

03;12

## Анализ метода спектрометрии нелинейного дрейфа ионов для газодетекторов с плоской геометрией разделяющей камеры

© А.А. Елистратов, С.В. Шибков

Институт криптографии, связи и информатики, Москва  
E-mail: elist@fssr.ru

Поступило в Редакцию 6 августа 2002 г.

Предложена последовательная аналитическая модель метода спектрометрии нелинейного дрейфа ионов, используемого в современных газоанализаторах. Описана процедура определения по данным эксперимента полевой зависимости подвижности ионов. Для случая плоской дрейф-камеры и полиномиального характера полевой зависимости подвижности рассчитан вид ионограммы.

Одним из наиболее чувствительных методов обнаружения следов паров взрывчатых и наркотических веществ в атмосфере является метод спектрометрии нелинейного дрейфа ионов [1], имеющий предел обнаружения  $\sim 1 \cdot 10^{-12} \text{ kg/m}^3$ . До настоящего времени, насколько нам известно, отсутствует последовательная аналитическая модель этого метода.

Схема газодетектора, работающего по методу спектрометрии нелинейного дрейфа ионов, подробно описана в работах [2,3], поэтому мы укажем только, что дрейф-камера прибора представляет собой плоский конденсатор с обкладками длиной  $l$ , шириной  $a$  и расстоянием между ними  $d$ , через который со скоростью  $u$  прокачивается воздух с примесью ионов детектируемого газа. Внутри конденсатора ионы совершают поперечные осцилляции под действием переменного (с частотой  $f \sim 10^5 \div 10^6 \text{ Hz}$ ) асимметричного по периоду электрического поля  $E(t) = E_s(t) + E_c$  ( $E_s(t)$  — переменное разделяющее поле, удовлетворяющее условиям  $\langle E_s \rangle = 0$ ,  $\langle E_s^{2k+1} \rangle \neq 0$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots$ ,  $E_c$  — малая, медленно меняющаяся добавка — компенсирующее поле).

В основе метода лежит нелинейная зависимость дрейфовой скорости  $v$  тяжелых ионов примеси в легком газе от напряженности поля  $E$  в умеренно сильных переменных электрических полях [4]. Характер зависимости подвижности  $k(E) = v/E$  является индивидуальным для каждого сорта ионов. Подбирая малое по сравнению с переменным полем  $E_s(t)$  постоянное компенсирующее поле  $E_c$ , можно обеспечить пролет ионов определенного вещества через дрейф-камеру газодетектора.

Распределение скоростей молекул нейтрального газа по сечению трубы можно считать однородным по следующим причинам:

- 1) газ является практически несжимаемым, так как скорость его протекания  $u \sim 15$  m/s значительно меньше скорости звука в воздухе;
- 2) течение газа по дрейф-камере носит ламинарный характер, так как число Рейнольдса  $R = ud/\mu \sim 500$  ( $\mu \approx 0.15$  cm<sup>2</sup>/s — кинематическая вязкость) значительно меньше критического;
- 3) с другой стороны, длина дрейф-камеры  $l \sim 1$  cm значительно меньше масштаба  $L = dR \sim 20$  cm, на котором распределение скоростей становится пуазелевым.

Данное обстоятельство позволяет рассматривать движение ионов в поперечном электрическом поле как эффективно одномерное. Используя уравнение непрерывности  $\partial n/\partial t + \text{div}\mathbf{J} = 0$  и выражение для тока ионов  $\mathbf{J} = -D\nabla n + nk\mathbf{E}$  ( $D$  — коэффициент диффузии ионов в газе), получаем уравнение для зависимости концентрации ионов от поперечной координаты  $x$  и времени  $t$ :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - kE \frac{\partial n}{\partial x}.$$

Для оценки относительной величины каждого из членов уравнения удобно перейти к безразмерным переменным: координате  $\xi = x/d$  и времени  $\tau = (D/d^2)t$ . В результате приходим к уравнению

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 n}{\partial \xi^2} - \eta \frac{\partial n}{\partial \xi}, \quad (1)$$

в котором безразмерный коэффициент  $\eta = (dk/D)E$ , называемый числом Пекле, подавляющую часть периода имеет величину  $\sim 10^4$ , т.е. конвективный член носит доминирующий характер. Как известно, в

этом пределе в качестве решений (1) реализуются сугубо неравновесные распределения, характеризующиеся возникновением ударных волн и линий тангенциальных разрывов.

В первом приближении можно пренебречь в (1) диффузионным членом и понизить порядок дифференциального уравнения. Влияние диффузии на движение ионов оказывается заметным лишь на временах  $d^2/D \sim 10^{-3}$  s, сравнимых с временем нахождения ионов в дрейф-камере, и рассмотрено в работе [5]. Далее, переходя от анализа ансамбля невзаимодействующих частиц к анализу движения одной частицы и возвращаясь к размерным переменным, запишем уравнение характеристик:

$$\frac{dx}{dt} = kE(t). \quad (2)$$

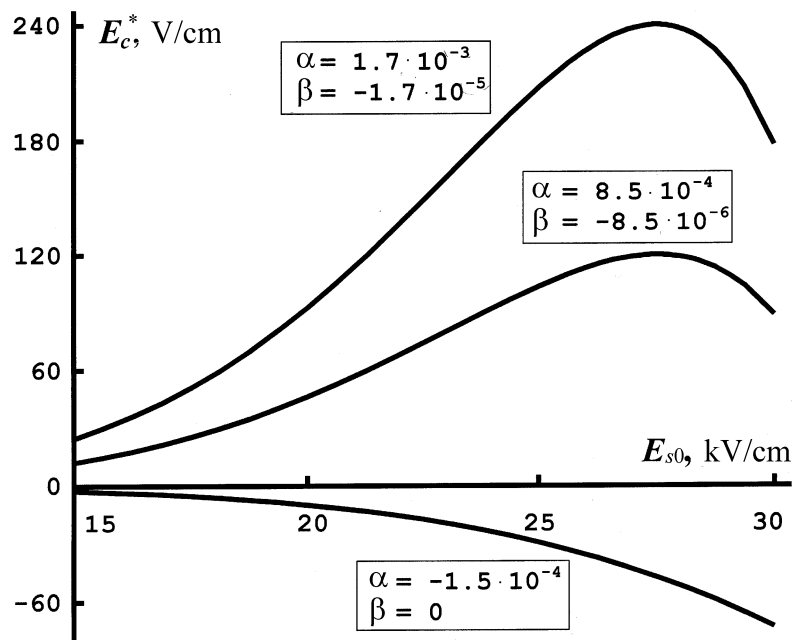
Мы отвлекаемся также от рассмотрения эффектов, связанных с возможным возникновением объемного заряда ионов. Эти эффекты становятся существенными при концентрации ионов  $n \sim \varepsilon_0 E/ed \sim 10^{17} \text{ m}^{-3}$  ( $e$  — заряд иона), соответствующих ионным токам  $I = jS = envad \sim 10^{-7}$  А. Таким образом, наше рассмотрение относится к более низким ионным токам.

Большую часть периода  $T$  система находится при полях  $E \sim 5 \text{ kV/cm}$ , которые при давлениях  $\sim 10^5$  Па классифицируются как умеренно сильные [4]. За неимением для этого режима выражения для подвижности, полученного из первых принципов, запишем подвижность в полиномиальном виде, удобном для сравнения с экспериментом:

$$k(E) = k_0 \left( 1 + \alpha \left( \frac{E}{E_{\max}} \right)^{2n} + \beta \left( \frac{E}{E_{\max}} \right)^{2m} \right), \quad (3)$$

где  $k_0$  — подвижность в пределе нулевого поля;  $m, n$  — целые числа, такие что  $m > n > 0$ ;  $\alpha$  и  $\beta$  ( $\alpha, \beta \ll 1$ ) — безразмерные коэффициенты, определяющие относительный вклад нелинейной части подвижности;  $E_{\max}$  — напряженность поля, начиная с которой необходимо учитывать зависимость  $k$  от напряженности поля. Судя по экспериментальным данным [2,3,6], для большинства изучаемых веществ  $E_{\max} \approx 10 \text{ kV/cm}$ .

Интегрируя уравнение (2), можно определить вид ионограммы — зависимость тока ионов  $I$  от величины компенсирующего поля  $E_c$  (см. вставку на рис. 1). Величина  $E_c = E_c^*$ , определяющая положение вершины пика на ионограмме, соответствует выполнению



**Рис. 1.** Зависимость подвижности  $k$  от напряженности электрического поля  $E$  для  $n = 2$ ,  $m = 4$  и различных значений  $\alpha$  и  $\beta$ . На вставке изображен пик ионограммы для параметров  $\alpha$  и  $\beta$ , соответствующих верхней кривой на рисунке.

условия отбора, которое можно сформулировать следующим образом:  $\Delta x(T) = x(T) - x(0) = 0$ . В результате с точностью до членов, линейных по  $\alpha$  и  $\beta$ , получаем:

$$E_c^*(E_{s0}) = - \left( \frac{\alpha}{E_{\max}^{2n}} \langle E_s^{2n+1} \rangle + \frac{\beta}{E_{\max}^{2m}} \langle E_s^{2m+1} \rangle \right), \quad (4)$$

где  $E_{s0}$  — максимальное значение разделяющего поля  $E_s(t)$  за период  $t \in [0; T]$ . Простые геометрические соображения приводят к выражению

для ионограммы:

$$\frac{n(E_c)}{n_0} = \begin{cases} A - B|E_c - E_c^*| & \text{при } |E_c - E_c^*| < A/B, \\ 0 & \text{при } |E_c - E_c^*| > A/B, \end{cases} \quad (5)$$

где константы  $A$  и  $B$  определяются выражениями

$$A = 1 - c \left\{ \langle E_s \rangle_\tau + \frac{\alpha}{E_{\max}^{2n}} (\langle E_s^{2n+1} \rangle_\tau - \tau_1 \langle E_s^{2n+1} \rangle) \right. \\ \left. + \frac{\beta}{E_{\max}^{2m}} (\langle E_s^{2m+1} \rangle_\tau - \tau_1 \langle E_s^{2m+1} \rangle) \right\},$$

$$B = cN \left\{ 1 + \frac{\alpha}{E_{\max}^{2n}} (2n+1) \langle E_s^{2n} \rangle + \frac{\beta}{E_{\max}^{2m}} (2m+1) \langle E_s^{2m} \rangle \right\},$$

здесь  $N = lf/u$  — число периодов напряжения, в течение которых частицы находятся в зазоре,  $c = k_0 T/d$ ,  $\tau_1 = t_1/T$ ,  $t_1$  — момент, когда  $E_s = 0$ , и введено обозначение

$$\langle E_s^p \rangle_\tau = \int_0^{t_1} (E_s(t))^p dt.$$

В качестве примера применения развитого подхода рассчитаем полевую зависимость подвижности ионов третичных аминов, следуя экспериментальным данным, приведенным в работе [3]. Имеем:  $d = 0.5$  mm,  $a = 5$  mm,  $l = 15$  mm, расход воздуха 2 l/min,  $f = 2$  MHz, максимальное значение  $E_{s0} = 30$  kV/cm,  $E_c = -60 \div 240$  V/cm. Для определенности выберем форму разделяющего поля в виде асимметричного меандра  $E_s(t) = \{E_{s0}(T/t_1 - 1), 0 < t < t_1; -E_{s0}, t_1 < t < T\}$ , где момент переключения полярности разделяющего поля  $t_1 = 0.8T$ . Как показывает анализ, наилучшее совпадение с экспериментальными кривыми  $E_c^*$  ( $E_{s0}$ ) достигается при  $n = 2$ ,  $m = 4$  и  $\alpha, \beta$ , указанных на рис. 2. Полученные таким образом  $n, m, \alpha, \beta$  позволяют по данным эксперимента восстановить зависимость  $k(E)$  (рис. 1).

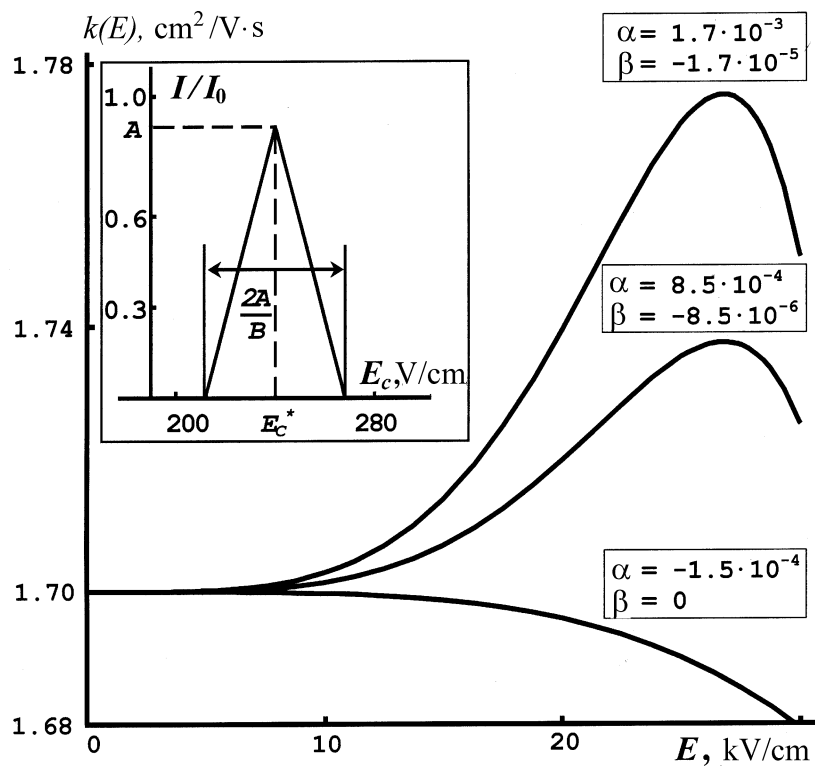


Рис. 2. Зависимость  $E_c^*$  ( $E_{s0}$ ) для  $n = 2$ ,  $m = 4$  и различных значений  $\alpha$  и  $\beta$ .

Отметим в завершение, что развитый подход представляет интерес и как предельный случай для анализа цилиндрической геометрии дрейф-камеры, характеризующейся возможностью осуществления в ней режима фокусировки [7]. Рассмотрению цилиндрической геометрии дрейф-камеры будет посвящено отдельное сообщение.

Авторы выражают благодарность за ценные обсуждения проф. С.Д. Бенеславскому, Е.М. Максимова, В.Г. Пронину и В.В. Ионову.

## Список литературы

- [1] Горшков М.П. А.с. 966583 СССР // Б.И. 1982. № 38.
- [2] Буряков И.А., Крылов Е.В., Макась А.Л. и др. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 12. С. 60–65.
- [3] Буряков И.А., Крылов Е.В., Макась А.Л. и др. // ЖАХ. 1993. Т. 48. № 1. С. 156–165.
- [4] Мак-Даниель И., Мэзон Э. Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 422 с.
- [5] Kudryavtsev A.V., Makas A.L. // Proc. of 10<sup>th</sup> Int. Conf. on IMS. Germany. 2001. V. 4. N 2. P. 117–120.
- [6] Nasarov E.G., Miller R.A., Eiceman G.A. et al. // Proc. of 10<sup>th</sup> Int. Conf. on IMS. Germany. 2001. V. 4. N 2. P. 43–46.
- [7] Буряков И.А., Коломиец Ю.Н., Луппу В.Б. // ЖАХ. 2001. Т. 56. № 4. С. 381–385.