В. Я. Александров, А. П. Андреев, С. В. Скобликов, А. А. Юринов, Фотоионизация смесей цезия с инертными газами при атмосферном давлении, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 5, 1102–1105

Уравнения (1), (2) позволяют восстановить величину константы скорости колебательного возбуждения молекулы F_2 электронным ударом из измерений, приведенных на рисунке. Единственным параметром, определяющим значения входящих в (1), (2) констант является величина средней энергии электронов $\bar{\varepsilon}$, причем в соответствии с основным предположением метода зависимости констант от этого параметра в смеси газов остаются такими же, как в чистых газах. Это предположение, справедливость которого обсуждается в [2], позволяет использовать уравнение (1) для расчета величины $\bar{\varepsilon}$ (зависимость $K_y(\bar{\varepsilon})$ в чистом гелии хорошо известна, см., например, [6]). Подстановка полученных значений K_y и $\bar{\varepsilon}$ в соотношение (2)

$E/N\cdot10^{17}$, В·см^2	6	7	8	9	10
$W\cdot10^{-6}$, см/с	1,88	2,04	2,20	2,36	2,53
$K_{кол}\cdot10^{+8}$, см^3/с	8,2	10,5	12,9	15,5	–
$DN\cdot10^{-22}$, см$^{-1}$ с$^{-1}$	4,8	5,9	7,1	8,4	10,0
$DN\cdot10^{-22}$, см$^{-1}$ с$^{-1}$ [7]	4,8	5,5	6,3	7,2	8,0

позволяет получить искомые зависимости $K_{кол}$ от параметра E/N. Результаты расчетов приведены в таблице. Экспериментальная зависимость дрейфовой скорости электронов от E/N в смеси аппроксимировалась простой линейной зависимостью

$$W=(0{,}9+0{,}16\cdot E/N)\cdot10^6. \qquad (6)$$

Заметим, что некоторую информацию о точности рассматриваемого метода можно получить, вычислив коэффициент диффузии D электронов в чистом гелии. Значения коэффициента D можно оценить, исходя из следующего простого выражения [1]:

$$D=^2/_3W_0\bar{\varepsilon}/eE. \qquad (7)$$

Здесь W_0 – дрейфовая скорость электронов в гелии; $\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия электронов. С учетом лишь упругого рассеяния электронов (см., например, [1]) $\bar{\varepsilon}=MW_0^2/2$. В последних двух строках таблицы произведения DN в чистом гелии, вычисленные на основании выражения (7), сравниваются с экспериментальными значениями [7]. Сравнение показывает, что для $E/N\geqslant10$ экспериментально измеренные величины сильно отличаются от расчетных. Это связано с тем, что при больших значениях E/N существенный вклад в баланс энергии электронов вносят неупругие процессы столкновения электронов с атомами гелия. В силу этого использование уравнения (2) при больших E/N незаконно, так как в результате его решения мы будем получать сильно завышенные значения константы $K_{кол}$.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

Поступило в редакцию
30 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. В. Елецкий, Л. А. Палкина, Б. М. Смирнов.* Явления переноса в слабоионизованной плазме. Атомиздат, 1975.
2. *А. В. Елецкий.* Физика плазмы, *3*, 657, 1977.
3. *K. J. Nygaard et al.* Appl. Phys. Lett., *32*, 612, 1978.
4. *Б. М. Смирнов.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. Атомиздат, 1974.
5. *Б. М. Смирнов.* Отрицательные ионы. Атомиздат, 1978.
6. *Л. Хаксли, Р. Кромптон.* Диффузия и дрейф электронов в газах. «Мир», 1977.
7. *J. Dutton.* J. Phys. Chem. Ref. Data, *4*, 577, 1975.

УДК 537.525

ФОТОИОНИЗАЦИЯ СМЕСЕЙ ЦЕЗИЯ С ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Александров В. Я., Андреев А. П., Скобликов С. В., Юринов А. А.

Расчетные оценки эффективности цезия как фотоионизируемой присадки в газе при давлении порядка атмосферного содержатся в работах [1–3]. В последние годы исследования разрядов в плотных смесях инертного газа с паром щелочного металла вызваны, в частности, попытками создания эксимерного лазера, генерирующего на молекулах, образованных атомом щелочного металла и инертного газа [4–7].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное изучение цезия как фотоионизируемой присадки в гелии и аргоне при атмосферном давлении. Измеряли фотопроводимость, возникающую под действием импульса излучения; пиковая облученность в диапазоне 170–890 нм, измеренная импульсным калориметром, $1 \cdot 10^4$ Вт·см$^{-2}$.

Схема установки показана на рис. 1. Поток инертного газа высокой чистоты через подогреватель *1* поступал в испаритель *2*, проходил над чашкой с цезием *3*, насыщался его парами, а затем направлялся в разрядную камеру *5*. В разных опытах расход газа составлял (6–17) см^3·с$^{-1}$, концентрация атомов цезия в потоке $n_{Cs}=(0{,}2-1{,}6)\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Температуру испарителя, разрядной камеры и соединяющего их канала *4*, обогреваемых печами *7–9*, а также расход газа выбирали, исходя из требуемой концентрации цезия и условия отсутствия конденсации в канале и разрядной камере; постоянство температуры испарителя поддерживалось с помощью выключающего потенциометра ЭПВ-2.

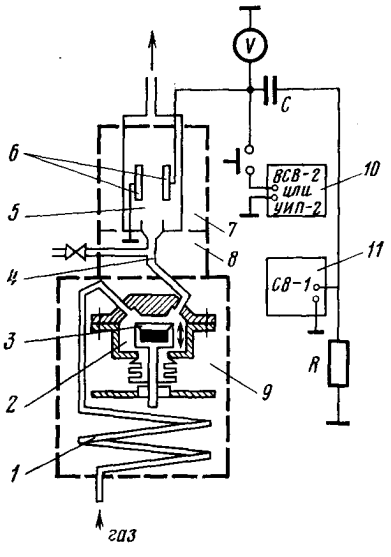

Рис. 1. Схема установки (источник излучения не показан)

Разрядная камера – это отрезок кварцевой трубки, внутри нее размещены два алюминиевых электрода *6* площадью $S=1{,}3$ см^2, отстоящие друг от друга на расстоянии 1,2 см. Катод защищен от прямого попадания излучения с помощью экрана.

Средняя температура в межэлектродном объеме составляла в различных опытах от 250 до 305, локальные отклонения от средней не превышали 8° С.

Так как было установлено, что после выхода установки на стационарный температурный режим расход цезия постоянен, концентрацию цезия в потоке определяли по его убыли из чашки испарителя за время, в течение которого чашка была открыта в поток газа. Существование короткого нестационарного по расходу цезия начального периода не могло привести к погрешности в измерении концентрации, превышающей 10%. Количество цезия, осевшего на стенках контура после остывания установки, определялось потенциометрическим титрованием водных смывов.

Источником импульсного излучения служил дуговой разряд в воздухе.

Помимо электродов, находившихся в парогазовом потоке, измерительная схема состояла из конденсатора C и сопротивления R; CR можно было варьировать от десятых долей миллисекунды до нескольких десятков миллисекунд. Конденсатор заряжали от источника *10* до некоторого значения U_C, затем облучали межэлектродный промежуток и с помощью запоминающего осциллографа *11* наблюдали форму импульса и измеряли пиковое значение плотности тока

$$i=U_{R\,\text{макс}}/RS,$$

где $U_{R\,\text{макс}}$ – пиковое значение падения напряжения на измерительном сопротивлении.

Так как произведение RC выбиралось достаточно большим, чтобы напряжение на конденсаторе не изменялось за время протекания тока, можно было поставить в соответствие i и падение напряжения на разрядном промежутке

$$U_D=U_C-U_{R\,\text{макс}}.$$

Импульс тока имел вид однополярного сигнала с двумя максимумами. Промежуток времени между максимумами составлял 13–15 мкс, что соответствовало изменению облученности, обусловленному затухающими колебаниями тока в цепи питания источника излучения.

Пока напряжение на межэлектродном промежутке не превышало некоторого порогового значения, зависящего от рода газа и концентрации цезия в потоке, длительность импульса тока соответствовала длительности импульса облучения и составляла 40–50 мкс, т. е. разряд был несамостоятельным. При превышении порогового напряжения разряд переходил в самостоятельный, что выражалось в значительном увеличении длительности импульса – она определялась постоянной времени измерительной цепи и достигала десятков миллисекунд; начальное значение тока

этого разряда могло превышать амплитуду тока несамостоятельного разряда (фототока) в несколько раз.

На рис. 2, *а* показана зависимость пиковой плотности фототока в гелий-цезиевых смесях с различной n_{Cs} от напряжения на межэлектродном промежутке. Средняя удельная проводимость этих смесей $\gamma = id/U_p = (1-7)\cdot 10^{-3}$ См·см$^{-1}$ с ростом концентрации цезия γ увеличивается. На рис. 2, *б* приведена аналогичная зависимость для аргон-цезиевых смесей, их проводимость $\gamma = (6-10)\cdot 10^{-3}$ См·см$^{-1}$.

При сравнимых значениях концентрации цезия проводимость аргон-цезиевой смеси значительно выше, чем проводимость гелий-цезиевой смеси. Например, при $n_{Cs} = (5-6)\cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ $\gamma_{Ar+Cs} = (5-7)\gamma_{He+Cs}$. По-видимому, это может быть объяснено эффектом Рамзауэра, существенным для аргона при $E/n \sim (10^{-2}-10^{-1})T_д$. То, что рассеяние электронов на атомах аргона значительно слабее, чем на атомах гелия, может обусловить более высокую проводимость аргон-цезиевой смеси, а также более низкое, чем в гелий-цезиевой смеси, пороговое напряжение перехода к самостоятельному разряду.

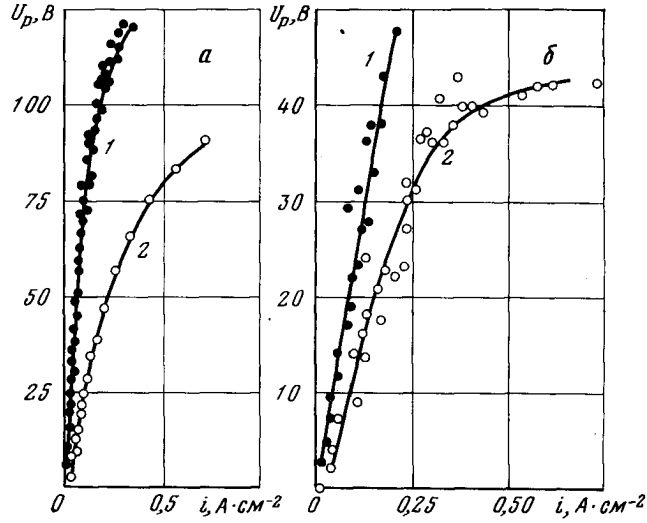

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики несамостоятельных разрядов: *а* – гелий-цезиевые смеси: *1* – $n_{Cs} = 6{,}0\cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, *2* – $n_{Cs} = 1{,}2\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$; *б* – аргон-цезиевые смеси: *1* – $n_{Cs} = 2{,}8\cdot 10^{15}$ см$^{-3}$; *2* – $n_{Cs} = 4{,}9\cdot 10^{15}$ см$^{-3}$

Температура межэлектродного объема в опытах, результаты которых приведены выше, достаточно большая (250–305° С), чтобы весь цезий находился в паровой фазе. Оценивалось влияние тумана цезия на разряд, если температура насыщения для расходной концентрации цезия выше, чем температура в межэлектродном объеме. Выяснилось, что характеристику разряда определяет главным образом концентрация цезия в паровой фазе, а не общая расходная концентрация. Так, если при расходной $n_{Cs} = 1\cdot 10^{16}$ см$^{-3}$ в аргоне равновесная по температуре потока концентрация $2\cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, то вольт-амперная характеристика этого разряда располагается левее кривой *1* на рис. 2, *б*, переход к самостоятельному режиму происходит лишь при $U_p = (65-70)$ В, а удельная проводимость такой смеси $\gamma \approx 4\cdot 10^{-3}$ См·см$^{-1}$. Можно видеть, что фотоионизация с поверхности капель существенно не проявляется. Отметим, что конденсация на кварцевом стекле, через которое проходило излучение, не допускалась и при наличии тумана. Влияние расхода газа на характеристику разряда не обнаружено.

Чтобы оценить относительную значимость прямого и ступенчатого механизмов фотоионизации, производили облучение межэлектродного объема через фильтр, не пропускающий излучение короче 325 нм, способное осуществить прямую ионизацию. Амплитуда импульсов фототока уменьшилась в 2,5–3 раза; это согласуется с тем, что диапазону 325–890 нм принадлежит ~35–40% энергии импульса излучения с длиной волны короче 890 нм.

Пренебрегая прикатодным падением потенциала и считая поле в межэлектродном объеме однородным, по проводимости оценивали пиковую концентрацию фотоэлектронов; в изученном диапазоне концентраций цезия она растет с увеличением n_{Cs} и составляет $(3-7)\cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ (для оценок использовались линейные участки вольт-амперных характеристик).

При введении в смесь цезия и инертного газа примерно десяти объемных процентов углекислого газа, очищенного от примесей кислорода и водяного пара, амплитуда импульсов фототока уменьшалась на четыре порядка по сравнению с ее значениями в идентичных условиях, но при отсутствии углекислого газа. Это, вероятно, объясняется высокой скоростью взаимодействия цезия с углекислым газом [8–10].

Ленинградский политехнический институт

Поступило в редакцию
9 II 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов.* ДАН СССР, *190*, № 4, 809, 1970.
2. *A. Javan, J. S. Levine.* IEEE J. Quant. Electr, *8*, № 11, 827, 1972.
3. *K. J. Nygaard.* IEEE J. Quant. Electr, *9*, № 10, 1020, 1973.
4. *L. A. Schlie, D. L. Drummond, B. D. Guenther.* Bull. Amer. Phys. Soc., *20*, № 2, 237, 1975.
5. *N. Klein, B. E. Cherigton.* Bull. Amer. Phys. Soc., *21*, № 2, 155, 1976.
6. *H. Rothwell, D. Leep, A. Gallagher.* Bull. Amer. Phys. Soc., *23*, № 2, 142, 1978.
7. *P. Shuker, W. L. Morgan, A. Gallagher, A. V. Phelps.* Bull. Amer. Phys. Soc., *23*, № 2, 142, 1978.
8. *В. Г. Карпухин, П. Г. Леонов.* ТВТ, *12*, № 1, 194, 1974.
9. *И. А. Васильева, В. П. Колесник, В. А. Синельщиков.* ТВТ, *15*, № 2, 421, 1977.
10. *Г. И. Стоцкий, Р. С. Иванов, Н. М. Королев, М. М. Маликов,* ТВТ, *16*, № 3, 661, 1978.

УДК 621.374.2

О СТРУКТУРЕ *Z*-ПИНЧА В СЛУЧАЕ АЗИМУТАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОГО ОБРАТНОГО ТОКОПРОВОДА

Белоголовцев Г. И., Маркин А. П., Холев С. Р.

В установках для исследования *Z*-пинчей в качестве обратных токопроводов часто применяют отдельные проводники, обычно симметрично расположенные вокруг разрядной камеры [1–4]. Такие конструкции находят применение, например, в импульсных источниках света на основе *Z*-пинча.

Структура сжимающейся плазмы в установках с азимутально-неоднородным, в частности, несплошным токопроводом существенно отличается от структуры *Z*-пинча в случае однородного аксиально симметричного обратного токопровода. Отличие обусловлено, естественно, взаимодействием магнитного поля токопроводов с токами плазмы и проявляется прежде всего в образовании ярко светящихся отделенных друг от друга плазменных каналов вместо сплошного сжимающегося кольцевого слоя при обычном *Z*-пинче.

Экспериментальное исследование указанных особенностей *Z*-пинча проводилось на установке, описанной в [5]. Ее основные характеристики: C=11,2 мкФ, U=30 кВ, рабочий газ – аргон, давление p_0=21–63 Па, амплитуда тока в первом полупериоде 240 кА, полупериод тока 3 мкс. Обратный токопровод выполнялся в виде круглых медных стержней *3* диаметром 6 мм, расположенных вокруг разрядной камеры *2* на расстоянии 64 мм от ее оси (рис. 1). Число стержней в описываемых экспериментах: четыре и восемь. Разрядная камера из кварцевого стекла имела размеры: диаметр – 100, длина – 130 мм.

Фотографирование разряда проводилось прибором СФР. Для этого с торца камеры в центре одного из электродов вырезалось окно диаметром 22 мм с продолжающей его вертикальной щелью шириной 3 мм (эксперимент с восемью стержнями в качестве обратного токопровода). В случае четырех стержней окно выполнялось в виде овала с продолжающей его щелью той же ширины (на рис. 1 овал и щель показаны пунктиром). Следует отметить, что съемка сбоку по понятным геометрическим причинам не может выявить отличие каналов от азимутально-однородного слоя.

Для предотвращения переэкспонирования пленки световой поток ослаблялся нейтральными светофильтрами в $\sim 10^2$–10^3 раз.

С помощью щелевой фоторазвертки измерялись радиальные скорости плазменных каналов, их радиальные размеры и расположение в камере. На рис. 1, *а* приведены характерные снимки, показывающие развитие процесса во времени, с обратным токопроводом из четырех стержней, на рис. 1, *б* – из восьми. Изображения каналов на фотографиях несколько вытянуты в радиальном направлении вследствие большой радиальной скорости каналов (~20–50 км/с) и конечности времени экспозиции. Радиальные размеры каналов, измеренные по фоторазверткам, изменялись от 2-3 мм в начале движения, до ~10 мм перед началом кумуляции. Можно считать с большой степенью достоверности, что по этим каналам течет значительная часть тока разряда.