

ИНДУКЦИОННЫЙ ГАЗОАНАЛИЗАТОР С РАДИАЛЬНЫМ ДРЕЙФОМ ИОНОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ

В. А. Тонких, Ю. В. Иванков, А. В. Крисилов

Воронежский Государственный Университет

Поступила в редакцию 28.01.2013 г.

Аннотация: рассмотрена модель индукционного газоанализатора, использующего в качестве источника ионов коронный разряд на нити малого диаметра. Проанализировано движение ионов в сильнонеоднородном электрическом поле цилиндрического конденсатора. Произведен расчет тока электрических наводок от движущегося облака ионов в цепи внешней обкладки конденсатора и оценена его зависимость от характеристик ионов и параметров устройства. Оценено влияние объемного заряда на результаты расчетов.

Ключевые слова: подвижность ионов, индукционный ток, анализатор ионов, газовый анализатор, электрические наводки.

Abstract: we provide modeling of induction's gas analyzer using corona discharge with a thin thread as the source of ions. Presented analysis takes into account motion of ions in strongly nonuniform electric field of cylindrical capacitor. Authors calculate induced current by moving cloud of ions. It is analyzed its dependence from characteristic of ions and parameters of the device. It is assessed the impact of volume charge on result.

Keywords: mobility of ions, induction current, analyzer of ions, gas analyzer, electric interference.

ВВЕДЕНИЕ

Спектрометрия ионной подвижности (Ion Mobility Spectrometry) широко используется для обнаружения следовых количеств взрывчатых, наркотических веществ и т. д. В IMS спектрометре происходит образование ионов, а затем их дрейф и разделение в дрейфовой трубке под действием электрического поля. Скорость дрейфа ионов в газовой фазе под действием постоянного поля $v=K \cdot E$, где K — характеристика для данного типа ионов подвижность. Разделение различных типов ионов осуществляется за счет различия скоростей дрейфа [1].

Важными элементами обычного спектрометра IMS является затвор и апертурная сетка. Первый формирует облако ионов, которое затем разделяется на составляющие. Второй позволяет уменьшить влияние токов электростатических наводок от облаков, еще не дошедших до детектора. Существенным недостатком этих элементов является то, что они осаждают на себя часть ионов, уменьшая выходной сигнал детектора. В статье [2] показано, что на затворе и апертурной сетке могут оседать более 50% общего количества ионов. Это приводит к тому, что чувствительность прибора существенно уменьшается за счет осаждения ионов на детекторе.

В данной статье предлагается конструкция прибора без затвора и апертурной сетки. Выходным сигналом прибора является ток индукционной наводки облака ионов на одном из электродов, что позволяет исключить контакт ионов исследуемого вещества с детектором. Анализируется форма импульса тока, ее зависимость от параметров прибора и подвижности ионов. Показано,

что влиянием поля объемного заряда можно пренебречь. Численные расчеты проводились в среде Mathematica 8.0 (Wolfram Research, Inc.).

УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПРИБОРА

Ионизация и дрейф происходят в одной и той же камере цилиндрической формы. Ионизация производится импульсным коронным разрядом на тонкой проводящей нити, расположенной вдоль оси цилиндра. Апертурная сетка и затвор отсутствуют, регистрируется и анализируется ток электростатической наводки от облака ионов в цепи цилиндра.

Подача микросекундного синусоидального импульса высокого напряжения (рис. 1) приводит к появлению у поверхности нити, в области наивысшей напряженности поля, первичных ионов. При достижении порогового напряжения начинается генерация ионов (точки 1-5 на рис. 1). Первичные ионы (преимущественно $[H^+(H_2O)_n]$) движутся в радиальном направлении вдоль поля. Затем полярность напряжения меняется (точка 6 на рис. 1) и первичные ионы осаждаются на нить. Вторичные ионы аналита образуются за счет переноса заряда при взаимодействии молекул исследуемого вещества с первичными ионами. Подвижность вторичных ионов значительно меньше, чем первичных, поэтому смещением вторичных ионов за время возврата первичных ионов на нить можно пренебречь. Это позволяет сконцентрировать вторичные ионы в узкой области вокруг нити, после чего включается дрейфовое поле (точка 7 на рис. 1) и регистрируется ток, вызываемый движением облака вторичных ионов в цилиндре.

Концентрация вторичных ионов пропорциональна отношению концентрации первичных ионов к их скорости.

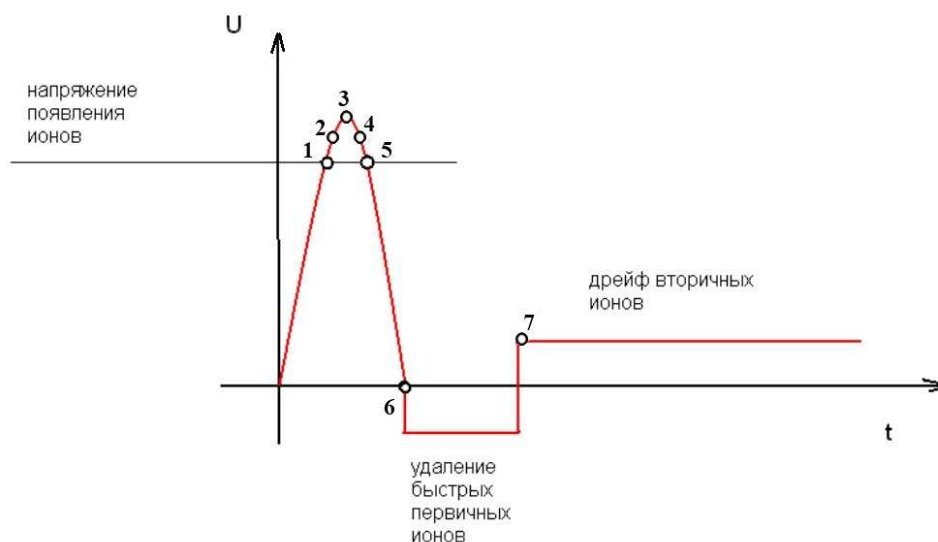


Рис. 1. Форма импульса, подаваемая на нить: 1-5 — коронный разряд, 6 — подача отрицательного напряжения (осаждение первичных ионов), 7 — включение дрейфового поля и снятие токового отклика

Напряжённость поля в цилиндрическом конденсаторе:

$$E_{ext} = \frac{V}{\ln \frac{R}{r_0}} \frac{1}{r}, \quad (1)$$

где R и r_0 – радиусы внешней и внутренней обкладок, r – расстояние от центра системы, V – напряжение на обкладках.

Для синусоидального импульса $V(t) = V \cdot \sin(2\pi t/T)$, где T – период колебаний, t – время.

Таким образом, имеем

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{KV \sin\left(\frac{\pi t}{T/2}\right)}{r \ln \frac{R}{r_0}}, \quad (2)$$

откуда путь иона, стартовавшего с расстояния x_0 от центра:

$$s(t) = x_0 + \frac{1}{2} \sqrt{4x_0^2 + 8K \frac{V}{\ln \frac{R}{r_0}} \int_{t_0}^t \sin\left(\frac{\pi t}{T/2}\right) dt} \quad (3)$$

где t_0 – время появления иона.

Для обратного движения ионов (после точки 6 на рис. 1) при постоянном напряжении V_1 получим

$$s_1(t) = x_1 - \frac{1}{2} \sqrt{4x_1^2 - 8K \frac{V_1}{\ln \frac{R}{r_0}}}, \quad (4)$$

где x_1 – координата иона в точке начала обратного движения, а время отсчитывается с момента включения обратного поля.

В работе [3] исследовали коронный разряд в воздухе на положительной игле при атмосферном давлении. Вольт-амперная характеристика на начальном участке близка к экспоненциальной, с пороговым напряжением разряда 3 кВ. При моделировании было принято напряжение появления ионов 3 кВ, амплитуда импульса $V = 3,3$ кВ, ширина импульса $T/2 = 1$ мкс. Обратное напряжение $V_1 = -2000$ В. На рис. 1 точками 1–5 показаны моменты появления первичных ионов при напряжении в 3,0 кВ (1 и 5), 3,2 кВ (2 и 4), 3,3 кВ (3). Радиус нити – $r_0 = 20$ мкм, радиус цилиндра $R = 20$ мм. Подвижность гидратированных протонов K составляет $2.15 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ [4].

На рис. 2а представлены временные зависимости расстояния ионов от поверхности нити в предположении, что ионы появились у самой поверхности (в зоне наивысшей напряженности поля). Как видно из графиков первичные ионы удаляются от нити не далее, чем на 0,3 мм.

Радиальный профиль концентрации вторичных ионов соответствует радиальному профилю обратной скорости $\frac{dt}{ds(t)}$. Каждый первичный ион, появившийся в любой момент между точками 1

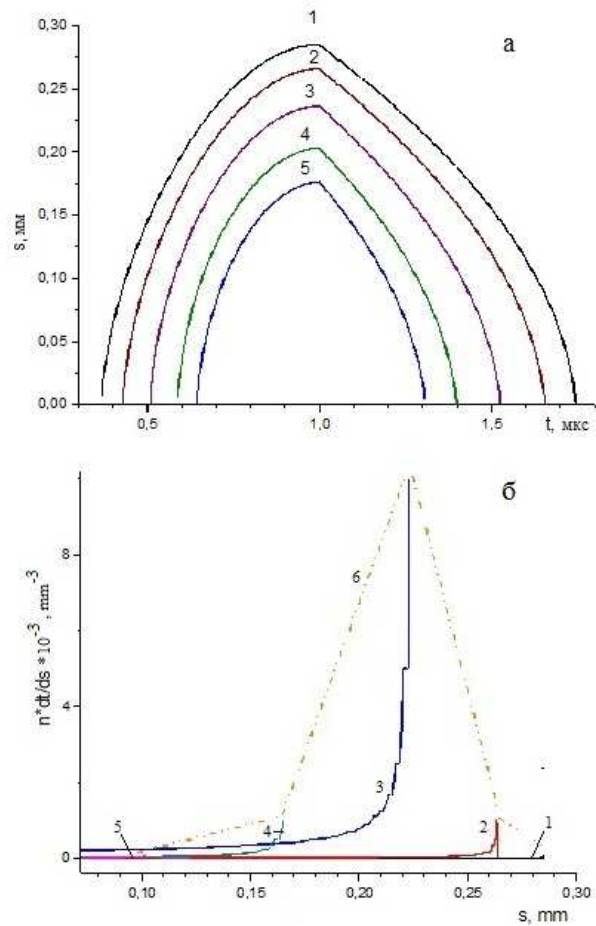


Рис. 2. а) Расстояние ионов до нити (кривые 1-5 соответствуют точкам 1-5); б) Графики концентраций вторичных ионов для точек 1-5 и график суммарной концентрации вторичных ионов (кривая 6)

и 5 на рис. 1, будет давать свой вклад в суммарный радиальный профиль концентрации вторичных ионов с коэффициентом, равным количеству первичных ионов, появившихся в этот момент.

Практически все вторичные ионы появляются в области максимального удаления первичных ионов от нити, где скорость первичных ионов минимальна, а количество столкновений с молекулами аналита максимально. Обратное напряжение V_1 значительно превышает напряжение перед моментом смены полярности (точка 6 на рис. 1), поэтому скорость обратного движения первичных ионов много больше скорости перед сменой полярности, “на излете”, и образование вторичных ионов при обратном движении первичных ионов практически не происходит.

На рис. 2б представлены кривые концентрации вторичных ионов $n_2 \sim n_1 * dt/ds$, порожденных группами ионов, образовавшихся в точках 1-5 (рис. 1). Множитель n_1 представляет собой относительное количество первичных ионов и выбран равным 1 для точек 1 и 5 (3,0 кВ), равным 10 для точек 2 и 4 (3,2 кВ) и равным 100 для точки 3 (3,3 кВ), так как количество первичных ионов экспоненциально зависит от напряжения.

Суммарный пространственный профиль концентрации вторичных ионов является суммой кривых для всех первичных ионов, появившихся за время разряда, и будет представлять собой асимметричный пик (кривая 6 на рис.2б). Таким образом, можно считать, что практически все вторичные ионы сконцентрированы в кольцевом слое от 0,15 до 0,28 мм.

РАСЧЕТ НАВЕДЕННОГО ТОКА

Для оценки тока, наведённого в цепи внешнего цилиндра, движущимся облаком вторичных ионов, воспользуемся теоремой Рамо-Шокли. Она утверждает, что, если в пространстве между произвольно расположенными проводниками движется точечный заряд q со скоростью $\vec{v}(t)$ то в цепи каждого проводника возникает ток, равный

$$i(t) = qe(\vec{E}' \cdot \vec{v}(t)), \quad (5)$$

где \vec{E}' — эффективная (взвешенная) напряжённость поля в точке, где находится заряд $q \cdot e$ в момент времени t , рассчитанная по схеме: заряд удалён, потенциал проводника, с которого снимается ток, равен 1, потенциал оставшихся проводников равен 0, $\vec{v}(t)$ — вектор мгновенной скорости заряда, рассчитанный по конфигурации реальных электрических полей [5,6].

Релаксационные процессы в цепи цилиндрического конденсатора, описанные в [5], мы не учитывали, т. к. они имеют меньший временной масштаб $\sim 10^{-6}$ с. Временной масштаб нашего сигнала $10^{-3} - 10^{-2}$ с.

В нашем случае

$$\left| \vec{E}'(t(r)) \right| = \frac{1}{r} \frac{1}{\ln \frac{R}{r_0}}, \quad (6)$$

$$\vec{E}'(t) \vec{v}(t) = E'(t)v_{др}(t) = E'(t(r))v_{др}(t). \quad (7)$$

В случае распределенного пространственного заряда можно применить принцип суперпозиции. Рассмотрим движение заряда, расположенного в малом объеме dV . Ток, наводимый движением этого заряда равен

$$dI = dq E'(r) v_{др}(r) = q e n(r, t) E'(r) v_{др}(r) dV, \quad (8)$$

где $q e$ — заряд одного иона, $n(r, t)$ — плотность ионного облака.

При интегрировании в цилиндрических координатах по всему объему цилиндра с учетом симметрии задачи и того, что

$$v_{др}(r) = KE(r) = \frac{KV}{\ln \frac{R}{r_0}} \frac{1}{r} \quad (9)$$

получим

$$I = qe \frac{KV}{\ln^2 \frac{R}{r_0}} \iiint_V \frac{n(r, t)}{r^2} dV = 2\pi L qe \frac{KV}{\ln^2 \frac{R}{r_0}} \int_{r_0}^R \frac{n(r, t)}{r} dr, \quad (10)$$

где L – длина цилиндра.

Определим $n(r, t)$. Для этого запишем уравнение непрерывности для концентрации ионов:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \vec{j} = 0 \quad (11)$$

Поток \vec{j} состоит из диффузионного потока и потока, вызванного электрическим полем:

$$\vec{j} = nK \vec{E} - D \nabla n. \quad (12)$$

Подставляя это выражение в (11) получим

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(nK \vec{E} - D \nabla n) = 0. \quad (13)$$

При отсутствии полевых зависимостей $K = K(E(r))$ и $D = D(E(r))$ (случай слабых полей)

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = D \Delta n(r, t) - K \nabla(n(r, t) \vec{E}(r)), \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \nabla(n(r, t) \vec{E}(r)) &= \nabla n(r, t) \vec{E}(r) + n(r, t) \nabla \vec{E}(r) = \nabla n(r, t) (\vec{E}_{inter}(r) + \vec{E}_{ext}(r)) + \\ &+ n(r, t) \nabla \vec{E}_{inter} + n(r, t) \nabla \vec{E}_{ext} = \nabla n(r, t) (\vec{E}_{inter}(r) + \vec{E}_{ext}(r)) + n(r, t) \nabla \vec{E}_{inter} \end{aligned} \quad (15)$$

где \vec{E}_{inter} и \vec{E}_{ext} – поле пространственного заряда и внешнее поле соответственно ($\nabla \vec{E}_{ext} = 0$, т. к. внешнее поле создается разностью потенциалов, а не присутствием заряда).

Уравнение (14) в цилиндрических координатах с учетом (1) и (15) при условии пренебрежения полем пространственного заряда \vec{E}_{inter} имеет вид:

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(r, t)}{\partial r^2} + \left(D - \frac{KV}{\ln \frac{R}{r_0}} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial n(r, t)}{\partial r}. \quad (16)$$

В ходе расчетов было выяснено, что результат вычислений слабо зависит от формы начального распределения, поэтому оно было аппроксимировано распределением Гаусса следующего вида:

$$n(r, 0) = n_0 \exp \left(-\frac{(r - 0,023)^2}{2 * 0,003^2} \right) \quad (17)$$

Граничные условия примем однородными (на нити и цилиндре ионов нет):

$$n(r_0, t) = n(R, t) = 0. \quad (18)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ. ТОКОВЫЕ ОТКЛИКИ ПРИ РАЗНЫХ ПОДВИЖНОСТЯХ К

Решение краевой задачи (16)–(18) и его интегрирование в уравнении (10) проводилось численно с использованием пакета Mathematica 8.

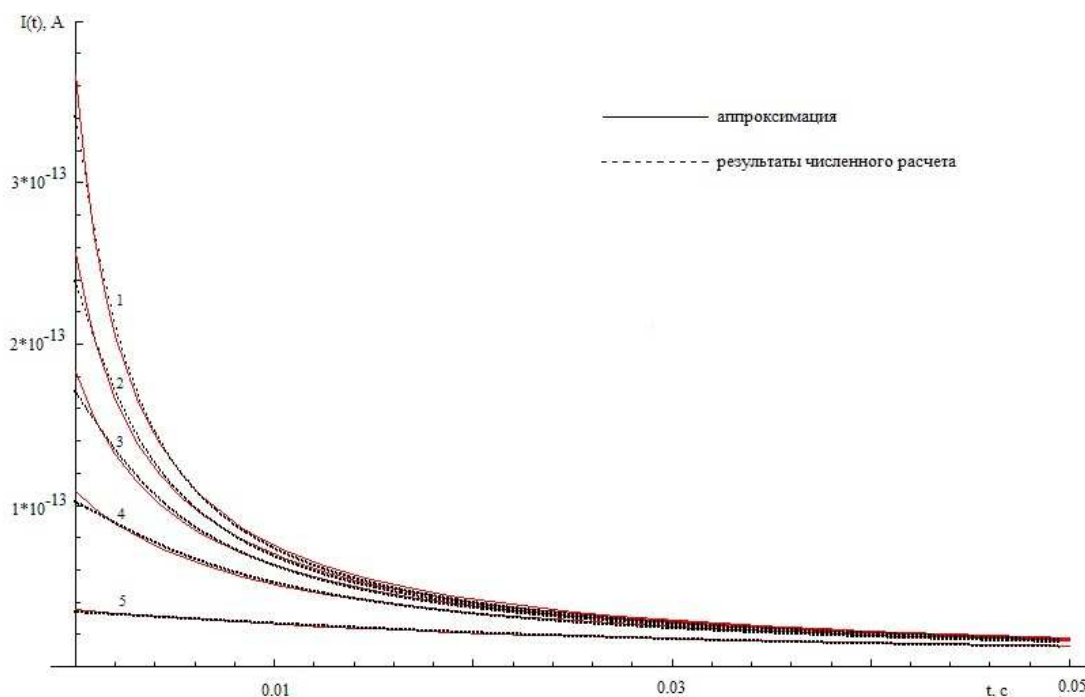


Рис. 3. Токовые отклики (расчетные кривые и аппроксимация) при разных K : 1 – $K = 1,0 \text{ см}^2/\text{В с}$, 2 – $K = 0,7 \text{ см}^2/\text{В с}$, 3 – $K = 0,5 \text{ см}^2/\text{В с}$, 4 – $0,3 \text{ см}^2/\text{В с}$, 5 – $K = 0,1 \text{ см}^2/\text{В с}$

Параметры модельной установки: радиус внешнего цилиндра $R = 2 \text{ см}$, радиус внутреннего цилиндра (нити) $r_0 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $qe = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ – заряд одного иона, длина цилиндра $L = 10 \text{ см}$, максимум начальной концентрации ионов 10^7 , напряжение $V = 1 \text{ В}$. Результаты расчета представлены на рис. 3.

Полученные зависимости можно с высокой степенью точности аппроксимировать гиперболами вида

$$I(t) = \frac{B}{1 + At} \quad (19)$$

Также видно, что импульс тока затухает за время $\sim 0,05 \text{ с}$. За это время ион отойдет от своего первоначального положения на расстояние $r' \sim 1 \text{ мм}$. Т.о. “область информативного измерения” достаточно мала.

Это можно объяснить следующим образом. Уравнение (16) является конвективно-диффузионным уравнением. Проведя замену переменных вида: $\xi = \frac{r}{R}$ и $\tau = \frac{D}{R^2}t$ приходим к уравнению:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} - \frac{\frac{KV}{\ln(R/r_0)} - D}{D} \frac{1}{\xi} \frac{\partial n}{\partial \xi}. \quad (20)$$

Откуда видно, что движение облака характеризуется переменным в пространстве числом Пекле:

$$Pe = \frac{\frac{KV}{\ln(R/r_0)} - D}{D} \frac{1}{\xi} = \frac{\frac{KV}{\ln(R/r_0)} - D}{D} \frac{R}{r}. \quad (21)$$

Вблизи центра нити $Pe \sim 10^4$, а затем резко уменьшается. Т.о. в центре системы преобладают процессы конвективного переноса облака ионов, дающие ток относительно большой амплитуды.

Затем по мере удаления от центра число Пекле уменьшается и начинает преобладать диффузионное движение дающее токовый отклик очень малой амплитуды, сопоставимой с уровнем шумов регистрирующей электроники.

На основе этого можно предложить методику, исключаящую загрязнение внутренних элементов конструкции. А именно: измерить импульс тока за время движения иона в ближайшей окрестности нити, а затем, очистить цилиндр сжатым воздухом и тем самым избежать осаждения ионов на электроды.

Зависимость коэффициентов аппроксимации от подвижности $B = B(K)$ и $A = A(K)$ носит линейный характер.

Зависимость кривых отклика от напряжения рассматривалась в интервале от 0,1В до 5В. Результаты приведены на рис. 4.

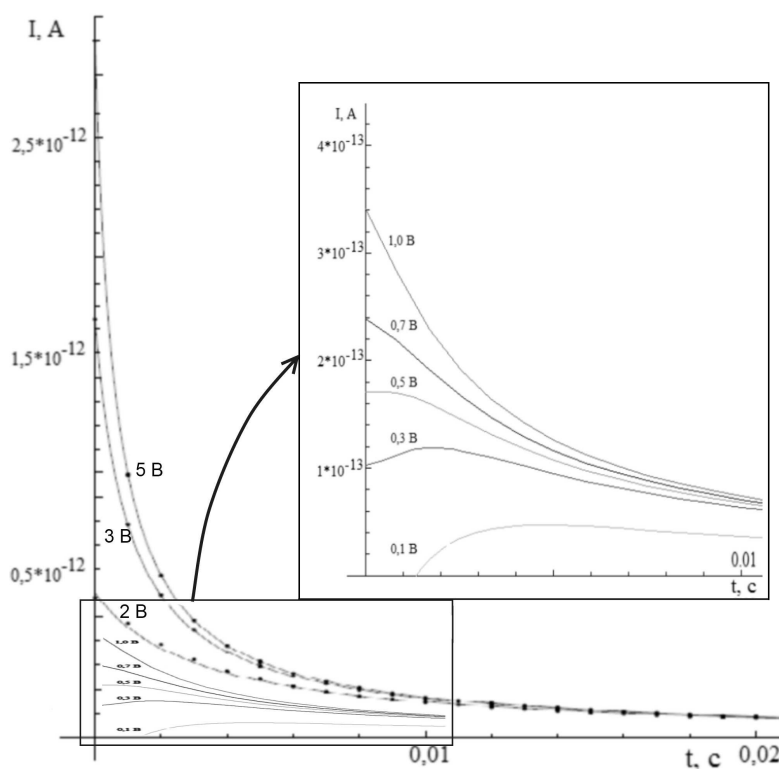


Рис. 4. Токовые отклики при дрейфовом напряжении от 0,1 В до 5 В

Уменьшение напряжения ниже 1В приводит к тому, что зависимости перестают быть гиперболическими. Это происходит из-за того, что при малых напряжениях влияние диффузии на движение облака в ближней окрестности провода становится достаточно сильным для искажения формы токового отклика.

При напряжениях выше 1В гиперболический характер зависимости сохраняется. Зависимости коэффициентов аппроксимации А и В от напряжения имеют линейный характер.

Исследование зависимости токового отклика отдельного компонента от его концентрации. Расчеты велись для случая ионов одной подвижности $K = 1 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, но с концентрациями меняющимися в интервале $[5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3} \dots 10^7 \text{ см}^{-3}]$ с шагом $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Как и ожидалось, гиперболический характер зависимости сохранился. Расчет зависимостей параметров гиперболы А и В от концентраций показал, что параметр А от концентрации не

зависит, а параметр B зависит линейно.

Т.о. численный расчет показал, что коэффициент аппроксимации A зависит линейно от подвижности и напряжения, а коэффициент B – линейно от подвижности, напряжения и концентрации. Это можно математически записать так:

$$A = a_1 + b_1KV, \quad (22)$$

$$B = a_2 + b_2KVn_0, \quad (23)$$

где a_1 , a_2 , b_1 и b_2 – коэффициенты, подлежащие определению из эксперимента.

Расчет изменения суммарной кривой отклика двух компонентов при изменении соотношения концентраций между ними.

Для расчета были взяты два вида ионов с подвижностями, отличающимися на 30%. Соотношение концентраций компонент брались следующими: 1,0; 0,8; 0,7; 0,5. Результат показан на рис. 5.

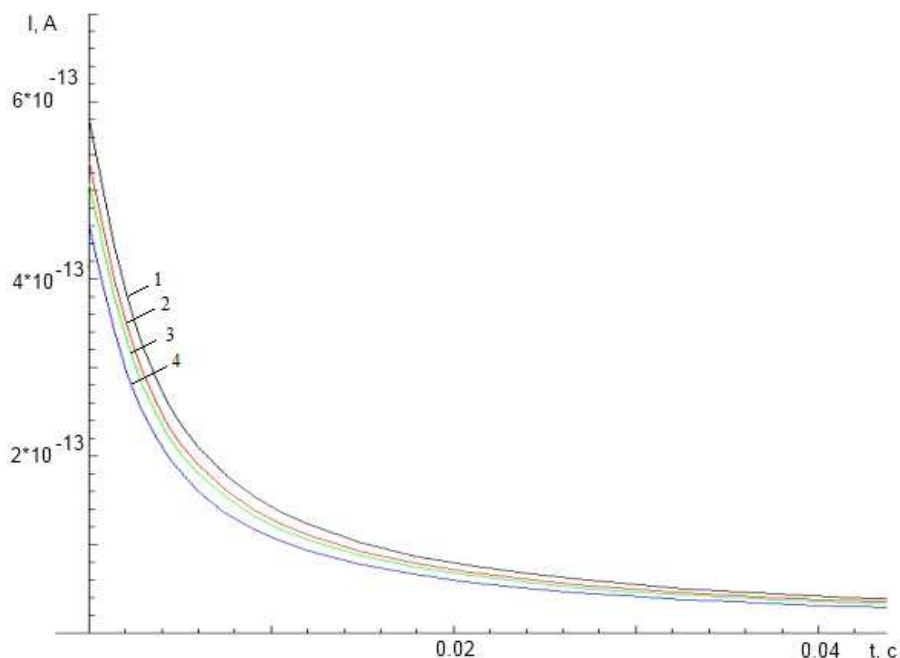


Рис. 5. Суммарный токовый отклик смеси 2-ух компонент при разных соотношениях концентраций: 1 – 1,0; 2 – 0,8; 3 – 0,7; 4 – 0,5

Видно, что реакция системы есть, однако, она довольно слабая.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА

Т.к. мы имеем дело с цилиндрическим слоем ионов большой протяженности, то очевидно, что поле им создаваемое будет обладать азимутальной симметрией и симметрией сдвига вдоль оси слоя. Поэтому естественным образом можно выбрать цилиндрическую поверхность радиуса r . Заряд, находящийся внутри этой поверхности, равен

$$Zq \iiint_V n(r, t) dV = 2\pi LqZ \int_{r_0}^r n(r', t) r' dr', \quad (24)$$

где V – объем слоя, Z – заряд одного иона. По теореме Гаусса

$$2\pi r L E_{inter}(r, t) = 2\pi L q Z \int_{r_0}^r n(r', t) r' dr'. \quad (25)$$

Откуда

$$E_{inter}(r, t) = \frac{qZ}{r} \int_{r_0}^r n(r', t) r' dr'. \quad (26)$$

Результаты численного расчета $E_{inter}(r, t)$ в начальный момент времени и спустя $0,001c$ показан на рис. 6.

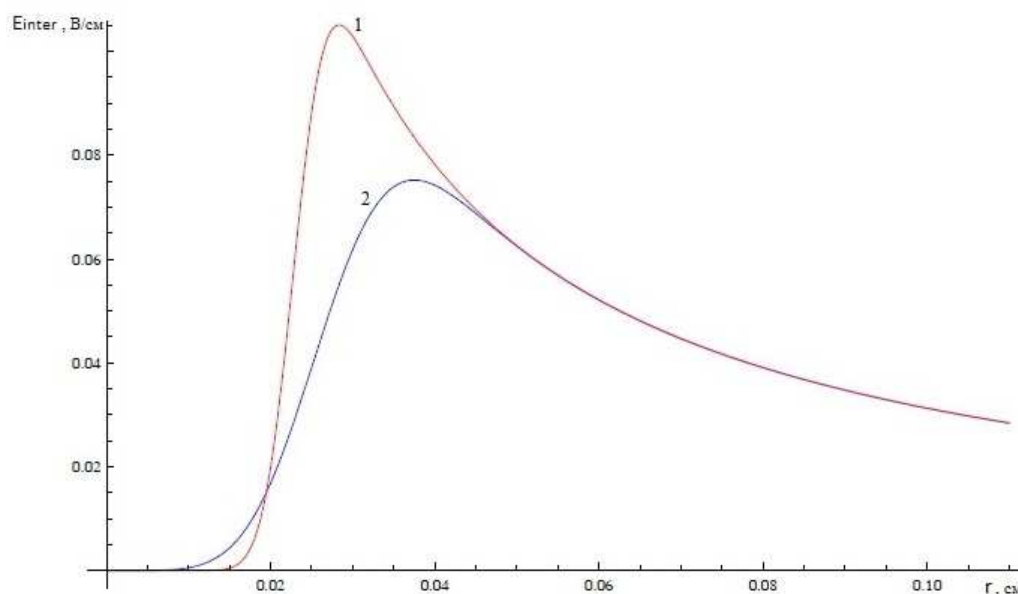


Рис. 6. Амплитуда поля пространственного заряда: 1 – в начальный момент времени; 2 – через $0,001c$

Концентрация ионов максимальна в начальный момент времени. В процессе дрейфа происходит расширение облака ионов за счет диффузии и поля пространственного заряда, что, в конечном итоге, приводит к ослаблению этого поля.

Отношение собственного и внешнего электрических полей на всем промежутке движения очень мало ($\sim 0,03$) и поэтому возмущением, вносимым пространственным зарядом, в данной задаче можно пренебречь.

Следует отметить важную особенность конструкции, заключающуюся в использовании нити вместо иглы в качестве коронирующего электрода. Это приводит к существенному увеличению чувствительности, т. к. увеличивается объем области ионизации пропорционально длине нити L . В нашем случае, она равна 10 см. Относительное увеличение чувствительности равно отношению объемов областей ионизации: $\eta = \frac{V_f}{V_n}$. Из [3] известно, что длина стримерного канала при разряде на игле равна 0,2 см, тогда при условии одинакового радиуса канала на нити и на игле, получаем теоретическое увеличение чувствительности до 50 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование работы предлагаемого прибора, основанного на дрейфе ионов в резко неоднородном электрическом поле цилиндрического конденсатора и на регистрации токов, наводимых дрейфующими ионами на одной из его обкладок (внешней).

Из построенной модели видно, что характер движения ионов в случае неоднородных полей резко различается в разных областях пространства. Наводимый ток пропорционален скорости движения частицы. Вблизи центра системы (нити) имеется очень сильное поле, двигаясь в котором частицы приобретают высокие скорости и, соответственно, наводят токи относительно большой амплитуды. Далее, при удалении от нити, поле ослабевает, частицы замедляются и наводимый ток падает. Поэтому вблизи нити возможно выделить область пространства, при движении в которой облако ионов дает основную информативную часть сигнала. После выхода из нее облако, хотя и не достигнет еще цилиндра, будет давать ток очень малой величины практически не отличимый от шума электронной аппаратуры. В этот момент облако можно удалить из системы, например, сжатым воздухом и тем самым избежать загрязнения конструктивных элементов.

Расчет показал, что токовые отклики хорошо аппроксимируются гиперболическими зависимостями, параметры которых линейно зависят от подвижности ионов и концентрации компонентов, приложенного напряжения.

Для получения параметров аппроксимации необходимо производить калибровку прибора. При этом изменение условий эксплуатации (температура T , давление p , влажность воздуха и т.д.) требует проведения новой калибровки.

В случае чистого вещества с помощью параметров аппроксимации сигнала можно получить значение подвижности ионов и их концентрацию. В случае смеси веществ мы можем получить суммарную концентрацию ионов. Изменение состава смеси также может быть отслежено, но необходимо учитывать что изменение сигнала будет малым.

Расчет поля пространственного заряда показал, что отношение его величины к величине внешнего управляющего поля имеет величину $\sim 10^{-2}$. Т.о. его можно не учитывать.

Использование нити позволяет увеличить область ионизации и, тем самым, увеличить чувствительность прибора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] G. A. Eiceman. Ion mobility spectrometry / G. A. Eiceman, Z. Karpas. — Second Ed. — Boca Raton: CRC Press, 2005. — P. 350
- [2] Jens Langejuergen. Results of a transient simulation of a drift tube ion mobility spectrometer considering charge repulsion, ion loss at metallic surfaces and ion generation / Jens Langejuergen, Philipp Cochems, Stefan Zimmermann // Int. J. Ion Mobil. Spec. — Vol. 15, December, 2012. — pp. 247–255.
- [3] С. Б. Афанасьев. Некоторые особенности коронного разряда в воздухе / С. Б. Афанасьев, Д. С. Лавренюк, И. Н. Петрушенко, Ю. К. Стишков // Журн. техн. физики. — 2008. — т. 78. — вып. 7. — С. 30–34.
- [4] Martin Sabo. Positive corona discharge ion source with IMS/MS to detect impurities in high purity Nitrogen / Martin Sabo et. al. // The European Physical Journal Applied Physics. Vol. 55, July, 2011.
- [5] W. SHockley. Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge / W. SHockley // Journal of applied physics. Vol. 9, October, 1938. pp. 635–636.
- [6] А.Н. Иновенков. Обобщение теоремы Рамо-Шокли на случай высокоимпедансного внешнего подключения / А.Н. Иновенков, О.В. Константинов, В.И. Пирогов // Журнал технической

физики. — 1993. — Т. 63. — вып. 9. — С. 1–5.

Тонких В. А., аспирант кафедры ядерной физики ВГУ

E-mail: vladimir.tonkih@mail15.com

Тел.: 8(910)2415249

Tonkih V. A., Post Graduate Student, Department of Nuclear Physics of Voronezh State University

E-mail: vladimir.tonkih@mail15.com

Tel.: 8(910)2415249

Иванков Ю. В., к.ф.-м.н., доцент кафедры ядерной физики ВГУ

E-mail: antalb@mail.ru

Тел.: 8(980)3494722

Ivankov Yu. V., Candidate in Physics and Mathematics, Associate Professor, Department of Nuclear Physics of Voronezh State University

E-mail: antalb@mail.ru

Tel.: 8(980)3494722

Крисилов А. В., к.ф.-м.н., инженер-физик ЗАО «ЭФКО — НТ»

E-mail: alexph@mail.ru

Тел.: 8(951)5522184

Krisilov A.V., Candidate in Physics and Mathematics, Engineer-Physicist of Private Joint Stock Company "EFKO-NT"

E-mail: alexph@mail.ru

Tel.: 8(951)5522184