

УДК 537.56

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНИЗАЦИИ ГАЗОВОГО ПОТОКА α -ИЗЛУЧЕНИЕМ РАДИОИЗОТОПОВ

Ю. В. Глущенко, В. Е. Лаверентюк, М. М. Пискунов, Э. Л. Спектор

На газопроточной установке с давлением в канале, превышающим атмосферное, проведены исследования ионизации различных газовых потоков (He , Ar , N_2) α -излучением радиоизотопов. Применение промышленных α -источников типа АИП-Н позволило создать в газопроточном канале скорость ионизации порядка $10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. При этом на выходе из облучаемого объема (вдоль по потоку) получена равновесная концентрация разноименных зарядов на уровне 10^8 см^{-3} . Методом фильтрации ионов в высокочастотном электрическом поле было обнаружено, что в результате α -облучения реальных газов даже при высокой степени их промышленной очистки установившаяся концентрация ионов намного превышает концентрацию электронов. Экспериментальные данные по изменению концентрации зарядов при движении газа по каналу после предварительной ионизации свидетельствуют о том, что при уровне начальной концентрации n_0 , равным 10^8 см^{-3} и выше, нейтрализация зарядов преимущественно обусловлена объемной рекомбинацией. При меньших значениях n_0 проявляется действие дополнительного механизма нейтрализации, влияние которого усиливается по мере возрастания скорости газового потока. Сделано обоснованное предположение, что данный механизм связан с особенностью конструкции применяемой газопроточной установки и обусловлен возникновением турбулентности при ускорении газа после его облучения. В работе также проведено численное моделирование ионизации газового потока с учетом реальных условий облучения. Сопоставление экспериментальных данных с результатами модельных расчетов показало удовлетворительное их согласие.

Известно, что объемный разряд является одним из наиболее эффективных средств колебательного возбуждения молекул в газовом потоке. При этом рабочее давление, однородность горения разряда и энерговыход в него повышаются, если газ предварительно ионизовать внешним источником. В предшествующих работах [1, 2, 3] в качестве такого источника использованы α -активные изотопы плутония. Достигнутые параметры импульсного самостоятельного объемного разряда позволили применить его в практических целях, в частности для накачки CO_2 лазера [2, 4, 5]. Исследования были проведены в неподвижных газах. В настоящей работе рассматриваются вопросы, связанные с применением радиоизотопных источников для получения начальной проводимости в движущихся газовых средах, а именно: перенос зарядов потоками различных газов (He , Ar и N_2), нейтрализация заряженных частиц и соотношение между концентрациями электронной и ионной компонент. В работе также выполнены модельные расчеты ионизации и проведено их сравнение с экспериментальными данными.

1. Экспериментальная установка и методика измерений

Экспериментальные исследования выполнены на газопроточной установке незамкнутого типа, функциональная схема которой приведена на рис. 1. Основным ее узлом является оргстеклянный блок, объединяющий две камеры, расположенные последовательно по потоку: ионизационную (ИК) и рабочую (РК). В первой из них осуществлялась ионизация газа пластинчатыми источниками α -излучения типа АИП-Н [6], размещенными на верхней и нижней крышках. В рабочей камере измерялся полный ток зарядов I , переносимых

газовым потоком. Для этого в стенки PK были встроены плоские потенциальный и токосборный электроды, последний соединен с усилителем постоянного тока и одним из каналов светолучевого осциллографа. Средняя концентрация разноименных зарядов определялась по формуле $n = I (ev_p S_p)^{-1}$, где v_p — усредненная по сечению PK S_p скорость потока, задаваемая расходом $G = \rho S_p v_p$ газа с плотностью ρ . Расход газа измерялся синхронно с током по перепаду давления на шайбе предварительно протарированного мерного устройства. Скорость нейтрализации зарядов при прохождении ионизованного газа по PK определялась по разнице токов, протекающих через токосборный электрод, устанавливаемый на разных расстояниях Δz от входа в PK . Такие эксперименты были проведены при значениях $\Delta z = 2.5$ и 14.5 см.

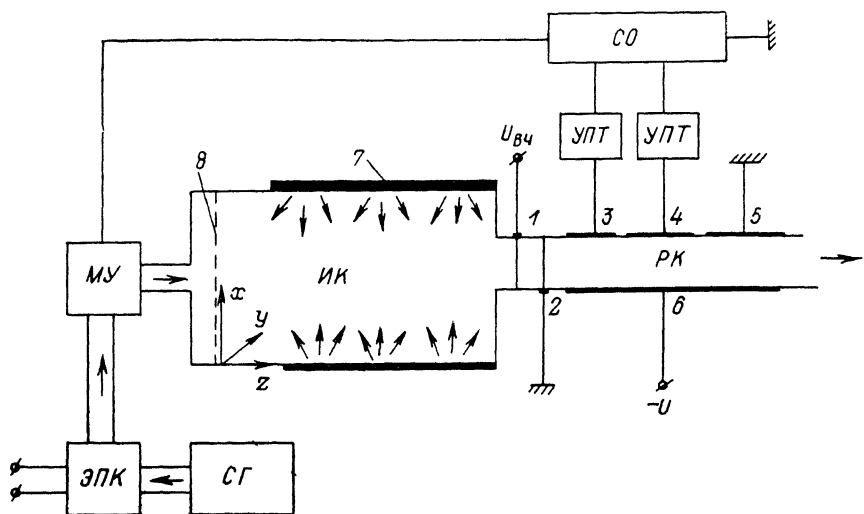


Рис. 1. Функциональная схема установки.

1 — ВЧ фильтр; 2 — экран; 3 — токосборный, 4 — контрольный; 5, 6 — нейтрализующий и потенциальный плоскопараллельные электроды, имеющие длины вдоль по потоку газа соответственно 2, 1, 2 и 5 см; 7 — источники α -излучения; 8 — сетка; ИК и РК — ионизационная и рабочая камеры с прямоугольными сечениями соответственно 6×6.5 и 0.8×1 см² и длинами по 26 см; ЭПК — электропневмоклапан АЭ-014; МУ — мерное устройство; УПТ — усилитель постоянного тока; СО — светолучевой осциллограф Н145; СГ — система газонаполнения.

Учитывая характерные значения коэффициентов рекомбинации $\beta \sim 10^{-7} - 10^{-6}$ см³·с⁻¹, для надежного определения скорости нейтрализации зарядов необходимо было увеличить скорость газа в РК по сравнению с ИК по крайней мере на порядок величины. Требуемое ускорение было получено уменьшением сечения РК в 43 раза по сравнению с сечением ИК. Уменьшение поперечных размеров РК позволило, кроме того, уменьшить погрешность измерений, связанную с рекомбинацией частиц в токосборном объеме при их дрейфе от одного электрода к другому, а также понизить рабочее напряжение источника питания.

Измерения тока проводились при скорости, не превышающей некоторой характерной для каждого газа величины v_p^{\max} , выше которой наблюдался частичный вынос зарядов из токосборного объема. Величина v_p^{\max} ограничивалась максимально допустимым напряжением U^{\max} между потенциальным и токоизмерительным электродами, которое в свою очередь ограничивалось пробоем по поверхности стенок камеры. Исходя из этого в экспериментах прикладывали следующие напряжения: в He — 1, Ag — 2.5, N₂ — 3 кВ. Предварительные эксперименты, проведенные с постоянной скоростью газового потока и ступенчатым подъемом напряжения, показали, что вплоть до U^{\max} не происходило размножения зарядов в токосборном объеме.

Исследование соотношения между концентрациями электронов и ионов проводилось путем разделения зарядов с разной подвижностью в высокочастотном поле фильтра, расположенного в газовом потоке перед токосборным

и потенциальными электродами. Фильтр представлял собой ряд вольфрамовых проводов диаметром 0.1 мм, натянутых через 2 мм параллельно линиям электрического поля токосборного промежутка. Эти провода через один соединены в две секции, которые подключены к двум противофазным симметричным выходам генератора прямоугольных импульсов с регулируемой амплитудой 0—170 В и частотой 0.01—1 МГц. В каждый момент времени одна из секций подключена к положительному потенциальному выходу генератора, а другая через открытый транзистор — к земле. Для уменьшения влияния постоянного напряжения потенциального электрода на движение заряда в области ВЧ фильтра между ним и токосборным промежутком введен заземленный экран, конструктивно выполненный аналогично фильтру. Расстояния от экрана до проводов фильтра и до краев плоских электродов равны 2 мм.

Данный метод фильтрации зарядов подобен уже изложенному в работе [7] для неподвижного газа с той разницей, что роль поля, протягивающего ионы через фильтр, в нашем случае выполняет газовый поток. Это позволяет определить долю отрицательных ионов в общем отрицательном заряде непосредственно по соотношению полных токов через токосборный электрод при включенном и отключенном ВЧ фильтре.

В работе были использованы гелий очищенный марки Б ($5.4 \cdot 10^{14}$ см⁻³), аргон технический и высокой чистоты ($2.7 \cdot 10^{14}$ см⁻³), азот технический и особой чистоты ($1.1 \cdot 10^{16}$ см⁻³). Приведенные в скобках значения соответствуют концентрации кислорода при атмосферном давлении, взятые для He и Ar из паспортных данных, а для N₂ из данных химического анализа. Перед началом экспериментов система газонаполнения до электропневмоклапана откачивалась форвакуумным насосом до давления 0.1 мм рт. ст., а затем наполнялась рабочим газом. Предварительная продувка системы позволяла снизить остаточную концентрацию кислорода воздуха в ней до уровня ниже 10^{15} см⁻³.

2. Расчет концентрации зарядов в газовом потоке

Распределение концентрации электронов n_e , положительных n_+ и отрицательных n_- ионов в стационарном газовом потоке, облучаемом непрерывным источником α -частиц, задается системой балансных уравнений

$$\operatorname{div}(vn_e - D\nabla n_e) = q - \alpha n_e - \beta_{ei} n_e n_+, \quad (1a)$$

$$\operatorname{div}(vn_+ - D\nabla n_+) = q - \beta_{ei} n_e n_+ - \beta_{ii} n_- n_+, \quad (1б)$$

$$\operatorname{div}(vn_- - D\nabla n_-) = \alpha n_e - \beta_{ii} n_- n_+, \quad (1в)$$

где q — скорость ионизации газа (скорость образования электронно-ионных пар), α — коэффициент прилипания, β_{ei} и β_{ii} — коэффициенты соответственно электронно-ионной и ионно-ионной рекомбинаций, D — коэффициент диффузии, v — скорость газового потока, значение которой в каждой точке канала определяется соответствующими уравнениями газовой динамики.

В условиях, реализованных в эксперименте, задача может быть условно разбита на две: газ в ионизационной и газ в рабочей камерах. Они отличаются как начальными условиями и наличием в ИК потока ионизирующих частиц, так и размерами сечений камер и характером течения газа в них.

Проведем решение поставленной задачи при следующих упрощающих предположениях. Во-первых, будем считать, что течение газа в обеих камерах является ламинарным. Тогда, поскольку даже для течения гелия соответствующие минимальные числа Рейнольдса $Re = \rho v b \mu^{-1}$ оказываются на уровне 400—500 для ИК и 2500—3000 для РК, длина стабилизации профиля скорости газа $l = 0.03 b Re$ [8] превышает длину ИК в 3—4 раза, а длину РК в 4—5 раз (здесь b — высота канала, μ — динамическая вязкость). Для других газов это превышение еще больше. Поэтому в качестве приближения распределение скорости газового потока можно принять равномерным. Во-вторых, как показали эксперименты по ВЧ фильтрации, для большинства используемых газов концентрация электронов оказывается пренебрежимо малой по сравнению с концентрацией ионов. Поэтому допустимо положить $n_e = 0$, $n_+ = n_- = n$.

В-третых, будем считать, что основным процессом, ответственным за нейтрализацию зарядов, является объемная рекомбинация, а диффузионный унос зарядов на стенки камер невелик. Обоснованием этого предположения служит следующая оценка. По нашим экспериментальным данным, величина концентрации n находится на уровне 10^8 см^{-3} , а значения коэффициента рекомбинации β имеют порядок $10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Тогда характерное время объемной ионной рекомбинации $\tau = (\beta n)^{-1} = 10^{-2} \text{ с}$. Среднее диффузионное смещение ионов за это время приближенно равно $\delta \sim \sqrt{\tau D}$ [8], откуда для гелия при коэффициенте диффузии $D = 0.5 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ получаем $\delta = 0.07 \text{ см}$. Другую оценку относительной величины потерь зарядов вследствие их нейтрализации на стенках можно провести по толщине вытеснения динамического пограничного слоя $\delta^* \sim z \text{Re}^{-0.5}$, где число Рейнольдса $\text{Re} = \rho v l \mu^{-1}$ определено по длине участка l вдоль потока газа [8]. Фактически это означает замену реального распределения зарядов такой моделью, в которой все заряды из слоя толщиной δ^*

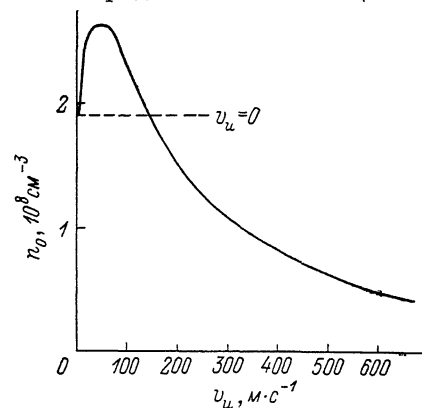
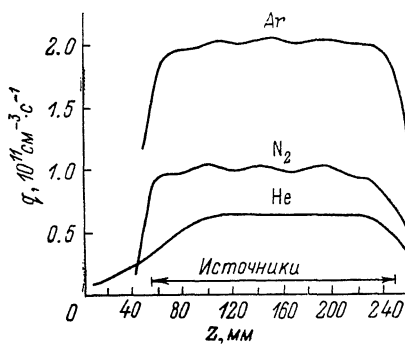


Рис. 2. Распределение скорости ионизации вдоль направления движения потока в ионизационной камере ($x=3.5 \text{ см}$, $y=2.5 \text{ см}$).

Рис. 3. Зависимость средней концентрации зарядов на выходе из ионизационной камеры от скорости потока азота в ней.

достигают в процессе диффузии стенки и нейтрализуются, а вне этого слоя их распределение задается только процессами ионизации и объемной рекомбинации. При характерном поперечном размере PK $b=1 \text{ см}$ обе оценки приводят к величине потерь зарядов $10-20 \%$ для He и $5-10 \%$ для Ar и N_2 .

Таким образом, полагая скорость газового потока равномерной, состав зарядов ионным, а их диффузию пренебрежимо малой, задачу расчета распределения концентрации зарядов можно свести к решению уравнения

$$v \frac{\partial n}{\partial z} = q(x, y, z) - \beta_{ii} n^2, \quad (2)$$

с однородными начальными условиями: $n=0$ на входе $ИК$ и $n=n_0$ на входе PK , где n_0 — концентрация зарядов на выходе из $ИК$, усредненная по поперечному сечению. Поскольку в PK ионизация газа отсутствует, то в ней величина n будет зависеть только от продольной координаты z (привязка системы координат показана на рис. 1).

Решение уравнения (2) для $ИК$ находилось численно. Пространственное распределение скорости ионизации $q(x, y, z)$ предварительно рассчитывалось с учетом реальной геометрии радиоизотопных источников и их положения в $ИК$ на основе методики, подробно изложенной в работе [10]. Суть ее заключается в вычислении скорости ионизации как отношения величины объемной плотности энергии, теряемой α -частицами при торможении в газе, к среднему значению энергии ω , необходимой для образования одной электронно-ионной пары. Поток α -частиц, излучаемых радиоизотопным источником в единичном телесном угле, задавался косинусоидальной зависимостью от угла вылета, а их спектр считался моноэнергетическим. Как показано в [10], данная модель

хорошо согласуется с экспериментальными данными по измерению q . На рис. 2 представлен пример рассчитанного для $ИК$ распределения q в направлении движения газа для 12 источников АИП-Н (по 6 с каждой стороны камеры). Активность одного источника принималась равной $2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ [6], $\omega = 35$ для N_2 , 30.2 для He и 26.4 эВ для Ar [11, 12]. Как видно, при достигнутых в эксперименте скоростях газового потока $v_u \leq 4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ уже после прохождения двух источников скорость ионизации достигает максимума с последующим практически плоским участком вплоть до выхода из $ИК$, вблизи которого уменьшение потока α -частиц на краю облучаемого объема приводит к уменьшению q . Небольшие неоднородности величины q обусловлены дискретностью источников и разницей между размерами их активной части и габаритными размерами.

Относительно характера распределения q в поперечном сечении $ИК$ отметим следующее. Вдоль поверхности источников распределение имеет симметричный колоколообразный вид, у стенок ее величина составляет 30—50 % от максимального значения. Распределение по нормали также симметрично относительно центра, но более сложно зависит от расстояния до поверхности источников: если для He при атмосферном давлении оно колоколообразно, то для N_2 и Ar (при расстоянии между противоположащими источниками 6 см) в центральной области $ИК$ значение q минимально и составляет соответственно приблизительно 50 и 30 % от максимального значения.

Как показало исследование решения уравнения (2), концентрация зарядов на выходе из $ИК$ в условиях проведенных экспериментов ($v_u \leq 4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$) слабо зависит от скорости прокачки газа и может быть с 10 %-ной расчетной погрешностью оценена по формуле

$$n(x, y, z) = \sqrt{\frac{q(x, y, z)}{\beta_{is}}} \quad (3)$$

совпадающей с соответствующей формулой в случае неподвижного газа. При высоких скоростях газового потока формула (3) оказывается неприменимой. На рис. 3 приведены результаты вычислений средней концентрации n_0 на выходе из $ИК$. При увеличении скорости до 30—40 $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$ значение n_0 возрастает, достигая максимума. Если сопоставить этот результат с продольным распределением q (рис. 2), то становится ясно, что увеличение n_0 обусловлено уменьшением времени движения газа из центральной области $ИК$ к ее выходу. В некотором диапазоне значений скорости газа концентрация зарядов сохраняется на уровне, близком к максимально возможному при данном сочетании геометрии $ИК$, параметров радиоизотопных источников и газа. При дальнейшем увеличении скорости активность источников становится уже недостаточной для достижения стационарного уровня концентрации, и n_0 закономерно уменьшается. Величина оптимальной скорости, соответствующая максимальному значению n_0 , пропорциональна суммарному размеру источников d вдоль направления движения газа и величине $\sqrt{\beta_{is} q}$. Нужно отметить, что уже при относительно небольшой длине $d \simeq 20 \text{ см}$ на выходе из $ИК$ в широком диапазоне скоростей прокачки газа можно получать концентрацию зарядов, превышающую соответствующий уровень для неподвижного газа (в случае азота, как это видно из рис. 2, величина v_u достигает значения 150 $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$).

3. Определение соотношения между концентрациями электронов и отрицательных ионов

На рис. 4 для газов высокой чистоты представлены результаты измерений тока через токосборную площадку при различных режимах работы фильтра по частоте и амплитуде ВЧ поля. В случае Ar и N_2 изменение частоты $f_{ВЧ}$ в диапазоне 0.01—1 МГц и амплитуды поля $U_{ВЧ}$ до 170 В не приводило к изменению тока. При $U_{ВЧ} \geq 100 \text{ В}$ спад тока наблюдался лишь при частотах $f_{ВЧ} \leq 0.01 \text{ МГц}$. Характер кривых зависимостей тока от $f_{ВЧ}$ и $U_{ВЧ}$ не изменялся при добавлении к Ar и N_2 воздуха в соотношении 9 : 1; наблюдалось только незначительное изменение общего уровня (спад для N_2 и подъем для Ar) в пределах погрешности его измерения, не превышающей 5 %. Как показывают оценки, при $f_{ВЧ} \leq 1 \text{ МГц}$ и $U_{ВЧ} \geq 150 \text{ В}$ электроны полностью пере-

хватываются фильтром. Тем не менее, как следует из представленных данных, в эксперименте не было обнаружено сколько-нибудь заметного влияния электронной компоненты на ток, и, таким образом, с достоверностью можно утверждать, что в ионизованном α -частицами потоке газов Ar и N₂ даже при высокой их начальной чистоте отношение концентраций электронов и отрицательных ионов n_e/n_- не превышает 5 % (погрешности измерения тока).

В случае He электронная компонента заряда явно прослеживается из зависимости тока от амплитуды ВЧ поля: с ростом скорости газа в рабочей камере v наблюдается сначала относительно быстрое уменьшение тока, связанное с захватом электронов фильтром, и затем медленный спад, связанный с частичным захватом уже и ионов.

При этом, как следует из полученных данных, значение отношения n_e/n_- составляет не более 10 %.

Оценка ожидаемых величин отношения n_e/n_- была проведена путем численного решения стационарных балансных уравнений, полученных из системы (1), с подстановкой в них характерных величин β_{ei} и β_{ki} [13, 14]. Прилипание

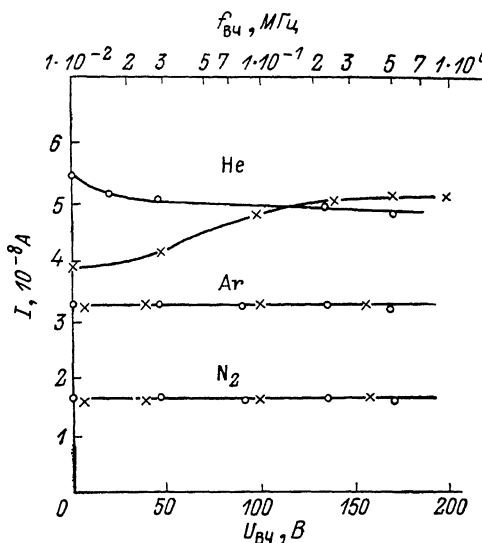


Рис. 4. Зависимость тока через токосборную площадку от частоты $f_{ВЧ}$ при $U_{ВЧ} = 135$ В (I) и от амплитуды $U_{ВЧ}$ импульсов питания ВЧ фильтра при $f_{ВЧ} = 1$ МГц (2). Скорость газа в рабочем канале 53, 28.4, 29 м·с⁻¹ для He, Ar и N₂ соответственно.

к кислороду учитывалось путем вычисления коэффициента прилипания α по методике [15], развитой применительно к воздуху. Полученные при этом значения отношения n_e/n_- оказываются на два-три порядка величины выше наблюдаемых в эксперименте. Из возможных причин такого рассогласования, на наш взгляд наиболее вероятными являются две: наличие в газовом потоке неконтролируемых примесей электроотрицательных газов или гидратированных ионов и повышение эффективного значения α в среде, облучаемой радиоизотопными источниками.

Использование газового потока для переноса зарядов позволяет непосредственно (без привлечения дополнительных данных по подвижностям зарядов) определить соотношение между концентрациями электронов и отрицательных ионов по измеренным в эксперименте токам. При этом оказалось, что полученные результаты не подтверждают данные работы [7] по измерению n_e в облучаемых α -частицами неподвижных газах той же плотности и степени очистки, что и в настоящей работе. По нашему убеждению, это объясняется допущенной в [7] некорректностью перехода от соотношения токов с включенным и выключенным ВЧ полем к концентрациям n_e и n_- , который был выполнен без учета различия скоростей электронов и ионов в электрическом поле. Учет этого фактора приводит к уменьшению отношения n_e/n_- , определенному в [7], приблизительно на три порядка величины, что устраняет противоречие между результатами экспериментов с неподвижными газами и их потоками.

4. Исследование нейтрализации зарядов в газовом потоке

На рис. 5 представлены результаты измерений средней концентрации разноименных зарядов n в потоке газов на различных расстояниях Δz от входа в РК. Проанализируем полученные зависимости, исходя из рассмотренной выше приближенной кинетической теории образования и нейтрализации зарядов в каналах ИК и РК.

Изменение средней концентрации зарядов при движении газа в канале PK , как следует из уравнения (2), описывается выражением

$$n = n_0(1 + n_0^2 \Delta z v_p^{-1})^{-1}. \quad (4)$$

Используя экспериментальные значения n в двух сечениях PK , из (4) вычисляем коэффициенты рекомбинации β при различных скоростях газового потока v_p (рис. 6, а). Найденные таким путем значения коэффициента β близки к значениям, характерным для процессов трехчастичной ион-ионной рекомбинации [14, 16], и превосходят значения коэффициентов электрон-ионной рекомбинации [14] приблизительно в 3, 10 и 100 раз соответственно для Ar , N_2 и He . Следует также отметить совпадение экспериментальных данных, полученных при использовании Ar и N_2 высокой чистоты и их смесей с возду-

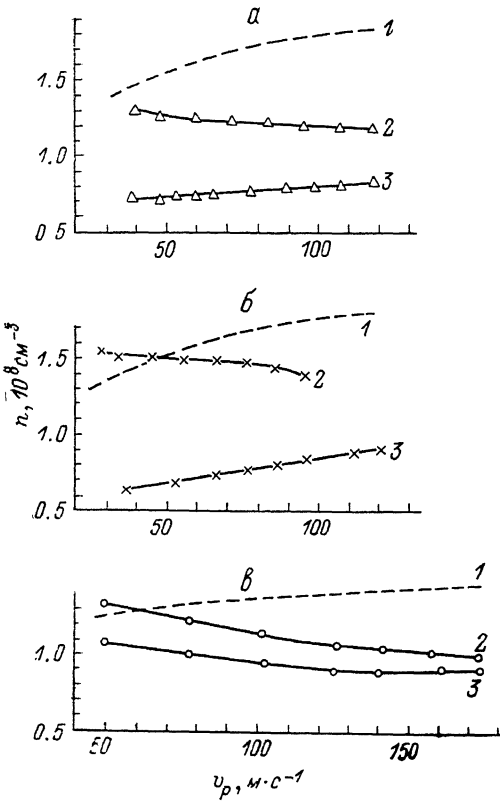
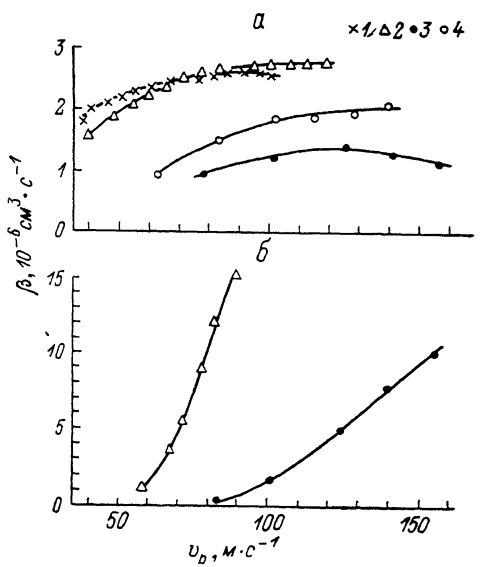


Рис. 5. Экспериментальные (2, 3) и теоретические (1) зависимости средней концентрации разноименных зарядов от скорости газа в рабочем канале на различных расстояниях Δz от его входа.

Δz_1 : 1, 2 — 2.5, 3 — 14.5 см; а — азот, б — аргон, в — гелий высокой чистоты.

Рис. 6. Зависимость коэффициента объемной рекомбинации от скорости газа в рабочем канале при облучении двенадцатью (а) и одним (б) источником α -излучения АИП-Н.

1 — Ar и Ar : воздух=9:1, 2 — N_2 и N_2 : воздух=9:1, 3 — He ; 4 — He : воздух=9:1.



ком. Все это подтверждает достоверность результатов экспериментов по ВЧ фильтрации, а именно значительное превышение концентрации ионов над концентрацией электронов.

Далее, как видно из рис. 6, а, величина β оказывается зависящей от скорости v_p . При этом для всех исследуемых газов прослеживается тенденция возрастания β по мере увеличения v_p , т. е. имеет место увеличение потерь зарядов с увеличением скорости прокачки. Тот же вывод следует и из зависимостей $n(v_p)$, измеренных на расстоянии $\Delta z=2.5$ см от входа в PK (рис. 5, а—в, кривые 2).

Объяснить данный эффект в рамках механизма объемной рекомбинации не удастся. Соответствующие теоретические зависимости приведены на рис. 5, а—в, кривые 1. Средняя концентрация на входе PK рассчитывалась по изложенной выше методике с учетом реального расположения радиоизотопных источников в IK , а ее изменение при движении газа в PK — из выражения (4).

Коэффициенты рекомбинации выбирались, исходя из экспериментальных данных: $\beta = 1.5 \cdot 10^{-6}$, $2 \cdot 10^{-6}$, $2.5 \cdot 10^{-6}$ $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно для He, N₂ и Ar. Количественно теоретическая оценка близка к экспериментальной. Это свидетельствует о преобладающей роли объемной рекомбинации по сравнению с другими процессами нейтрализации зарядов при установлении равновесного уровня их концентрации в ионизационной камере. С другой стороны, для *PK* теоретические и экспериментальные зависимости n (v_p) по своему характеру заметно отличаются: при росте скорости газового потока теория предсказывает уменьшение потерь зарядов, тогда как на эксперименте наблюдается обратный эффект. Такое расхождение указывает на то, что при движении газа в *PK* одновременно с объемной рекомбинацией заметное влияние на нейтрализацию зарядов оказывает еще какой-то процесс. Поскольку скорость изменения n за счет объемной рекомбинации пропорциональна n^2 , то этот процесс должен проявляться в еще большей степени с уменьшением начальной концентрации зарядов на входе в *PK*. Это и было обнаружено в экспериментах с N₂ и He, когда в *ИК* вместо 12 источников был установлен только один. Для N₂ уровень начальной концентрации n_0 был снижен до значения 10^{-7} см^{-3} , а для He — до $3 \cdot 10^{-7}$ см^{-3} . Соответствующие зависимости β от v_p приведены на рис. 6, б.

К дополнительной нейтрализации зарядов могут приводить следующие процессы: 1) диффузионный унос на стенки; 2) ускоренная рекомбинация, связанная с образованием α -частицами трековых колонок электронно-ионных пар; 3) турбулизация потока. Что касается первых двух механизмов, то и в этих случаях, как показывает несложный качественный анализ, возрастание скорости газа не должно приводить к увеличению потерь зарядов. При турбулентном характере течения газового потока с увеличением его скорости будет возрастать скорость перемешивания [17], а следовательно, и унос зарядов на стенки канала, что в принципе согласуется с полученными экспериментальными данными.

Критическое значение числа Рейнольдса, выше которого ламинарное течение переходит в турбулентное, в значительной степени определяется начальными возмущениями на входе в канал и в зависимости от величины этих возмущений может принимать значения от 2300 до 10^5 [8] (нижняя граница соответствует каналу с острыми кромками входного сечения). Применительно к нашей газопроточной установке (рис. 1) турбулентность может возникать, вероятнее всего, при ускорении потока на переходе из ионизационной камеры в рабочую. В *ИК* для выравнивания потока перед облучаемым объемом установлена мелкая сетка, а значения чисел Рейнольдса не превышали 2500, 6300 и 14 000 соответственно для He, N₂ и Ar. Вход же в *PK* имеет прямоугольно-ступенчатый профиль (вдоль по потоку), причем числа Рейнольдса для канала *PK* в 7 раз больше соответствующих чисел для *ИК*.

Подобное сопряжение двух камер хотя и может быть причиной возникновения турбулентного движения в *PK*, приводящего к дополнительным потерям зарядов, но вместе с тем при применении пластинчатых радиоизотопных источников является наиболее оптимальным для создания наибольшей скорости ионизации газа вблизи входа в *PK*. Нужно отметить, что даже для такой конструкции скорость ионизации на входе в *PK*, как было показано, оказывается почти в два раза ниже, чем в центральной области *ИК*. Поэтому необходимое для исключения турбулентности сглаживание перехода между камерами приведет к еще большему снижению эффективности ионизации. Однако и допущение турбулентного движения крайне нежелательно как для предыонизации газа, так и для формирования объемного разряда.

Заключение

Сформулируем основные результаты и выводы, полученные в настоящей работе.

1. Применение промышленных радиоизотопных источников α -излучения типа АИП-Н позволяет создать в газопроточном канале скорость ионизации порядка 10^{11} $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. При этом в результате баланса процессов ионизации

и нейтрализации устанавливается равновесная концентрация равноионных зарядов на уровне 10^8 см^{-3} .

2. Методом ВЧ фильтрации ионов установлено, что в результате α -облучения реальных газов даже при высокой степени их промышленной очистки установившаяся концентрация ионов намного превышает концентрацию электронов.

3. Проведено численное моделирование скорости ионизации газового потока с учетом геометрии газопроточного канала и реальных условий облучения. В рамках ламинарности газового потока, ионного состава разноионных заряженных частиц и объемного характера их нейтрализации получена оценка средней концентрации зарядов, согласующаяся с экспериментальными данными.

4. Экспериментальные данные по изменению концентрации зарядов при движении газа в канале после предварительной ионизации свидетельствуют о том, что при уровне начальной концентрации n_0 , равном 10^8 см^{-3} и выше, нейтрализация зарядов преимущественно обусловлена их объемной рекомбинацией. При меньших значениях n_0 проявляется действие дополнительного механизма нейтрализации, влияние которого усиливается по мере возрастания скорости газового потока. Сделано обоснованное предположение, что данный механизм связан с особенностью конструкции применяемой газопроточной установки и обусловлен возникновением турбулентности при ускорении газа после его облучения.

Авторы выражают признательность И. В. Подмошенскому и П. Н. Роговцеву за полезные обсуждения в процессе работы.

Литература

- [1] *Беляцкий А. Ф., Гуревич Д. Б., Канатенко М. А., Подмошенский И. В.* Письма в ЖТФ, 1986, т. 6, № 2, с. 73—76.
- [2] *Лаврентюк В. Е., Подмошенский И. В., Роговцев П. Н.* Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 5, с. 284—288.
- [3] *Великин А. А., Гуревич Д. Б., Канатенко М. А., Подмошенский И. В.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 6, с. 1222—1224.
- [4] *Лаврентюк В. Е., Подмошенский И. В., Беляцкий А. Ф.* Квант. электр., 1986, т. 13, № 7, с. 1451—1460.
- [5] *Лаврентюк В. Е., Подмошенский И. В.* Квант. электр., 1986, т. 13, № 11, с. 2351—2353.
- [6] Источники альфа- и нейтронного излучений. Каталог. М.: ЦНИИАтоминформ, 1985. 27 с.
- [7] *Канатенко М. А.* ЖТФ, 1981, т. 51, № 7, с. 1179—1182.
- [8] *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.
- [9] *Мак-Даниэль И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 422 с.
- [10] *Глущенко Ю. В., Лаврентюк В. Е.* Квант. электр., 1986, т. 13, № 10, с. 2031—2037.
- [11] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [12] *Кочаров Г. Е.* Изв. АН СССР. Сер. Физика, 1961, т. 25, с. 862—865.
- [13] Газовые лазеры / Под ред. Р. И. Солоухина, В. П. Чеботаева. Новосибирск: Наука, 1977. 360 с.
- [14] Плазма в лазерах / Под ред. Дж. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982. 416 с.
- [15] *Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В.* Вопросы метрологии низирующих излучений. М.: Атомиздат, 1975, с. 183—189.
- [16] *Мак-Даниэль М.* Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [17] *Аникеев Г. И., Генкин М. Д., Добровольский В. А., Перминов С. М.* ЖТФ, 1987, т. 57, № 1, с. 171—173.

Поступило в Редакцию
9 июня 1987 г.