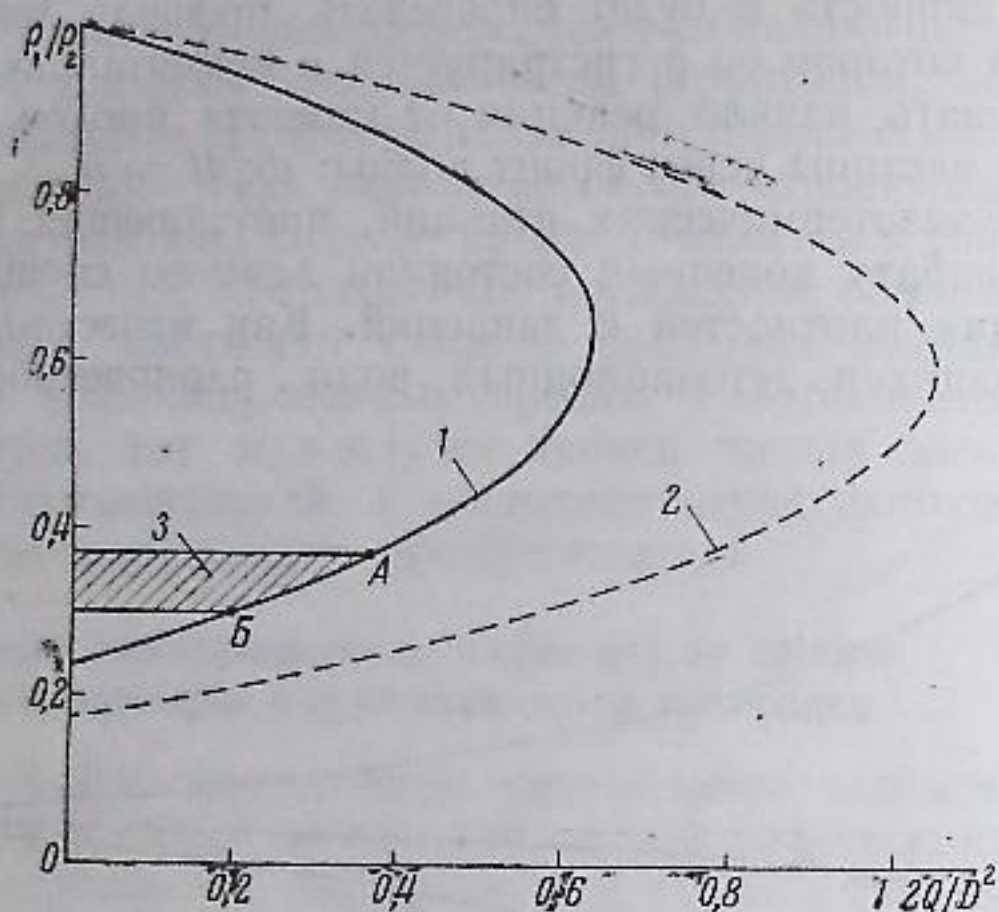


Рис. 6.17. Зависимость скачка плотности во фронте ударной волны в смеси с экзотермической реакцией от скорости волны D
 1 — смесь 0,9Ag + 0,1 ($H_2 + O_2$); 2 — для идеального газа $\gamma = 1,4$;
 3 — область изменения плотности в зоне реакции

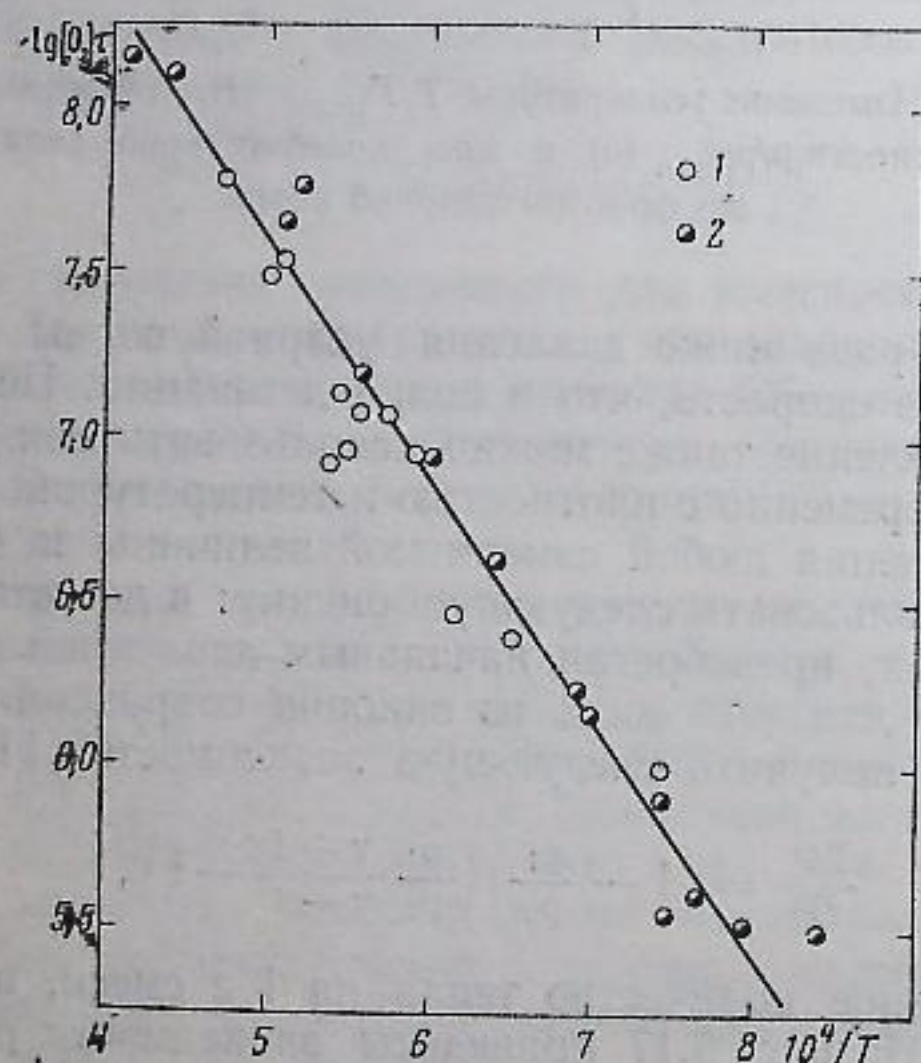


Рис. 6.18. Зависимость периода индукции смеси метана с кислородом от температуры
 1 — измерения в проходящих волнах; 2 — метод отраженной волны

определяется тепловыделением и отношением теплоемкостей:

$$D_*^2 = 2Q(\bar{\gamma}^2 - 1).$$

Пересечение параболы с вертикальной осью дает скачок плотности в сильной ударной волне без химической реакции за фронтом. Поэтому нижняя ветвь параболы описывает все состояния от самоподдерживающейся до сильно пересжатой детонации. Чем выше скорость создаваемой ударной волны по сравнению с величиной D_* , тем более узким становится интервал изменения плотности в зоне реакции. На рис. 6.17 заштрихованы пределы изменения плотности за фронтом в зоне реакции для случая, близкого к записи процесса приведенного на рис. 4.15: точка B определяется скачком плотности в волне без реакции, а точка A соответствует равновесию — в той степени приближения, которая была принята в проведенной выше оценке. Сравнение с измеренной величиной сдвига полос вниз после истечения периода индукции в интерферограмме, приведенной на рис. 4.15, дает вполне удовлетворительное согласие с результатами оценки изменения плотности. Из проведенного анализа также видно, что при больших степенях пересжатия (малые Q , сильно разбавленные смеси) трудно регистрировать зоны экзотермической реакции за фронтом ударной волны из-за малого сдвига полос. В этих условиях возникает необходимость дополнительных измерений, например регистрацией текущих концентраций за фронтом методами абсорбционной спектроскопии.

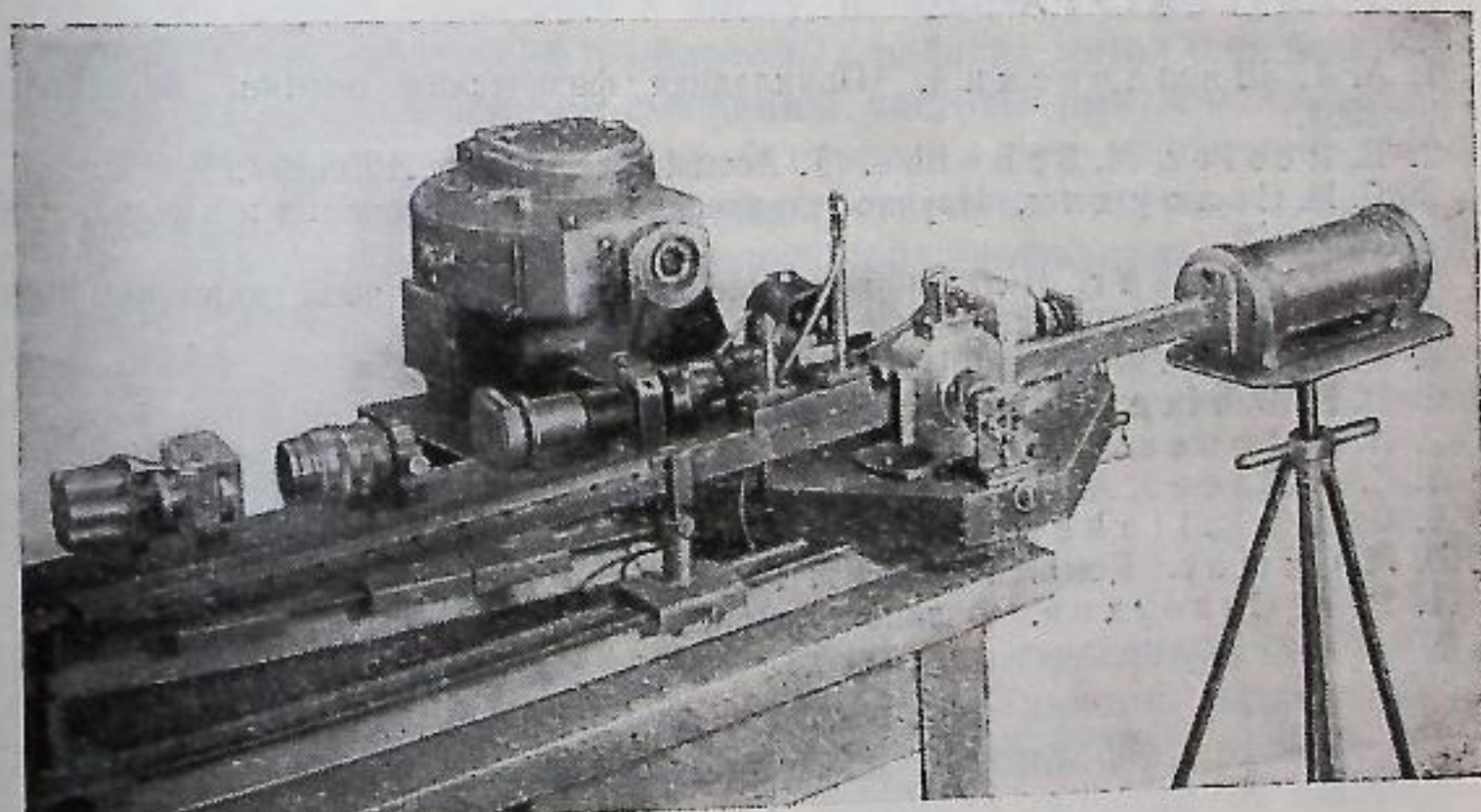


Рис. 6.19. Общий вид малогабаритной ударной трубки для исследования химических реакций в газах

В качестве примера, иллюстрирующего однозначность определения некоторых физико-химических данных о скоростях химических реакций различными способами, связанными с регистрацией изменения плотности среды, на рис. 6.18 приведены результаты измерений зависимости периода индукции реакции самовоспламенения метано-кислородной смеси от температуры в интервале изменения $T_2 = 1000 \div 2500^\circ \text{K}$. На этом графике нанесены данные, полученные методом отраженных волн в комбинации со шлюрен-съемкой (см. рис. 4.23) и методом регистрации стационарной зоны в проходящей волне (см. рис. 4.15). Данные, полученные различными методами, совпадают в пределах точности измерений. Численное значение τ дает величину константы скорости ведущей реакции периода индукции, а наклон прямой в аррениусовской зависимости константы скорости от обратной температуры позволяет определить энергию активации процесса самовоспламенения, которая в данном случае равна $33 \pm 1,5 \text{ ккал/моль}$. Следует отметить, что такой широкий интервал температуры, в котором проведены данные опыты, стал доступным для количественных кинетических измерений лишь благодаря применению метода ударных волн и технике измерений плотности в микросекундном диапазоне. Можно также отметить, что ударная трубка для химико-кинетических исследований — это малогабаритный и простой прибор, удобный в эксплуатации. На рис. 6.19 приведена одна из таких установок вместе с интерферометром и скоростной съемочной камерой.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Шишловский. Прикладная физическая оптика. Физматгиз, 1961.
2. E. Resler, M. Scheibe. J. Acoust. Soc. Amer., 1955, 27, 5, 932.
3. Р. И. Солоухин. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, № 1, 112.
4. Д. Р. Хорниг. В сб.: Физические измерения в газовой динамике и при горении. ИЛ, 1957.
5. R. E. Duff. Phys. Fluids, 1959, 14, 2, 207.
6. D. R. White. Phys. Fluids, 1961, 4, 40.
7. N. R. Jones, M. McChesney. J. Scient. Instrum., 1964, 41, 682.
8. С. А. Лосев, А. И. Осипов. Усп. физ. наук, 1961, 74, 3.
9. G. V. Kistiakowsky, P. H. Kydd. J. Chem. Phys., 1955, 23, 271.
10. M. Samas. Research Report N 194, AVCO Everett Res. Lab., 1964.
11. Р. И. Солоухин. Физика горения и взрыва, 1966, 3, 12.

МЕТОДЫ СВЧ И ОПТИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ПЛАЗМЫ

7.1. СВЧ-методы измерения [1—9]

При исследовании быстропротекающих физических процессов (таких, как, например, распространение бесстолкновительной ударной волны в плазме) особое значение приобретает быстроедействие регистрирующей СВЧ-аппаратуры. Существующими методами измерений скорости сгустков плазмы обычно определяют временной сдвиг сигналов, получаемых от двух датчиков (электрические и СВЧ-зонды, ФЭУ и т. д.), которые расположены на некотором расстоянии вдоль направления движения сгустка. При этом невозможно получить мгновенные значения скорости из-за связанного с данной методикой усреднения на отрезке пути между датчиками. Сигналы с двух датчиков заметно различаются в результате процессов, связанных с изменением структуры сгустка при его транспортировке. Методы диагностики нестационарной плазмы, плазменных струй, сгустков и т. д., использующие микроволновую технику, в настоящее время относятся к числу наиболее распространенных и надежных. Примененный в некоторых работах метод определения скорости по доплеровскому смещению частоты при зондировании в торец трубы, транспортирующей сгусток, дает мгновенное значение скорости, однако эта величина относится только к одному участку сгустка (сечению с критической плотностью на фронте) и только к исследуемой области, близкой к концу трубки. Схема, приведенная на рис. 7.1, позволяет регистрировать доплеровское смещение частоты при наклонном падении электромагнитной волны на движущуюся проводящую поверхность:

$$\Delta f = 2f_0 \frac{v}{c} \cos \alpha, \quad (7.1)$$

где α — угол падения, $v/c \ll 1$. Сигнал со смещенной частотой принимается рупором, ориентированным по закону зеркального отражения относительно облучаемого рупора. При этом (в отсутствие плазмы) непосредственная передача сигнала из облучаемого рупора в приемный исключена. Для выделения разности частот Δf отраженный сигнал смешивается на смесительной головке с частью опорного сигнала, ответвляемого тройником, и напря-

жение частоты подается на вход импульсного осциллографа, синхронизированного с процессом.

Определенное удобство данной схемы заключается в том, что при фиксированных зондирующей частоте и скорости сгустка можно изменять величину Δf выбором угла α . Поэтому при больших α благодаря понижению доплеровского смещения частоты можно

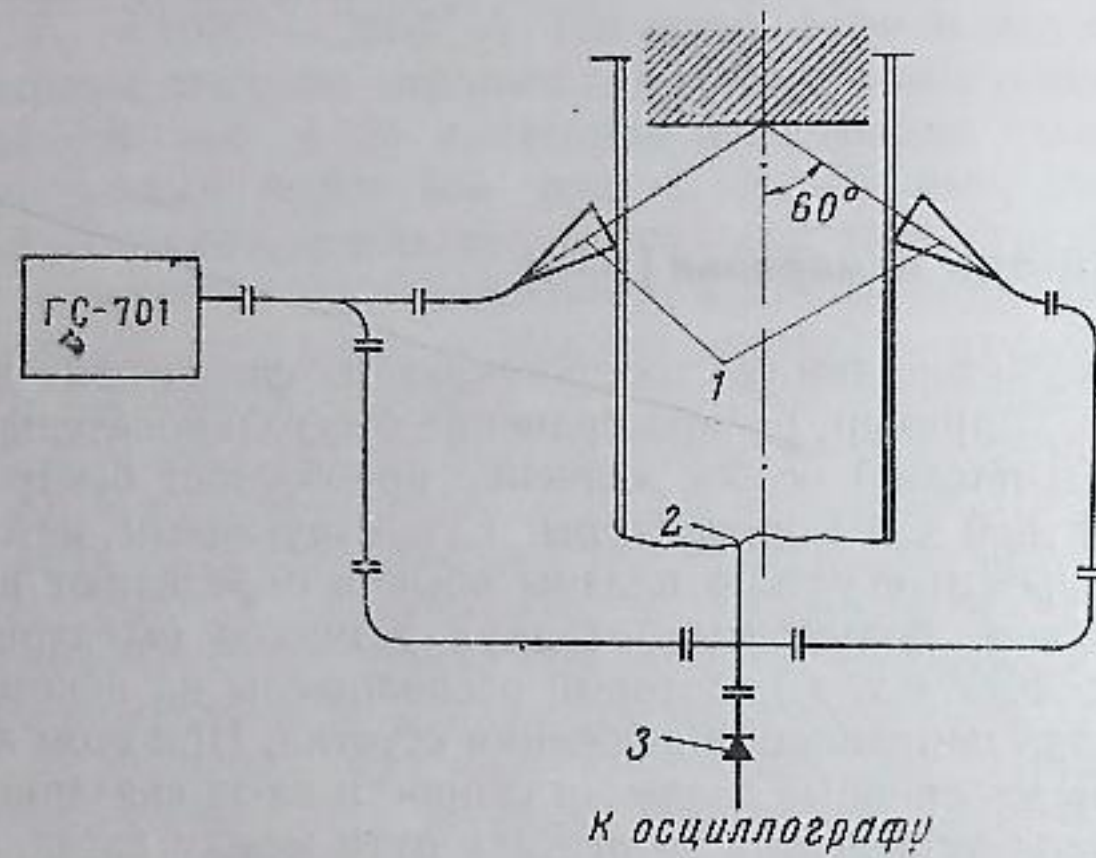


Рис. 7.1. Измерение скорости по доплеровскому смещению частоты
1 — выход СВЧ-волновода; 2 — ответвление смесителя; 3 — детектор

производить зондирование на миллиметровых волнах с хорошим пространственным разрешением. Изменение плоскости или направления зондирования используют при исследовании сгустков иноструктуры. Рассмотрим быстродействующий микроволновый интерферометр [10], использованный при зондировании плазменных струй. Его параметры:

Диапазон	$\lambda = 8 \text{ мм}$
Разрешающая способность	$3 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$
Максимальная скорость изменения фазы	$(d\varphi/dt)_{\text{макс}} = \pm 6 \text{ рад} \cdot \text{мксек}^{-1}$
Диапазон разверток	$T = (3+100) \cdot 10^{-6} \text{ сек}$
Точность отсчета фазы (не зависит от диапазона разверток)	$\sim 5^\circ$
Предельный диапазон изменения фазы	$(d\varphi/dt)_{\text{макс}} T_{\text{макс}} = 6 \cdot 10^2 \text{ рад}$

На экране индикатора изображается фазовая кривая в полярной системе координат с рабочей областью $R = (5 \div 10) \text{ см}$; $\varphi = (0 \div 2) \text{ рад}$. Принцип работы интерферометра заключается в измерении фазового сдвига зондирующей волны $f_0 = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ гц}$ к промежуточной $f_1 = 30 \text{ мгц}$ по супергетеродинной схеме и последующим сравнением фазы последней

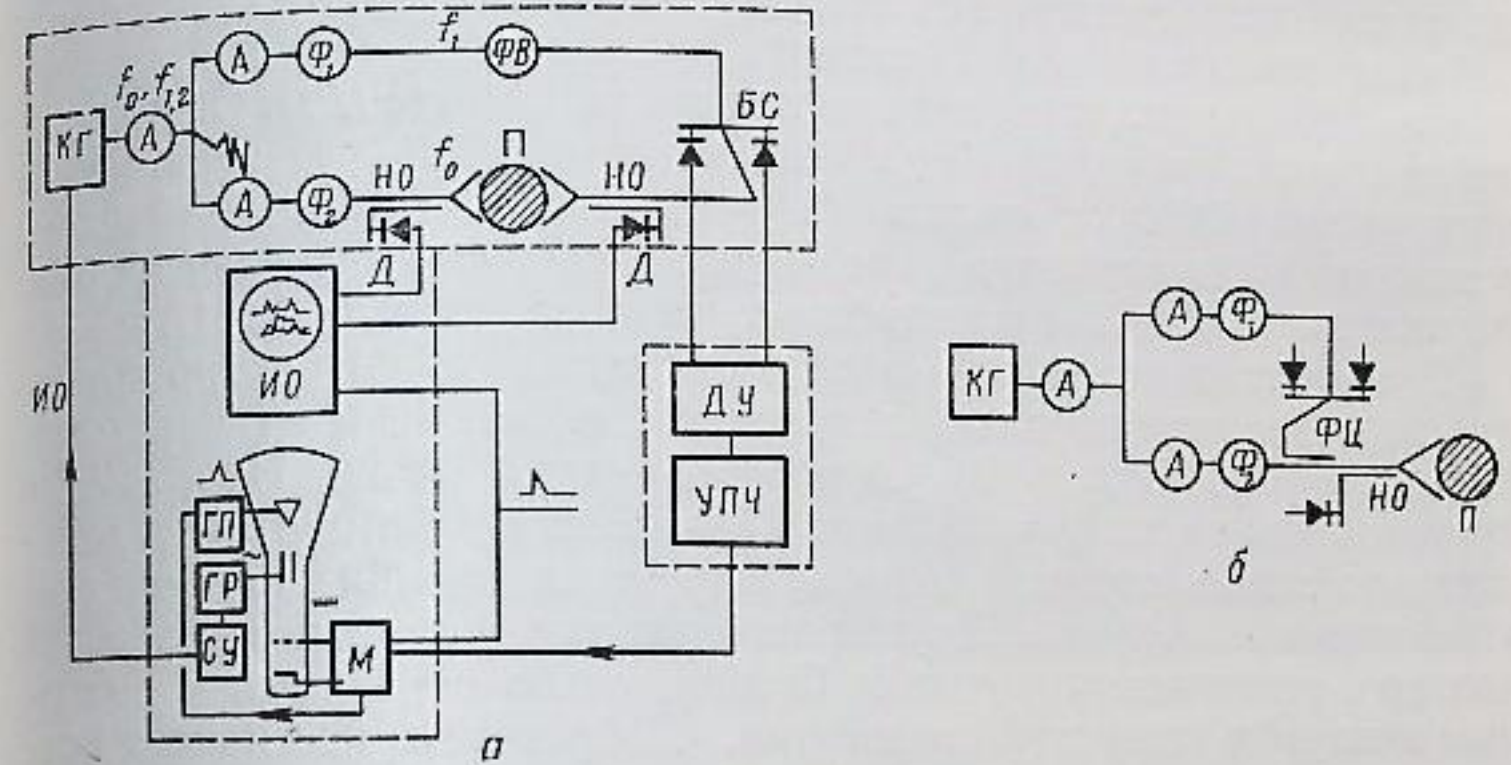


Рис. 7.2. Блок-схема СВЧ-интерферометра

а — вариант на просвет; б — вариант на отражение. КГ — клистронный генератор; А — аттенюатор; Ф — фазовращатель; НО — направленный ответвитель; БС — балансный смеситель; Д — детектор; П — плазма; ФЦ — ферритовый циркулятор; УПЧ — усилитель промежуточной частоты; ИО — импульсный осциллограф; М — модуляционное устройство, ГП — генератор «пилы»; ГЛ — генератор развертки; СУ — синхронизирующее устройство

с фазой опорной частоты $f_2 = 30 \text{ Мгц}$ на индикаторе (электроннолучевая трубка со спиральной разверткой). В схеме предусмотрена регистрация мощности отраженной и прошедшей волн синхронно с их фазами. Блок-схема интерферометра приведена на рис. 7.2, а, пунктиром выделены высокочастотная часть, приемник и индикатор. Источник зондирующего сигнала (КГ) представляет собой стандартный генератор промышленного образца. В супергетеродинной схеме клистрон ($f_0 = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ гц}$) модулируется по отражателю напряжением с частотой $f = 30 \text{ Мгц}$, которое поступает из индикаторного блока.

Мощность клистрона двойным согласованным тройником разделяется по двум каналам: рабочему и опорному; установленные здесь резонансные фильтры Φ_1 и $\Phi_2: 2\Delta f_1 = (10 \div 15) \text{ Мгц}$ пропускают частоты f_1 и f_2 соответственно. Первоначальную настройку режима модуляции и резонансных фильтров, а также контроль в процессе эксплуатации проводят по спектр-анализатору.

Мгновенное значение фазового сдвига, приобретенного зондирующим лучом, имеет вид

$$\varphi(t) = 2\pi \frac{l}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{t} \int_0^t \sqrt{\varepsilon(x, t)} dx \right),$$

где l — размер плазмы вдоль направления зондирования; ε — диэлектрическая постоянная плазмы. Напряжения f_1 и f_2 поступают на вход приемного блока, состоящего из дифференциального усилителя (ДУ) и усилителя промежуточной частоты (УПЧ). Общее усиление приемника около 10^5 ; собственные шумы, пересчитанные на вход, около 1,7 мкв, полоса (30 ± 5) Мгц. Индикаторный блок, в котором выделяется значение фазового сдвига, изготовлен на базе осциллографа ОК-15 с электроннолучевой трубкой 23ЛО51А.

Развертка осциллографа в виде свертывающейся внутрь спирали создается комбинацией напряжений, снимаемых с генераторов круговой развертки и пилообразного напряжения. Напряжение круговой развертки ($f = 15$ Мгц, $U_p = 2500$ в), симметрично относительно земли, подается на одну пару отклоняющих пластин электроннолучевой трубки. Другая пара пластин включена в пассивный контур с резонансной частотой 15 Мгц, слабо связанный с выходным контуром генератора развертки. Добротность пассивного контура и емкость связи выбирают так, чтобы обеспечивать необходимую амплитуду и фазовый сдвиг ($\pi/2$) напряжения на второй паре пластин. Пилообразное напряжение с амплитудой 1500 в, длительностью 3—100 мксек и небольшим коэффициентом нелинейности подается на конический электрод трубки.

Импульс подсвета формируется специальным модулятором. Сигнал промежуточной частоты, поступающий из приемника и несущий фазовый сдвиг ($U \sim 1$ в, $f_1 = 30$ Мгц), преобразуется здесь в пакет импульсов с напряжением порядка 100 в, длительностью $(3-4) \cdot 10^{-9}$ сек и частотой повторения 30 Мгц. Длительность всего пакета определяется длительностью исследуемого процесса и регулируется в пределах $(3-100) \cdot 10^{-6}$ сек. В индикаторном блоке размещена схема удвоения, которая дает на клистрон модулирующее напряжение, представляющее собой вторую гармонику ($f = 30$ Мгц) частоты развертки $f = 15$ Мгц.

Таким образом, за один оборот луча по кругу ($f = 15$ Мгц) импульс подсвета дважды (30 Мгц) высвечивает узкий сектор окружности. Если исследуемый процесс отсутствует ($\varphi = \text{const}$) при развертывании луча по спирали, подсвеченные участки располагаются вдоль диаметра окружности. В рабочем положении яркость луча подбирается такой, что на экране остается только эта линия. Последняя представляет собой функцию $\varphi(t)$ в полярной системе координат, где время отсчитывается по радиусу от периферии к центру по секторным меткам или калиброванной радиальной развертке, а фазовый сдвиг — непосредственно в углах с множителем 2.

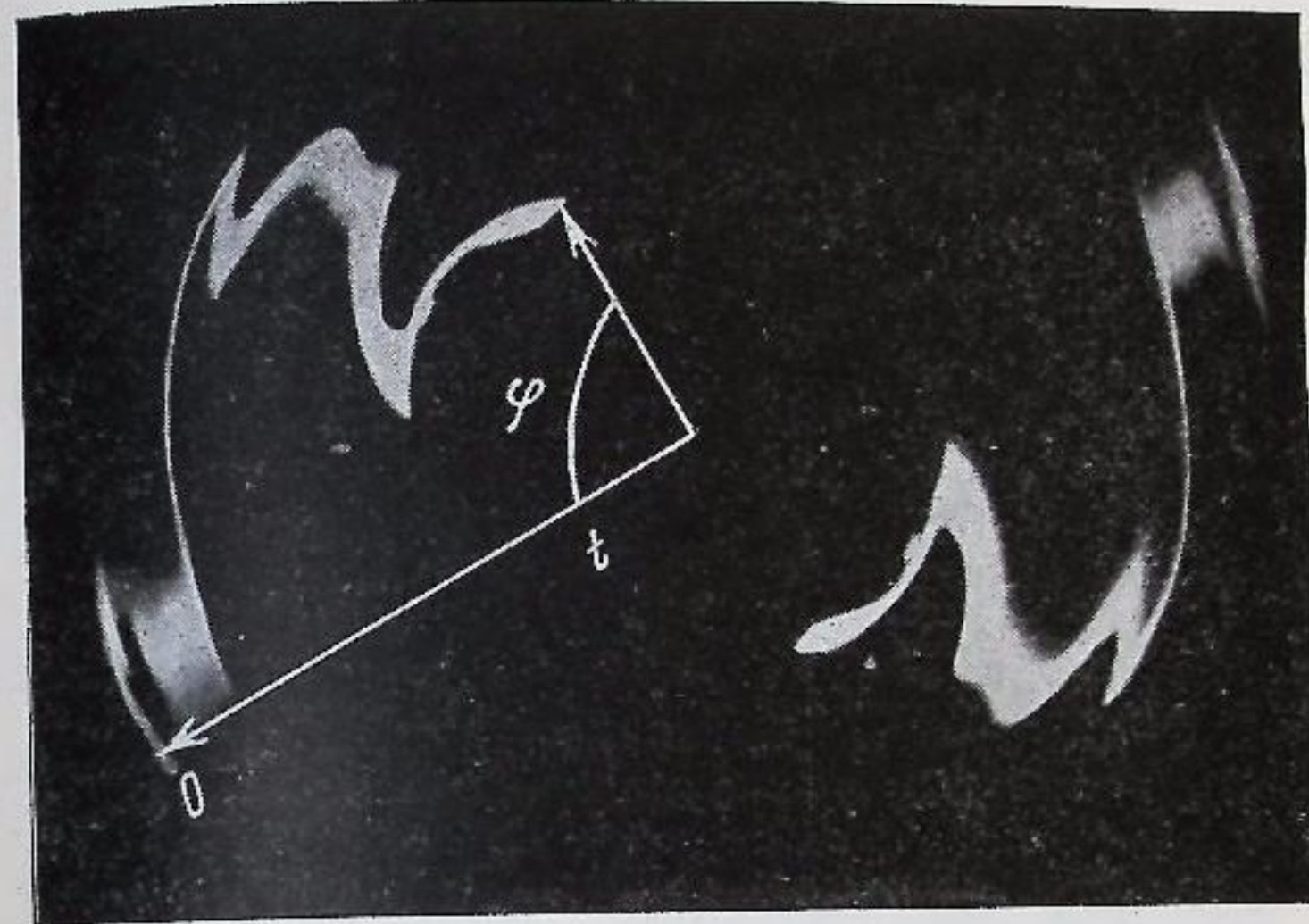


Рис. 7.3. Осциллограммы фазового сдвига СВЧ в полярных координатах для процесса в коническом источнике

В рабочем плече схемы (рис. 7.2) перед излучающим и после приемного рупоров установлены направленные ответвители (НО), при помощи которых регистрируются мощности отраженного и прошедшего сигналов ($P_{\text{отр}}$ и $P_{\text{пр}}$). Напряжения, выделяющиеся на видеодетекторах (Д), поступают на вход импульсного осциллографа ОК-17 (ИО) через широкополосный двухканальный усилитель.

Эту схему можно использовать для непрерывной регистрации положения границы плазмы (слоя с плотностью N_e выше критической $N_{\text{кр}}$). В этом случае оба рупора располагаются по одну сторону от исследуемого объема так, что приемный рупор ориентирован на отраженный луч и отсутствует связь между рупорами (рис. 7.2, б). При определенных условиях эксперимента, когда плазменный объем достаточно хорошо удовлетворяется приближению плоского слоя (т. е. эффекты рассеяния, дифракции и др. пренебрежимы), полученные при помощи описанного устройства величины $\varphi(t)$, $P_{\text{пр}}(t)$, $P_{\text{отр}}(t)$ достаточны для расчета параметров плазмы: средних значений плотности $N_{e \text{ ср}}$, проводимости σ , эффективной частоты столкновений электронов $\nu_{\text{эфф}}$, оценок пространственного распределения плотности, а также для установления геометрии плазмоида и закона движения его границ. При помощи описанной аппаратуры были исследованы плазменные струи, создаваемые коническими источниками. На рис. 7.3 приведены полученные осциллограммы фазового сдвига.

Для одновременного измерения концентрации плазмы N_e и эффективной проводимости σ разработана схема [11], которая, кроме фазы на той же осциллограмме, регистрирует также и амплитуду зондирующего сигнала (рис. 7.4). В схеме использовались три плеча: одно рабочее — для зондирования плазмы (Π) и два опорных, отводящих часть мощности генератора (Γ) для смещения опорного и зондирующего сигналов. Деление мощности осуществлялось

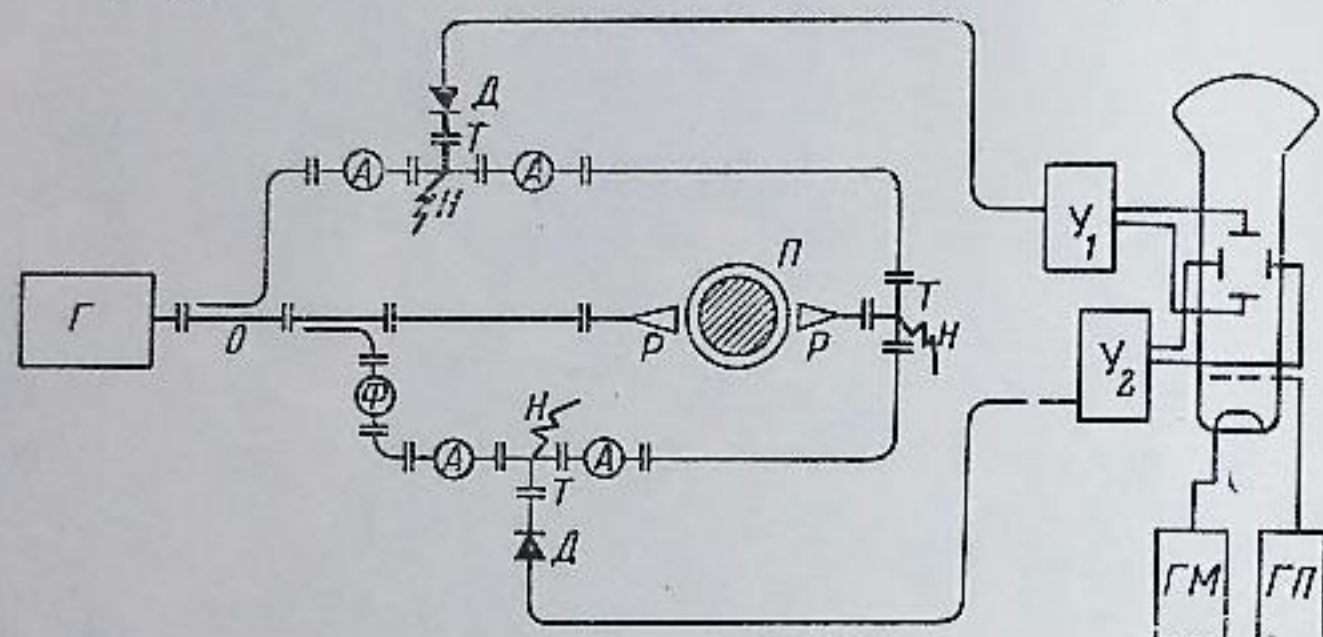


Рис. 7.4. Интерферометр для регистрации сдвига фазы и амплитуды СВЧ-сигнала

направленными ответвлениями (O) и согласованным тройником (T), смещение сигналов — двойным тройником (T) и кристаллическим детектором (D). В одном из опорных плеч остановлен калиброванный фазовращатель (Φ), при помощи которого осуществлялся постоянный сдвиг фазы $\varphi_0 = \pi/2$ относительно второго опорного плеча. В результате напряжения, выделяющиеся на смесителях, имеют вид

$$u_1 = u_0 K(t) \sin \varphi, \quad u_2 = u_0 K(t) \cos \varphi,$$

где $u_0 = u_1(0) = u_2(0)$ — амплитуда напряжений без плазмы (балансировку осуществляли аттенюаторами (A)),

$$K = \sqrt{\frac{u_1^2 + u_2^2}{u_0^2}} = \exp\left(-\frac{4\pi\sigma_{\text{ВЧ}}}{c\sqrt{\epsilon}}l\right)$$

— относительное затухание зондирующей волны в плазме [8], а $\sigma_{\text{ВЧ}}$ — ВЧ-проводимость плазмы.

Полученной информации (рис. 7.5) достаточно для того, чтобы непосредственно, без применения растровой системы и дополнительных преобразований, зарегистрировать фазовый сдвиг волны $\varphi(t)$ (с учетом его знака) и затухание $K(t)$. Действительно, напряжения $u_1(t)$ и $u_2(t)$, поданные соответственно на вертикальные и горизонтальные пластины электроннолучевой трубки, смещают луч в точку, радиус-вектор которой представляет собой комплексную амплитуду прошедшего через плазму сигнала в полярной системе координат

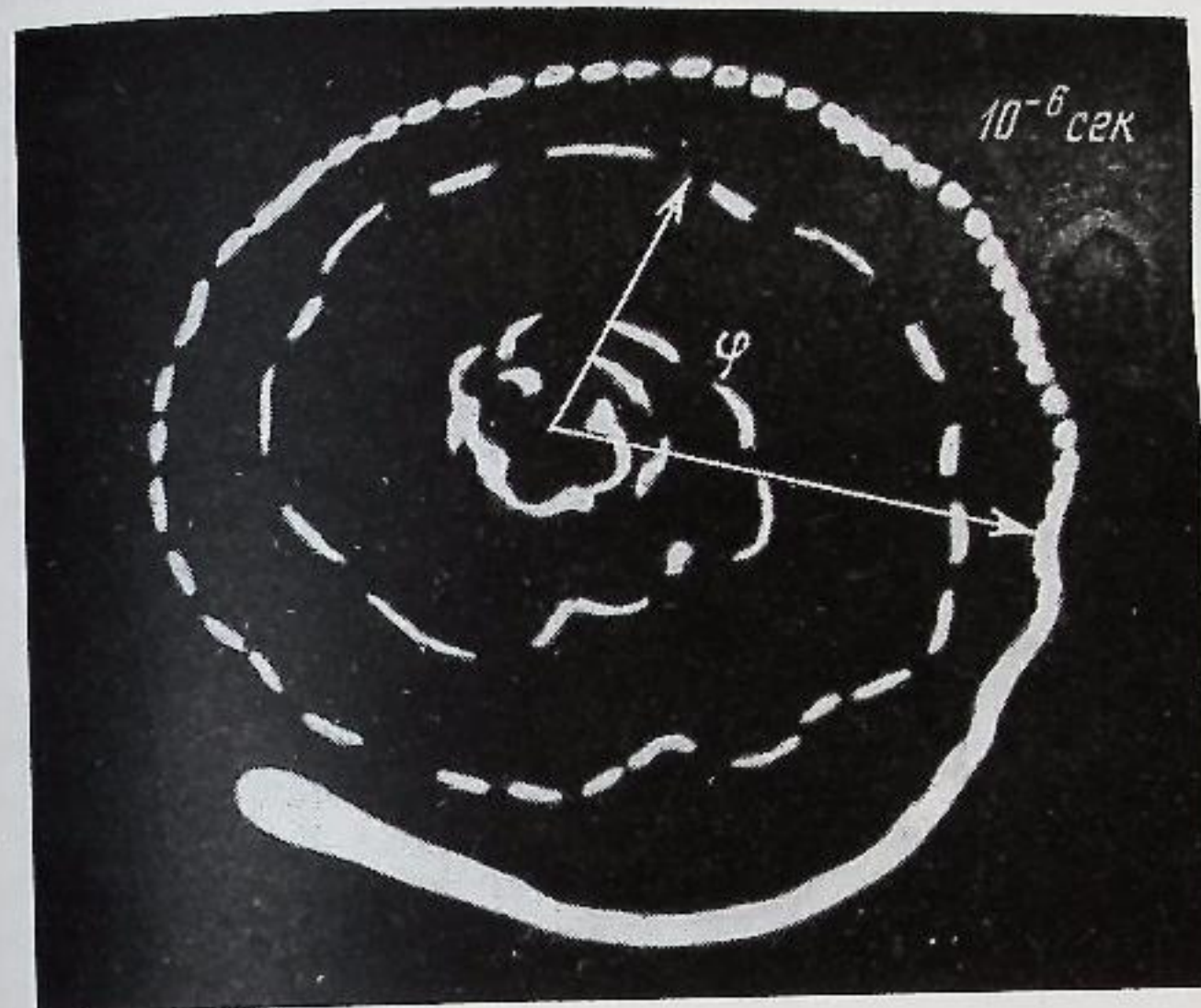


Рис. 7.5. Осциллограмма фазового сдвига и затухания
Метки времени 1 мксек



Рис. 7.6. Осциллограмма «трехмерного» типа
Метки времени 0,1 мксек

(радиус ρ — амплитуда $K(t)u$, угол $\varphi(t)$ — фаза). При изменении параметров плазмы (n, σ) на экране описывается непрерывная кривая $\rho(t) \exp[i\varphi(t)]$; временной масштаб задается темновыми метками, накладываемыми на траекторию луча. Необходимое усиление напряжений u_1, u_2 осуществляется в широкополосных видеоусилителях

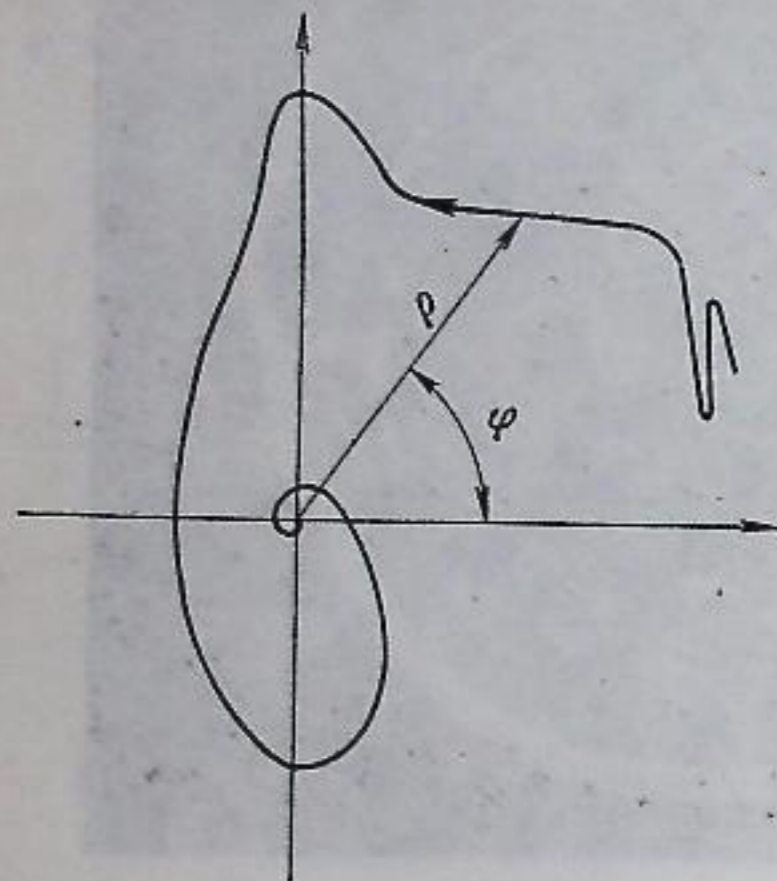


Рис. 7.7. Расшифровка осциллограмм приведенных на рис. 7.5 и 7.6

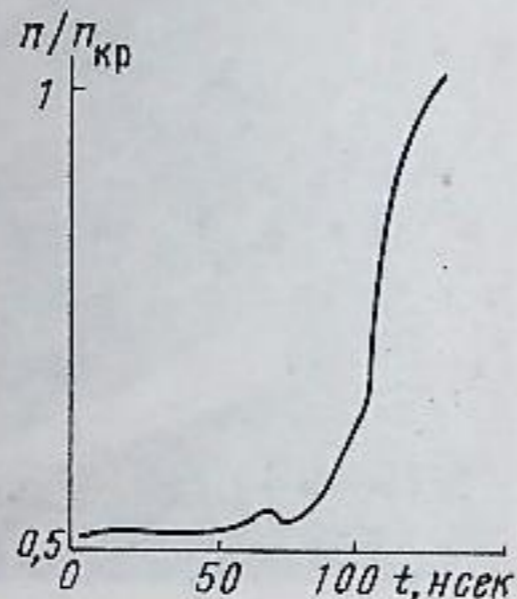


Рис. 7.8. Плотность в ударной волне по данным расшифровки подобных осциллограмм

(U_1, U_2), имеющих идентичные частотные характеристики ($\Delta f = 10 \text{ МГц}$ с неравномерностью $\leq 5\%$).

Для яркостной модуляции луча («время») используют калиброванные импульсы амплитудой $\sim 40 \text{ в}$, длительностью $\sim 0,02 \text{ мксек}$ и частотой следования 10; 1; 0,1 МГц, формируемые генератором меток (ГМ). Область регистрации во времени выбирается модулирующим импульсом ($u = 60 \text{ в}$, $T = (0,5 + 400) \text{ мксек}$), поступающим с генератора подсвета (ГП), который в свою очередь запускается от синхронизирующего устройства.

Скорость регистрации фазы $d\varphi/dt$ в описанной схеме ограничена только полосой пропускания Δf усилителей и составляет $(d\varphi/dt)_{\text{макс}} \sim 2\pi\Delta f = 2\pi \cdot 10^7 \text{ рад/сек}$. (Для скоростной записи использована экспериментальная электроннолучевая трубка с повышенными параметрами.) Указанное значение $(d\varphi/dt)_{\text{макс}}$ позволяет регистрировать процессы со скоростью изменения концентрации плазмы

$$\frac{dN}{dt} \sim N_{\text{кр}} \frac{\lambda}{l} \frac{1}{\pi} \frac{d\varphi}{dt} \approx 10^{14} \text{ мксек}^{-1}$$

$$\text{при } \lambda = 8 \text{ мм}, l \sim 2 \text{ см}, N_{\text{кр}} = \frac{4\pi N_e e^2}{(2\pi f)^2}.$$

Предельный диапазон измеряемых фаз в принципе ограничен лишь качеством записи процесса на фотопленке (в наших экспериментах легко регистрировались фазовые сдвиги около 20π с точностью отсчета около 5°).

В случае немоного характера процесса использовали дополнительно горизонтальное смещение луча калиброванным пилообразным напряжением. Полученное трехмерное изображение полностью описывало процесс, включая интервалы времени, когда $d\varphi/dt = 0$.

Приведенная на рис. 7.6 осциллограмма получена при возбуждении ударных волн. Устройство разрешает процесс, полная длительность которого порядка 10^{-7} сек .

Описанный метод использовали при одновременной регистрации двух сигналов u_1 и u_2 широкополосным осциллографом С1-11. Этот способ позволяет фиксировать предельные скорости изменения фазы $\sim 2\pi \cdot 10^8 \text{ рад/сек}$ и концентрации $\sim 10^{15} \text{ мксек}^{-1}$. Для привязок по времени на оба осциллографа подается стробирующий импульс, опережающий начало процесса.

На рис. 7.7 и 7.8 приведена кривая $\rho(t) \exp[i\varphi(t)]$, полученная пересчетом в полярные координаты при обработке двух осциллограмм, и зависимость плотности от времени $N(t)$ на фронте ударной волны.

7.2. Методы оптической интерферометрии

Эти методы давно используются для определения параметров газовых потоков в аэродинамике. В последние годы появились работы [12—16], в которых сообщаются первые экспериментальные результаты по диагностике плазмы, полученные при помощи интерферометров Маха — Цендера. Возможность применения оптических интерферометров для диагностики плазмы основана на хорошо известной зависимости диэлектрической проницаемости плазмы от электронной концентрации

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N_e e^2}{m_e \omega^2}, \quad (7.2)$$

где e, m_e — заряд и масса электрона, а ω круговая частота света. Оптическая разность хода, вносимая плазмой длиной l , равна

$$\delta m = - \frac{2\pi N_e e^2}{m_e \omega^2} \frac{l}{\lambda} \approx 4,46 \cdot 10^{-14} N_e \lambda l. \quad (7.3)$$

Здесь l — длина в см, λ — длина световой волны, N_e — плотность электронов плазмы в см^{-3} . Как следует из выражения (7.3), при помощи интерферометра типа Маха — Цендера при зондировании плазмы с оптической длиной пути порядка 10 см и концентрацией око-

до 10^{16} см^{-3} можно получить фазовый сдвиг 0,22 полосы ($\lambda=5000 \text{ \AA}$). По оценкам авторов большинства приведенных работ, точность определения δt (сдвиг интерференционной полосы) составляет 0,1, что соответствует $N_e l \sim 4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

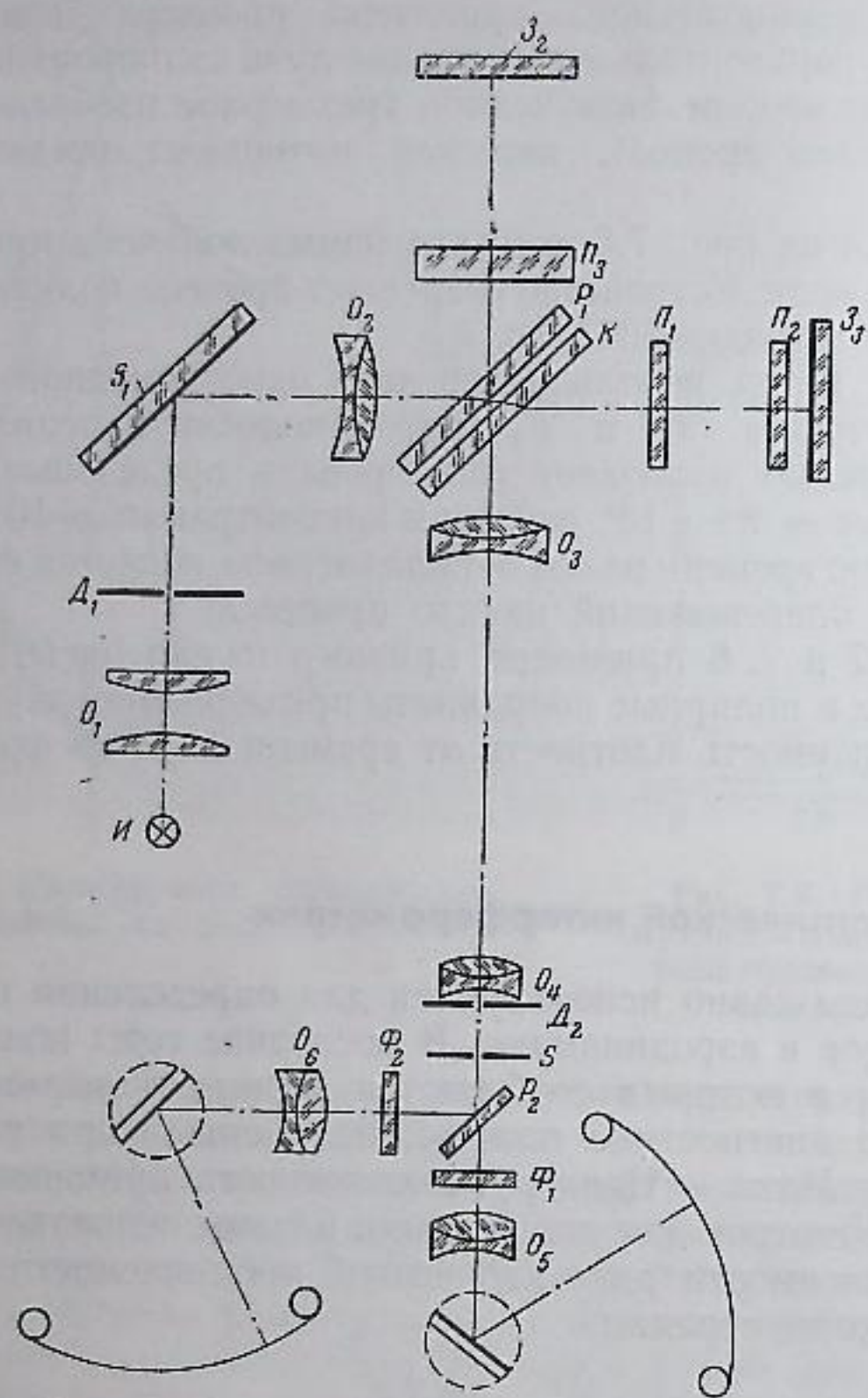


Рис. 7.9. Оптический интерферометр типа Майкельсона для исследования плазмы

И — источник света (лампа-вспышка, или импульсный лазер); O_1 — O_2 — объективы; Z_1 — Z_3 — зеркала; Π_1 — Π_2 — пластины; P_1 P_2 — полупрозрачные зеркала, D_1 , D_2 — диафрагма; Φ_1 , Φ_2 — фильтры

До настоящего времени оптическая интерферометрия плазмы проводилась на интерферометрах типа Маха — Цендера с однократным прохождением света через исследуемый объект. Чувствительность метода повышается, если свет пропустить сквозь плазму 2 раза. Для этого был разработан интерферометр типа Майкельсона, оптическая схема которого позволяет одновременно регистрировать

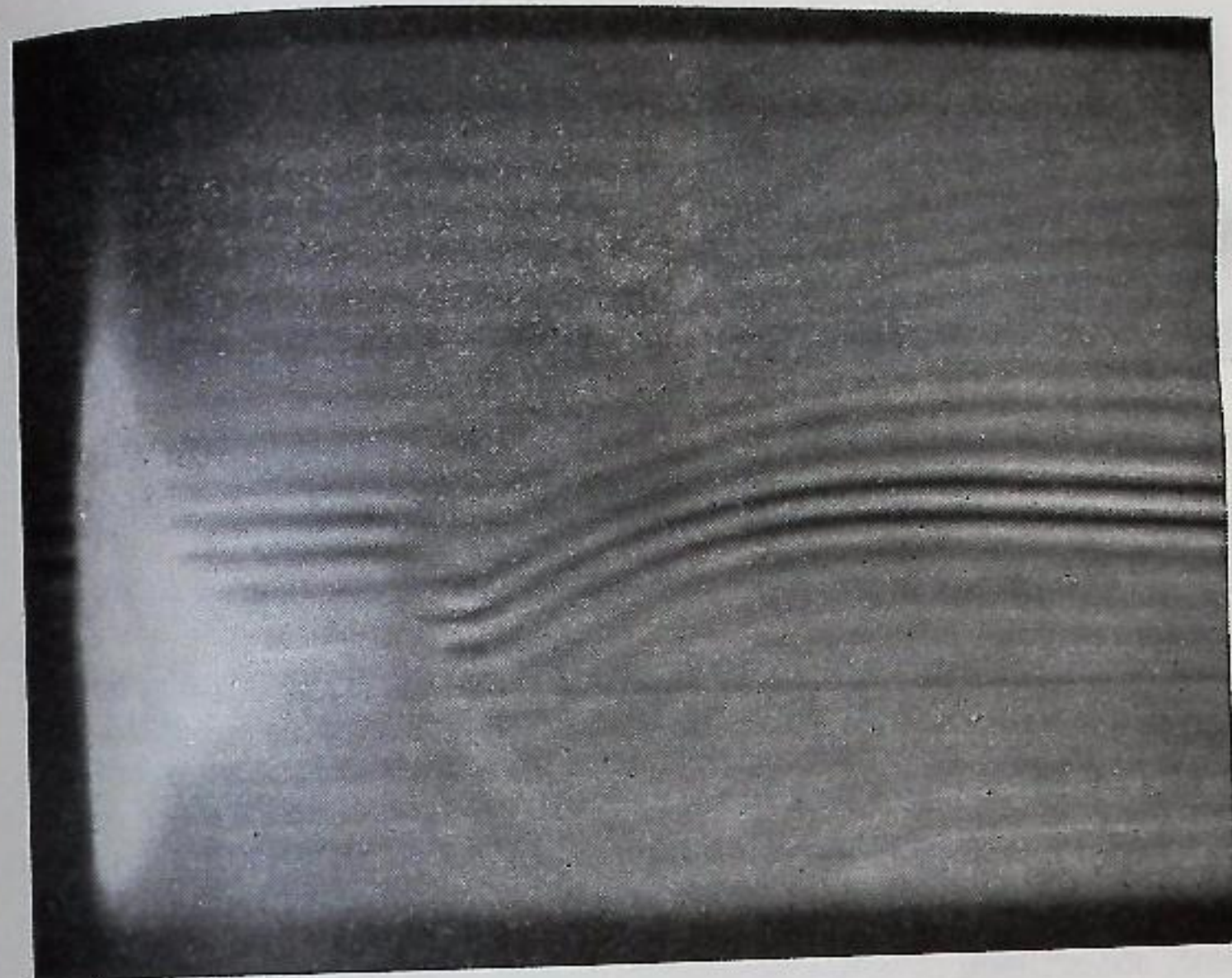


Рис. 7.10. Развертка во времени сферической ударной волны в воздухе

на пленку интерференционные полосы и изображение плазмы [17]. В необходимых случаях свечение плазмы ослабляют на несколько порядков без снижения яркости интерференционных полос. На рис. 7.9 показана оптическая схема прибора. Интерферометр смонтирован на массивном чугуном основании. Для уменьшения поперечных размеров прибора использовали поворотное зеркало Z_1 . Интерферирующие пучки разделяются пластиной P_1 с многослойным диэлектрическим покрытием и коэффициентом отражения около 50% при малом поглощении (около 0,2%), что позволило получить интерференционные полосы с хорошим контрастом. В одной оправе с разделяющей пластиной смонтирована пластина K , предназначенная для компенсации дисперсии света в стекле при одновременном наблюдении интерференции в различных длинах волн. Для этого же в одно из плеч интерферометра поставлена пластина Π_3 , толщина которой равна сумме толщин окон вакуумной камеры (Π_1 , Π_2). Интерференционные полосы локализованы на зеркалах Z_2 , Z_3 , расположенных в фокусах освещающего (O_2) и выходного (O_3) объективов. Изменением диаметра диафрагмы D_2 , расположенной за объективом O_4 , можно добиться необходимого отношения интенсивностей свечения плазмы и интерференционных полос. Для одновременной регистрации полос в двух длинах волн Φ_2 и Φ_1 за щелью S было



Рис. 7.11. Обтекание цилиндра потоком плазмы

Кадровая съемка, время экспозиции 0,1 мксек



Рис. 7.12. Обтекание наклонной пластинки

Кадровая съемка

установлено диэлектрическое зеркало P_2 , полностью отражающее красный свет ($\lambda \sim 6000 \text{ \AA}$) и пропускающее синий ($\lambda \sim 4000 \text{ \AA}$).

Одним из простейших способов регистрации полос является метод оптической развертки. В нашем случае он применялся в нескольких вариантах. Для определения профиля плотности плазмы во времени горизонтально расположенные полосы проектировались на вертикальную щель S , изображение которой фокусировалось на пленку объективом O_5 через зеркало фоторегистратора. Тонкая нить, натянутая поперек щели, образовывала на развертке реперную линию, которая облегчала определение величины смещения полос. Для точного совмещения начал отсчета времени на интерферограммах, регистрируемых одновременно в двух длинах волн, использовалась световая вспышка искрового разрядника, помещенного перед щелью (рис. 7.10, ударная волна в воздухе).

Предельное время разрешения, достигнутое на системе с механическими развертками, определялось мощностью источников света и составляло около $5 \cdot 10^{-7}$ сек. Для многих случаев подобное разрешение вполне достаточно. При исследовании сверхбыстрых процессов развертка полос осуществлялась электронно-оптическими преобразователями, что более чем на порядок улучшает временное разрешение.

При быстрой регистрации интерферограмм при помощи ЭОП требуется более форсированный режим работы импульсной лампы ($U = 10 \text{ кв}$, $C = (16+32) \text{ мкф}$). Одновременно с увеличением скорости записи применение ЭОП с фотокатодом, чувствительным к инфракрасному излучению, позволяет проводить измерения в более длинноволновой области спектра, что невозможно сделать при непосредственной регистрации интерферограмм на пленку из-за отсутствия необходимых фотоматериалов.

В большинстве экспериментов с кадровой регистрацией в качестве источника света использовалась шаровая импульсная ксеноновая лампа высокого давления, питаемая от малоиндуктивного

конденсатора $0,01 \text{ мкф}$, 10 кв . Лампа обеспечивает длительность светового импульса порядка $0,3 \text{ мксек}$. Однако иногда не хватало мощности использованных источников света для получения интерферограмм с достаточно высоким контрастом. В этих случаях эффективно применение оптических квантовых генераторов с импульсной добротностью или в режиме квазинепрерывной генерации. На рис. 7.11 приведена фотография обтекания цилиндра плазменным потоком, на рис. 7.12 — одиночный кадр интерференционного поля при взаимодействии потока с наклонной пластинкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Русанов. Современные методы исследования плазмы. Госатомиздат, 1962.
2. S. W. Kash. Magnetohydrodynamics. Ed. Rols. K. M. Landshoff, Stanford, California, 1957.
3. M. A. Heald. The application of microwave techniques to Stellarator. Res., MATT, 1959, 17, 83.
4. Н. А. Борзунов, Д. В. Орлинский, С. М. Осовец. ЖЭТФ, 1959, 36, 717.
5. Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин и др. ЖТФ, 1964, 34, 1.
6. Ch. Wharton, D. Slager. Trans. IRE, 1959, 5-6, N 3, 20.
7. А. А. Брандт, Р. Х. Куртмуллаев. Приборы и техника эксперимента, 1958, № 6, 94.
8. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960.
9. F. I. Fitz. Osboigne. Canad. J. Phys., 1962, 40, N 11, 1620.
10. Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, А. Г. Пономаренко. Теплофизика высоких температур, 1964, 2, 5, 00.
11. Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерихин, В. И. Пильский и др. Теплофизика высоких температур, 1964, 2, 6.
12. Г. Г. Долгов, С. Л. Мандельштам. ЖЭТФ, 1953, 24, 691.
13. R. A. Alpher, D. R. White. Phys. Fluids, 1958, 1, N 5, 452.
14. R. A. Alpher, D. R. White. Phys. Fluids, 1959, 2, N 2, 162.
15. R. D. Medford, A. L. T. Powell, A. G. Hunt et al. Proc. Internat. Conf. Ioniz. Phenomena in Gases. Munich.
16. A. F. Klein. Phys. Fluids, 1963, 6, № 2.
17. Э. П. Кругляков, Ю. Е. Нестерихин. Интерферометр Майкельсона для исследования плазмы. Препринт Ин-та ядерной физики СО АН СССР. Новосибирск, 1964.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для безынерционной регистрации температуры в объеме сплошной среды, совместимой с высокой точностью, необходимы спектроскопические методы измерений. Применение для этой цели малогабаритных термопар или термометров сопротивления ограничено достаточно большим временем прогрева чувствительного элемента (10^{-3} — 10^{-4} сек) и связано с необходимостью учета влияния различного рода процессов на границе газ — твердое тело, в том числе и гидродинамических возмущений, вносимых в газовый поток воспринимающим элементом. Спектроскопические методы позволяют измерять температуру газов в диапазоне выше 1500°K с точностью до 1% и с разрешением во времени до 10^{-6} — 10^{-7} сек.

Все спектроскопические методы определения температуры основаны на применении законов равновесного излучения. Поэтому контрольным моментом измерений всегда является проверка выполнения условий термического равновесия среди частиц среды, энергетического равновесия между различными видами внутренних состояний частиц (вращения, колебания, электронное возбуждение) и равновесия между веществом и излучением в среде. В некоторых случаях также необходимо оценить оптическую толщину излучающего и поглощающего слоев.

Выбор метода определяется прежде всего свойствами излучения вещества. Для газов при умеренной плотности и температуре несколько тысяч градусов характерны линейчатые и полосатые спектры испускания (поглощения). Основные источники информации о температуре среды в этих случаях — это узкие спектральные интервалы в области характерных частот излучения атомов и молекул. Наибольший интерес здесь представляют интенсивные резонансные линии (например, дублет натрия, линии бария, хрома и т. п.) или молекулярные полосы сильного поглощения, т. е. именно те участки спектра, где наиболее выражено взаимодействие света с веществом. При увеличении плотности и температуры происходит уширение линий из-за влияния соударений частиц, доплер- и штарк-эффектов ионов. При энергиях выше 1 эв ($T \sim 10^4\text{ K}$) и плотностях более 10^{20} см^{-3} спектр излучения постепенно заполняется, приближаясь к сплошному.

Перечислим наиболее важные закономерности и соответствующие обозначения для параметров равновесного излучения.

1. Спектральная плотность излучения черного тела (распределение Планка)

$$R_\lambda^0 d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1}, \quad (8.1)$$

где $c_1 = 2\pi^5 h^6 / 15 c^3 = 3,742 \cdot 10^{-5} \text{ эрг} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$.

2. То же для $\lambda T \leq 0,3 \text{ см} \cdot ^\circ\text{K}$ (с точностью в пределах 1%, закон Вина)

$$R_\lambda^0 d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right) d\lambda. \quad (8.2)$$

Положение максимума на кривой распределения определяется по формуле $T\lambda_{\text{max}} = b = 0,2897 \text{ см} \cdot ^\circ\text{K}$.

3. Испускательная способность ϵ_λ и плотность излучения R_λ нечерного тела связаны законом Кирхгофа

$$\epsilon_\lambda R_\lambda^0 = R_\lambda, \text{ причем } \epsilon_\lambda = a_\lambda, \quad (8.3)$$

где a_λ — интегральный коэффициент поглощения для черного излучения (поглощательная способность).

4. Испускательная (поглощательная) способность слоя поглощающего вещества толщиной x с удельным поглощением α_λ (закон Ламберта — Бера) имеет вид

$$\epsilon_\lambda = 1 - \exp(-\alpha_\lambda x). \quad (8.4)$$

8.1. Радиационные измерения

Аппроксимируя распределение энергии излучения среды, имеющей сплошной спектр, спектральной кривой Планка или Вина, взятой при соответствующей температуре, получаем так называемую цветовую температуру среды. Обычно совмещение кривых излучения проводят по положению максимумов $\lambda_{\text{макс}}$ из выражения (8.2). Разумеется, о совпадении истинной термодинамической и цветовой температур можно говорить лишь в случае, когда степень черноты газа сохраняется достаточно постоянной по спектру. Как известно, даже солнечное излучение имеет заметные отклонения в распределении интенсивности в спектре по сравнению с кривой Планка. Поэтому определение монохроматической испускательной (поглощательной) способности излучающей среды — это задача первостепенной важности при температурных измерениях.

В качестве примера в табл. 8.1 приведены данные для монохроматической испускательной способности вольфрама ϵ_λ при различных температурах (см. [2] гл. 1).

Таблица 8.1

$\lambda, \text{Å}$	Температура, °K				
	1600	2000	2400	2600	2300
3000	0,482	0,473	0,465	0,461	0,456
4000	0,481	0,474	0,467	0,464	0,461
5000	0,469	0,462	0,455	0,451	0,448
6000	0,455	0,448	0,441	0,438	0,434
7000	0,444	0,436	0,428	0,423	0,419
8000	0,431	0,420	0,403	0,404	0,400

В соответствии с законом Вина (8.2) вводится понятие яркостной температуры, т. е. такой температуры среды, при которой спектральная плотность излучения нечерного тела равна плотности черного излучения:

$$\varepsilon_\lambda \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_0}\right) = \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_\lambda}\right).$$

В табл. 8.2 дано сопоставление истинных и яркостных температур для вольфрама — расчет по приведенной формуле согласно данным табл. 8.1.

Таблица 8.2

T_0	T_λ		
	$\lambda = 6000 \text{ Å}$	$\lambda = 5893 \text{ Å}$ (потери 20%)	$\lambda = 4274 \text{ Å}$
2167	2000	1985	2066
2646	2400	2375	2496
3155	2800	2770	2935

Следует еще раз отметить, что в соответствии с формулой (8.4) для газообразной среды величина ε_λ зависит не только от природы и состояния газа, но также и от оптической толщины излучающего слоя, т. е. от геометрических размеров слоя и от плотности излучающих (поглощающих) частиц.

Схема аппаратуры для радиационных измерений приведена на рис. 8.1. Светящийся объем объективом проектируется на входную щель спектрографа. На выходе спектрографа двумя щелями вырезаются два интервала спектра. Световой поток через эти щели раздельно фотометрируется двумя фотоумножителями, сигналы с которых записываются с экрана двухлучевого осциллографа. Для тарировки регистрирующего устройства при помощи зеркала на входную щель осциллографа проектируется светящаяся поверхность

ленточной эталонной лампочки накаливания через отверстие во вращающемся диске (прерыватель). Во время опыта зеркало убирают.

Вместо спектрографа для ограничения двух интервалов спектра можно использовать интерференционные светофильтры, имеющие

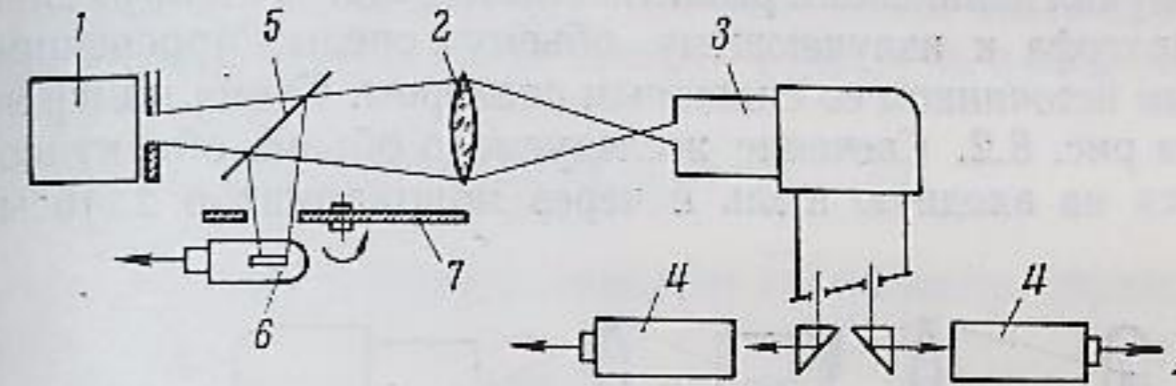


Рис. 8.1. Схема аппаратуры для радиационных измерений

1 — светящийся объем; 2 — объектив; 3 — спектрограф; 4 — фотоумножители; 5 — зеркало; 6 — лампочка накаливания; 7 — вращающийся диск

коэффициент пропускания 0,3—0,4 при эффективной ширине полосы пропускания 60—100 Å.

В соответствии с формулой (8.2) имеем

$$\ln(\alpha\beta) = c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \left(\frac{1}{T_x} - \frac{1}{T_0} \right), \quad (8.5)$$

где α — отношение сигналов свечения исследуемой среды для двух участков спектра, а β — отношение тарировочных сигналов от эталонного источника, имеющего известную яркостную температуру T_0 .

Точность измерений можно оценить по формуле (8.5)

$$\frac{\Delta T_x}{T_x} \approx \frac{\lambda_1 \lambda_2 T_x}{c_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \right) \approx 0,7 \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{\Delta \beta}{\beta} \right)$$

для $\lambda_1 = 4000 \text{ Å}$, $\lambda_2 = 5000 \text{ Å}$, $T_x \sim 5000^\circ \text{K}$. Основной вклад в ошибку обычно дают усилительная аппаратура, конечная толщина луча осциллографа и уровень шумов фотоумножителя. Вполне реально добиться $\Delta \alpha / \alpha \sim 2\%$, т. е. $\Delta T_x \sim 100^\circ \text{K}$. Мы не учитывали здесь неточности, связанные с определением яркостной температуры эталонного источника, которые также могут привести к погрешности порядка 1% (см. табл. 8.2).

8.2. Методы обращения линий [1—4]

Эти методы в настоящее время считаются наиболее результативными при измерении температуры прозрачных сред с линейчатым или полосатым спектром. Название метода исходит из стационарных измерений в пламени, когда яркостная температура определя-

лась наблюдением момента обращения свечения линий, т. е. момента совпадения яркости свечения газа в линии с яркостью эталонного источника сравнения (подсветки) при непрерывном изменении температуры последнего.

Метод обращения был применен при импульсных исследованиях, где он получил дальнейшее развитие. Метод состоит в применении закона Кирхгофа к излучающему объему среды, просвечиваемому эталонным источником со сплошным спектром. Схема измерений показана на рис. 8.2. Свечение исследуемого объема объективом проектируется на входную щель и через монохроматор записывается

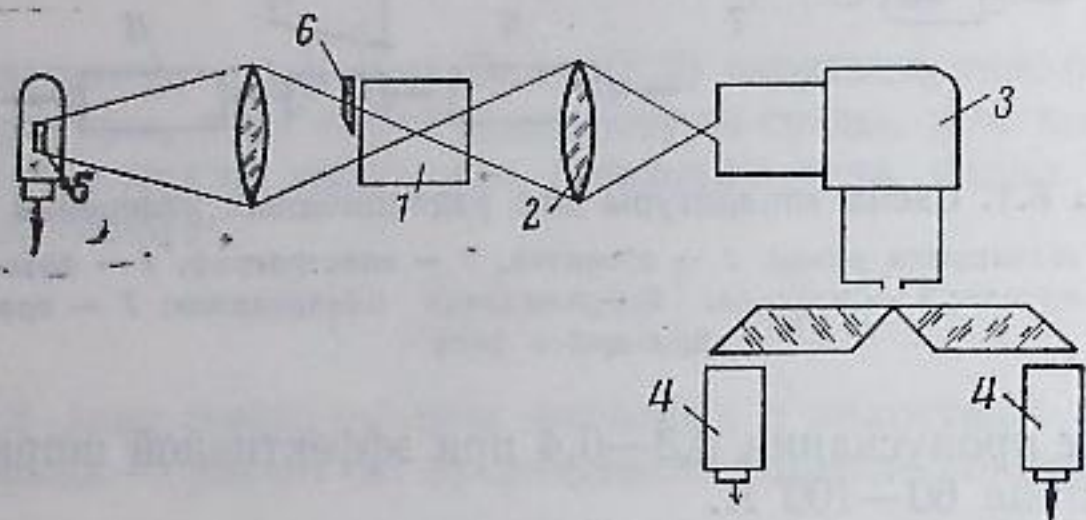


Рис.8.2. Схема метода обращения спектральных линий

1 — исследуемый объем; 2 — объектив; 3 — монохроматор
4 — фотоумножители; 5 — источник сравнения; 6 — экран

при помощи фотоумножителей и импульсного осциллографа. Одновременно на входную щель монохроматора проектируется световой поток источника сравнения, проходящий через исследуемый объем газа. Для отдельного фотометрирования собственного свечения газа и суммарного светового потока (источник сравнения плюс собственное свечение) щель на объекте экраном наполовину перекрывается. Выходная щель монохроматора также делится по высоте пополам, причем разделенные таким способом световые потоки разводятся затем на два отдельных фотоумножителя. В некоторых случаях применяется иной принцип разделения световых потоков: исследуемый объем, например канал ударной трубки, имеет две пары стекол во взаимно перпендикулярных направлениях, а световые потоки полностью разделены. В этом случае в качестве монохроматора применяются интерференционные светофильтры.

Зависимость величины соответствующих световых потоков от температуры излучателя и от степени поглощения имеет вид

$$E_1 = a_\lambda \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_x}\right) \delta\lambda \quad (\text{по Кирхгофу } a_\lambda = \epsilon_\lambda),$$

$$E_2 = E_1 - a_\lambda \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_0}\right) \delta\lambda \left[+ \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_0}\right) \Delta\lambda \right], \quad (8.6)$$

где E_2 — суммарный поток излучения в канале с подсветкой, E_1 — интенсивность излучения в линии (с эффективной шириной $\delta\lambda$). Выражение в квадратных скобках представляет собой постоянный световой поток от источника сравнения на участке спектра $\Delta\lambda$, вырезаемом монохроматором. В импульсных измерениях при постоянном источнике подсветки этот поток обычно не регистрируется, так как в аппаратуре используются усилители переменного напряжения. Обозначая $E_2/E_1 = \alpha$, для определения T_x получаем следующее выражение:

$$\frac{1}{T_x} = \frac{1}{T_0} + \frac{\lambda}{c_2} \ln(1 - \alpha). \quad (8.7)$$

Поглощательная (испускающая) способность определяется по формуле

$$a_\lambda \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{E_1 - E_2}{E_0}, \quad (8.8)$$

где E_0 — выражение в квадратных скобках из формулы (8.6). Отметим, что с учетом формы линии поглощения и концентрации излучателей для толщины излучающего слоя l при определении полного поглощения следует пользоваться выражением (8.4)

$$a_\lambda \delta\lambda = \int_{\Delta\lambda} [1 - \exp(-\alpha_\lambda l)] d\lambda. \quad (8.9)$$

Замечательным свойством и несомненным достоинством данного метода, как это видно из выражения (8.7), является отсутствие необходимости учета формы линии поглощения при определении температуры. К недостаткам следует отнести зависимость точности определения T_x от погрешности измерений яркостной температуры источника сравнения, а также от величины этой температуры. Из формулы (8.7) можно определить относительную ошибку измерений

$$\frac{\Delta T_x}{T_x} = \frac{\lambda T_x}{c_2} \frac{\Delta\alpha}{1 - \alpha}. \quad (8.10)$$

Из этой формулы видно, что наилучшие условия измерений соответствуют $T_x \sim T_0$ ($\alpha \rightarrow 0$). В случае $T_x > T_0$ ошибка быстро увеличивается в соответствии с выражением (8.6). Например, при $T_0 \sim 3000^\circ \text{K}$ ошибка увеличивается примерно в 2 раза уже при $T_x - T_0 = 0,1T_0$.

Более точные вычисления погрешности с учетом неидеальности воспроизведения светового сигнала фотоумножителем и усилителем показывают, что при $T_0 = 3000^\circ \text{K}$ измерение температур $T_x \sim 4000^\circ \text{K}$ становится нереальным. В этих условиях возникает проблема высокотемпературного источника сравнения со сплошным спектром. В качестве такого источника можно применить, например, дуговую ксеноновую лампу, работающую на небольшом токе, дополнительно разряжая через нее конденсатор большой емкости, или

заряженную искусственную линию. Яркостная температура в этом случае может достигать 8500°K . Источник сплошного спектра с наиболее высокой яркостной температурой, достигающей $2 \cdot 10^5^\circ\text{K}$, можно создать на основе мощного импульсного разряда через капилляр (9000 α , 300 мксек, диаметр капилляра 2 мм, длина 1 см). Температуру более 6000°K можно получить в импульсных криптоно-ксеноновых лампах, спектр свечения которых также близок к континууму.

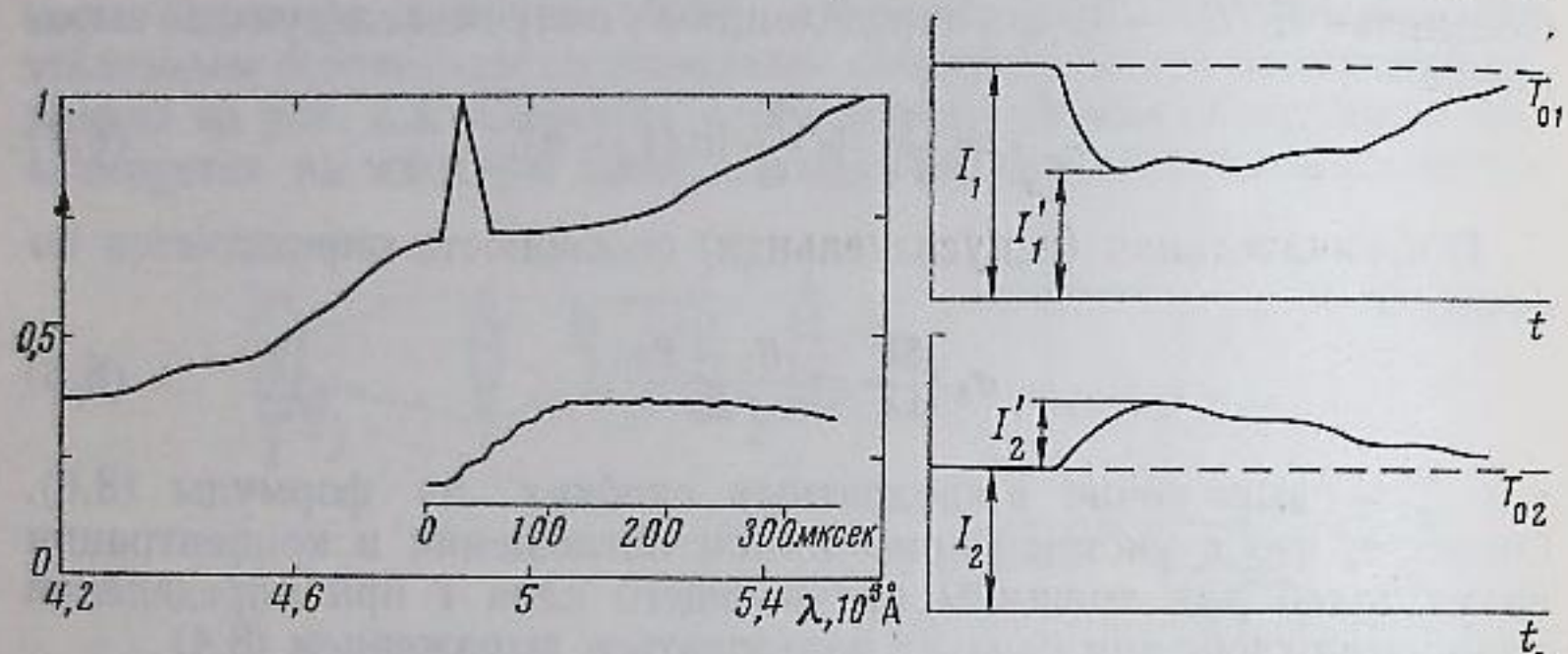


Рис. 8.3. Спектр свечения импульсной лампы и осциллограмма изменения светового потока во времени

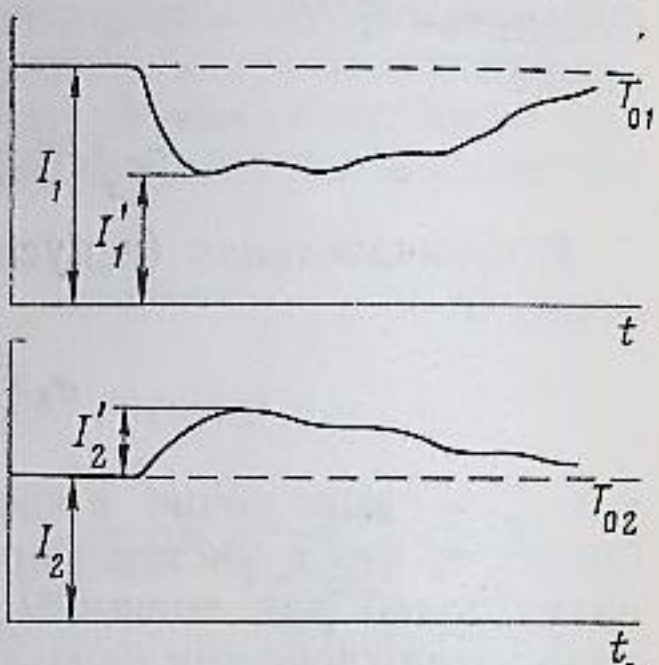


Рис. 8.4. Осциллограммы при измерениях с двумя источниками сравнения

На рис. 8.3 приведены данные о спектре свечения импульсной лампы и показана типичная осциллограмма записи ее свечения во времени в области $\lambda = 5150 \text{ \AA}$ при разряде через лампочку искусственной линии с общей емкостью 400 мкф. Яркостная температура импульсной лампы определяется тарировкой фотометрического канала записи свечения с применением эталонного источника света, причем из-за значительной разницы в потоках излучения при T_0 , равном 3000 и 6000°K , пропорционально ослабляют световой поток, например изменением ширины входной щели спектрального аппарата.

Яркостную температуру источника сравнения можно изменять нейтральными светофильтрами. В этом случае метод обращения упрощается: в оба канала вводится подсветка, причем яркостные температуры источников сравнения подбираются следующим образом: $T_{01} > T_x > T_{02}$. Если разница между T_{01} и T_x невелика, возможна линейная аппроксимация вида

$$T_x = T_{02} + \frac{\beta(T_{01} - T_{02})}{\alpha + \beta},$$

где $\alpha = I_1 - I'_1/I_1$, $\beta = I'_2/I_2$ (обозначения соответствуют рис. 8.4, на котором показаны полученные осциллограммы). В этом варианте при $T_x \sim 3000^\circ\text{K}$ может быть достигнута точность определения температуры около 1% (см. [2], гл. 1).

8.3. Методы, основанные на измерении поглощения (см. [2], гл. 1)

В этих методах, как и в методе обращения, используется закон Кирхгофа (8.3). Определяя независимо полное поглощение некоторого слоя среды в выделенном участке спектра $\alpha_\lambda \delta\lambda$ и сравнивая поток излучения этого слоя, записанный в виде $T_x \Delta\lambda$, с излучением эталонного источника, предварительно протарировав канал записи свечения по его яркостной температуре, определяем неизвестную температуру $T_x^{\text{из}}$

$$I_x \frac{\Delta\lambda}{\alpha_\lambda \delta\lambda} = I_0(T_x). \quad (8.11)$$

Для независимого определения поглощательной способности можно воспользоваться так называемым методом «двойного пути»: сравнивают два сигнала собственного излучения среды, один из которых соответствует излучению двойного слоя среды (за слоем ставится зеркало). Тогда из отношения сигналов можно получить удельный коэффициент поглощения α_λ , определяя затем ϵ_λ по формуле (8.4):

$$\frac{I_1}{I'_1} = \frac{1 - \exp(-\alpha_\lambda l)}{1 - \exp[-\alpha_\lambda l(1 + \kappa)]},$$

где l — толщина излучающего слоя, κ — коэффициент отражения зеркала. Прямое использование выражения (8.11) в данном случае возможно лишь для достаточно узкого спектрального интервала $\delta\lambda \sim \Delta\lambda$, составляющего, например, центральный участок линии излучения или примерно ширину линии, профиль которой близок к прямоугольному. Только в этом случае можно говорить о применимости тарировки $I_0(T)$ по световому потоку источника сравнения, имеющего сплошной спектр. Поэтому метод двойного пути чаще используется при изменениях в средах с полностью или частично сплошным спектром.

Во время низкотемпературных измерений в средах, имеющих линейчатые спектры, необходима точная информация о полном поглощении по всему контуру линии. Обычно используется простейший прием просвечивания исследуемого объема с температурой T_x источником подсветки с яркостной температурой T_n , достаточно высокой по сравнению с T_x , чтобы не учитывать добавляющееся собственное свечение газа. Тогда полное поглощение в выделенном прибором интервале $\Delta\lambda$ за счет поглощения в линии $\alpha_\lambda \delta\lambda$ можно определить из выражения

$$A_\lambda = \frac{\alpha_\lambda \delta\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{I_n - I_{nx}}{I_n},$$

где I_n — полный поток источника подсветки, I_{nx} — световой поток источника подсветки, ослабленный поглощением в линии. Опреде-

лив A_λ , находим температуру среды, сравнивая световой поток ее собственного излучения I_x с уровнем свечения эталонного источника света, имеющего температуру $T_0 \sim T_x$, по формуле

$$I_x = A_\lambda I_0 \exp \left[\frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_x} \right) \right], \quad (8.11')$$

8.4. Метод относительных интенсивностей спектральных линий [5—7]

Этот метод основан на законе распределения Больцмана для излучения атомов при переходах с различных энергетических уровней (E_i). Интенсивность отдельной линии определяется статистическим весом уровня g_i и вероятностью соответствующего перехода P_i :

$$I_{\lambda_i} \sim \frac{g_i P_i}{\lambda_i} \exp \left(- \frac{E_i}{kT} \right). \quad (8.12)$$

Для некоторых линий простейших излучающих систем (например, для бальмеровской серии водорода) g_i и p_i определяются теоретически. При этом мы имеем простой метод измерения температуры, находя отношение световых потоков в двух интервалах спектра, вырезающих соответствующие участки спектра и содержащие исследуемые линии. При выборе линий и выделении спектральных интервалов для измерений необходимо также контролировать возможные искажения в измерении интенсивности светового потока, которые могут появиться вследствие постороннего фона излучения в крайних участках контура линии. Кроме того, нужно иметь в виду, что формула (8.12) достаточно хорошо описывает соотношение между интенсивностями лишь для оптически тонкого излучающего слоя. В оптически плотном слое вершина контура линий будет достигать предела, приближаясь к интенсивности черного излучения, а сам метод при достаточно узком спектральном интервале перейдет в метод радиационных измерений (без учета реабсорбции). Поэтому наиболее воспроизводимые результаты будут получены для оптически тонких слоев с применением спектральных приборов средней разрешающей способности (например, спектрографа ИСП-51).

Необходимо отметить, что, поскольку эффективное сечение возбуждения атомов при столкновениях для свободных электронов значительно выше, чем для ионов и нейтральных частиц, в случае отклонений электронной температуры от кинетической температуры среды метод относительных интенсивностей можно использовать лишь для оценки температуры электронов.

Аппаратура для измерений аналогична приведенной на рис. 8.1. Применение эталонного источника света вызвано здесь необходимостью учета спектральной чувствительности фотокатода ФЭУ,

поэтому температуру газа обычно определяют по формуле

$$\frac{I_1}{I_2} \frac{I_2^0}{I_1^0} = \frac{g_1}{g_2} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{p_1}{p_2} \frac{D_2}{D_1} \exp \left[\frac{E_2 - E_1}{kT_x} + \frac{c_2}{T_0} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right], \quad (8.13)$$

где D_i — линейная дисперсия спектрального аппарата в соответствующем участке спектра: $\frac{\Delta \lambda_2}{\Delta \lambda_1} = \frac{D_2}{D_1}$, а T_0 — яркостная температура эталонного источника.

Точность измерений методом относительных интенсивностей определяется прежде всего выбором соответствующей пары линии, а также возможным влиянием реабсорбции в условиях, когда имеются перепады температуры или концентрации в излучающем объеме среды. Расчетная оценка погрешности в определении температуры по формуле (8.13) без учета реабсорбции составляет

$$\frac{\Delta T_x}{T_x} \approx \frac{\Delta x}{x} \frac{kT_x}{E_2 - E_1},$$

где $x = I_1/I_2$, что для температур $T_x \sim 4000^\circ \text{K}$ согласуется с опытными данными при измерениях в детонационных волнах в газах [7]: $\Delta T_x/T_x \approx 0,02$.

Поскольку в опытах по измерению температуры за фронтом детонации мы имеем хорошее согласие расчетных и измеренных температур, этот метод можно рассматривать как тарировочный для проверки регистрирующей аппаратуры при температурах порядка 4000°K . Эта возможность особенно интересна, если учесть достаточно высокую стабильность и хорошую воспроизводимость детонационного процесса, например в ацетилен-кислородных смесях при начальных давлениях смеси более $0,1 \text{ атм}$.

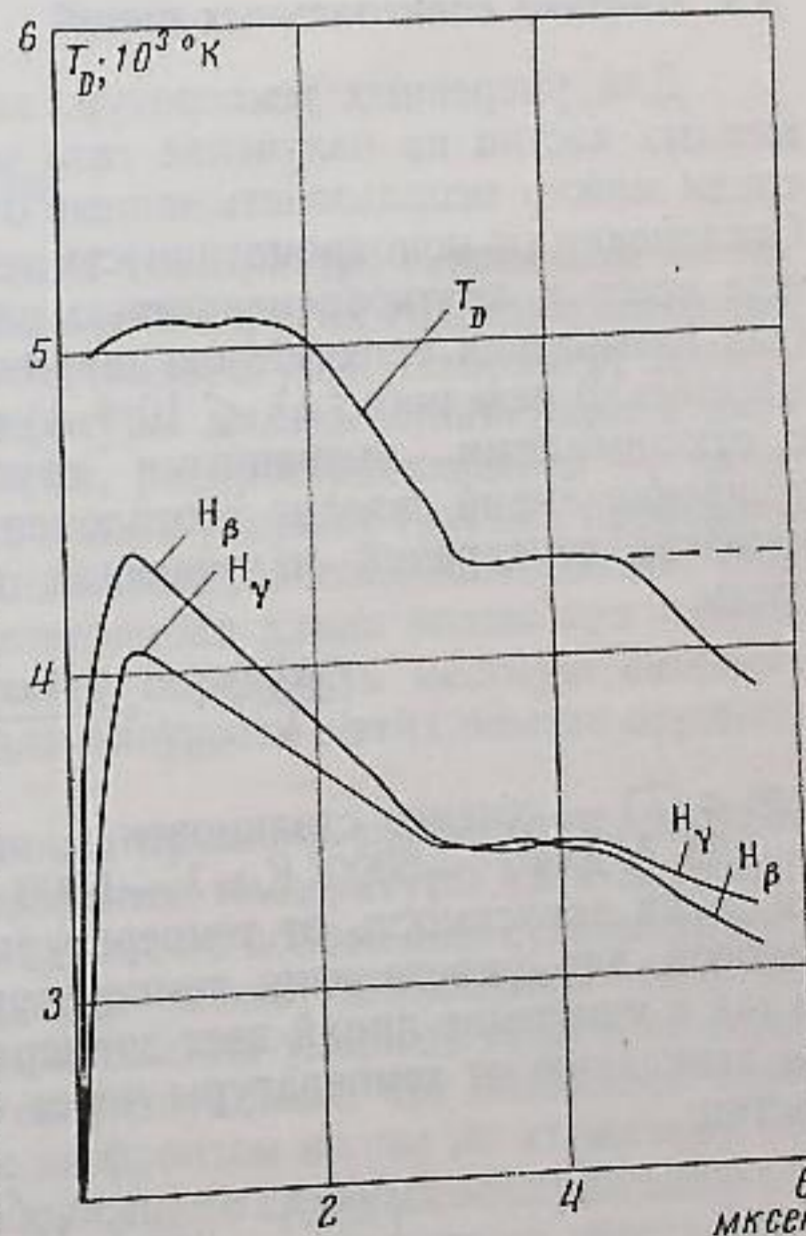


Рис. 8.5. Профиль максимальной температуры за фронтом детонации в газе, полученный из регистрации свечения в области двух водородных линий H_β и H_γ

На рис. 8.5 показано распределение температуры за фронтом такой волны в смеси $C_2H_2 + O_2$, полученное из сопоставления интенсивностей излучения водородных линий H_β и H_γ . Пунктиром обозначена расчетная температура за фронтом детонации в этой смеси, которая хорошо воспроизводится в измерениях температуры данным методом, начиная с $\Delta t \sim 2$ мксек за фронтом. В слоях газа, непосредственно примыкающих к фронту волны, существует область повышенной температуры, что связано с дополнительным адиабатическим сжатием в поперечных волнах сгоревших продуктов, уже имеющих до сжатия температуру около $4000^\circ K$. Поскольку метод относительных интенсивностей обеспечивает регистрацию не средней, а максимальной температуры в газовом слое, из полученных данных можно также оценить и степень дополнительного сжатия сгоревшего газа. Результаты таких оценок хорошо согласуются с измерениями давления в поперечных волнах.

Рассматривая данный метод как тарировочный, необходимо определить также и степень черноты излучающего слоя, чтобы убедиться в том, что линии далеки от насыщения. Такие измерения проводились для равновесных температур (рис. 8.5) в области излучения H_β и H_γ при толщине излучающего слоя 3 мм. Коэффициент поглощения оказался соответственно равным 0,18 и 0,16 [7].

8.5. Ширина спектральных линий

Для умеренных температур, когда влияние свободных заряженных частиц на излучение газа мало, для оценки температуры среды можно использовать данные о ширине спектральных линий. Отклонения от монохроматичности излучения в линии связаны прежде всего с кратковременностью затухающего излучения атомов (так называемая естественная ширина линий). Эти отклонения относительно невелики ($\Delta\lambda < 10^{-3}$ Å) и незначительны по сравнению с отклонениями, вызванными другими причинами. «Тепловое» уширение линий связано с отклонениями от монохроматичности в моменты соударений излучающих частиц с другими частицами среды

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{тепл}} = \frac{4\pi\sigma(T)\lambda\sqrt{kT}}{c\sqrt{m\pi^3}}$$

(где $\sigma(T)$ — сечение столкновений, m — масса атома), т. е. $\Delta\lambda \sim 0,25$ Å для $T \sim 5000^\circ K$ и $\lambda \sim 6000$ Å. Эти отклонения уже заметны, а их зависимость от температуры в принципе может служить основой для определения температуры. Однако более серьезный вклад в уширение линий дает доплеровское смещение частоты, также зависящее от температуры через скорость теплового движения частиц

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{допл}} = 2\sqrt{\frac{kT \ln 2}{mc^2}}$$

В этом случае $\Delta\lambda \sim 3$ Å при $T \sim 5000^\circ K$ и $\lambda \sim 6000$ Å. Доплеровское смещение и тепловое уширение по-разному искажают суммарный профиль свечения линий, что позволяет разделить эти эффекты (тепловое движение определяет обычно контур крайних участков линии, а доплер-эффект — контур центральной части).

Мы уже упоминали о возможности определения концентрации заряженных частиц в ионизованном газе за счет штарковского уширения и смещения линий. Вообще в условиях равновесия по степени ионизации также можно найти и температуру среды. Существует еще один способ определения температуры ионизованного газа, основанный на измерении поглощения радиоволн СВЧ-диапазона, например метод микроволнового интерферометра (см. гл. 7). Определив коэффициент затухания волны, можно найти эффективную частоту соударений электронов с ионами или нейтральными частицами, квадрат которой в простейшем случае упругих соударений пропорционален температуре. Однако в таком методе необходимо независимо определить еще концентрацию электронов, поэтому измерение проводят обычно одновременно на двух различных частотах радиоволн. Аналогичные измерения возможны в газе, помещенном в магнитное поле. При этом наиболее интересны области радиочастот, близкие к циклотронному, электронному или ионному резонансу, где коэффициент затухания зависит в основном лишь от одного параметра $\frac{n_e k T_e}{H^2}$.

8.6. Гидродинамические методы

Известны методы определения температур, основанные на измерении скорости звука или каких-либо других гидродинамических параметров среды, зависящих от температуры. Например, известны попытки определения температуры плазмы стационарной дуги измерением скорости волны сжатия, распространяющейся по каналу дуги [6]. За фронтом ударных волн в ударных трубках проводили локальные измерения расстояния между последовательными ультразвуковыми импульсами — измеренная длина волны при известной частоте излучателя позволяет определить местную скорость звука в среде. Визуализация поля плотности в этих опытах осуществлялась шпирен-методом.

В качестве одного из типичных примеров рассмотрим довольно точный и удобный метод определения температуры газа за фронтом ударной волны в ударной трубке по положению стационарного скачка уплотнения у поверхности плохо обтекаемого тела [8] (рис. 8.6). Поток газа за фронтом плоских ударных волн с числами Маха $M_1 > 2 \div 3$ становится сверхзвуковым, что позволяет определить скорость звука в потоке за фронтом волны по характеру обтекания малого препятствия, не вносящего сильных возмущений в поток за волной. Распределение плотности газа вокруг обтекаемого

тела находится шлирен-методом или методом оптического интерферометра. В некоторых случаях для этой цели достаточно зафиксировать распределение собственного свечения газа. На рис. 8.6 показана развертка обтекания торца цилиндра потоком углекислого

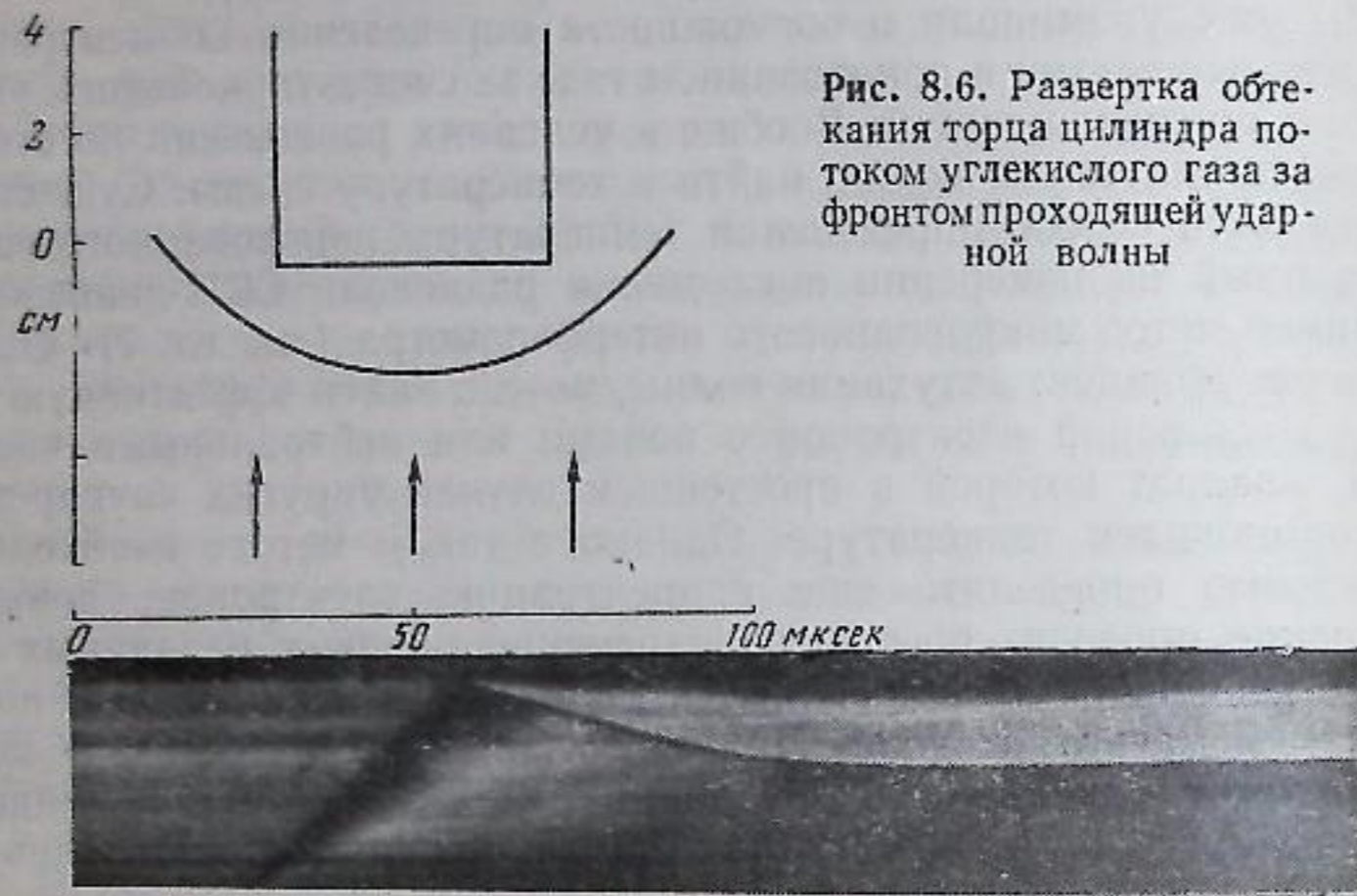
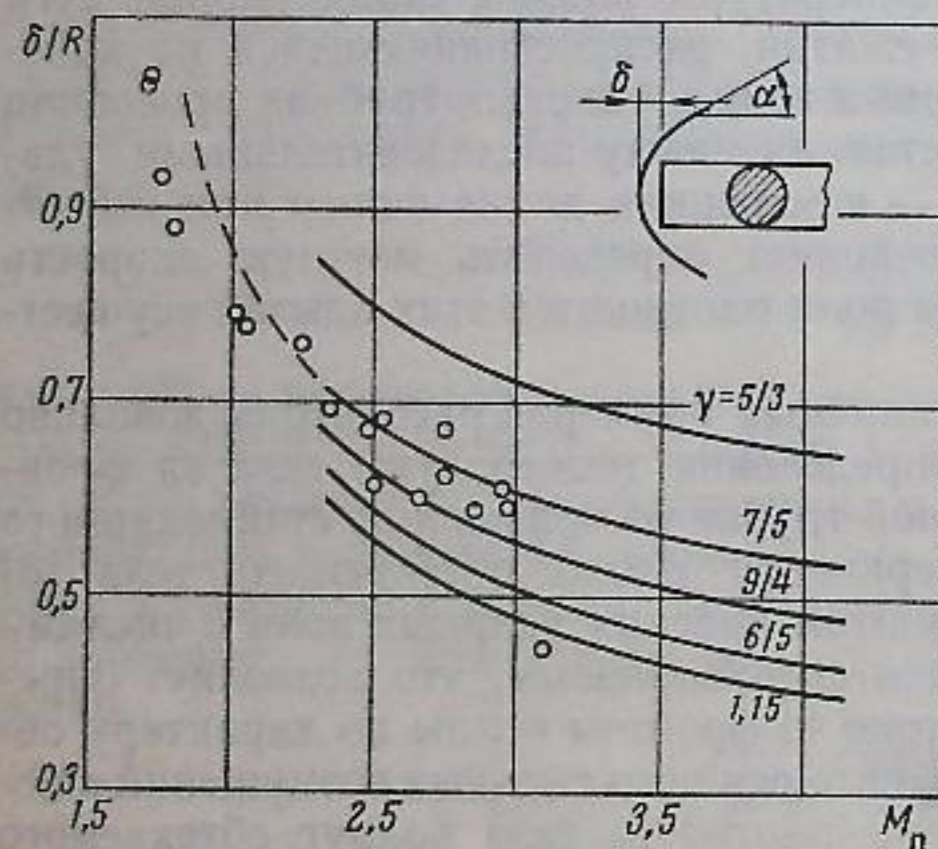


Рис. 8.6. Развертка обтекания торца цилиндра потоком углекислого газа за фронтом проходящей ударной волны

газа за фронтом ударной волны, полученная шлирен-методом. Число Маха потока за фронтом волны M_n можно определить по углу α (рис. 8.7) или по известному закону изменения относительного расстояния δ/R при заданном отношении удельных теплоемкостей среды $\gamma = c_p/c_v$. На рис. 8.7 приведены зависимости $\frac{\delta}{R} = f(M_n)$

для различных γ при обтекании торца цилиндра. Экспериментальные данные по CO_2 наглядно показывают изменение молекулярных свойств этого газа при переходе от малых чисел Маха потока (низкие температуры) в области больших M_n , соответствующих температуре до 3000°K .

Рис. 8.7. Сопоставление экспериментальных данных о зависимости δ/R в потоке углекислого газа с расчетными



В области невысоких температур возбуждение колебаний молекулы за время торможения практически отсутствует, что соответствует $\gamma = 1,4$ (линия на графике), а в области высоких температур отмечается быстрый переход точек на более равновесные кривые, соответствующие меньшим значениям γ .

Определив M_n , находим скорость звука, так как скорость потока u за проходящей ударной волной определяется по скорости волны D . Кроме того, существуют и независимые методы определения скорости потока из непосредственных измерений или по скачку плотности (см. предыдущие главы)

$$\frac{u}{D} = 1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

В сильных ударных волнах, например при $10 < M < 20$, в воздухе скачок плотности $10 < \frac{\rho_2}{\rho_1} < 20$. Поэтому для приближенных оценок там, где невозможно измерить скорость частиц или плотность, вместо u берут измеренную скорость ударной волны. Применение этого метода в инжекторах плазмы также вполне оправдано для сверхзвуковых потоков плазмы, если линейная скорость сгустка непосредственно определяется из разверток или каким-либо другим из упомянутых ранее способов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Соболев. Труды ФИАН, 1956, вып. 7.
2. Х. П. Бройда. В сб.: Температура и ее измерение. ИЛ, 1960, стр. 340.
3. Ф. С. Файзулло. Труды ФИАН, 1962, вып. 18.
4. S. Tsuchiya, K. Kigatani. J. Chem. Phys., 1965, 42, 8, 2986.
5. Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматгиз, 1960.
6. Оптическая пирометрия плазмы. Сборник. ИЛ, 1960.
7. Р. И. Солоухин, С. Ж. Токтомышев. ПМТФ, 1965, 5, 124.
8. R. I. Soloukhin. VII Internat. Conf. Phenomena Ioniz. Gases. Beograd, 1966, p. 800.

**ИЗМЕРЕНИЕ БЫСТРО МЕНЯЮЩИХСЯ ДАВЛЕНИЙ
В СПЛОШНОЙ СРЕДЕ**

Принципиальной основой разработки методов малоинерционных измерений давления в сплошных средах служат изменения с давлением некоторых физических свойств различных материалов [1-6]. Это пьезоэффект, магнитострикция, изменение объемной или контактной проводимости в полупроводниках. Иногда для измерения давления применяют динамические эффекты, например, по индуцируемой в магнитном поле э. д. с. измеряется ускорение легкой металлической пластинки, движущейся под действием давления в ударной или детонационной волне. Мы ограничимся анализом принципов работы наиболее распространенных малоинерционных пьезодатчиков давления и не будем рассматривать, например, тензодатчики сопротивлений, показания которых связаны обычно с деформацией относительно массивных элементов, что делает их инерционными с характерным временем разрешения не ниже 10^{-5} — 10^{-4} сек. Отметим, что разработка искусственных пьезоэлектриков (поликристаллические керамические пьезоэлементы из титаната бария, составы на основе ниобата свинца, титанат-цирконата свинца и др.) значительно расширила практическое применение их для измерения давлений. Тем не менее такой естественный пьезоэлектрик, как турмалин, обладающий «объемным» пьезоэффектом, продолжает еще конкурировать с искусственными пьезоэлементами, уступая им лишь в электрической чувствительности (в величине пьезомодуля).

9.1. Простейшая схема метода

Резкое изменение давления на одной из границ пьезоэлемента образует упругую волну, распространяющуюся в материале со скоростью звука. Электрический заряд, выделяющийся между обкладками пьезоэлемента, пропорционален величине деформации, определяемой амплитудой давления, и объему деформированной части пьезоэлемента:

$$q = \int_V \operatorname{div} (eu) dv,$$

где e — пьезомодуль, зависящий от свойств пьезоэлектрика, u — вектор смещения. Таким образом, задача об установлении зависимости между измеряемой величиной выделяющегося заряда $q(t)$ и действующим давлением $p(t)$ сводится к анализу волнового процесса распространения сжатого состояния внутри пьезоэлемента.

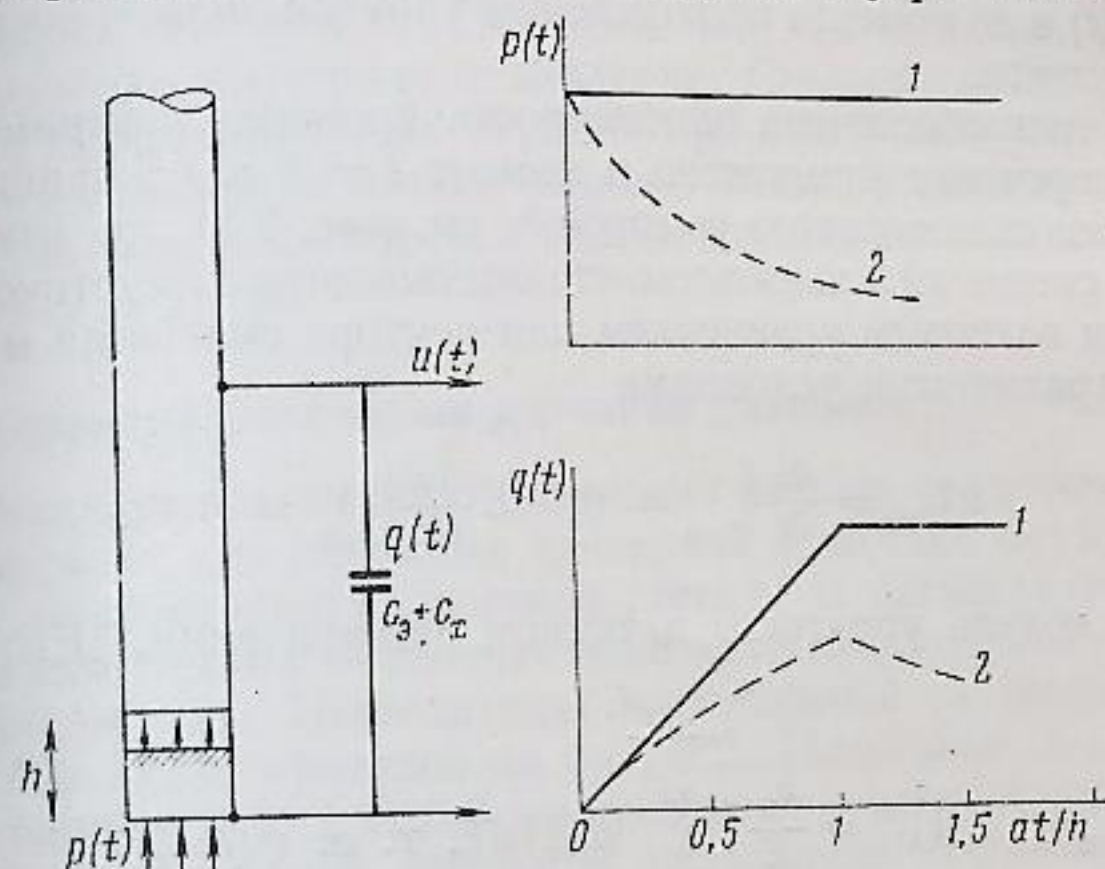


Рис. 9.1. Схема работы и типичные осциллограммы импульсного пьезодатчика

1 — ступенчатая волна; 2 — волна со спадом давления за фронтом

Разрешающая способность датчика давления во времени будет прежде всего определяться временем прохождения упругой волной расстояния, близкого по величине характерному размеру пьезоэлемента

$$\Delta t_1 = \frac{\delta}{a_3} \sim 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$$

для $\delta \sim 1$ мм и $a_3 \sim 4$ км/сек. Если плоскость фронта ударной волны не параллельна воспринимающей поверхности пьезоэлемента, то разрешение во времени определяется также длительностью прохождения волны мимо датчика

$$\Delta t_2 = \frac{d}{D} \sim 10^{-6} \text{ сек}$$

для диаметра $d = 1$ мм и скорости ударной волны в исследуемой среде $D = 1$ км/сек.

Важно обеспечить такой режим работы пьезоэлемента, при котором после приложения давления не должны возникать внутренние отражения упругих волн внутри элемента. Это исключает необходимость анализа работы датчика в отношении частотных характеристик устройства: в импульсном режиме, при соответствующем

учете распределения смещений внутри пьезоэлемента, в принципе возможно полное воспроизведение по $q(t)$ меняющегося во времени давления, приложенного к одной из границ пьезоэлемента. Поэтому приведенные выше оценки разрешающей способности во времени не предельны: по закону нарастания $q(t)$ можно определить действующее $p(t)$ и до момента прохождения упругой волной всего размера пьезоэлемента.

Так, если обеспечена одномерность процесса (например, давление одновременно приложено в момент $t = 0$ к основанию цилиндрического пьезоэлемента высотой h , см. рис. 9.1), то изменение во времени смещений в пьезоэлементе описывается в акустическом приближении волновым уравнением для вектора смещения u с начальными и граничными условиями

$$u|_{t=0} = \frac{\partial u}{\partial t}|_{t=0} = 0, \quad E \frac{\partial u}{\partial x}|_{x=0} = p(t),$$

где E — модуль упругости в осевом направлении. Его решение

$$u(t) = \frac{c_s}{E} \int_0^{t - \frac{x}{c_s}} p(\xi) d\xi, \quad \text{т. е. } q(t) = \\ = es \int_0^x \frac{\partial u}{\partial x} dx = \frac{ec_s s}{E} \int_{t - \frac{x}{a_s}}^t p(\xi) d\xi. \quad (9.1)$$

Здесь x — координата фронта волны сжатия в пьезоэлементе, s — площадь поверхности основания пьезоэлемента. Если в моменты времени $t > h/c_s$ волна может свободно выйти из пьезоэлемента без отражений на границе (это можно выполнить в реальной конструкции склеиванием пьезоэлемента с длинным стержнем того же сечения и с одинаковым акустическим сопротивлением $\rho a = \rho_s a$), то под x следует понимать величину h , так как с выходом волны дальнейшее изменение q возможно лишь из-за изменения внутренних напряжений в «чувствительном» объеме пьезоэлемента.

В соответствии с приведенной формулой возможны два режима регистрации давления:

1. При $x \gg h$, или $h/a_s \ll t$,

$$q(t) \cong \frac{es}{E} hp(t).$$

Следовательно, в таком режиме с точностью до величины, меньшей $\frac{h}{a_s} q'(t)$, электрический сигнал воспроизводит изменение во времени давления $p(t)$, приложенного к границе пьезоэлемента.

$$2. q(t) = \frac{esc_s}{E} \int_0^t p(\xi) d\xi \quad \text{при } x \leq h, \text{ или } 0 < t < \frac{h}{a_s}. \quad \text{Это интервал}$$

времени, когда волна распространяется по пьезоэлементу. В данном случае зависимость $p(t)$ можно получить дифференцированием электрического сигнала по времени, так как величина сигнала пропорциональна интегралу от давления. Следовательно, при таком режиме нет принципиальных ограничений в разрешении во времени, а возможные искажения записи вызваны отклонениями от одномерности, затуханием и дисперсией волны, возникновением поперечных волн в элементе и т. п.

9.2. Конструкция некоторых датчиков давления

По назначению датчики давления можно разделить на две группы: датчики для объемных измерений и датчики для измерения давления на поверхности жесткой стенки. В датчиках объемного действия в качестве пьезоэлемента чаще всего используется турмалин, И. Б. Синани [5]. Пьезодатчик, выполненный на основе тонкой медицинской иглы, приведен на рис. 9.2. Пластинку X-среза турмалина размером $1 \times 1 \times 0,2$ мм соединяют с электродами и заливают эпоксидной смолой, покрытой проводящим составом, для экранирования. Таким датчиком измеряли давление ударных волн в



Рис. 9.2. Пьезодатчик из турмалина для измерения давления ударных волн в воде

жидкостях, он выдерживает давления до $(1-2) \cdot 10^3$ атм и имеет разрешающую способность во времени менее 1 мксек. Примерно такой же конструкции полупроводниковые датчики, например на основе изменения объемной проводимости или сопротивления при p - n -переходе в германии. Пытались также использовать зависимость проводимости некоторых органических полупроводников от давления.

На рис. 9.3 приведен датчик объемного действия (турмалин), использованный для измерений в стенке ударной трубки [6]. В канал ударной трубки впаивают трубку — корпус датчика, заполненный вязким органическим составом. Размер кристалла — около 1 см. Датчик применяли для измерений давления в проходящих ударных волнах. В записях обнаружены заметные искажения из-за собственных колебаний пьезоэлемента.

На рис. 9.4 показана конструкция импульсного пьезодатчика, предназначенного для измерений как в боковой, так и в торцовой

стенках ударных трубок [2, 3]. Этот датчик, основанный на применении керамических пьезоматериалов, получил широкое распространение и часто используется в различных устройствах. Принцип действия его, как уже отмечалось, основан на отводе упругой волны, возникающей в цилиндрическом пьезоэлементе, в длинный стержень

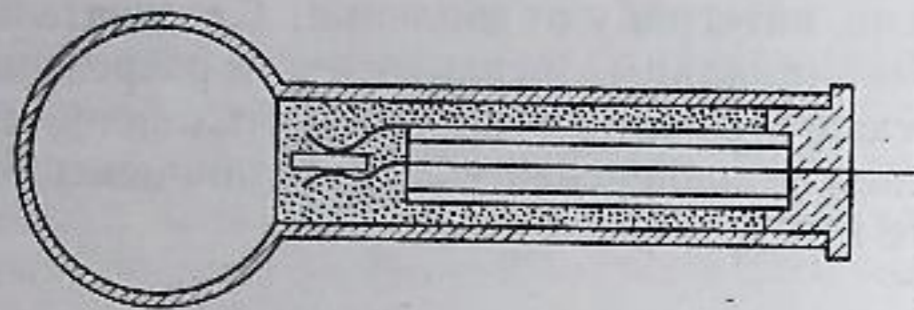


Рис. 9.3. Турмалиновый датчик для измерения давления детонационных волн в газе

из материала, имеющего равное с веществом пьезоэлемента акустическое сопротивление. Волны в стержне, периодически следующие через промежутки времени $2L/a$, где L — длина стержня, постепенно затухают и их легко выделить из осциллограмм. Поэтому существенной помехи при записи они не представляют. Для ослабления влияния колебания корпуса и стенок трубки датчик заливают пчелиным воском, который является хорошей акустической «развязкой».

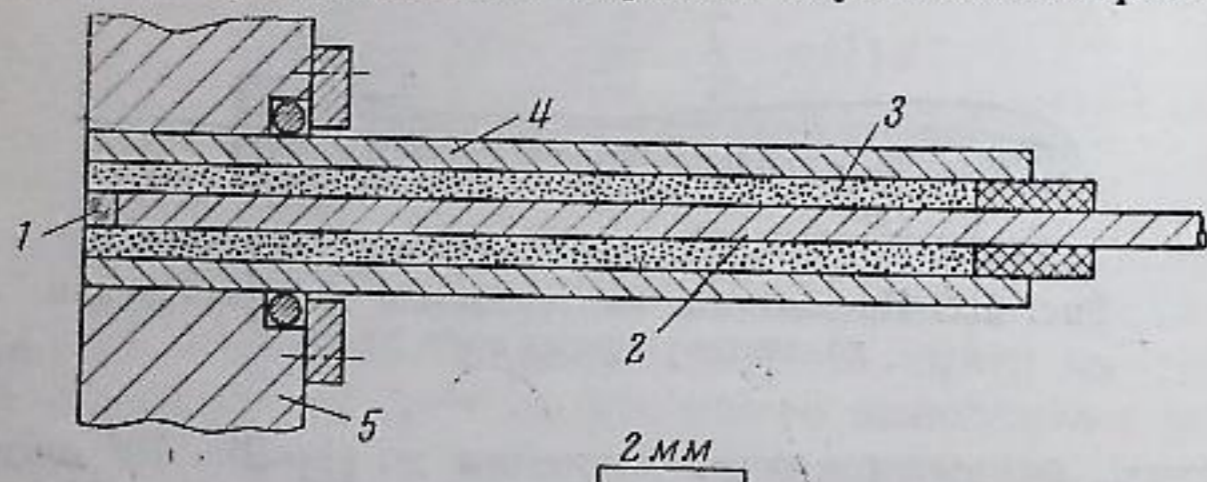


Рис. 9.4. Конструкция импульсного пьезодатчика
1 — пьезоэлемент; 2 — стержень; 3 — пчелиный воск; 4 — корпус;
5 — трубка

Остановимся подробнее на некоторых деталях технологии: при использовании керамики титана бария отводной стержень выплавляют из цинка, а с пьезоэлементом его склеивают клеем БФ-2 или спаивают сплавом Вуда. Стержень служит одним из электродов системы. Другой электрод в виде тонкой проволоочки подпаивают к посеребренной наружной торцовой части пьезоэлемента оловом или сплавом Вуда. Этот электрод обычно соединяют с корпусом датчика. Нужно иметь в виду, что прогрев элемента при пайке или заливке воском до температур порядка 100°C приводит к потере чувствительности датчика из-за невысокой температуры Кюри для титаната бария.

При измерениях в электроразрядных ударных трубках требуется тщательная экранировка разрядного устройства, участка канала трубки, в котором установлены записывающие датчики, электрического кабеля и т. п. Для этого обычно используют металлические коробки, у которых толщина стенки около 1 см. Необходимо также специально подбирать местное заземление канала трубки и других металлических деталей установки. На рис. 9.5 приведена осциллограмма давления за фронтом ударной волны, полученной в элект-

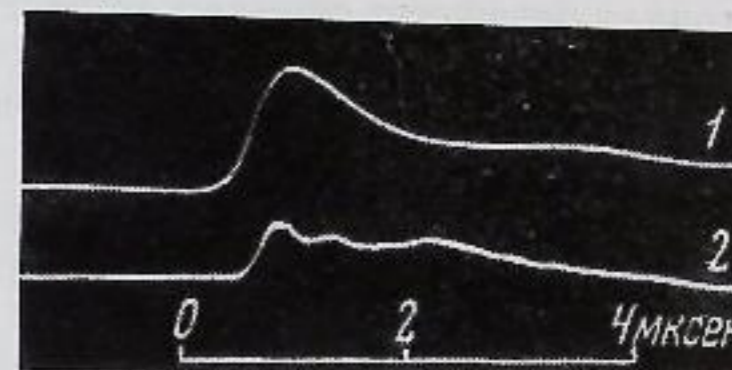


Рис. 9.5. Осциллограмма свечения (1) и давления (2) ударной волны в электроразрядной ударной трубке

роразрядной трубке в воздухе (запись производили без помех). Второй луч осциллографа регистрирует свечение за фронтом волны [4].

9.3. Требования к регистрирующей аппаратуре

Применение искусственных и естественных пьезоэлектриков для записи давления требует стандартной усилительной аппаратуры с высокоомным входом и с прямолинейной частотной характеристикой до 10 Мгц. Чувствительность регистрирующего канала можно легко менять в широких пределах подключением емкости параллельно обкладкам пьезоэлемента, что лишь улучшает постоянную времени входной системы. Выделяемый заряд распределяется на суммарной емкости датчика, кабеля и ослабителя, создавая регистрируемую разность потенциалов $u = \frac{q}{c_э + c_к + c_x}$. В за-

висимости от вида датчика удельный заряд, выделяемый искусственными пьезоэлементами, составляет до $10^3 \text{ в} \cdot \text{нф/атм}$. Постоянная времени системы $\tau = R_{вх} (c_э + c_к + c_x)$ обычно не меньше 10^{-3} сек и в случае необходимости может быть увеличена на несколько порядков.

В датчиках, основанных на изменении проводимости полупроводников или каких-либо других веществ с небольшим собственным сопротивлением, применяются обычные системы мостовых измерений с последующим усилением усилителем с малым входным сопротивлением. Необходимо отметить, что при записи давлений не всегда удобно применять линейную шкалу усиления: иногда при больших

изменениях давления во избежание «запирания» канала и при сохранении возможности записи небольших давлений применяют экспоненциальную форму зависимости напряжения на выходе усилителя от величины входного сигнала

$$u_{\text{вых}} = A [1 - \exp(-\alpha u_{\text{вх}})].$$

Записывающим устройством обычно служит импульсный осциллограф. Для записи процессов длительностью 1—1000 мксек используется собственная развертка осциллографа, а при регистрации более длительных процессов, требующих иногда детальной записи отдельных этапов процесса, применяют механическую развертку свечения луча осциллографа на вращающуюся фотопленку. В этом случае нетрудно изготовить дополнительную электронную приставку — реле времени, включающее в нужный момент импульсную подсветку лучей осциллографа.

9.4. Тарировка датчиков давления

Из существующих методов тарировки пьезодатчиков наибольшую точность обеспечивает применение ударных волн. Это динамический метод, не требующий усилителей постоянного напряжения

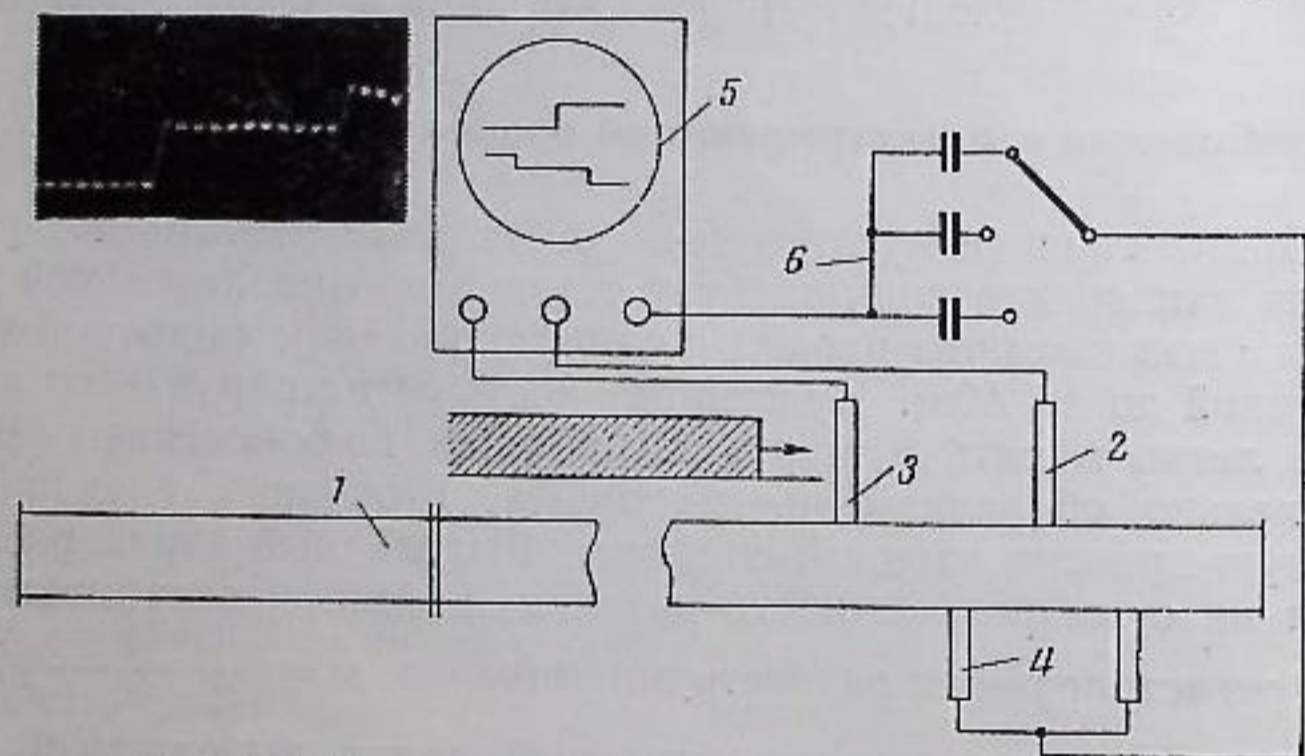


Рис. 9.6. Схема тарировки датчиков в ударной трубе

1 — трубка; 2 — тарлируемый датчик; 3 — датчик запуска; 4 — пьезодатчик; 5 — осциллограф; 6 — аттенюатор

или какой-либо другой вспомогательной аппаратуры. В ударных трубках создается процесс, близкий к условиям дальнейшей работы датчика. Поэтому применение ударных волн не только позволяет провести «амплитудную» тарировку, т. е. сопоставить амплитуду электрического сигнала с величиной приложенного давления (вычисляется по скорости ударной волны, см. гл. 1), но и дает возможность проверить правильность воспроизведения формы записываемого си-

гнала, так как тарировочная волна имеет форму правильной прямоугольной ступеньки с постоянным давлением за фронтом. Калибровка формы записываемого сигнала — это основная характеристика прибора. Возможность такой калибровки помогает отбирать для работы лишь наиболее удачные конструкции, четко воспроизводящие ступенчатые ударные волны.

Принципиальная схема тарировки показана на рис. 9.6. Волна давления ступенчатой формы создается в канале ударной трубки. Сигналы с тарлируемого датчика, датчика запуска и пьезодатчиков, измеряющих скорость волны, записываются импульсным двухлучевым осциллографом. Емкостный аттенюатор позволяет ослаблять сигнал на входе катодного повторителя усилителя осциллографа.

Погрешность при тарировке складывается из ошибок в определении скорости ударной волны (до 1%) и начального давления газа в ударной трубке (0,5—1%), а также зависит от стабильности усилительной аппаратуры, толщины луча на экране осциллографа и т. п. Без особых затруднений можно достигнуть точности тарировки до 3—5% измеряемой величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Turgetric. Problem des Detonation. Berlin, 1941.
2. С. Г. Зайцев. Приборы и техника эксперимента, 1958, 6, 97.
3. Р. И. Солоухин. Приборы и техника эксперимента, 1961, 3, 170.
4. М. И. Воротникова, Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1964, № 5, 138.
5. И. Б. Синани. Приборы и техника эксперимента, 1957, 4, 85.
6. A. Moogadian, W. Gordon. J. Chem. Phys., 1951, 19, 9, 1166.

КОРПУСКУЛЯРНЫЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

В экспериментах по физике плазмы часто необходимо измерять массовый и энергетический составы частиц в плазме. Наибольшую ценность представляют не интегральные, а дифференциальные измерения, позволяющие понять микроструктуру процессов, происходящих в плазме. Подобная задача решается использованием уже известных методов диагностики в импульсном режиме. Ниже приводится описание некоторых методов масс-спектрометрии и анализа ионов и электронов по энергии и дается представление о методах диагностики плазмы при использовании пучков нейтральных атомов.

При масс-спектрометрии высокотемпературной плазмы приходится иметь дело с ионами, обладающими большим энергетическим спектром — от долей электрон-вольта до десятков килоэлектрон-вольт. Это в основном и определяет тип применяемых масс-спектрометров: масс-спектрограф Томпсона и пролетные масс-спектрометры, которые дают также информацию и об энергетическом спектре частиц.

10.1. Масс-спектрограф Томпсона (метод парабол)

Один из простейших приборов — масс-спектрограф Томпсона [1, 2]. Несмотря на то, что этот прибор имеет низкую разрешающую способность, его применение вполне обосновано для решения большинства задач.

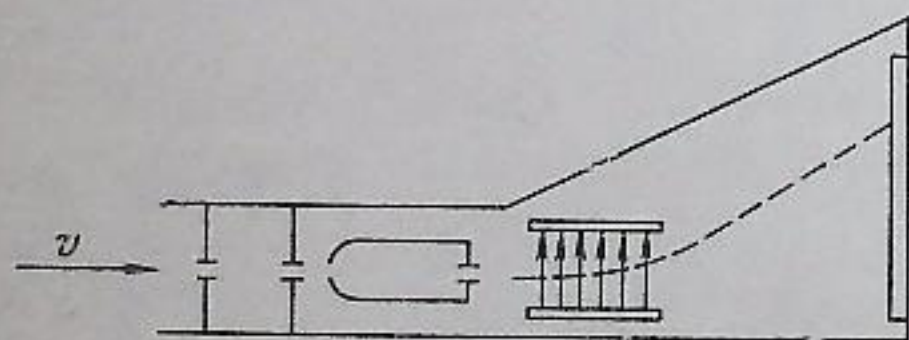


Рис. 10.1. Простейшая схема масс-спектрографа (метод парабол)

Схема устройства показана рис. 10.1. Коллимированный пучок плазмы попадает в вытягивающий и ускоряющий ионы зазор. Анализ ионов по массе и энергии происходит в камере между полюсами магнита, которые служат одновременно пластинами конденсатора, создающего электрическое поле. На фотопластинке, находящейся на некотором расстоянии от камеры анализатора, регистрируются так называемые «параболы» — следы пересечения ионов с плоскостью фотопластинки. Причем каждой массе (точнее, каждому отношению массы к заряду m/q) соответствует своя парабола, а каждая точка параболы — определенному значению энергии иона.

На специальной установке производится градуировка фотопластинок по почернению для определенного сорта ионов и их энергий.

10.2. Пролетный масс-спектрометр

Данный тип масс-спектрометра позволяет производить дифференциальный масс-анализ плазменных сгустков, т. е. анализ любого их участка. Кроме данных о массовом составе, можно получить информацию об энергетическом распределении ионов.

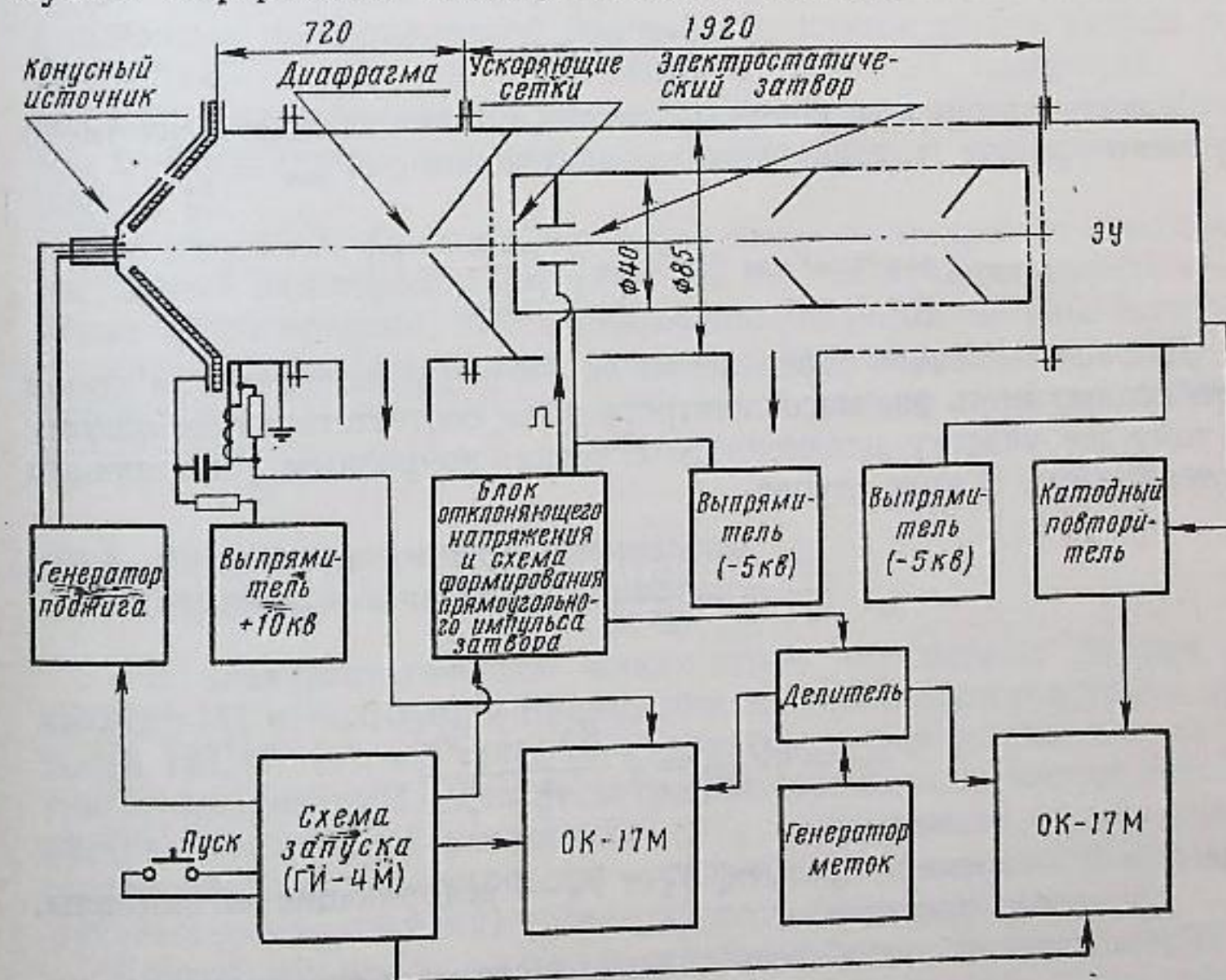


Рис. 10.2. Блок-схема пролетного масс-спектрометра для исследования плазменного сгустка

Блок-схема прибора показана на рис. 10.2. На входе имеется разрезающая система — конусообразная насадка с отверстием малого диаметра в вершине и коэффициентом разрежения порядка $10^{-3} - 10^{-4}$.

Из разреженного сгустка плазмы электрическим полем вытягиваются и ускоряются ионы. В пролетной камере прибора, имеющей длину около 2 м, их скорость равна

$$v_i = \sqrt{\frac{2q_i(V_{\text{уск}} + V_{\text{нач}})}{m_i}},$$

где q_i и m_i — заряд и масса иона, $q_i V_{\text{нач}}$ — начальная энергия иона, $V_{\text{уск}}$ — ускоряющий потенциал.

В непосредственной близости от ускоряющей системы находится электростатический затвор, формирующий ионный пакет длительностью 0,1 мксек. Затвор включается с регулируемой (0—1000 мксек) задержкой относительно начала исследуемого процесса.

По масс-спектрограммам, соответствующим «хвостовой» части сгустка, определяется отношение m/q ионов, так как для этой области наиболее вероятно выполнение условия

$$qV_{\text{нач}} \ll qV_{\text{уск}}.$$

Начальная энергия ионов находится по опережению расчетного времени пролета (т. е. времени пролета ионов с $qV_{\text{нач}} = 0$)

$$W_{\text{нач}} = qV_{\text{нач}} = qV_{\text{уск}} \left(\frac{t_{\text{расч}}^2}{t_{\text{прол}}^2} - 1 \right).$$

Для однозначного определения m/q и начальной энергии ионов необходимо иметь две масс-спектрограммы, соответствующие одному и тому же участку плазменного сгустка, но разным ускоряющим потенциалам. В этом случае

$$\frac{m}{q} = \frac{2t_1^2 t_2^2 (V_1 - V_2)}{L^2 (t_2^2 - t_1^2)}$$

и

$$W_{\text{нач}} = qV_{\text{нач}} = q \frac{t_1^2 V_1 - t_2^2 V_2}{t_2^2 - t_1^2},$$

где t_1 и t_2 — времена пролета, V_1 и V_2 — ускоряющие потенциалы, L — пролетное расстояние.

Разрешающая способность описываемого масс-спектрометра, определяемая отношением $\frac{m}{\Delta m} = \frac{t}{2\Delta t}$, равна примерно 20—40 в области средних масс.

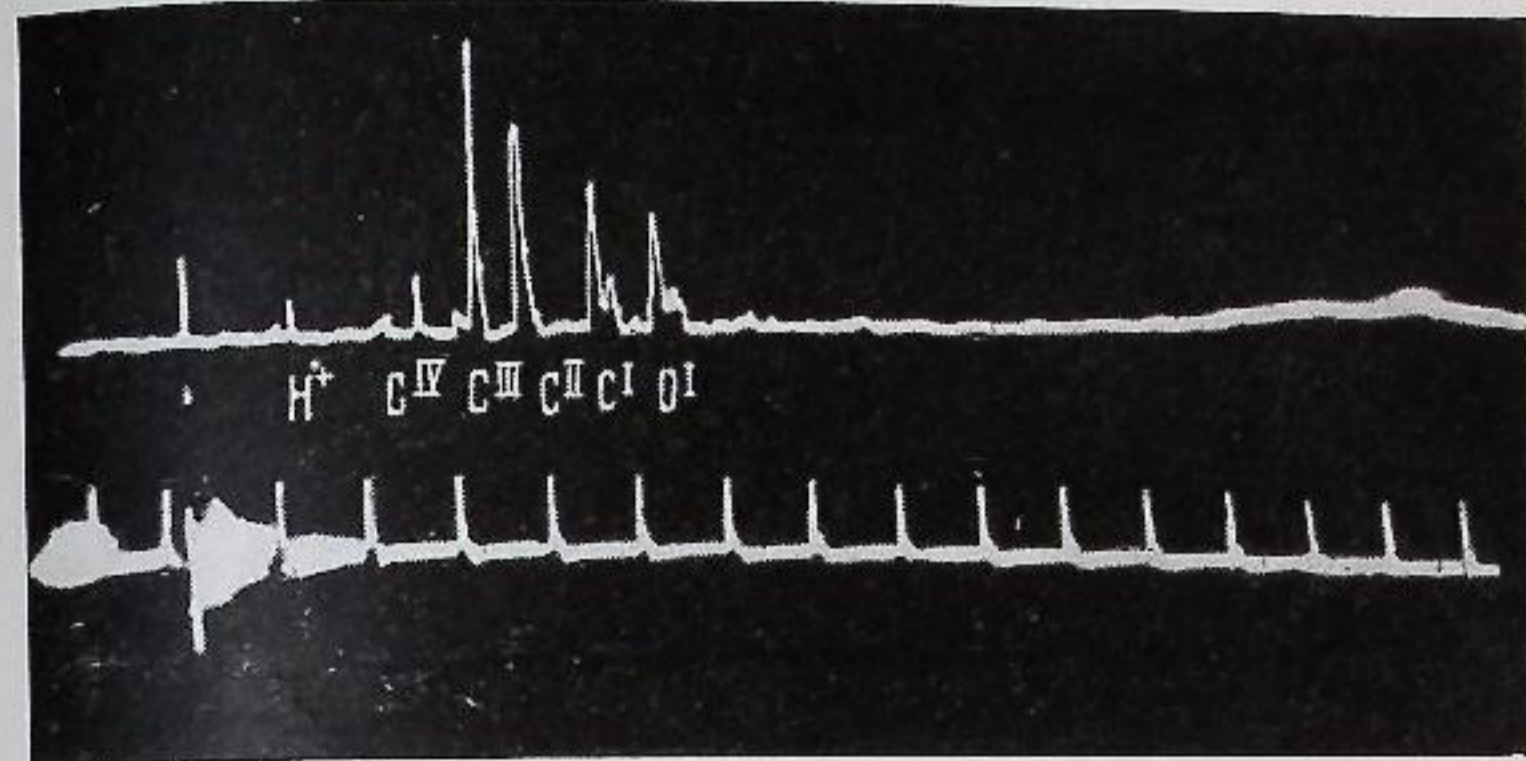


Рис. 10.3. Масс-спектрограмма плазменного сгустка
Нижний луч — метки времени

Для регистрации ионов применяют электронный умножитель с динодами из бериллиевой бронзы. Недостаток такого метода регистрации — трудность проведения абсолютных измерений, так как точно не известны коэффициенты вторичной электронной эмиссии первого динода под действием бомбардировки положительными ионами [3].

На рис. 10.3. показана типичная масс-спектрограмма некоторого участка плазменного сгустка. На втором луче осциллограммы, кроме меток времени, виден дифференцированный импульс затвора.

Масс-спектрометр имеет независимую вакуумную систему с титановым насосом. Рабочее давление в камере прибора поддерживается на уровне $(3-6) \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.

10.3. Электростатический анализатор заряженных частиц по энергии

В электростатическом анализаторе заряженных частиц по энергии [4] используется цилиндрический конденсатор с углом раствора $127^\circ 17'$ [1]. На рис. 10.4 показана принципиальная схема такого анализатора. Для регистрации заряженных частиц используется электронный умножитель ЭУ, позволяющий (при соответствующей смене полярности ускоряющего, анализирующего и питающего напряжений) регистрировать ионы и электроны.

Другой тип пролетного масс-спектрометра состоит из электростатического анализатора заряженных частиц по энергии и пролетной трубки с электростатическим затвором. Принцип действия ясен из схемы, приведенной на рис. 10.5. Ионы из пакета, вырезанного затво-

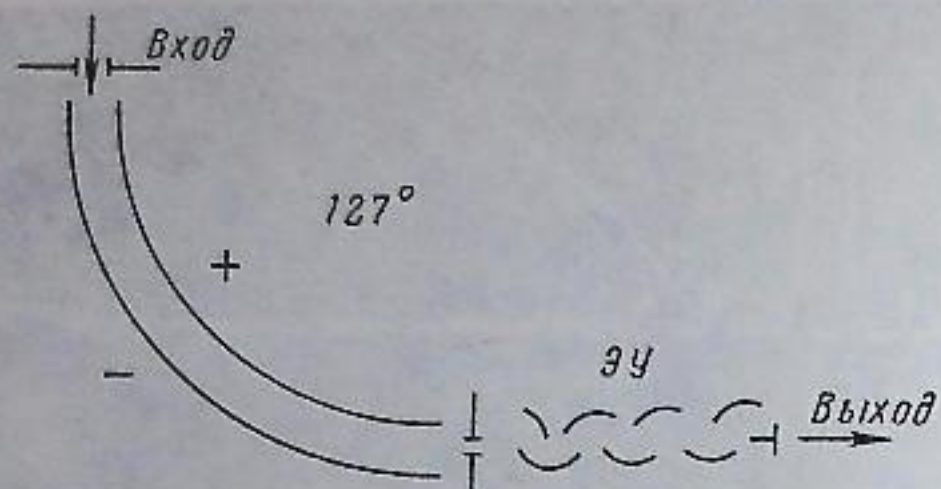


Рис. 10.4. Электростатический анализатор заряженных частиц по энергиям

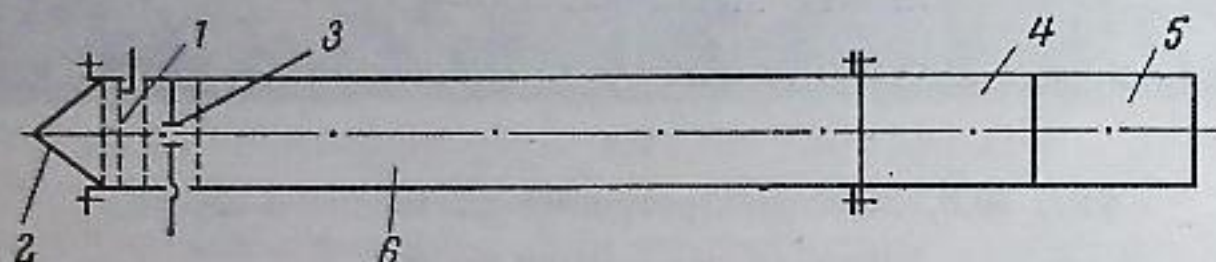


Рис. 10.5. Схема масс-спектрометра с регистрацией по времени пролета

1 — вытягивающая система; 2 — разрезающая диафрагма; 3 — электростатический затвор; 4 — дифференциальный анализатор по энергиям; 5 — регистрирующая система; 6 — пространство дрейфа

ром из длинного сгустка, разлетаются в соответствии с распределением частиц по скоростям. Анализатор выделяет для регистрации лишь частицы, заключенные в узком интервале энергий. Зная энергию W , расстояние l и время t пролета ионов, можно легко определить отношение их массы к заряду

$$\frac{m}{q} = \frac{2Wt^2}{l^2}.$$

10.4. Активный метод диагностики плазмы пучком быстрых нейтральных частиц

В последнее время интенсивно разрабатывается метод диагностики плазмы пучками быстрых нейтральных частиц [5, 6]. Этот метод обладает существенными достоинствами, к которым относятся: отсутствие заметного возмущения плазмы, локальность, быстродействие и главное — возможность измерений в сильных магнитных полях.

Сущность метода заключается в измерении относительного ослабления пучка нейтралов, прошедшего через плазму. В работах [5, 6] показано, что для плазмы плотностью до $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ это ослабление определяется главным образом процессами перезарядки,

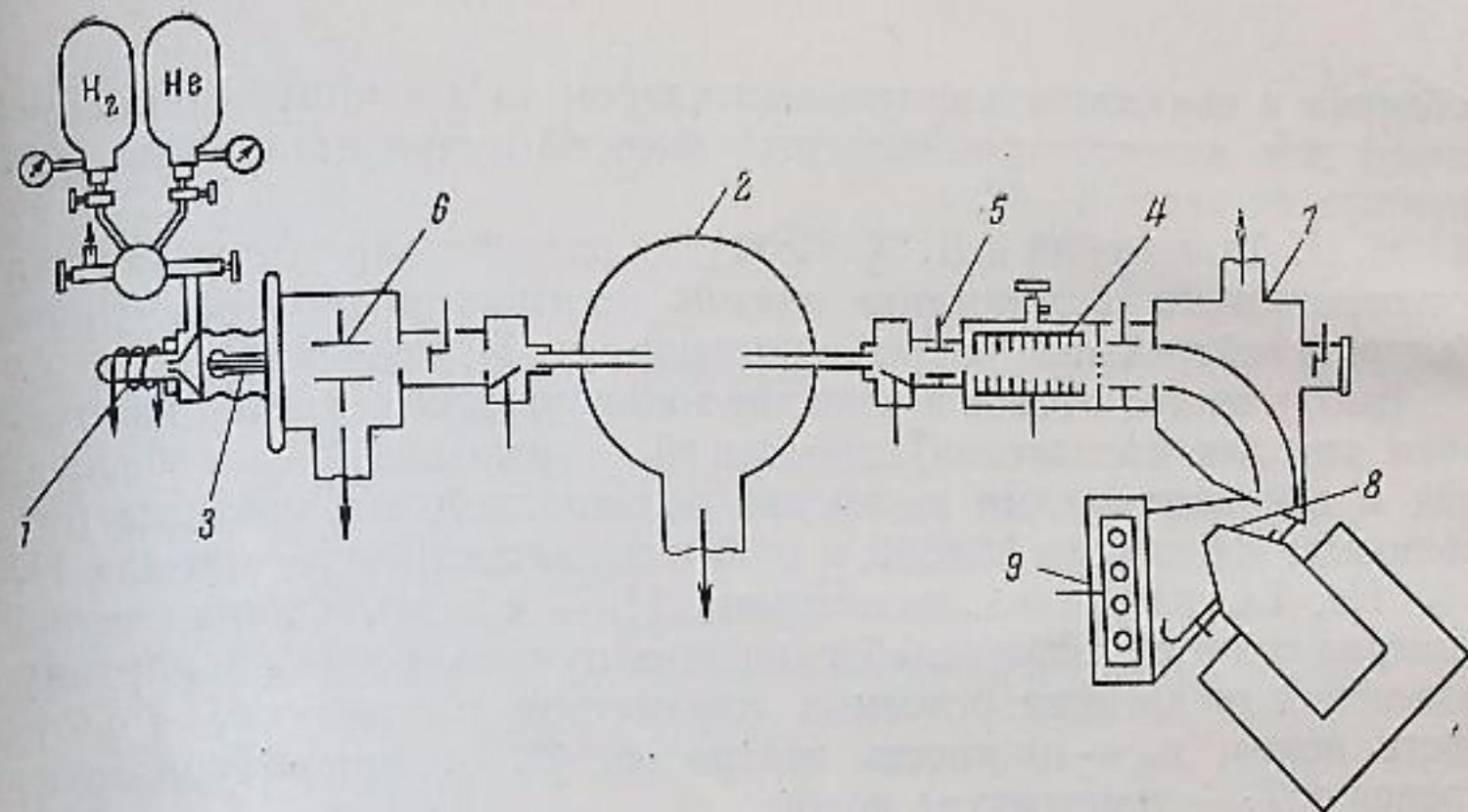


Рис. 10.6. Метод зондирования нейтральными пучками
Схема установки: 1 — источник нейтральных частиц; 2 — объем; 3 — электрод; 4 — обдирочная камера; 5, 6 — конденсаторы; 7 — электростатический анализатор; 8 — магнитный анализатор; 9 — преобразователи

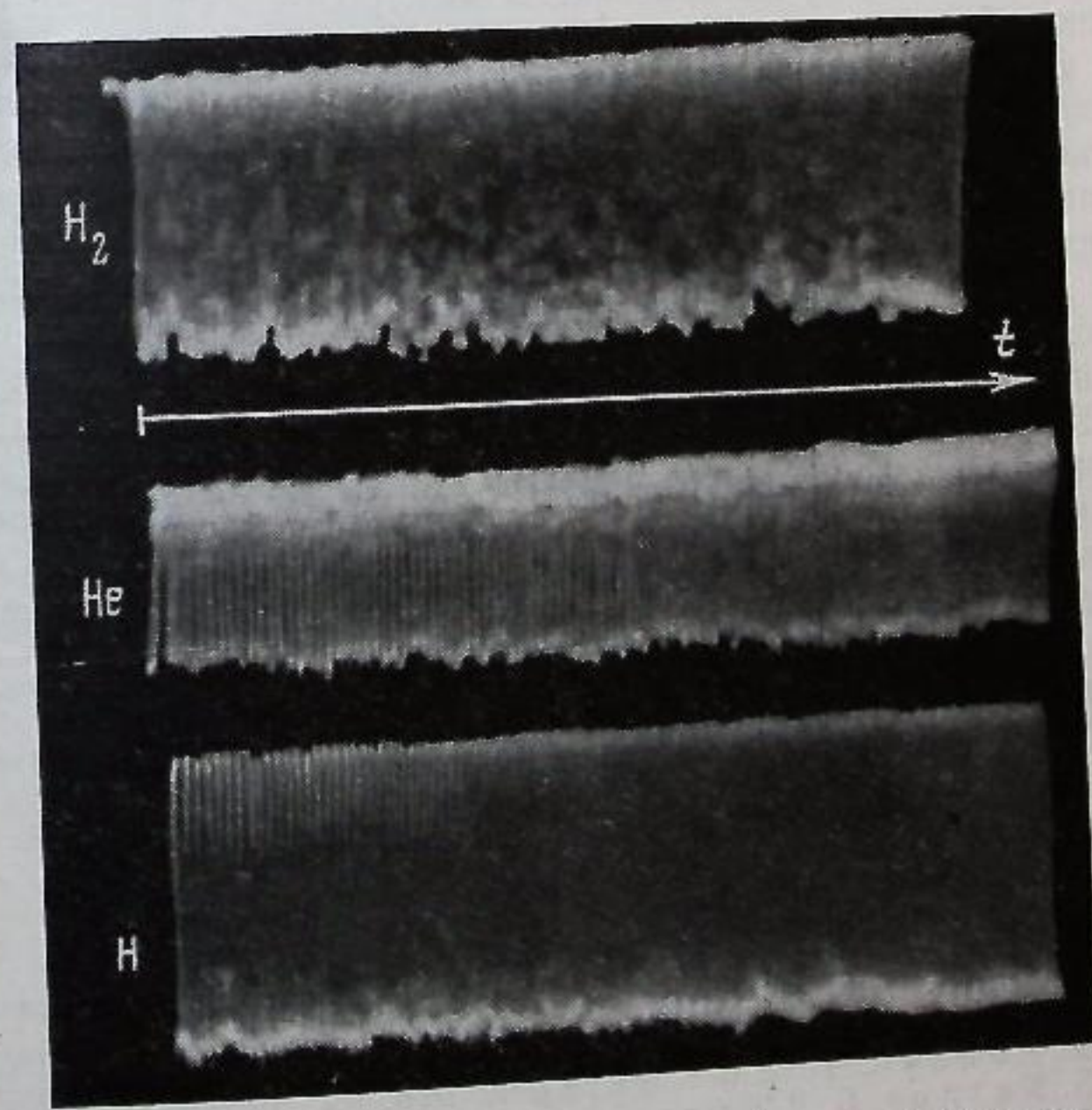


Рис. 10.7. Осциллограмма одновременной регистрации трех пучков H_2 , H и He

обдирки и ионизации электронным ударом (а не упругим рассеянием) для килоэлектрон-вольтных энергий пучка и апертуры коллектора не менее $3-4^\circ$.

Н. И. Алиновский и Б. К. Пахтусов разработали установку для одновременного зондирования плазмы многокомпонентным пучком быстрых нейтральных частиц, состоящим из H, H₂, He, Li.

Выбор легких атомов в качестве зондирующих является наилучшим как для достижения наибольшей разрешающей способности, так и для возможности измерения электронной температуры (потенциалы ионизации: 13,6; 15,4; 24,6 и 5,4 эв соответственно для H, H₂, He, Li, потенциал диссоциации H₂ — 4,5 эв). Одновременно измеряя относительные ослабления этих пучков, получаем картину изменения во времени основных параметров плазмы: n_i — плотность ионов, n_0 — плотность нейтралов, T_e — температура электронов и T_i — температура ионов.

На рис. 10.6 показана схема этой установки. Многокомпонентный пучок нейтральных частиц с энергией порядка килоэлектрон-вольт, получаемый в источнике нейтральных частиц, проходит в объеме плазменной установки, предварительно очистившись от неперезарядившихся заряженных частиц при помощи тормозящего электрического поля между вытягивающим электродом и стенками камеры. Пучок нейтралов, ослабленный в результате взаимодействия с плазмой, частично ионизуется в обдирочной камере. Конденсаторы служат для очистки плазмы от заряженных частиц. Электростатический анализатор ионов по энергии вырезает из пучка ионов частицы определенной энергии, которые, проходя магнитный анализатор, в свою очередь разделяются по массам в пространстве. Ионы регистрируются ионно-электронными преобразователями, в которых используются малогабаритные ФЭУ-16Б с жалюзными диодами.

Апертура коллектора $3-4^\circ$. Общий ионный ток на выходе системы достигает $10^{-7} - 10^{-8}$ а, что позволяет обеспечить временное разрешение порядка 10^{-7} сек. В установке используется схема модуляции постоянноточного сигнала по фотокатоду ФЭУ с частотой, достигающей 500 кГц, с малым уровнем наводки от модулирующего напряжения.

На рис. 10.7 показана осциллограмма одновременного выхода пучков H, H₂ и He с энергией 5,5 кэв. Частота модуляции сигнала в этой записи — 200 кГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Р. Рик. Масс-спектрокопия. Гостехтеоретиздат, 1953.
2. И. И. Коновалов, Л. И. Крупник и др. В сб.: Диагностика плазмы. Госатомиздат, 1963, стр. 154.
3. А. И. Акишин. Ионная бомбардировка в вакууме. Госэнергоиздат, 1963.
4. Н. Р. Еубанк, Т. Д. Уилкерсон. Rev. sci. instrum., 1963, 1, 14.
5. О. В. Козлов, В. Д. Русанов. Ядерный синтез, 1964, 4, 4, 312.
6. А. В. Чернетский, О. А. Зиновьев, О. В. Козлов. Аппаратура и методы плазменных исследований. Атомиздат, 1965.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Введение	7
Глава первая.	
Импульсные газодинамические установки	
1.1. Ударные трубки	12
1.2. Электроразрядные ударные трубки	18
1.3. Применение взрывчатых веществ (ВВ) для получения высокоскоростных потоков и сильных ударных волн	20
1.4. Трубки адиабатического сжатия	23
1.5. Баллистические установки	24
1.6. Импульсные установки для исследований в конденсированных средах	26
1.7. Ударные адиабаты некоторых газов	33
Глава вторая.	
Электродинамические методы получения высокоскоростных потоков плазмы	
2.1. Электродинамические ускорители плазмы	35
2.2. Устройства для генерирования ударных волн без столкновений	43
Глава третья.	
Методы высокоскоростной осциллографии	
3.1. Широкополосный осциллограф для плазменных исследований	50
3.2. Осциллографические исследования коллективных процессов в ударных волнах	54
Глава четвертая.	
Механические развертки и методы кадровой съемки	
4.1. Механические щелевые развертки изображения	69
4.2. Методы «следов»	76
4.3. Метод компенсации движения изображения	79
4.4. Некоторые способы кадровой съемки	81
4.5. Некоторые конструкции на основе ударных трубок	83
Глава пятая.	
Электронно-оптические системы для регистрации сверхбыстрых процессов	
5.1. Многокадровая электронно-оптическая лупа времени для исследования быстрых процессов	90
5.2. Электронно-оптическая лупа времени для исследования сверхбыстрых процессов в плазме	94
5.3. Установка с каскадным усилителем света для регистрации начальных стадий пробоя	98
5.4. Электронно-оптический прибор с сеточным управлением для наносекундной регистрации	101
5.5. Электронно-оптический метод определения полуширины и интенсивности спектральных линий во времени	102
Глава шестая.	
Методы визуализации и измерение плотности	
6.1. Шлирен-методы для визуальных наблюдений	107
6.2. Количественные шлирен-методы	110
	171

6.3. Отражение от границы раздела	113
6.4. Оптическая интерферометрия	114
6.5. Методы измерения плотности, основанные на поглощении . .	120
6.6. О выборе «контрольных» параметров среды для регистрации неравновесного процесса	124

Глава седьмая.

Методы СВЧ и оптической интерферометрии плазмы

7.1. СВЧ-методы измерения	129
7.2. Методы оптической интерферометрии	137

Глава восьмая.

Методы измерения температуры

8.1. Радиационные измерения	143
8.2. Методы обращения линий	145
8.3. Методы, основанные на измерении поглощения	149
8.4. Метод относительных интенсивностей спектральных линий .	150
8.5. Ширина спектральных линий	152
8.6. Гидродинамические методы	153

Глава девятая.

Измерение быстро меняющихся давлений в сплошной среде

9.1. Простейшая схема метода	156
9.2. Конструкция некоторых датчиков давления	159
9.3. Требования к регистрирующей аппаратуре	161
9.4. Тарировка датчиков давления	162

Глава десятая.

Корпускулярные методы диагностики плазмы

10.1. Масс-спектрограф Томпсона (метод парабол)	164
10.2. Пролетный масс-спектрометр	165
10.3. Электростатический анализатор заряженных частиц по энергии	167
10.4. Активный метод диагностики плазмы пучком быстрых нейтральных частиц	168

Юрий Ефремович Нестерихин, Рем Иванович Солоухин

Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы

Утверждено к печати

Институтом гидродинамики Сибирского отделения Академии наук СССР

Редактор издательства *В. К. Мелешко* Художник *Г. П. Поленова*

Технический редактор *Ю. В. Рылина*

Сдано в набор 23/1 1967 г. Подписано к печати 7/VI 1967 г.

Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Усл. печ. л. 10,75

Уч.-изд. л. 9,5 Тираж 4700 экз. Т-04293. Тип. зак. 2191 Цена 60 к.

Издательство «Наука», Москва, К-82, Подсосенский пер., 21

2-я типография издательства «Наука», Москва, Г'-99, Шубинский пер., 10