

оболочки и витка, а также их взаимным расположением (выбором эксцентриситета) можно обеспечить значения E_1^* , практически исключающие возможность электрических пробоев в области скользящего контакта токонесущих проводников в условиях критических напряженностей поля $H \approx H_*$ при толщине введенного изоляционного слоя, не влияющего на омическое сопротивление контактирующих проводников.

Поступила 15 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Physics of High Energy Density. Proceedings of the International school of physics. N. Y.—L., Academic Press, 1971. Рус. пер. Физика высоких плотностей энергии. М., «Мир», 1974.
2. Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. Н., Плющев Ю. И., Павловский А. И., Чернышев В. К., Феоктистова Е. А., Жаринов Е. П., Зысин Ю. А. Магнитная кумуляция. — «Докл. АН СССР», 1965, т. 165, № 1.
3. Lukasik S. J., Zepko G. W., Jameson R. L. Magnetic-flux compression in an explosion geometry. — In: Proc. conference on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Frascati, Italy, 1965. Brussels Eur. Atom, 1966, p. 367—386.
4. Herlach F., Knoepfel H. Megagauss fields generated in explosive-driven flux compression devices. — «Rev. Sci. Instr.», 1965, vol. 36, N 8.
5. Биченков Е. И. Взрывные генераторы. — «Докл. АН СССР», 1967, т. 174, № 4.
6. Сахаров А. Д. Взрывомагнитные генераторы. — УФН, 1966, т. 88, вып. 4.
7. Shearer J. W., Abraham F. F., Aplin C. M., Benham B. P., Faulkner J. E., Ford F. C., Hill M. M., McDonald C. A., Stephens W. H., Steinberg D. J., Wilson J. R. Explosive-driven magnetic field compression generators. — «J. Appl. Phys.», 1968, vol. 39, N 4.
8. Кошелев А. Я., Фоменко В. С., Чижов В. И. Взрывомагнитный генератор тока. — Бюлл. «Открытия, изобретения...» ЦНИИПИ. М., 1974, № 33.
9. Knoepfel H. Pulsed high magnetic fields. Amsterdam—London, North—Holland, 1970. Рус. пер. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1971.

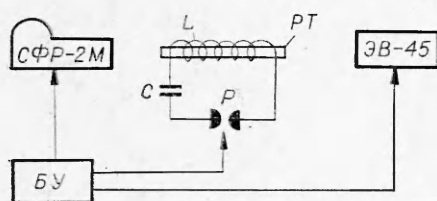
УДК 533.92 : 621.039.01

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАЗВИТИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА

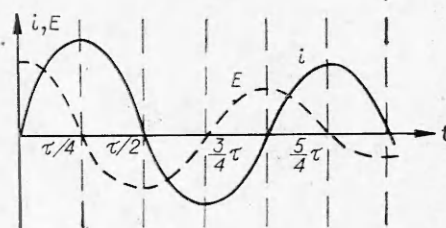
П. Н. Баронец, В. И. Мышенков, М. И. Якушин

(Москва)

1. В области сравнительно невысоких давлений импульсные сильноточные разряды стали изучаться прежде всего в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза. При больших давлениях потребность в исследовании разрядов подобного типа была продиктована в значительной мере необходимостью разработки мощных источников света. К настоящему времени достигнуты заметные успехи в изучении структуры и динамики развития сильноточных разрядов [1]. В то же время остаются и нерешенные проблемы. В частности, в области исследования импульсных индукционных разрядов не существует еще достаточно полной ясности в понимании механизма развития разрядов подобного типа. Цель данной работы — исследование сильноточных индукционных разрядов в аргоне при давлении газа в диапазоне от 5 до 50 мм рт. ст. На основе анализа экспериментальных результатов дается физическая интерпретация отдельных стадий развития сильноточных разрядов, обсуждаются также те стадии развития разряда, механизм которых все еще остается не понятным в достаточно полной мере. Исследование разряда проводилось при относительно невысоких уровнях вкладываемой мощности, когда удавалось разделить во времени различные стадии процесса развития разряда, протекающие практически одновременно при интенсивных энерговыкладах.



Фиг. 1



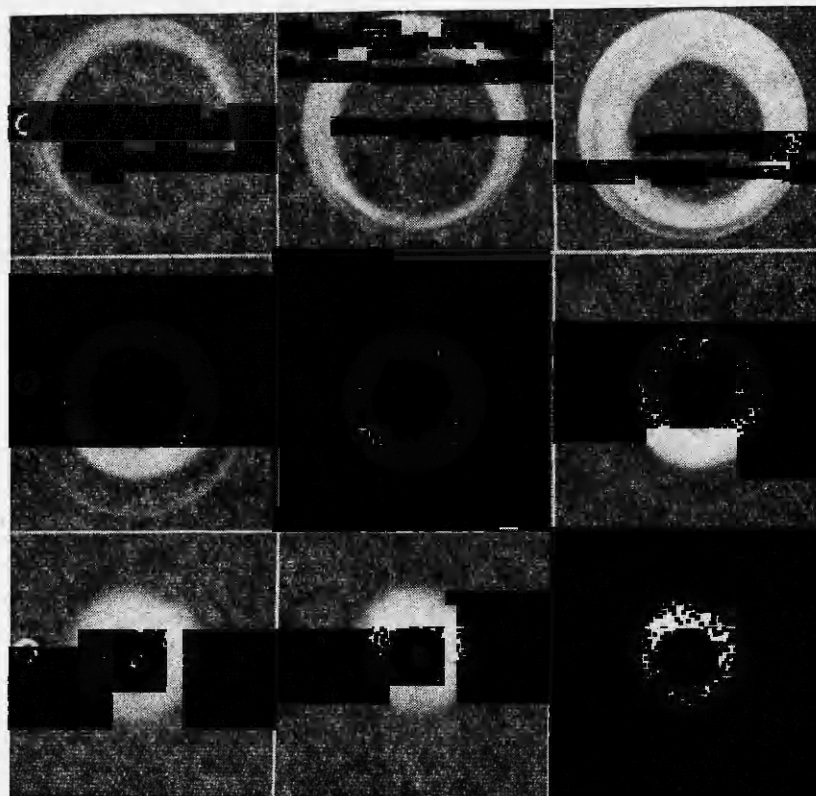
Фиг. 2

2. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1, где РТ — кварцевая трубка с внутренним диаметром ≈ 5 см, в которой осуществлялся разряд, L — индуктор, состоящий из пяти витков, с индуктивностью ~ 5 мкГ, C — батарея конденсаторов, которая могла заряжаться до 25 кВ, P — разрядник, ЭВ — импульсный источник ЭВ-45, СФР — сверхскоростной фоторегистратор, БУ — блок управления.

Начальная амплитуда силы тока в индукторе по измерениям с помощью пояса Роговского достигала 80 кА, а частота колебаний тока составляла ~ 20 кГц, при этом начальная амплитуда напряженности поддерживающего разряд вихревого электрического поля около стенки разрядной трубки равна ~ 70 В/см (здесь и в дальнейшем рассматривается только азимутальная наиболее существенная для поддержания исследуемого разряда составляющая напряженности вихревого электрического поля). Осциллограммы напряженности E вихревого электрического поля внутри индуктора в области, примыкающей к стенке разрядной трубки, и электрического тока i , протекающего через индуктор, представлены в относительном масштабе на фиг. 2 с момента времени, соответствующего началу развития пробоя в газе. Затухание амплитуды напряженности электрического поля и тока связано с потерями электромагнитной энергии на джоулев нагрев. Поскольку сила тока в разряде в условиях нашего эксперимента была существенно (на порядок величины) меньше силы тока в индукторе, напряженность вихревого электрического поля внутри индуктора при возбуждении разряда сдвинута по фазе относительно тока i приблизительно на 90° , как и в случае отсутствия разряда. Для инициирования разряда использовался заземленный металлический стержень, вводившийся внутрь разрядной трубки. Проводилась съемка процесса развития разряда со скоростью 2,5 млн кадр/с.

Анализ полученных фотографий показывает, что в течение первой четверти периода колебаний тока в индукторе (интервал времени от 0 до $\tau/4$ на фиг. 2) наблюдается слабое свечение газа кольцеобразной формы (фотографии этой стадии разряда не приводятся). Однако сразу после пробоя разряд не успевает полностью развиваться к моменту, когда напряженность вихревого поля заметно уменьшится.

Во время следующего полупериода (интервал времени от $\tau/4$ до $3\tau/4$ на фиг. 2) происходит новый более мощный пробой (фиг. 3, временной интервал между кадрами $1,5 \cdot 10^{-6}$ с), облегченный предыдущим разрядом. В течение первых нескольких микросекунд после второго пробоя наблюдается «разбухание» разряда, имеющего форму светящегося кольца, со скоростью ~ 1 км/с за счет перемещения внутреннего фронта разряда по направлению к оси трубки (фиг. 3, а). Затем происходит резкое отделение разряда от стенки трубки, после чего через несколько микросекунд внутри разрядного кольца на оси трубки образуется ярко светящийся плазменный сгусток (фиг. 3, б), который начинает постепенно расширяться и распадаться. Одновременно по мере уменьшения величины напря-



Ф и г. 3

женности вихревого электрического поля происходит распад плазмы и в разрядном кольце (фиг. 3, е), сопровождающийся изрыхлением внутреннего и внешнего фронтов разряда. В течение следующего полупериода колебаний тока (временной интервал от $(3/4)\tau$ до $(5/4)\tau$ на фиг. 2) процесс повторяется и так несколько раз до тех пор, пока ток в индукторе существенно не уменьшится.

Измерение температуры проводилось так же, как и в работе [2], методом поглощения в плазме зондирующего излучения от импульсного источника ЭВ-45 на длине волны $5500 \text{ \AA}$. Измерения показали, что температура плазмы в разрядном кольце оказывается около $10\,000 \text{ K}$.

Полученным результатам можно дать следующую физическую интерпретацию. Сравнительно небольшие значения температуры для тех уровней удельной мощности, которая вкладывалась в разряд $\sigma E^2 \sim \sim 200 \text{ кВт/см}^3$ (σ — проводимость), объясняются тем, что за время развития разряда плазма не успевает нагреться до более высоких температур. Проведенные оценки подтверждают справедливость отмеченного обстоятельства. Поэтому для повышения температуры разряда необходимо увеличивать скорость нагрева газа, т. е. повышать напряженность поддерживающего разряд электрического поля.

Резкое отделение разряда от стенки трубки, как известно, происходит под действием электродинамических сил (θ — пинч-эффект). На начальной стадии сразу после развития второго пробоя газа пинч-эффект не проявляется из-за небольшого значения электродинамической силы.

Образование плазменного сгустка в центре трубки вызвано действием цилиндрической ударной волны, которая после кумуляции на оси начинает распространяться в обратном направлении. О наличии ударной волны свидетельствует эксперимент, проведенный с пустотелым латунным стержнем. Стержень, закрепленный на оси трубки, после разряда каждый раз оказывался смятым.

В связи с образованием ударной волны в рассматриваемых условиях возникает вопрос о механизме ее формирования. Можно указать два процесса, которые приводят к формированию ударной волны и разделены как в пространстве, так и во времени. Первый из них связан с бурным энерговыделением на пробойной стадии развития разряда и последующим сверхзвуковым расширением нагретого газа, второй — с резким действием на разряд электродинамических сил при его отделении от стенки трубки. Подробное изучение вопроса о механизме формирования и структуре ударных волн, возникающих на разных стадиях процесса, представляет несомненный интерес. Однако для этого необходимы отсутствующие в настоящее время теоретические рассуждения описанного явления, а также специальный эксперимент.

Нет полной ясности также в понимании механизма развития предварительной стадии пробоя в течение первой четверти периода колебаний тока в индукторе (см. фиг. 2), когда разряд зарождается. Можно только предполагать, что в результате искрового разряда между высоковольтным витком индуктора и заземленным металлическим стержнем, введенным внутрь разрядной трубки, формируется волна ионизации, которая благодаря диффузии резонансных квантов [3] распространяется прежде всего по области максимального значения напряженности вихревого электрического поля, т. е. вдоль стенки разрядной трубки, что и приводит в конечном итоге к наблюдавшемуся на этой стадии слабому свечению.

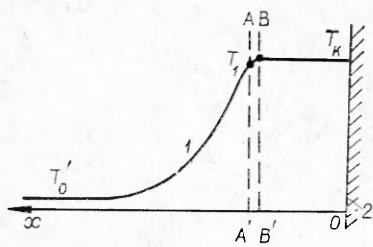
3. Большой интерес представляет выяснение механизма распространения внутреннего фронта разряда на начальной (после второго пробоя) стадии его развития до проявления пинч-эффекта. Процесс движения разряда на этой стадии определяется теплопроводностью и происходит аналогично процессу медленного распространения лазерной искры [4, 5] или высокочастотного разряда [6]: за счет теплопроводности энергия из области развитого пробоя выносится в газовые слои, расположенные перед разрядным фронтом, и прогревает их до тех пор, пока в этих слоях не разовьется заметная ионизация, достаточная для интенсивного выделения джоулева тепла.

Подтвердим справедливость такого механизма расчетом.

Исследованное в данной работе явление необходимо описывать в рамках нестационарной модели. Это связано прежде всего с тем, что за разрядным фронтом происходит непрерывное выделение джоулева тепла, и поэтому, вообще говоря, не устанавливается стационарное значение температуры.

Положение, однако, существенно упрощается тем, что в рассматриваемых условиях время, в течение которого разряд перемещается на расстояние порядка ширины его фронта, оказывается малым по сравнению с характерным временем изменения температуры газа за разрядным фронтом. Поэтому задачу о распространении разряда можно решать в квазистационарном приближении, считая, что температура за фронтом разряда «заморожена».

В условиях эксперимента ширина разрядного фронта оказывается более чем на порядок величины меньше радиуса кривизны фронта, близкого к радиусу трубки, в которой осуществлялся разряд. Это позволяет описывать процесс в рамках плоской модели.



Фиг. 4

Далее, поскольку в условиях эксперимента ширина разрядного кольца на стадии разбухания и тем более ширина разрядного фронта существенно меньше характерного расстояния, на котором изменяется поддерживающее разряд вихревое электрическое поле, будем в дальнейшем считать напряженность электрического поля однородной.

Наконец, в силу того, что характерное время, в течение которого разряд перемещается на расстояние порядка ширины своего фронта, много меньше характерного времени, определяющего изменение напряженности электрического поля, будем считать электрическое поле постоянным во времени.

В справедливости всех отмеченных только что обстоятельств можно убедиться, используя формулы, приведенные в конце работы.

При описании рассматриваемой стадии разряда не будем учитывать влияния, которое оказывает на разряд магнитное поле. Это допустимо по той причине, что, как показывает анализ СФР-грамм, исследуемый процесс «разбухания» разряда происходит в течение промежутка времени, когда величина напряженности вихревого электрического поля изменяется в окрестности своего максимального значения, соответствующего моменту времени $\tau/2$ на фиг. 2, и когда в разряде начинается интенсивное выделение джоулева тепла. А в течение этого промежутка времени напряженность магнитного поля, которая пропорциональна силе тока i в индукторе и изменяется синфазно с ним, либо достаточно мала, либо вообще равна нулю.

Совместим начало координат со стенкой разрядного сосуда и направим ось x , перпендикулярную этой стенке, в сторону распространения разряда (фиг. 4, где 1 — температурный профиль, 2 — стенка разрядного сосуда). Для описания процесса распространения воспользуемся следующей системой уравнений:

$$(3.1) \quad \partial \rho / \partial t + \partial (\rho u) / \partial x = 0;$$

$$(3.2) \quad \rho (\partial u / \partial t + u \partial u / \partial x) + \partial p / \partial x = 0;$$

$$(3.3) \quad \frac{\partial}{\partial t} \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(\varepsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] = \sigma E^2,$$

$$p = \rho k T / M, \quad \varepsilon = c_v T,$$

где ρ — плотность газа; u — скорость его движения; p — давление; ε — внутренняя энергия из расчета на единицу массы; λ — коэффициент теплопроводности; T — температура; σ — проводимость; E — напряженность электрического поля, которая принимается однородной в пространстве и постоянной во времени; c_v — теплоемкость при постоянном объеме; k — постоянная Больцмана; M — масса атомов газа. При записи выражений для p и ε учтено, что рассматриваются температуры $T \ll 10\,000$ К.

Сформулируем граничные условия. Перед фронтом разряда ($x = \infty$) считаются заданными температура и плотность газа: $T(\infty) = T_0'$, $\rho(\infty) = \rho_0'$. При $x = 0$, т. е. у стенки разрядного сосуда, обращается в нуль скорость газа ($u(0) = 0$), и процесс распространения разряда происходит

следующим образом: нагретый газ, расширяясь, приводит в движение холодные газовые слои, и разряд за счет теплопроводности распространяется уже по движущемуся газу. Последнее граничное условие для температуры сформулируем, приняв во внимание тот факт, что в силу кратковременности исследуемого процесса газ можно считать адиабатически изолированным со стороны стенки разрядной трубки, т. е. можно положить $-\lambda \partial T(0)/\partial x = 0$. Для того чтобы закончить постановку задачи, необходимо указать начальные распределения искомых параметров. Однако в используемом для решения задачи квазистационарном приближении знания начальных распределений не потребуется, и поэтому не будем останавливаться на этом вопросе более подробно.

Разделим область, охваченную разрядом, на три зоны. В первой зоне, расположенной левее плоскости AA' (см. фиг. 4), будем пренебрегать ролью джоулева тепла, принимая, что газ здесь прогревается только за счет теплопроводности, а интенсивные выделения джоулева тепла происходят в области правее плоскости AA' . Если принять, что проводимость σ является довольно резкой функцией температуры (что имеет место при не слишком высоких температурах), т. е. даже незначительное убывание T приводит к существенному уменьшению σ , то, очевидно, температура T_1 в месте, соответствующем плоскости AA' , будет не сильно отличаться от конечной температуры T_K при $x = 0$ и можно считать $(T_K - T_1)/T_K \ll 1$. Тогда в области, расположенной правее плоскости AA' , можно пренебречь движением газа и изменением давления, полагая $u \approx 0$ и $p \approx \text{const}$. Подобное приближение, сильно упрощая расчеты, в то же самое время не может исказить существенно окончательных результатов. Плоскость BB' проведем таким образом, чтобы практически изменение температуры от значения T_1 до конечной величины T_K происходило во второй зоне, расположенной между AA' и BB' . Тогда в третьей зоне между BB' и стенкой разрядного сосуда в соответствии с граничным условием при $x = 0$ градиент температуры $\partial T/\partial x \simeq 0$, и выделяющееся в этой зоне тепло практически полностью идет только на нагрев газа.

По мере распространения разряда плоскость AA' будет перемещаться по газу. Примем скорость перемещения этой плоскости за скорость разряда. На опыте скорость распространения разряда определялась по скорости расширения области интенсивного свечения газа, которая очень контрастно выделяется на фотографиях (см. фиг. 3). Поскольку интенсивность излучения при температурах T , меньших T_1 ($T_1 \sim 8000$ K), исключительно резко уменьшается с убыванием T , то температура, соответствующая внутреннему фронту разряда на фиг. 3, *a*, может быть лишь на небольшую величину меньше T_1 , что свидетельствует о правомерности введенного выше определения скорости распространения разряда как скорости расширения области, в которой происходит сильное выделение джоулева тепла. Перейдем в систему координат, относительно которой плоскость AA' покоится. Тогда, поскольку в лабораторной системе координат в зоне правее плоскости AA' движением газа пренебрегается, в системе координат, где AA' неподвижна, скорость газа D в области этой плоскости будет равна по величине скорости движения плоскости AA' относительно стенки разрядного сосуда, т. е. будет совпадать с величиной искомой скорости распространения разряда. Считая в месте, соответствующем плоскости BB' , заданной температуру T_K , пренебрегая в рамках рассматриваемого приближения ее изменением и полагая в соответствии со сказанным выше на плоскости BB' тепловой поток равным нулю, можно в выбранной системе координат исследовать структуру разряда в области левее BB' в стационарном приближении, т. е. пренебречь в уравнениях (3.1)–(3.3) производными во времени.

В первой зоне, расположенной левее плоскости AA' , полагая $\sigma \cong 0$, получим после интегрирования исходной системы дифференциальных уравнений следующую систему алгебраических уравнений для определения абсолютной величины D :

$$\begin{aligned} \rho_0' u_0 &= \rho_K D, \quad \frac{\rho_0' k T_0'}{M} + \rho_0' u_0^2 = \frac{\rho_K k T_K}{M} + \rho_K D^2, \\ \rho_K D \left[c_p (T_K - T_0') + \left(\frac{D^2}{2} - \frac{u_0^2}{2} \right) \right] &= q_1, \end{aligned}$$

где ρ_K — плотность газа при температуре T_1 (отвечающей области, где расположена плоскость AA'), которая в соответствии с соотношением $(T_K - T_1)/T_K \ll 1$ приблизительно равна T_K ; u_0 — величина скорости газа перед разрядом; c_p — теплоемкость при постоянном давлении; q_1 — значение теплового потока, выносящего энергию из второй (между AA' и BB') зоны.

Принимая во внимание соотношения $(T_0'/T_1) \ll 1$, $(u_0/D) = (\rho_K/\rho_0) \ll 1$ и вводя обозначение $p_0' = \rho_0' k T_0'/M$, получим следующее уравнение для определения D :

$$(3.4) \quad D^3 - 2(q_1/p_0') D^2 + 2c_p T_K D - 2(q_1/p_0')(k T_K/M) = 0.$$

Для того чтобы вычислить q_1 , рассмотрим вторую зону между AA' и BB' . В силу резкой зависимости σ от T , как уже отмечалось выше, в этой зоне происходит слабый нагрев газа: $(T_K - T_1)/T_K \ll 1$. Это приводит к тому, что практически все выделяющееся здесь тепло выносится теплопроводностью в холодные газовые слои, а роль конвекции второстепенна. Действительно, отношение членов, описывающих кондуктивный и конвективный вынос тепла из второй зоны, очевидно, равно $\lambda/(\rho u c_p \Delta x)$ (Δx — ширина второй зоны, связанная с градиентом температуры в районе плоскости AA' соотношением $(T_K - T_1)/|dT/dx|$). Величина $\lambda/(\rho u c_p)$ приблизительно равна характерному расстоянию, на которое прогревается газ в области перед плоскостью AA' , т. е. равна ширине первой зоны, связанной с градиентом температуры в районе плоскости AA' соотношением $(T_1 - T_0')/|dT/dx|$. Поэтому выписанное выше выражение для сравнительной оценки роли теплопроводности и конвекции эквивалентно отношению $(T_1 - T_0')/(T_K - T_1) \approx T_K/(T_K - T_1) \gg 1$, т. е. подтверждается справедливость утверждения о незначительном влиянии конвекции на тепловой баланс во второй зоне. Тогда для второй зоны можно записать

$$\frac{d}{dx} \lambda \frac{dT}{dx} + \sigma E^2 = 0.$$

Откуда с учетом того, что в районе плоскости BB' , где $T = T_K$, поток тепла равен нулю, найдем выражение для теплового потока q_1

$$q_1 = \sqrt{2 \int_{T_1}^{T_K} \lambda \sigma E^2 dT} \approx \sqrt{2 \int_0^{T_K} \lambda \sigma E^2 dT},$$

где при записи последнего (приближенного) равенства учтено, что в силу резкой температурной зависимости σ значение теплового потока практически нечувствительно к значению нижнего предела интегрирования.

Исследуя графически уравнение (3.4), можно убедиться, что $D \sim \sqrt{2 \int_0^{T_0} \lambda \sigma E^2 dT} / p'_0$, т. е. скорость распространения разряда при задан-

ном значении давления p'_0 перед разрядным фронтом описывается формулой, близкой к формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого [7] для скорости распространения пламени от закрытого конца трубы.

Для того чтобы закончить решение задачи, необходимо определить значение давления p'_0 газа перед разрядным фронтом. В случае дозвукового распространения разряда, исследованного в работах [4—6], величина p'_0 равна давлению невозмущенного газа. В нашем же случае скорость разряда, оставаясь меньше скорости звука в нагретом газе, оказывается в то же самое время больше скорости звука в холодном газе, а расширение нагретого газа происходит со сверхзвуковой относительно холодного газа скоростью, что приводит к формированию ударной волны, которая распространяется впереди разрядного фронта, сжимая, нагревая и приводя в движение находящийся перед ним газ.

В использованном выше подходе для решения задачи о распространении разряда принималось, что фронт ударной волны находится на бесконечности, т. е. реально отстоит от области разряда на расстояниях, существенно больших ширины разрядного фронта. В силу этого на фиг. 4 не обозначен скачок температуры, определяющий положение фронта ударной волны, а приведенный на фиг. 4 профиль описывает распределение температуры в области за фронтом ударной волны. По этой же причине при постановке задачи под T'_0 и ρ'_1 при $x = \infty$ подразумевались температура и плотность газа, которые устанавливаются сразу же за фронтом ударной волны, а не температура T_0 и плотность ρ_0 невозмущенного газа, находящегося перед этим фронтом. Удаленность фронта ударной волны в проведенных выше расчетах использовалась при интегрировании уравнения баланса энергии, когда принималось, что перед разрядным фронтом (но за фронтом ударной волны) при $x = \infty$ тепловой поток обращается в нуль ($\partial T / \partial x = 0$). В том, что в рассматриваемых условиях фронт ударной волны за характерное для исследуемой стадии развития разряда время (составляющее по порядку величины около четверти периода колебаний тока в индукторе) действительно удаляется на значительные (в указанном выше смысле) расстояния от разрядного фронта, можно убедиться, используя приведенные ниже формулы для скорости ударной волны и ширины разрядного фронта.

В силу условия $(u_0/D) \ll 1$ скорость газа, приведенного в движение ударной волной, будет приблизительно равна (в лабораторной системе координат) скорости распространения разряда D .

Учитывая это обстоятельство, задавая значения ρ_0 и T_0 (или $p_0 = \rho_0 k T_0 / M$) для невозмущенного газа, расположенного перед фронтом ударной волны, и принимая во внимание законы сохранения массы, импульса и энергии, которые выполняются на фронте ударной волны, можно после решения определить p'_0 как функцию от p_0 , ρ_0 и D . Подставляя найденное таким образом p'_0 в (3.4), можно найти значение скорости D .

В общем случае подобные вычисления оказываются довольно громоздкими. Однако их можно упростить, если принять во внимание соотношение $(p'_0/p_0) \gg 1$. Тогда имеет место равенство [8]

$$(3.5) \quad p'_0 \simeq p_0 \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(\frac{V}{c_0} \right)^2,$$

где γ — показатель адиабаты; $c_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$ — скорость звука в невозмущенном газе; V — скорость ударной волны, связанная со скоростью приведенного в движение ударной волной газа D соотношением

$$(3.6) \quad V = \frac{\gamma + 1}{2} D.$$

Подставляя (3.5), (3.6) в (3.4), получим для определения скорости распространения разряда уравнение пятой степени относительно D , которое в общем случае не допускает аналитического решения.

Получившееся уравнение удобно исследовать графически. Анализ показывает, что оно имеет для D единственное вещественное положительное решение, значение которого оказывается заключенным в довольно узком интервале

$$\sqrt[3]{4q_1 / \left(\frac{2c_p M}{k} \right) (\gamma + 1) \rho_0} < D < \sqrt[3]{4q_1 / (\gamma + 1) \rho_0}, \left(\sqrt[3]{\frac{2c_p M}{k}} \approx 1,7 \right).$$

Применительно к нашим условиям ($p_0 \sim 30$ мм рт. ст., $E \sim 70$ В/см, $T_K \sim 10\,000$ К) расчеты показывают, что скорость D оказывается порядка 1 км/с, что находится в хорошем согласии с результатами эксперимента.

Подтвердим теперь справедливость отмечавшегося выше обстоятельства о медленном изменении температуры газа за фронтом разряда. Ширина разрядного фронта определяется двумя областями: зоной интенсивных выделений джоулева тепла (область между AA' и BB' на фиг. 4) и расположенной левее плоскости AA' зоной прогрева газа тепловым потоком. Как было показано выше, характерный размер последней зоны гораздо больше ширины области, расположенной между AA' и BB' . Следовательно, ширина разрядного фронта практически совпадает с шириной зоны прогрева, лежащей левее AA' , и поэтому оказывается порядка $l = \lambda / \rho_K D c_p$. В дальнейшем необходимо иметь в виду, что в приведенной формуле для l величина c_p представляет собой теплоемкость холодного (находящегося перед разрядом) газа, а λ соответствует значению температуры в районе плоскости AA' . Отмеченное обстоятельство существенно, поскольку, начиная с температур, приблизительно равных 8000 К, происходит довольно резкое возрастание c_p и λ из-за возрастающего вклада процессов ионизации и электронной теплопроводности соответственно, а «граничная» температура T_1 в рассматриваемых условиях ($T_K \approx 10\,000$ К) как раз и лежит в окрестности 8000 К, в чем легко убедиться, используя соответствующие данные для проводимости σ . Заметим, что величина температуропроводности $\lambda / \rho c_p$ при этом меняется относительно медленно.

Характерное время τ_Φ , в течение которого разряд перемещается на расстояние порядка ширины своего фронта, равно l/D . Изменение температуры газа за фронтом (т. е. в области правее плоскости BB'), где $p \approx \text{const}$ и $\partial T / \partial x \approx 0$, описывается уравнением

$$(3.7) \quad \rho c_p \partial T / \partial t = \sigma E^2$$

(здесь ρ , c_p и σ соответствуют температурам, близким к T_K).

Из (3.7) видно, что за небольшой промежуток времени τ_Φ температура газа за фронтом разряда изменяется на величину, приблизительно равную

$$(3.8) \quad \Delta T \approx \tau_\Phi \sigma E^2 / \rho c_p.$$

Подставляя в (3.8) приведенное выше выражение для τ_f и численные значения всех величин, характеризующих разряд, можно убедиться, что в рассматриваемых условиях ΔT оказывается малым по сравнению с T_k , т. е. действительно процесс распространения разряда можно исследовать в квазистационарном приближении.

Авторы выражают благодарность Ю. П. Райзеру за подробное обсуждение данной работы.

Поступила 5 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М., Атомиздат, 1976.
2. Андреев С. И., Байков О. Г., Дашук П. Н. Потери энергии из оптически тонкого слоя ксеноновой плазмы. — ТВТ, 1970, т. 8, вып. 5.
3. Мышенков В. И., Райзер Ю. П. Волна ионизации, распространяющаяся благодаря диффузии резонансных квантов и поддерживаемая сверхвысокочастотным излучением. — ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 5(11).
4. Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Федоров В. Б. Лазерная искра в режиме «медленного горения». — «Письма в ЖЭТФ», 1969, т. 9.
5. Райзер Ю. П. Дозвуковое распространение световой искры и пороговые условия для поддержания плазмы излучением. — ЖЭТФ, 1970, т. 58.
6. Райзер Ю. П. Распространение сверхвысокочастотного разряда высокого давления. — ЖЭТФ, 1971, т. 61.
7. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.

УДК 533.9.07

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КИСЛОРОДА НА ЭРОЗИЮ МНОГОКАНАЛЬНОГО ВОЛЬФРАМОВОГО КАТОДА

Г. В. Бабкин, А. В. Потанов

(Москва)

Среди практических вопросов обеспечения работоспособности стационарных источников и ускорителей плазмы в течение длительного времени функционирования определяющее значение имеет проблема сохранности электродов, сведения к минимуму их износа. С этой целью в известных конструкциях электроды изготавливаются, как правило, из тугоплавких металлов.

В особенности привлекателен вольфрам, имеющий наиболее высокие среди всех металлов температуры фазовых переходов, что позволяет заметно снизить скорость испарения материала в теплонапряженных условиях работы этих устройств. Однако, помимо испарения, существуют и другие факторы, влияющие на целостность горячих вольфрамовых электродов, их абляцию (химические процессы, эрозия в микродугах, ионная бомбардировка и др.). Одним из таких факторов, требующих специального исследования, является химическое взаимодействие вольфрама с кислородом, содержащимся в рабочем теле в качестве технической примеси. Подобная примесь может, например, присутствовать в технически чистых щелочных и щелочноземельных металлах, используемых как рабочие тела. Кроме того, эти металлы могут загрязняться кислородом воздуха