



ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

С.И. Андреев, О.Г. Байков, В.Я. Гольдин, Д.А. Гольдина,
П.Н. Дашук, Н.Н. Калиткин, П.Г. Попов, А.А. Самарский,
Б.Н. Четверушкин.

ИЗЛУЧАЮЩИЕ ИМПУЛЬСНЫЕ РАЗРЯДЫ
В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ СХОДЯЩИЙСЯ Z - ПИНЧ.

Препринт № 102 за 1975 г.

Москва.

УДК 533.9 + 518.5 + 537.54

Излучающие импульсные разряды в инертных газах; Σ - пинч. Андреев С.И., Байков О.Г., Гольдина Д.А., Гольдин В.Я., Дашук П.Н., Калиткин Н.Н., Попов П.Г., Самарский А.А., Четверушкин Б.Н., Москва, ИПМ АН СССР, ГОИ, препринт № 102; 1975.

Экспериментально исследованы сходящиеся коаксиальные разряды в инертных газах для широкого диапазона начальных давлений. Экспериментально получена сплошная плазменная оболочка с хорошей цилиндрической симметрией, и большим радиусом.

Проведены численные расчеты таких разрядов на ЭВМ на основе математической модели, включающей уравнения магнитной газодинамики с неравновесным излучением. Получено хорошее согласие расчетов с экспериментами, подтверждающее правильность математической модели.

Это позволит использовать численные расчеты для конструирования и оптимизации параметров разрядных установок.

Рис. 10, библиографических 16 наименований.

Введение.

В данной работе рассматриваются разряды в инертных газах типа "Ж" — пинч большого радиуса" со сплошной плазменной оболочкой, имеющей форму цилиндрического слоя. В отличие от предыдущей работы авторов [1], здесь оболочка не расширяется, а сходится к оси разряда.

Такого типа разряды в газах низкой плотности широко исследовались в работах, связанных с проблемой термоядерного синтеза [2]. Изучаемые здесь разряды в газах высокой плотности отличаются рядом особенностей. Наиболее важны из них следующие: существенно роль радиации в энергетическом балансе, практически отсутствует скин-эффект, и значительна роль омического нагрева газа.

Здесь использованы методы экспериментального и теоретического исследования разрядов, изложенные в [1, 14-15]. Как и в предыдущих работах авторов, плодотворным оказался подход, при котором изучение явления происходит одновременно с помощью натурального и вычислительного эксперимента.

Как и в [1], полная физическая картина разряда получена в результате совместного обсуждения результатов экспериментов и расчетов. Эта картина использовалась при интерпретации как экспериментальных, так и расчетных результатов.

Эксперименты и их анализ

I. Первая модель, описывающая основные черты разряда рассматриваемого типа, была дана в работах [3, 4]. В этой модели допускалось, что тонкий вследствие скин-эффекта токоведущий слой плазмы при схлопывании "сгребает" практически всю массу газа, а газокинетическое давление достаточно мало и играет лишь роль малой поправки. В работе [5] была проведена проверка применимости этой модели для разрядов не только в водороде, но также в гелии и ксеноне при

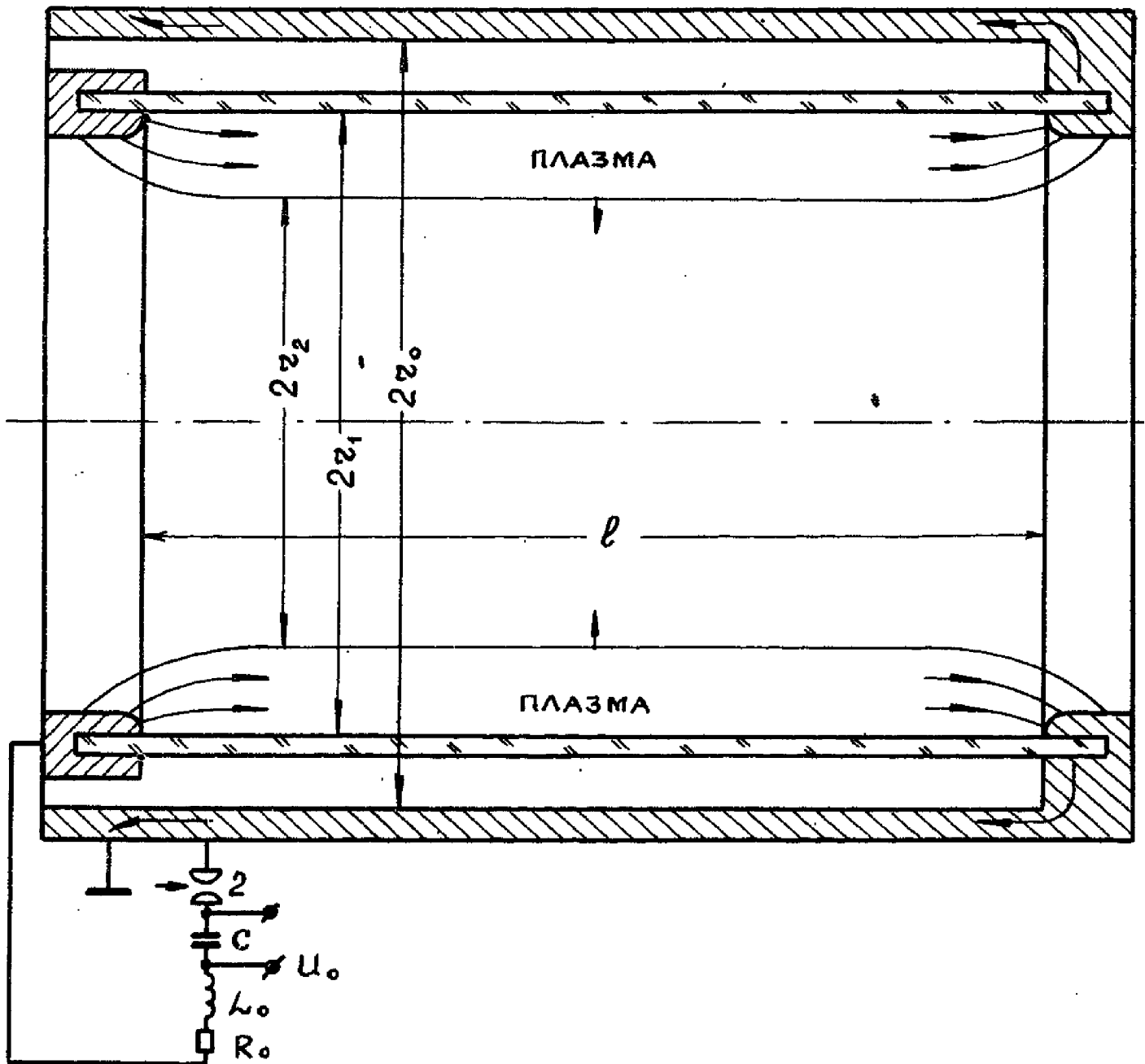


Рис. 1. Схематическое изображение разрядной камеры и электрической цепи. Размеры камеры: $2z_0 = 13,5$ см, $2z_1 = 9,8$ см, расстояние между электродами $l = 14$ см. Параметры контура: $C = 12,7$ мкф, $L_0 = 50$ нГн, $R_0 = 0,006$ ом, $U_0 = 20-40$ кВ.

начальных давлениях, достигавших нескольких тор. В работах [6 -II] проводились исследования при начальных давлениях, достигавших 10-15 тор. Было отмечено, что с ростом плотности газа имеется отступление от указанной выше модели.

В данной работе рассматриваются разряды в ксеноне при начальных давлениях вплоть до 760 тор. В этих условиях тонкий плазменный слой на внутренней поверхности кварцевой колбы формировался не за счет скин-эффекта, а за счет скользящего разряда. Повидимому, сплошная плазменная оболочка при столь высоких плотностях газа получена впервые. Как показано в работе [12], сплошной оболочки от взрыва восьми проволок, расположенных по окружности, не возникало.

В работе [12], а также в работе [13], где плазменное кольцо образовывалось при взрыве металлической фольги, существенную роль играют образующиеся при этом пары металла. Наличие фазового перехода и присутствие примесей в разряде усложняет теоретическую модель и снижает надежность расчета. В рассматриваемом случае, когда оболочка формируется скользящим разрядом, примеси в разряде достаточно малы, и их можно не рассматривать. Малое влияние примесей достигалось также благодаря тому, что после каждого разряда камера откачивалась и наполнялась чистым ксеноном.

Скользящий разряд возникал благодаря присутствию в качестве обратного тескопровода сплошного металлического цилиндра. Конструкция разрядной камеры и параметры установки приведены на рис. 1. В экспериментах варьировалось давление ксенона и напряжение (энергия) разряда. Параметры цепи L_0 и R_0 (с учетом сопротивления вакуумного разрядника) определялись в опыте короткого замыкания.

На рис. 2 приведен типичный набор экспериментальных данных, снятых за один разряд; осциллограммы тока, яркости в двух длинах волн

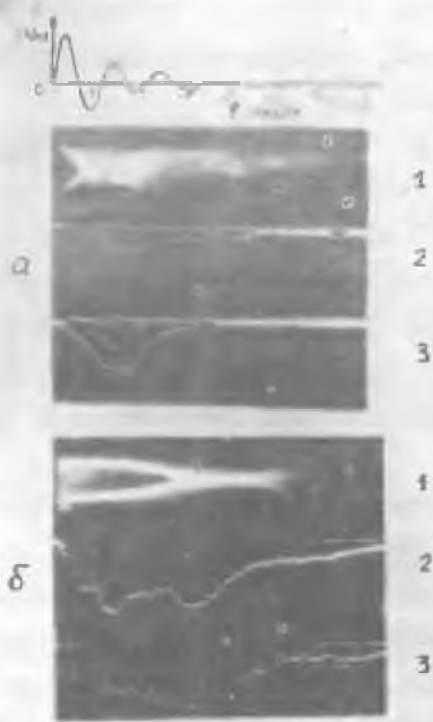


Рис. 2. Соленидные по времени экспериментальные картины, полученные для сходящегося Z -лучевого разряда в вакууме при $C = 12,7$ мкф, $U_0 = 30$ кВ. Верхняя кривая — ток разряда, 1 — деторазвертка канала разряда, 2 — осциллограмма яркости при $\lambda = 2536 \text{ \AA}$, 3 — осциллограмма яркости при $\lambda = 5510 \text{ \AA}$.

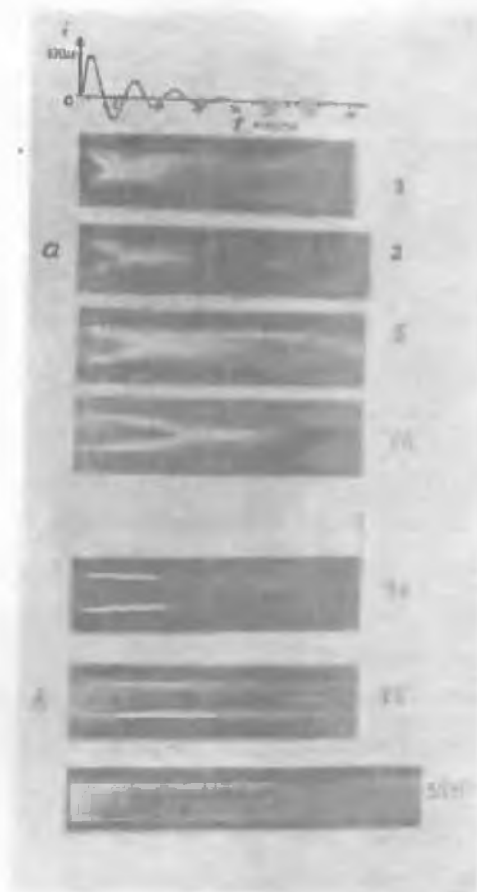


Рис.3. Связанные во времени осциллограммы тока в фоторезервном канале сходящегося пучка. Цифры справа указывают начальные движения электрона (top) в канале; $U_0 = 50$ кВ.

и скоростная фоторазвертка тела свечения. На рис.3 приведены фоторазвертки для широкого диапазона начальных давлений ксенона — от 1 тор до 350 тор.

Видно, что при высоком начальном давлении газа возникает единственная светящаяся оболочка, сходящаяся к оси. При малых давлениях ($p_0 \leq 5$ тор) у стенок камеры последовательно образуются несколько плазменных колец, сходящихся к оси. Если начальное давление невелико ($p_0 \leq 36$ тор), то скорость схождения светящегося слоя (или слоев) почти постоянна, а положение ударной волны совпадает с внутренней границей свечения. При большем начальном давлении газа светящийся токоведущий слой замедляется; от него отрывается и уходит к оси ударная волна, слабо светящаяся или даже невидимая. О движении ударной волны в последнем случае можно судить по появлению на оси вспышки, возникающей при фокусировке ударной волны. Отрыв ударной волны от токоведущего слоя при высоких давлениях наблюдался при изучении расходящихся разрядов в расчетах и экспериментах [1].

Наличие тонкого цилиндрического плазменного слоя с продольно текущим током (независимо от скорости проiakновения поля в плазму) всегда приводит к большим градиентам магнитного поля, так как поле внутри плазменного цилиндра с продольным током всегда равно нулю, а на наружной поверхности этого цилиндра $H_0 = 0,2 \frac{I}{r_1}$ э. Если плазменный слой достаточно тонок, то величина магнитного давления будет мало отличаться от $p_H = \frac{H^2}{8\pi} 10^{-6}$ атм. В наших условиях величина p_H в максимуме тока $I_m = 400$ кА достигала 10 атм.

Если газокинетическое давление в плазменном слое значительно меньше p_H , то весь слой целиком начинает двигаться к оси; газокинетическое давление приводит при этом лишь к утолщению плазменного слоя. Слой играет роль мягкого поршня: снаружи на него давит маг-

нитное поле, а сам он передает это давление ударной волне, находящейся на его внутренней кромке. Ускоренное движение слоя сопровождается его сжатием, а замедленное — расширением.

2. Полное теоретическое исследование разрядов необходимо проводить на основе системы уравнений магнитной радиационной газодинамики (МРГД). Однако анализ экспериментальных данных позволил заметить некоторые закономерности поведения подобных разрядов. Остановимся на них подробнее.

Из рис.3 видно, что скорость ударной волны D , совпадающая с начальной скоростью распространения внутренней границы плазмы \dot{z}_2 , не связана непосредственно с мгновенными значениями тока. Поэтому в случаях, когда газокинетическое давление много меньше магнитного, эффективное поле оказалось в наших экспериментах однозначно связанным с амплитудой магнитного поля H_m :

$$P_n = \frac{H_m^2}{8\pi} = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 D^2, \quad (1)$$

где γ — эффективный показатель адиабаты, а ρ_0 — плотность невозмущенного газа. Отсюда:

$$\dot{z}_2 \approx D \approx 0,2 \frac{i_m}{z_1} \left(\frac{\gamma+1}{16\pi\rho_0} \right)^{1/2} \approx \frac{0,04 U_0}{\sqrt{\rho_0} \omega L_+ z_1} \frac{\text{см}}{\text{сек}}. \quad (2)$$

Здесь величины измеряются в следующих единицах:

$$[\rho_0] - \frac{\text{г}}{\text{см}^3}, [U_0] - \text{в}, [\omega] = \left[\frac{1}{\sqrt{L_+ c}} \right] - \text{сек}^{-1}, [z_1] - \text{см}, [i_m] - \text{а},$$

$$\text{а } L_+ = \left(L_0 + 2l \cdot \ln \frac{z_0}{z_1} \right) \cdot 10^{-9} - \text{см}.$$

На рис.4 сплошными линиями представлены результаты расчета по (2). Видно, что экспериментальные точки неплохо ложатся на эти

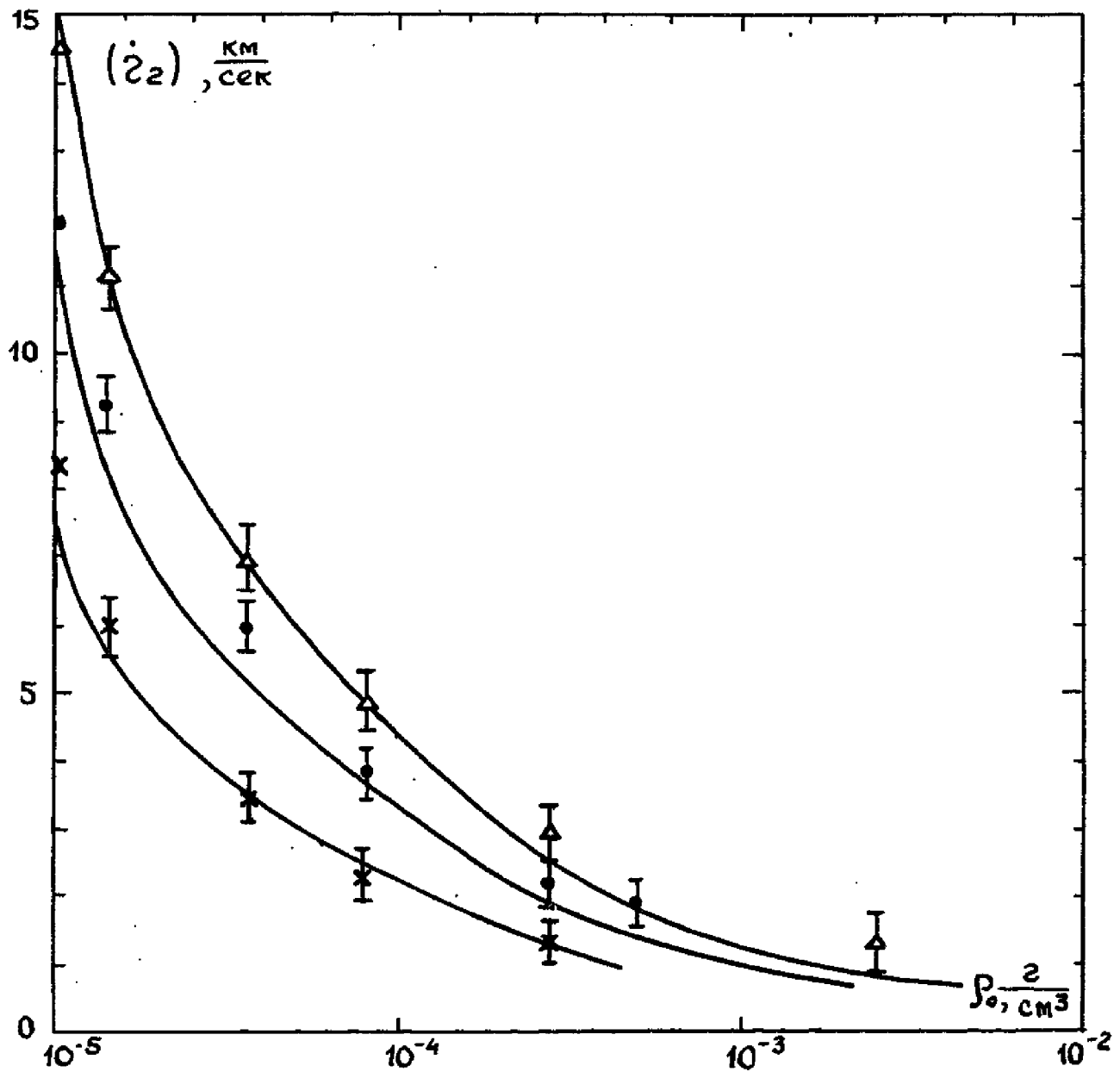


Рис. 4. Зависимость начальной скорости движения внутренней границы излучающего слоя \dot{z}_2 от плотности невозмущенного газа ρ_0 (ксенон). Сплошные кривые - расчет по формуле (2). Верхняя кривая соответствует $U_0 = 40$ кв, средняя - 30 кв, нижняя - 20 кв.

линии при изменении ρ_0 от 10^{-5} до $2 \cdot 10^{-4}$ г/см³ в условиях, когда скорость нарастания магнитного давления $\tau_1^{-1}(di/dt)_0 \approx 6 \cdot 10^{10} \frac{\alpha}{\text{сек} \cdot \text{см}}$.

При больших значениях ρ_0 экспериментальные значения скорости лежат выше расчетных. Уравнение (1) получается из модели снежного плуга [3,4]:

$$\frac{d(mv)}{dt} = 2\pi r \left(p - \frac{H^2}{8\pi} \right), \quad (3)$$

если, как это обычно принято в этой модели, пренебречь вторым членом в правой части и принять, что увлекается практически вся масса газа, охваченная движением:

$$m \approx \pi \rho_0 (\tau_1^2 - \tau_2^2), \quad \tau_2 = \tau_1 - vt,$$

и, кроме того, пренебречь ускорением dv/dt . Таким образом, уравнения (1) и (2) отражают ту же модель, что и (3). Как показывают экспериментальные данные, значения скорости, полученные для момента максимального тока, совпадают с начальной скоростью движения внутренней границы светящегося слоя, которая, в свою очередь, совпадает с мало меняющейся скоростью ударной волны.

Это объясняется тем, что в момент максимума тока в рассматриваемых условиях плазменный слой достаточно тонок и находится еще вблизи стенки камеры. Вся масса газа в этом слое движется со средней скоростью, близкой к v , ускорение отсутствует, и полное давление в слое (сумма газокINETического и магнитного) практически равно давлению внешнего по отношению к слою магнитного поля. ГазокINETическое давление в этом случае не оказывает заметного влияния на динамику процесса.

Следует подчеркнуть, что, в отличие от весьма распространенного в литературе [4,5] мнения о тесной связи модели "снежного плуга" со скин-эффектом, эта модель, как было показано, близка к реальности и при отсутствии скин-эффекта. По существу роль "скин-

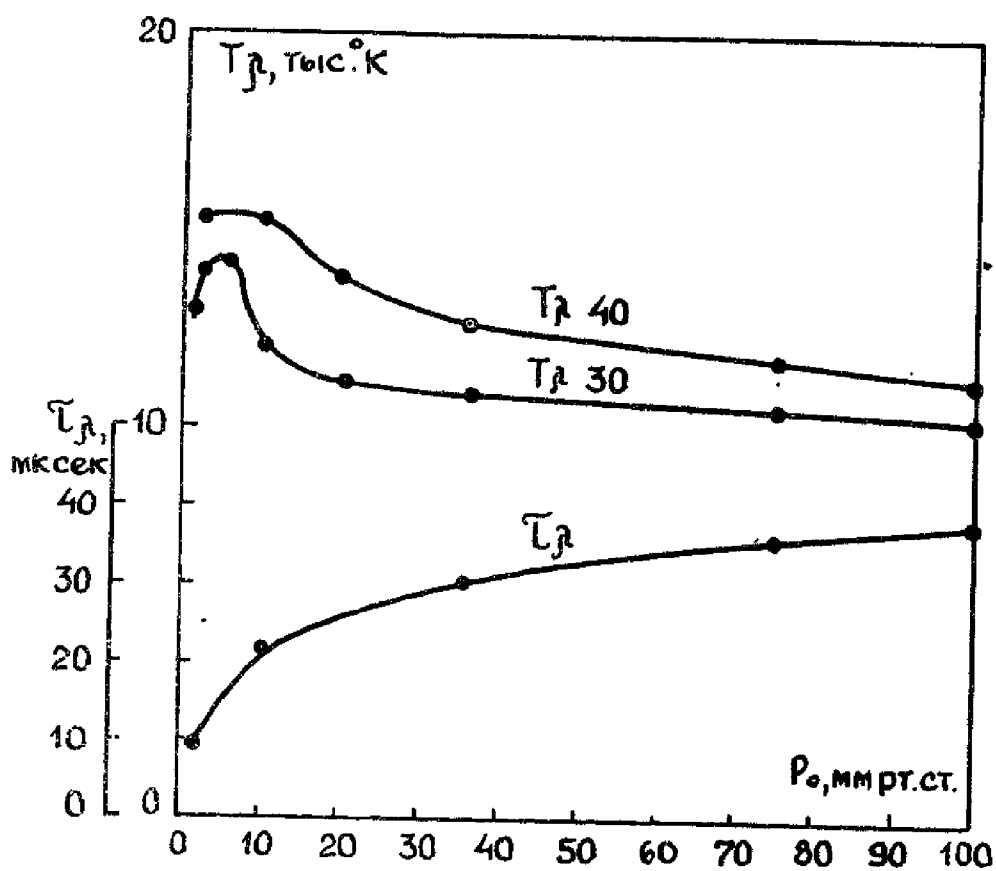


Рис. 5. Экспериментальная зависимость яркостной температуры T_λ ($\lambda = 5510 \text{ \AA}$) и длительности импульса излучения τ_λ , измеренного на уровне 35% амплитудного значения, от начального давления ксенона в камере. Цифры около кривых указывают напряжение разряда U_0 . Яркость измерялась в радиальном направлении.

"-слоя" играет специально сформированная сплошная тонкая плазменная цилиндрическая оболочка.

Как показывают экспериментальные данные (рис.4), при величине $H_m^2/8\pi$ порядка 10 атм, достигаемой за время $t \approx 10^{-6}$ сек, значения скорости определенные по (2), не дают правильных результатов, если $\rho_0 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ г/см³ (для ксенона $\rho_0 \approx 36$ тор). В этих условиях скорость лежит несколько выше расчетной, и определяется вкладом газокINETического расширения плазменного кольца. Последнее при этом не отрывается от стенки камеры. Картина процессов претерпевает при этом существенные изменения. Расчет газокINETического давления требует знания температуры, которая при больших плотностях газа в существенной степени зависит от радиационного потока.

С точки зрения эффективности такого типа разряда как источника излучения выгоднее использовать разряды при высоких плотностях газа из-за большей длительности свечения (большей светоотдачи). Амплитуда импульса яркости с ростом давления остается практически неизменной (рис.5), а затем начинает медленно падать. Светоотдача $(\int_0^{\tau} \nu_{\lambda} dt) / \frac{1}{2} c v_0^2$ растет примерно до $\rho_0 \approx 10$ тор, а затем вплоть до 100 тор остается почти постоянной для видимой области спектра. Форма импульсов излучения часто носит двугорбый характер (рис.2), что связано с дополнительной вспышкой яркости в момент схождения плазменного слоя к оси разряда (ν_{λ} - спектральная плотность яркости).

Разность сигналов двух магнитных зондов, расположенных на расстоянии ΔZ друг от друга, позволяет определить плотность, радиальное распределение магнитного поля и плотности тока по радиусу (рис.6). Зондовые измерения показали, что внутри плазменного кольца поле отсутствует (чувствительность аппаратуры позволяла зарегистрировать поле в 100 э и выше).

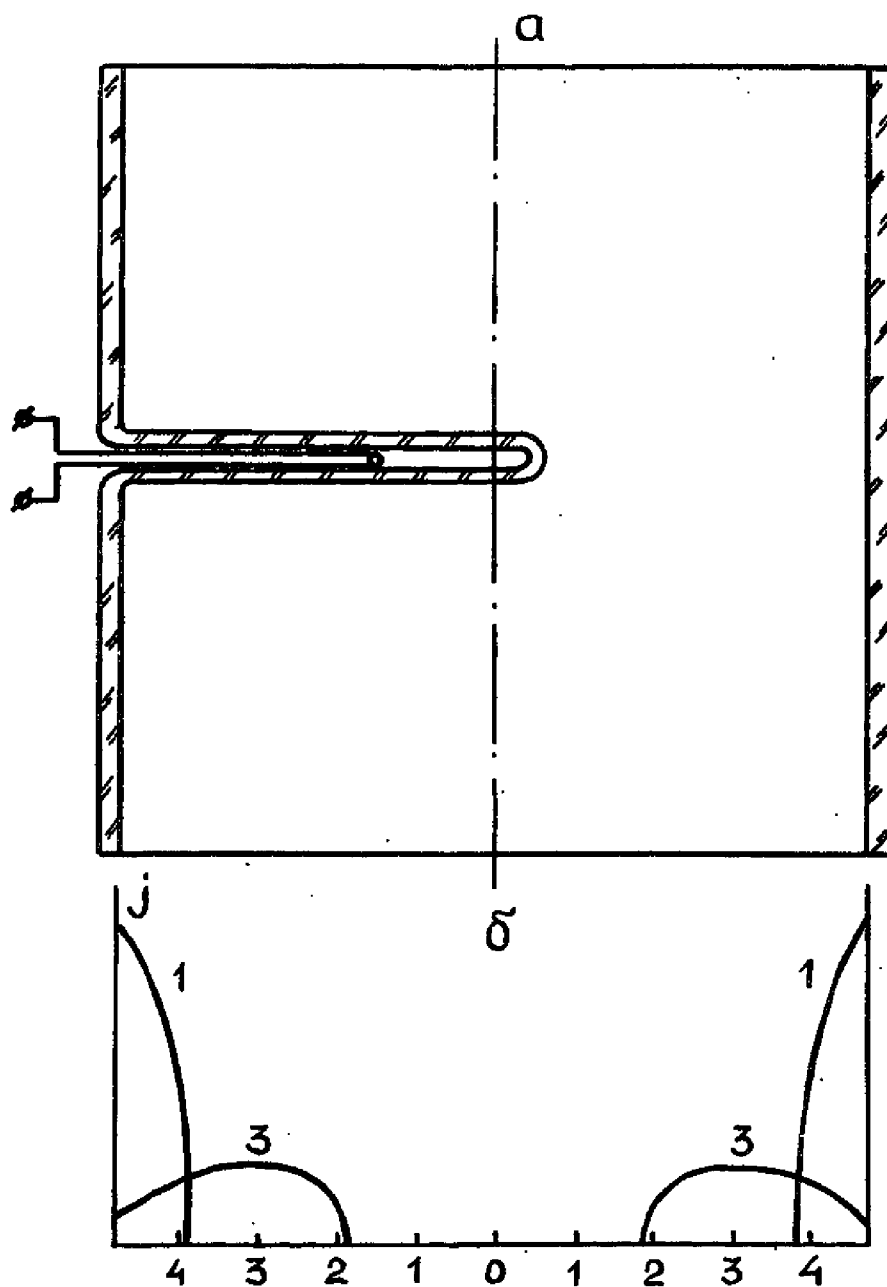


Рис.6. "а" - схема введения магнитного зонда в камеру;
 "б" - экспериментальные данные о радиальном распределении плотности тока в момент первого (1) и третьего (3) максимумов тока. Условия разряда:
 $C = 12,7$ мкФ, $L_1 = 70$ нГн, $p_0 = 10$ тор, ксенон,
 $U_0 = 20$ кВ.

Для случая, приведенного на рис. 6, видно, что в момент первого максимума плотность тока a , следовательно, и проводимость распределена довольно равномерно по сечению плазменного слоя. В момент третьего максимума тока заметен небольшой спад плотности тока у стенки, связанный, по всей видимости, с ее испарением.

Экспериментальные данные показывают, что при низких плотностях газа, когда скорость ударной волны

$$4 \leq D \leq 15 \frac{\text{км}}{\text{сек}},$$

для весьма грубых

расчетов, носящих характер оценок, можно воспользоваться моделью однородной излучающей ударной волны, в которой сосредоточена практически вся масса охваченного движением газа. При этом предполагается, что газ движется со скоростью $v = 2D/(\gamma + 1)$, а скорость ударной волны в течение по крайней мере двух периодов колебаний тока остается постоянной (рис. 3а).

Такая модель справедлива, главным образом, для низких давлений газа, когда светоотдача еще сравнительно мала, и передача энергии в разряд менее эффективна. В общем случае для получения практически важных характеристик такого разряда, а также при поисках достижения оптимума и предельных параметров следует пользоваться более общей МРГД-моделью.

3. Можно ли надежно прогнозировать работу дорогостоящих крупногабаритных разрядных установок, моделируя их на сравнительно дешевых малых установках (как это часто делают в других разделах физики, например, при конструировании ускорителей)? Для ответа на этот вопрос рассмотрим соотношения подобия в излучающих разрядах.

Магнитное число Рейнольдса в рассматриваемых разрядах имеет величину порядка единицы:

$$R_m = \frac{4\pi\sigma}{c^2} v z \sim 1,$$

поскольку $\delta \sim 10^{14}$ сек⁻¹, $v \sim 10^6$ см/сек, $r \sim 1$ см (Следовательно, магнитные силовые линии не "вморожены" в плазму). Чтобы характер взаимодействия плазмы с полем не менялся при натурном моделировании, надо сохранять величину R_m , т.е. произведение $\delta v r$.

Для подобного воспроизведения газодинамических явлений надо сохранять еще число Маха $M = D/c_{зв}$, где $c_{зв}$ - скорость звука в холодном газе перед фронтом ударной волны. Поскольку скорости должны сохраняться, то следовательно, при уменьшении размеров установки, т.е. радиуса, надо во столько же раз увеличивать проводимость δ . Но для этого следует увеличивать температуру (от плотности проводимость слабо зависит). При этом трудно сохранить оптическую толщину излучающего газа*, т.е. излучение почти наверняка изменит свой характер.

Все сказанное выше относилось к моделированию стационарного течения. Изучая импульсные разряды, важно соблюсти временной масштаб $\theta = v t_0 / r$ (здесь t_0 - характерное время разряда). Видно, что при изменении размеров установки время разряда также должно изменяться.

Таким образом, едва ли можно серьезно говорить об экспериментальном моделировании процессов радиационной газодинамики при изменении характерного размера (диаметра плазменного цилиндра) на порядок величины.

Все это говорит о том, что наиболее рациональным путем исследования процессов, моделирования, поисков оптимальных решений практически важных задач и т.п. являются расчеты достаточно хорошо обоснованных и достаточно общих математических МРГД-моделей, поскольку проведение расчетов в широком диапазоне изменения габаритов установки и энергетики по готовым программам на ЭВМ не представ-

*) Радиационное число Кнудсена представляет собой величину, обратную оптической толщине.

ляет большого труда.

3. МРГД – расчеты и сравнение с экспериментами

I. Анализ масштабов величин и характерных значений температуры и проводимости плазмы в излучающих разрядах показывает, что в рассматриваемых условиях скорость проникновения магнитного поля в плазму велика, и скин-эффектом можно пренебречь. Это позволяет считать электрическое поле практически однородным по радиусу.*) Поскольку длина камеры в наших условиях превышает ее диаметр, то с известной осторожностью можно использовать одномерную модель, которая справедлива, по крайней мере, для тонких кольцевых слоев плазмы [16].

Численные расчеты на ЭВМ проводились в рамках уравнений одномерной магнитной газодинамики с неравновесным излучением (МРГД); эта модель разработана и изложена в работах [1, 14–16]. Приведенное ниже сравнение с экспериментами показывает, что хотя немало физических эффектов не включалось в модель, тем не менее она дает хорошие результаты на протяжении всего процесса, включая момент фокусировки ударной волны на оси.

2. Ниже приводятся результаты расчетов и сравнение их с экспериментальными данными для рассмотренного на рис. I электрического контура при напряжении $U_0 = 30$ кВ и наполнении разрядной камеры ксеноном с начальным давлением 75 тор.

На рис. 7а дана кривая тока. Видно, что его период колебаний в эксперименте и расчете практически совпадают. Расхождение в амплитудах тока также невелико. На этом же рисунке приведена траектория движения ударной волны. Сначала положение ударной волны совпадает с границей зоны повышенной температуры. Но примерно с $t = 4$ мксек ударная волна отрывается (уходит вперед), температура в ней падает, ее давление ослабевает. Зона повышенной ионизации

*) Но неоднородность по радиусу основных газодинамических величин (T и ρ) учитывается.

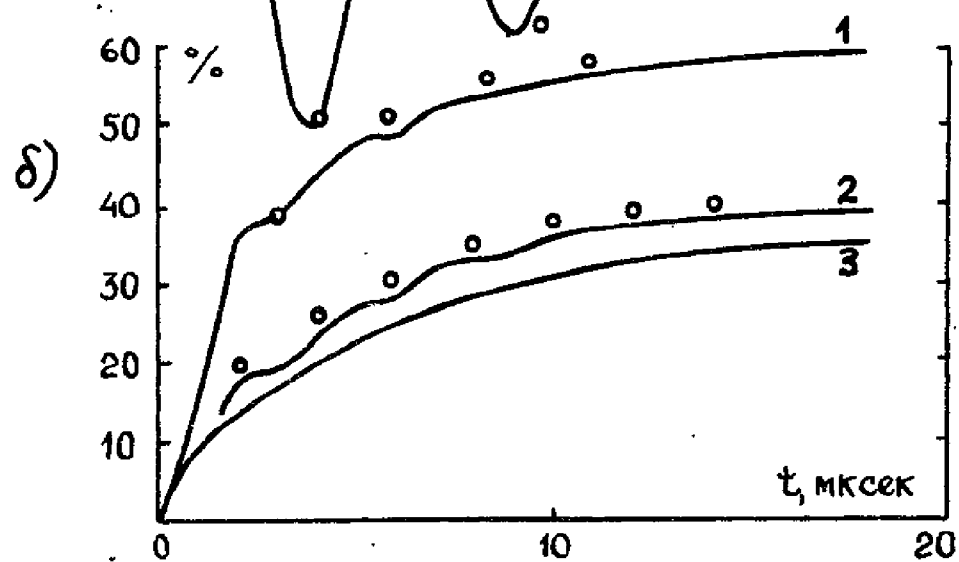
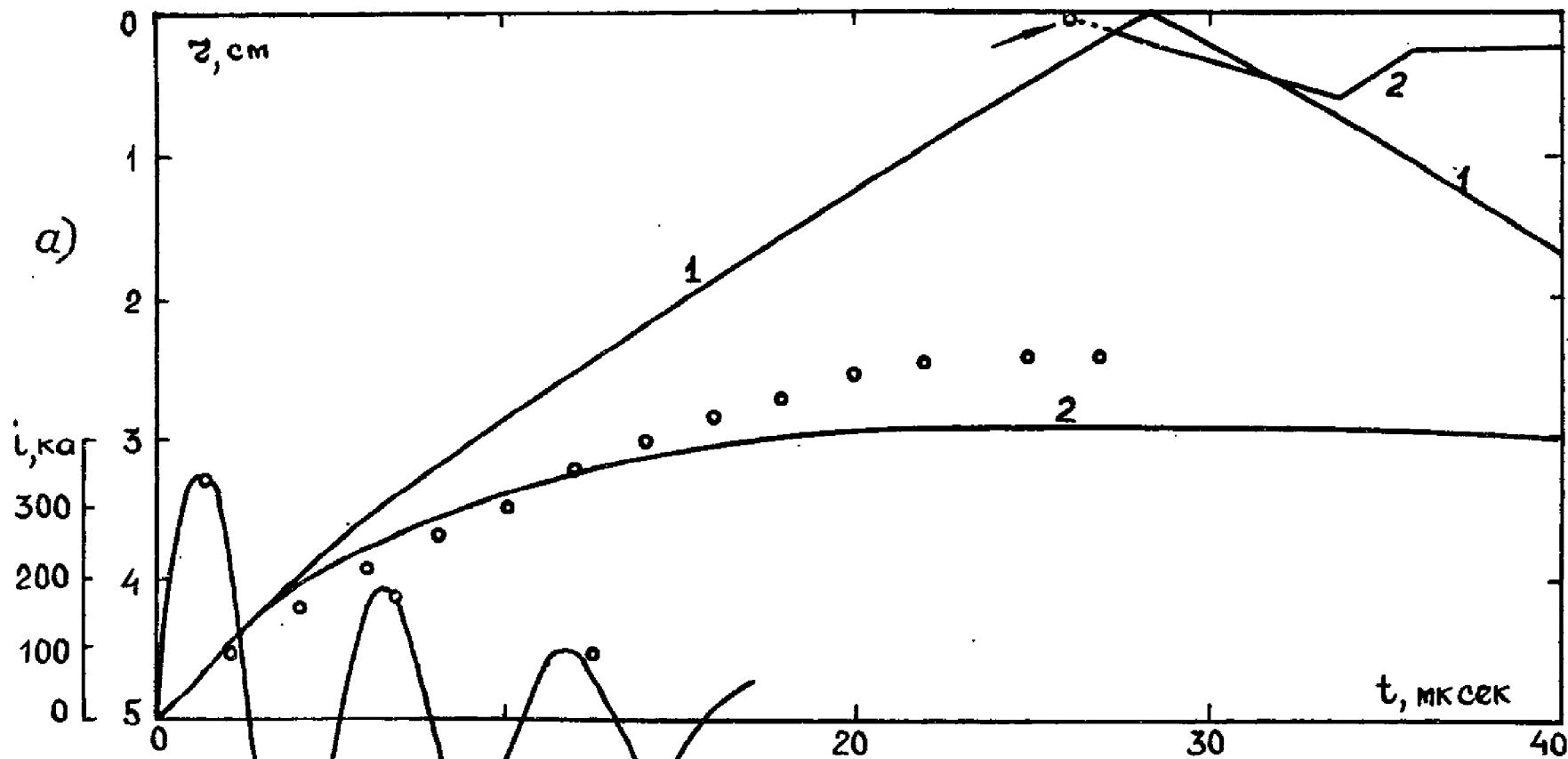


Рис.7. Сравнение расчета с экспериментом в случае сходящегося разряда. "А" - динамика процесса: 1 - ударная волна, 2 - граница области ионизации. "Б" - энергетический баланс: 1 - вложенная энергия, 2 - выделившаяся на внешнем сопротивлении энергия, 3 - энергия вышедшего из плазмы излучения в процентах от начальной энергии батареи.

распространяется до радиуса 32 мм и долгое время остается в этом положении. В момент фокусировки ударной волны (28,5 мксек) в центре возникает вспышка температуры и второй фронт ионизации радиусом порядка нескольких миллиметров. Отметим, что в этот момент времени наблюдалось схлопывание ударной волны в эксперименте.

На рис.76 даны энергетические характеристики разряда. Основная часть энергии вводится за полтора периода тока к моменту $t = 8$ мксек. Как и в расходящемся разряде видны плато, соответствующие прохождению тока через нуль. Здесь также наблюдается хорошее согласие с экспериментом. Это свидетельствует и о согласии рассчитанных и измеренных значений сопротивления токоведущего канала разряда. Внутри плазмы выделяется 45 % энергии батареи; интенсивно высвечивается около 30 % энергии батареи. Иными словами в излучение уходит около 70 % энергии, выделившейся в плазме.

На рис.5 приведены экспериментальная зависимость яркостной температуры в видимой области спектра T_2 для $\lambda = 5510\text{Å}$ и длительности импульса излучения τ_2 , измеренного на уровне 0,35 амплитудного значения, от начального давления ксенона в камере.

На рис.10 приводится зависимость от времени расчетной яркостной температуры T_2 для $\lambda = 5510\text{Å}$ для излучения выходящего из разряда по радиусу. Эта температура несколько выше экспериментальной. Причем расхождение больше, чем в расходящемся разряде [1]. Это, по-видимому, объясняется тем, что для сходящегося разряда зона повышенной температуры примыкает к стенке камеры. Это приводит к испарению кварца и ухудшению прохождения света через него. Заметим, что указанное увеличение поглощения явилось первым указанием на испарение кварца в изучаемых экспериментах.

На рис.8 показана динамика разряда, включая момент фокусировки ударной волны.

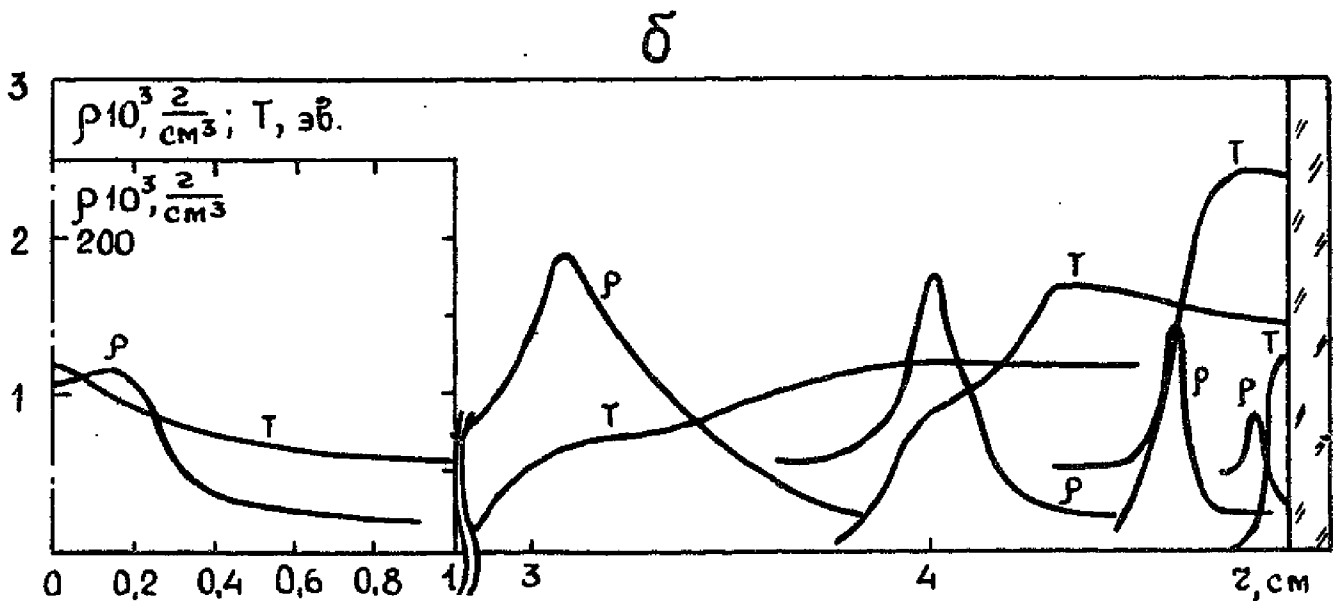
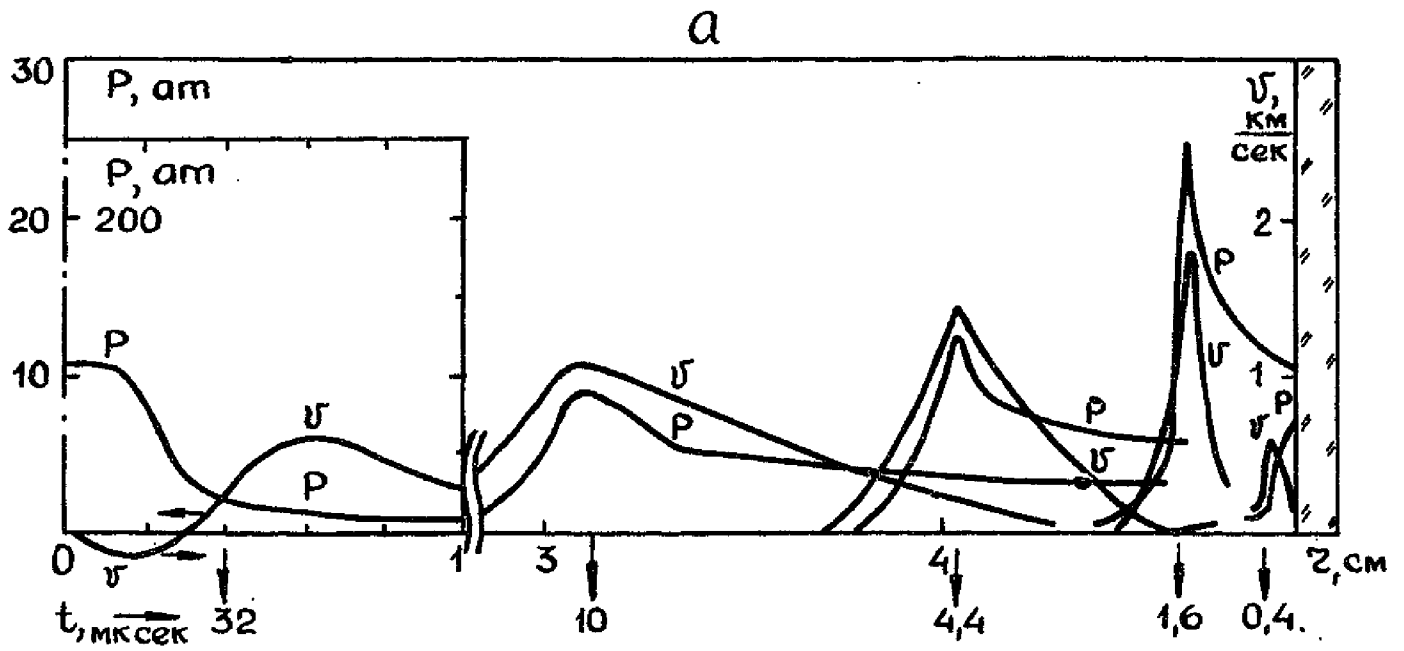


Рис. 8. Расчет динамики схлопывания Z -пинча. Мгновенные радиальные распределения давления P , скорости течения газа v , температуры T и плотности ρ . Распределения приведены для последовательных моментов времени $t = 0,4$ мксек, $1,6$ мксек, $4,4$ мксек и 10 мксек. Данные в левом углу в рамке относятся к моменту схлопывания $t = 32$ мксек. Условия разряда: $U_0 = 30$ кВ, $C = 12,7$ мкФ, $L_1 = 70$ нГн, $p_0 = 75$ тор ксенона, $z_1 = 4,9$ см.

В стадии нарастания тока наблюдается формирование скачка уплотнения. Скорость газа в этом скачке возрастает. Растут температура и давление.

В максимуме тока ($t = 1,6$ мксек) давление достигает 25 атм, скорость течения газа $v = 1,8$ км/сек, а температура $T = 2,4$ эв (28 тыс. $^{\circ}\text{K}$). В области ударной волны температура примерно вдвое ниже, чем в области низкой плотности газа. Газокинетическое давление на стенку составляет 10 атм, что близко к величине $H_m^2/8\pi$.

При дальнейшем движении плазменного кольца к оси величина плотности в ударной волне изменяется мало, а температура и давление падают. За время 10 мксек (это составляет почти два периода колебаний тока) плазменный слой отодвинулся от стенки на 2 см. В области скачка уплотнения температура составляет всего 7–8 тыс. $^{\circ}\text{K}$, в то время как в области низкой плотности ее величина близка к 14 тыс. $^{\circ}\text{K}$.

В районе $t = 32$ мксек вследствие схлопывания на оси достигается максимальное давление более 100 атм (рис. 8а слева). Плотность при этом примерно в двести раз выше начальной плотности холодного газа. Распределение температуры отличается от распределения до момента кумуляции: максимальная температура оказывается в области максимальной плотности (на оси) и составляет 14 тыс. $^{\circ}\text{K}$. Область высокой температуры, плотности и давления на оси имеет довольно определенные размеры, определяемые радиусом $r \approx 0,3$ см. В рассматриваемый момент времени плотный газ из центра уже течет в обратную сторону (по радиусу), а к центру продолжает течь газ с меньшей плотностью. Скорость этого набегающего газа втрое превышает скорость расширения центрального уплотнения. Центральная область, ограниченная неподвижным слоем газа, и является областью экстремальных параметров. Параметр неидеальности плазмы составляет $\gamma = e^2 n^{1/3} / kT \approx 0,5$, а число частиц в сфере дебаевского радиуса $N_d \approx 0,4$,

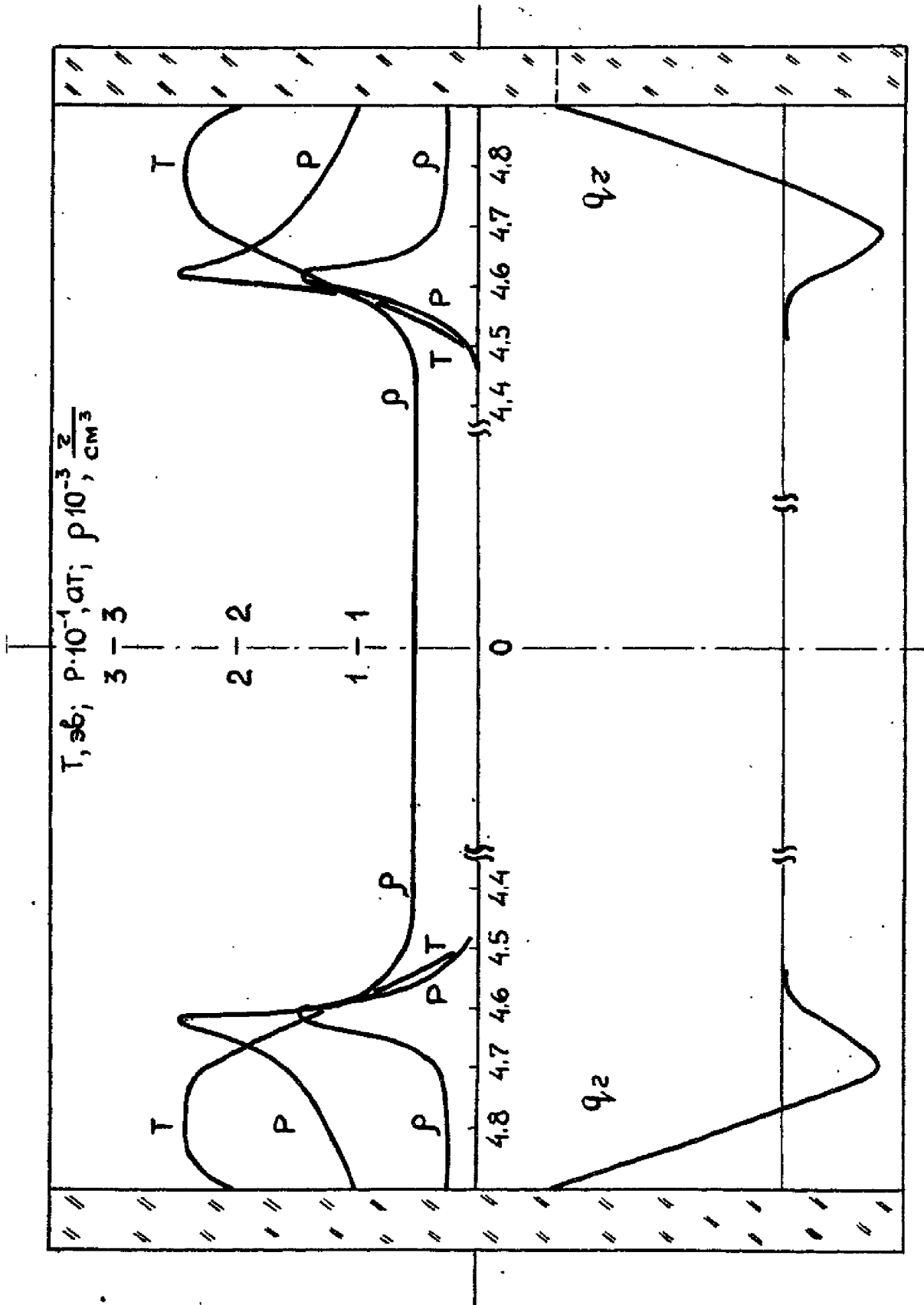


Рис. 9. Распределение результирующего потока излучения q_z и соответствующие распределения температуры T , давления p и плотности ρ в плазме в момент первого максимума тока (по расчету). В разряде $C = 12,7$ мкф, $L_1 = 70$ нгн, $p_0 = 75$ тор ксенона.

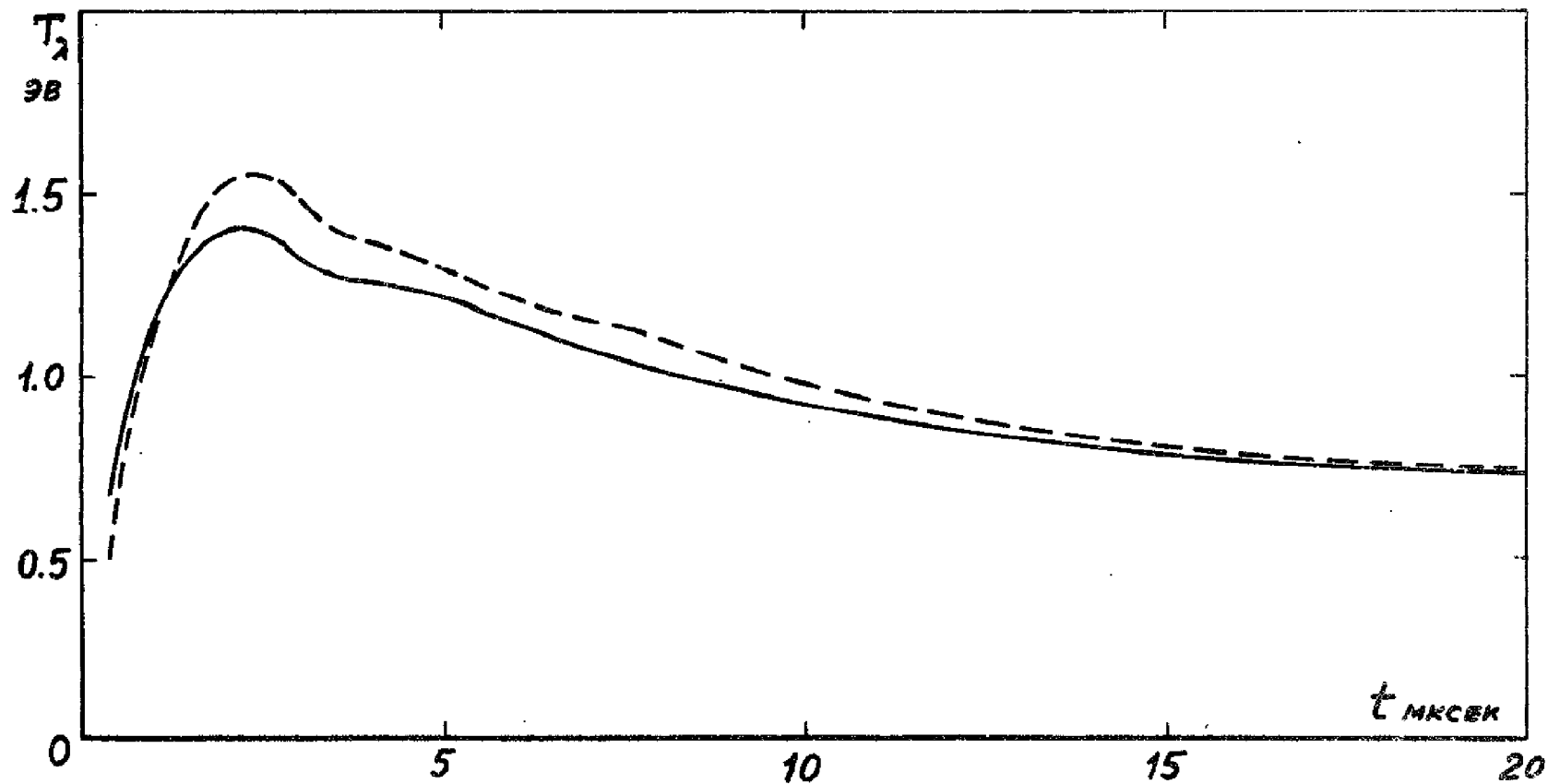


Рис.10. Зависимость от времени расчетной (пунктир) и экспериментальной (сплошная кривая) яркостных температур для $\lambda = 5510 \text{ \AA}$.

т.е. неидеальность плазмы довольно велика.

На рис.9 приведена расчетная картина потока излучения для момента максимума тока (1,6 мксек).

В центральной части результирующий поток, естественно, равен нулю. В области сжатого газа результирующий поток направлен к оси камеры, а в области слоя плазмы с низкой плотностью поток идет на кварцевую стенку камеры и через нее. Таким образом, выходящее из камеры излучение генерируется в существенной мере в пристеночной области газа с низкой плотностью. Определить эту плотность можно только с помощью проводимого расчета достаточно общей модели. Автомодельные решения рассмотренной задачи невозможны без потери принципиально важных особенностей. Поэтому определить плотность и температуру излучающего газа за скачком уплотнения простыми способами не удастся.

Хорошее согласие расчетных характеристик разряда с экспериментом позволяет уверенно утверждать, что полученная в расчете детальная картина разряда соответствует реальной картине протекающих процессов.

Л и т е р а т у р а:

1. С.И.Андреев, В.Я.Гольдин, Д.А.Гольдина, Е.А.Зобов, Н.Н.Калиткин, А.А.Самарский, В.Г.Соколов, Б.Н.Четверушкин. Излучающие импульсные разряды в инертных газах; расходящийся Z - пинч. Москва, ИПМ АН СССР, ГОИ им.С.И.Вавилова, 1975, препринт № 32.
2. Л.А.Арцимович, Управляемые термоядерные реакции ГИФМЛ, М.1961.
3. М.А.Леонтович, М.С.Осовец. О механизме сжатия тока при быстром и мощном газовом разряде. Атомная энергия, 3, 81, 1956.

4. *M. Rosenbluth.* Теория пинчевого разряда с бесконечной проводимостью плазмы. Модель поверхностного слоя при отсутствии столкновений. *Prog. Nucl. Energy*, 1963, II, № 2, 271.
5. Л.А.Арцимович, А.М.Андрианов, О.А.Базилевская, Ю.Г.Прохоров, Исследование импульсных разрядов с большой силой тока. Атомная энергия, 1956, № 3, 76.
6. *H. Zwickert.* Пинч-эффект при высоких плотностях газа. 1964, I77, № 1, 54.
Спектроскопическое исследование плотной плазмы, сжимаемой магнитным полем. *Z. Phys.* 1964, I78, № 2, 189.
7. *H. Zwickert, U. Schumacher.* Получение и исследование очень плотной плазмы, сжимаемой магнитным полем. *Z. Phys.*, 1965, I83, № 5, 453.
8. *R.G. Jahn, W. Jaskowsky.* Структура Z - пинча большого радиуса. *AIAA journal*, 1963, I, 1809. Распределение тока в пинчующемся разряде большого радиуса. 1964, 2, 1749.
9. *G. Kleist, W. Böttcher, H. Damman, U. Kogelschatz.* Экспериментальное исследование формирования и ускорения токоведущих слоев в Z - пинчевом разряде. *Z. Naturforsch.*, 1969. 24a, 226.
Экспериментальное исследование динамики сходящихся цилиндрических ударных волн в Z - пинче, возбужденных электромагнитным полем. *Z. Naturforsch.*, 1968. 23a, № 4, 414.
10. *R.G. Buser, D. Ramm.* Накачка лазера интенсивными z - пинчевыми разрядами. *Appl. Optics*, 1966, 5, 627.

11. М.Р.Бедиллов, В.М.Лихачев, Г.В.Михайлов, М.С.Рабинович. Использование прямого пинч-эффекта для оптической подкачки квантовых генераторов. Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, № 2, 95.
Исследование излучения прямого самосжатого разряда (пинча) в видимой и ультрафиолетовой областях. I. Быстрый разряд при малых плотностях тока. Труды Физического института АН СССР им.П.Н.Лебедева, 1966, 32, 97.
12. А.Ф.Александров, В.В.Перебейное, А.Т.Савичев, И.Б.Трофимов. Динамика и излучение коаксиальных плазменных оболочек в воздухе. ЖЭТФ, 1974, 44, № 1, 65.
13. И.В.Дворников, Ю.Н.Колпаков, В.А.Лакутин, И.В.Подмошенский. Слоистый импульсный разряд как источник света для облучения. Ж.П.С., 1974, 21, № 2, 227.
14. В.Я.Гольдин, Д.А.Гольдина, Г.В.Данилова, Н.Н.Калиткин, Л.В.Кузьмина, С.П.Курдюмов, А.Ф.Никифоров, Ю.П.Попов, В.С.Рогов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, В.Б.Уваров, Л.С.Царева, Б.Н.Четверушкин. Исследование задач магнитной радиационной газодинамики численными методами на ЭВМ. Москва, ИПМ АН СССР, 1971, препринт № 36; депонирован ВИНТИ, № 1050-74 Деп.
15. П.П.Волосевич, В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин, С.П.Курдюмов, Ю.П.Попов, В.Б.Розанов, А.А.Самарский, Б.Н.Четверушкин. Некоторые стадии сильноточного разряда в плазме. Москва, ИПМ АН СССР, 1971, препринт № 40; депонирован ВИНТИ, № 1049-74 Деп.
16. В.Я.Гольдин, Н.Н.Калиткин, Б.Н.Четверушкин. Электротехническое приближение для сильноточных излучающих разрядов. ПМТФ, 1975, № 1, 41-44.