

## ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН В ИМПУЛЬСНОМ ИНДУКЦИОННОМ РАЗРЯДЕ

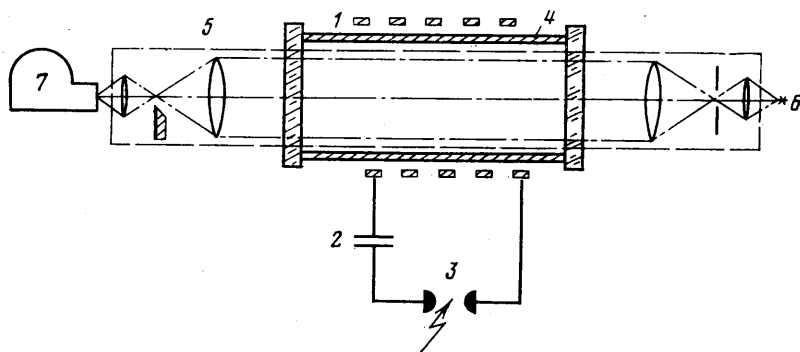
П. Н. БАРОНЕЦ, А. И. САПРЫКИН, М. И. ЯКУШИН

(Москва)

Импульсные индукционные разряды в газах при малых давлениях ( $10^{-1}$ – $10^{-2}$  мм рт. ст.) изучались в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза [1–2]. В условиях средних давлений (1–100 мм рт. ст.) разряды подобного типа исследовались в связи с разработкой безэлектродных импульсных ламп [3–7]. В указанных работах в основном рассматривались и обсуждались вопросы нестабильности, эффективности выделения энергии, интенсивность излучения и светоотдачи плазмы. О существовании ударных волн в импульсных индукционных разрядах упоминалось в [1–7] без анализа их образования и распространения.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию образования и распространения цилиндрических схлопывающихся ударных волн в импульсном индукционном газовом разряде. Для визуализации фронта ударных волн и измерения скорости их распространения использован шпирен-метод в сочетании со скоростной киносъемкой в режимах фоторазвертки и покадровой регистрации, что позволило, основываясь на данных эксперимента, провести анализ образования и распространения ударных волн. На основе результатов эксперимента дается физическая картина отдельных стадий развития разряда.

1. Схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1, где показаны ее основные элементы: 1 – пятивитковый соленоидальный индуктор индуктивностью  $L=2$  мкГн; 2 – батарея конденсаторов емкостью  $C_0=$



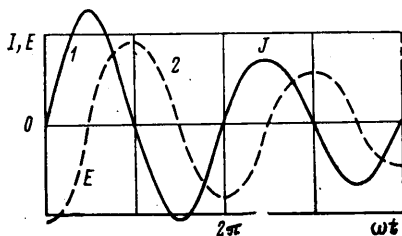
Фиг. 1

$=30$  мкФ; 3 – коммутирующий разрядник; 4 – разрядная трубка диаметром 6,5 см, выполненная из кварца с оптическими окнами в торцах, через которые велось измерение; 5 – прибор теплера S-80 для визуализации фронта ударных волн; 6 – импульсный эталонный источник света ЭВ-45; 7 – сверхскоростная фоторегистрирующая установка СФР-2.

Начальное давление аргона в разрядной трубке менялось в пределах 5–50 мм рт. ст. Напряжение в колебательном разрядном контуре не превышало 25 кВ, ток в цепи измерялся с помощью пояса Роговского. Максимальная амплитуда тока  $I$  в индукторе достигала 90 кА, а частота затухающих колебаний составляла ~20 кГц. При этом амплитуда напряженности вихревого электрического поля  $E$ ,  $\text{в} \cdot \text{см}^{-1}$  до возникновения разряда определялась по формуле [3]:

$$E = \frac{\pi d N k (l/d) U_0}{l L_x} 10^{-9}$$

Здесь  $d$ , см — внутренний диаметр разрядной камеры,  $N$  — число витков индуктора,  $l$ , см — его длина,  $U_0$ , в — напряжение разряда,  $L_x$ , гн — общая индуктивность цепи до зажигания разряда,  $k(l/d) = 0.32, 0.52, 0.69, 0.82$  при  $l/d = 0.2, 0.5, 1.0, 2.0$  соответственно. Длина индуктора составляла величину  $l = 5$  см, общая индуктивность  $L_x = 2 \cdot 10^{-6}$  гн и при изменении  $U_0$  от 20 до 24 кВ напряженность электрического поля  $E$  менялась в пределах 130–160  $\text{в} \cdot \text{см}^{-1}$ .



Фиг. 2

Изменение тока  $I$ , протекающего в индукторе, показано в относительном масштабе на фиг. 2 с момента времени,

соответствующего началу возникновения пробоя в газе. Здесь же приведено изменение напряженности  $E$  вихревого электрического поля внутри индуктора в области, примыкающей к стенке разрядной трубки. Затухание амплитуды напряженности электрического поля и тока в основном связано с потерями электромагнитной энергии на джоулев нагрев. Поскольку сила тока в разряде существенно меньше (на порядок величины) силы тока в индукторе, напряженность электрического поля при возбуждении разряда сдвинута по фазе относительно тока приблизительно на  $\pi/2$ . Для зажигания разряда использовался заземленный электрод, введенный внутрь разрядной трубки.

Температура плазмы вычислялась по формуле Планка для спектральной плотности яркости ( $b_{\lambda,p}$ ) на длине волны  $\lambda = 5.500 \text{ \AA}$  по непосредственно измеряемым величинам яркости плазмы  $b_\lambda$  и ее прозрачности  $\tau_\lambda$ :

$$b_{\lambda,p} = b_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda})^{-1}$$

причем величина  $b_\lambda$  определялась сравнением с импульсным эталонным источником ЭВ-45, а значение  $\tau_\lambda$  находилось при просвечивании плазмы этим же импульсным источником. По результатам измерений температура в плазменном кольце соответствовала величине ~10 000° К.

Кинематика развития процесса изучалась с помощью кино съемки через торцевые окна цилиндрической разрядной трубки с использованием сверхскоростного фоторегистратора СФР-2. На кино пленку отдельно регистрировалось собственное свечение плазменных образований и оптические неоднородности, возникающие в процессе развития разряда. Визуализация последних достигалась путем применения шпирен-метода, позволяющего наблюдать картину распространения ударных волн и линий возмущений. В этом случае кино съемка проводилась через прибор теплера S-80 с параллельным ходом лучей через исследуемую область разряда. Чтобы наблюдать распространение волн на фоне собственного свечения плазмы, использовалась подсветка от внешнего источника с достаточно равномерным излучением и малым временем выхода на рабочий режим.

Таковыми свойствами обладает импульсный эталонный источник ЭВ-45 с длительностью импульса излучения  $10^{-4}$  сек и временем выхода на режим  $10^{-5}$  сек.

Чтобы в полной мере использовать возможности оптической системы, применялись два способа регистрации: покадровая киносъемка и непрерывная фоторазвертка части изображения процесса, вырезаемого узкой щелью в диаметральной направлении, которое разворачивается вдоль пленки.

На фиг. 3, *a-g* приведены фотографии развития разряда, снятые в режиме фоторазвертки (*a*), шпирен-фоторазвертки (*г*), покадровой (*б*) и шпирен-покадровой съемки (*в*) (см. вклейку).

Покадровый анализ кинограмм и теплерограмм позволил выявить многостадийность процесса, изучить образование и распространение схлопывающихся и расходящихся цилиндрических ударных волн, линий возмущений, механизм образования плазменного сгустка на оси.

2. На развитие процессов, протекающих в импульсном индукционном разряде, в основном оказывают влияние два механизма: действие на плазму электрических объемных лорентцевых сил и выделение джоулева тепла при протекании тока через плазму. Под действием вихревого электрического поля, индуцируемого переменным магнитным потоком соленоида, в начальный полупериод нарастания тока ( $10^9$  ам·сек<sup>-1</sup>) в тонком слое газа у стенки разрядной трубки возникает первичный кольцевой пробой. Однако сразу после пробоя разряд не успевает полностью развиться к моменту, когда напряженность вихревого поля заметно уменьшится. Первичный пробой оказывает воздействие на состояние газа в разрядной трубке, что в конечном итоге приводит к появлению дополнительных «затравочных» электронов, которые улучшают условия для возникновения следующего пробоя. Выделение джоулева тепла при первичном пробое и действие на плазму лорентцевых сил приводят к возникновению первичной схлопывающейся цилиндрической ударной волны, интенсивность которой невелика. Ее скорость составляет 330–850 м·сек<sup>-1</sup> при давлении газа 5–50 мм рт. ст. и напряжении на соленоиде в момент пробоя 20–24 кВ. Зарегистрировать первую ударную волну из-за слабой интенсивности обычной фоторазверткой по самосвечению не удастся. Поэтому ее существование в ранних работах [4–6] не отмечалось. Фронт падающей ударной волны и ее движение хорошо наблюдаются только на фоторазвертке теплерограммы фиг. 3, *г*.

Отметим, что схлопывание на оси первичной ударной волны не образует плазменного сгустка, а возникает лишь расходящаяся к периферии отраженная ударная волна фиг. 3, *г*, которая взаимодействует с плазменным кольцом вторичного пробоя. В течение второго полупериода нарастания тока в соленоиде в разрядной трубке, как уже указывалось, возникает второй, более мощный пробой. Этот этап развития импульсного индукционного разряда, представленный на фоторазвертках фиг. 3, *a, г*, условно можно разбить на пять стадий.

Первая стадия процесса (фиг. 3, *a, б, г-1*) характеризуется возникновением пробоя и отрывом плазменного кольца от стенки трубки. Скорость распространения внутреннего плазменного фронта составляет  $10^3$  м·сек<sup>-1</sup> и в начальный момент ее зависимость от энерговыделения носит нелинейный характер. Разбухание разряда на этой стадии разобрано в [8] и определяется теплопроводностью, при этом энергия из области пробоя выносится во внутренние газовые слои и прогревает газ до развития заметной ионизации, достаточной для интенсивного выделения джоулева тепла.

На второй стадии (фиг. 3, а, б, г — 2) плазменное кольцо толщиной 1.5 см сжимается к оси под действием лорентцевых сил. Плазменное кольцо сжимается со сверхзвуковой скоростью  $2 \cdot 10^3$  м/сек<sup>-1</sup>, что обуславливает наличие присоединенного скачка уплотнения.

Третья стадия (фиг. 3, а, б, г — 3) характеризуется уменьшением энергии, вкладываемой в плазму, и уменьшением воздействия на плазму электродинамических сил, что связано с уменьшившимся током, протекающим в индукторе. К особенностям процесса на этой стадии следует отнести довольно резкое замедление сжатия к оси плазменного кольца, что является следствием воздействия на плазменное кольцо отраженной расходящейся ударной волны от первого пробоя. На фиг. 3, в приведена покадровая шпирен-фотография, где отчетливо видна цилиндрическая ударная волна,двигающаяся к центру разрядной трубки.

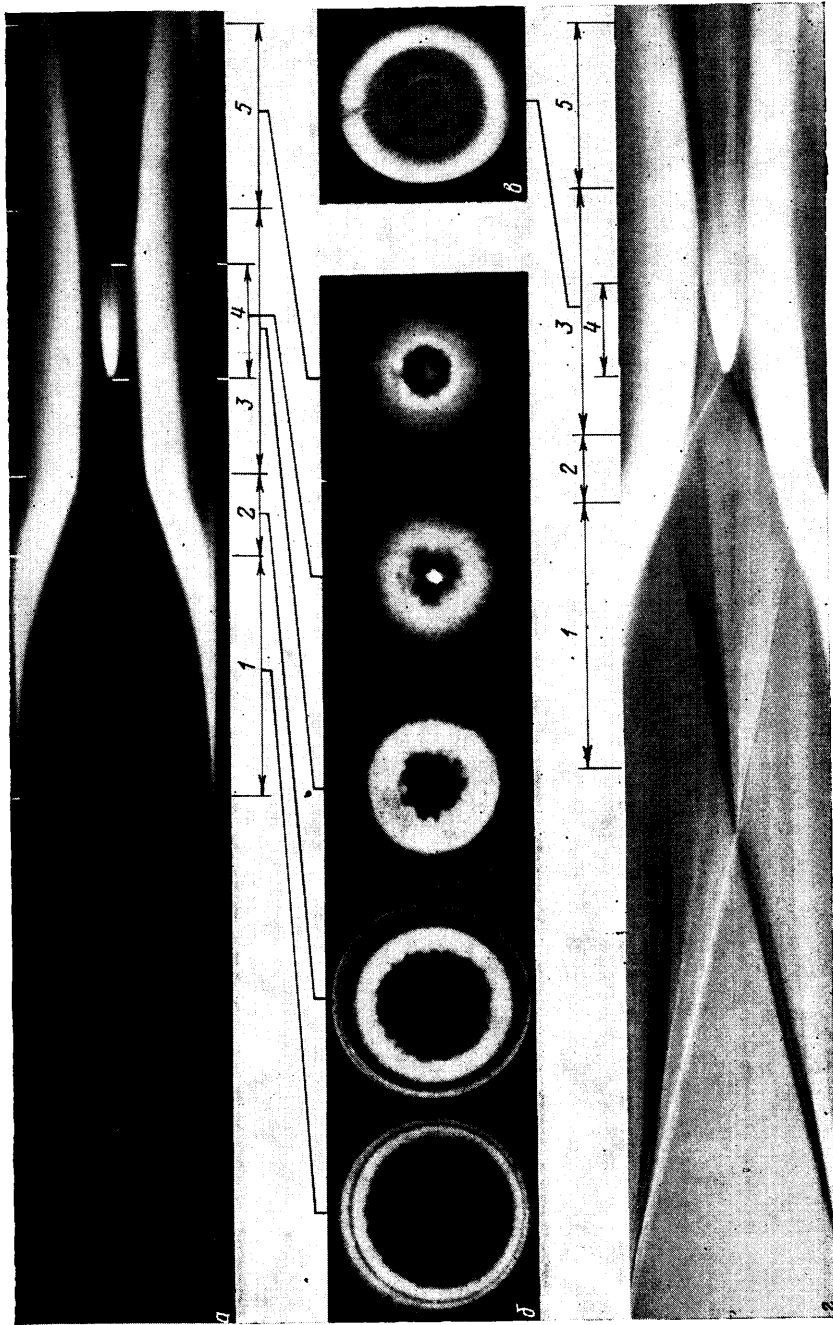
В четвертой стадии (фиг. 3, а, б, г — 4) на оси наблюдается плазменный сгусток, механизм образования которого обусловлен нагревом газа за фронтом отраженной ударной волны, которая возникла в результате схлопывания в центре вторичной ударной волны. Оценка температуры плазменного сгустка на оси проводилась по измеренным скоростям падающей и отраженной ударных волн с использованием известного соотношения ударной адиабаты для идеального газа [°], что правомерно, так как скорости падающей и отраженной ударных волн, наблюдаемых в опыте (фиг. 3, г), практически постоянны. Для начальных условий в аргоне  $P_0 = 7$  мм рт. ст.,  $T_0 = 300^\circ$  К, для скоростей падающей и отраженной ударных волн  $V_1 = 2300$  м/сек,  $V_2 = 1600$  м/сек соответственно, вычисления дают температуру за фронтом отраженной ударной волны  $T = 14500^\circ$  К, что достаточно хорошо согласуется с экспериментальными измерениями ( $T = 15000^\circ$  К), выполненными по методу поглощения.

На пятой стадии (фиг. 3, а, б, г — 5) отраженная ударная волна, образовавшая плазменный сгусток, отжимает плазменное кольцо от оси разрядной трубки, что приводит к увеличению его внутреннего диаметра.

На фиг. 4 приведена фоторазвертка разряда в Ag при напряжении  $U_0 = 24$  кВ и давлении  $P_0 = 7$  мм, соответствующая четырем полупериодам колебания тока в индукторе, каждому из которых соответствует пробой в газе. Слабое свечение у стенок трубки во время первого полупериода колебаний тока свидетельствует о низкой температуре плазмы первого пробоя, а незначительная интенсивность первичной ударной волны наблюдается в пологом наклоне теневых следов. Плазма второго пробоя имеет уже гораздо большую температуру, а следовательно, и более интенсивную вторичную ударную волну. Плазма третьего пробоя формирует ударную волну еще большей интенсивности, скорость которой доходит до 2800 м/сек, а температура газа за фронтом ее имеет величину  $\sim 7000^\circ$  К. Интенсивность излучения возрастает, и такая ударная волна регистрируется в виде сплошного светящегося фронта. Во время четвертого пробоя формируется ударная волна со скоростью  $V = 3700$  м/сек и температурой за фронтом  $\sim 10000^\circ$  К.

Скорость вторичной ударной волны определяется скоростью распространения внутреннего кольцевого фронта газового разряда. Динамика движения плазмы на этой стадии процесса определяется в основном электродинамическими силами  $F = c^{-1}[jH]$ , здесь  $j$  — плотность тока в плазме;  $H \sim I = U_0 (c_0 L^{-1})^{1/2} e^{-\beta t} \sin \omega t$  — напряженность магнитного поля;  $\beta = \alpha \tau^{-1}$ ;  $\alpha$  — логарифмический декремент затухания;  $\tau$  — период колебаний тока;  $U_0$  — начальное напряжение на индукторе.

Если учесть, что  $j = \sigma(T)E \sim \sigma(T)\omega H$ , где  $\sigma(T)$  — проводимость плазмы, то из уравнения движения следует, что скорость ударной волны  $V$  зависит от плотности  $\rho$ , начального напряжения на индукторе  $U_0$  и температу-



Фиг. 3



Фиг. 4

Механика жидкости и газа, № 1, (вкл. к ст. Баронец и др.)

ры плазмы  $T$ :

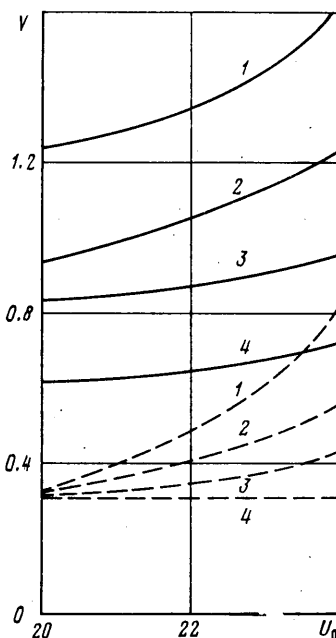
$$V = V(\rho, U_0, T)$$

Экспериментальные зависимости скоростей ударных волн  $V$  км/сек от начального давления  $P_{1-4} = 7; 21; 35; 50$  мм рт. ст. и напряжения на индукторе  $U_0$  (кв) представлены на фиг. 5. Видно, что интенсивность первичных ударных волн (штриховые линии) заметно ниже интенсивности вторичных волн (сплошные кривые), что объясняется более низкой температурой газа первого прогона.

Таким образом, шпирен-метод дает возможность исследовать процесс образования и распространения ударных волн в импульсном индукционном разряде. Показано, что интенсивности ударных волн зависят как от начальных параметров газа в разрядной трубке, так и от величины тока, протекающего по индуктору. Температура, рассчитанная за фронтом отраженной вторичной ударной волны, согласуется с измеренной в эксперименте.

При разработке ламп накачки для лазеров [10] с использованием индукционного импульсного газового разряда следует учитывать воздействие цилиндрических схлопывающихся и отраженных ударных волн на поверхности колбы лампы.

Авторы признательны Ю. П. Райзеру за полезные обсуждения результатов работы.



Фиг. 5

Поступила 18 I 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
2. Лукьянов С. Ю. Горячая плазма и управляемый термоядерный синтез. М., «Наука», 1975.
3. Андреев С. И., Байков О. Г., Дашук П. Н., Попов П. Г. Исследование сильнооточных самосжимающихся разрядов в ксеноне. Ж. техн. физ., 1975, т. 45, вып. 8.
4. Андреев С. И., Ванюков М. П., Егорова А. А., Соколов Б. М. Исследование эффективности выделения энергии в плазме безэлектродного высокочастотного разряда. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 7.
5. Андреев С. И., Байков О. Г., Дашук П. Н., Сергеенкова Е. А., Ярышева М. Д. Исследование безэлектродного высокочастотного импульсного разряда в инертных газах. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 6.
6. Андреев С. И., Байков О. Г., Дашук П. Н. Потери энергии из оптически тонкого слоя ксеноновой плазмы. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 5.
7. Кварцхава И. Ф., Кервалидзе К. Н., Гваладзе Ю. С. Нестабильности индукционного (тета-) пинча. Ж. техн. физ., 1960, т. 30, вып. 11.
8. Баронец П. Н., Мышенков В. И., Якушин М. И. Исследование динамики развития сильнооточного индукционного разряда. ПМТФ, 1979, № 3.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
10. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильнооточных электроразрядных источников света. М., Атомиздат, 1976.