

УДК 537.534.2.

Мальков А.С. О методе расчета источников ионов с электронным ударом // Научное приборостроение. Л.: Наука, 1987.

На основе метода "больших частиц" разработан алгоритм расчета источников ионов с ионизацией электронным ударом. Алгоритм, учитывающий кулоновское взаимодействие заряженных частиц, дает возможность определить рабочие параметры источника ионов как предельные после окончания переходных процессов в нем. Приводятся некоторые результаты расчета источника ионов на ЭВМ ЕС-1022. Библиогр.5 назв. Ил.3.

**Постановка задачи.** Источник ионов с ионизацией газа (пара) анализируемого вещества электронным ударом является наиболее распространенным типом источника в масс-спектрометрии. Он обладает рядом преимуществ (компактность, стабильность, долговечность) по сравнению с источниками других типов и хорошо зарекомендовал себя при проведении многочисленных масс-спектрометрических исследований органических и неорганических веществ. Успех работы источника указанного типа во многом определяется его конструктивными особенностями. Выбор геометрии источника, значений потенциалов на электродах и некоторых других его исходных параметров существенно влияет на характер протекания различных физических процессов в нем и, как следствие этого, на выход ионов из области ионизации и формирование пучка ионов. До недавнего времени выбор оптимальных исходных параметров источников производился экспериментально с учетом опыта создания аналогичных конструкций и на основе имеющихся в данное время представлений о характере протекания физических процессов в таких системах. Однако сейчас уже появились некоторые математические методы [1-3], позволяющие определять все рабочие параметры источника с помощью расчета на ЭВМ.

Использование математических методов позволяет избежать переделок в конструкции источника при поиске оптимального режима его работы и, кроме того, дает возможность наблюдать быстротекущие электронные процессы в динамике, что, например, очень важно для источников, работающих в импульсном режиме.

Задачу расчета источника ионов с ионизацией электронным ударом мы сформулируем в следующем общем виде. Пусть в источнике ионов имеется смесь  $N$  газов,  $1 < N < \infty$ . Будем предполагать, что магнитное поле, возникающее при движении зарядов, настолько мало, что им можно пренебречь (при энергиях частиц в источнике  $W_i \leq 100$  эВ это допущение справедливо). Кроме того, вследствие относительно малого числа столкновений частиц между собой (давление смеси газов в источнике  $p \leq 10^{-4}$  мм рт.ст.) будем считать, что столкновения частиц в источнике не происходят. Тогда задача расчета сводится к решению системы дифференциальных уравнений, состоящей из уравнений Пуассона для потенциала  $\varphi(\vec{r}, t)$

$$\Delta \varphi = -\rho / \epsilon_0$$

и  $(N+1)$  кинетических уравнений для функций распределения  $f_k(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ,  $k = 1, \dots, N+1$ , ионов отдельных компонент газовой смеси и электронов:

$$\partial f_k / \partial t + \vec{v} \nabla_{\vec{r}} f_k + \vec{F}_k \nabla_{\vec{p}} f_k = J_{ik} + J_{rk}, \quad k = 1, \dots, N+1.$$

Здесь использованы обозначения:  $\vec{v}, \vec{p}$  - скорость и импульс заряженных частиц;  $\vec{F}_k = Z_k e (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$  - сила, действующая на частицу с зарядом  $Z_k e$  (для электронов  $Z_k = -1$ ), причем  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ , где  $\vec{E}_1$  - напряженность поля объемного заряда, а  $\vec{E}_2$  - напряженность внешнего поля;  $\nabla_{\vec{r}} f_k, \nabla_{\vec{p}} f_k$  - градиенты по координатам и импульсам функции  $f_k$ ;  $J_{ik}, J_{rk}$  - члены уравнения, учитывающие ионизацию и рекомбинацию;  $\rho$  - плотность объемного заряда, причем

$$\rho = \sum_{k=1}^{N+1} \rho_k, \quad \rho_k = Z_k e \bar{n}_k \int f_k(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{p}, \quad \text{где}$$

$\bar{n}_k$  - средняя плотность заряженных частиц  $k$ -го вида.

Решение системы  $\varphi(\vec{r}, t)$  и  $f_k(\vec{r}, \vec{p}, t)$ ,  $k = 1, \dots, N+1$

должно также удовлетворять надлежащим образом выбранным граничным и начальным условиям в соответствии с конкретной моделью источника. Очевидно, что получение аналитического решения поставленной здесь задачи даже в случае некоторых упрощающих предположений (одномерность, отсутствие рекомбинации и ионизации) связано с большими трудностями. Так, например, описанные в [1] методы преобразований, применяемые там к решению системы уравнений Пуассона и Власова (одно кинетическое уравнение для электронов с  $J_{i1}, J_{r1} = 0$ ) в одномерном случае и использующие представление искомых функций в виде конечных рядов Фурье, дают возможность лишь приближенно свести нашу задачу к решению системы обыкновенных дифференциальных уравнений порядка 1000 и более.

Гораздо большими возможностями при решении задач такого типа обладают численные методы. Среди них следует особо выделить два наиболее часто используемых метода: метод трубок тока и метод "больших частиц" (макрочастиц). Метод трубок тока [4] обычно применяется для решения стационарных самосогласованных задач, причем нахождение стационарного поля и соответствующих ему траекторий заряженных частиц проводится методом последовательных приближений. На каждой итерации весь объемный заряд моделируется совокупностью нескольких трубок тока, по которым определяется поле объемного заряда в рассчитываемой системе, используемое затем в следующей итерации.

Вся информация о поле и траекториях на разных итерациях не имеет самостоятельного физического смысла и нужна только для контроля за достижением стационарного состояния. Метод достаточно эффективен при расчете ламинарных пучков заряженных частиц, однако при учете ионизации газов электронным ударом и рекомбинации электронов и ионов он становится малопригодным. Лишь метод "больших частиц" позволяет решить поставленную выше задачу во всей ее общности. Рассмотрим общую схему расчета источников ионов с ионизацией электронным ударом, основанную на методе "больших частиц".

#### Общий алгоритм расчета источников ионов с ионизацией электронным ударом.

При описании алгоритма будем для простоты изложения считать, что перед нами поставлена двумерная задача. Кроме того, будем предполагать, что вектор напряженности магнитного поля в любой точке плоской области источника направлен перпендикулярно к ней, так как магнитное поле не должно выводить заряженные частицы из плоскости источника. Весь процесс решения самосогласованной задачи представляет собой достаточно точное моделирование переходных процессов в источнике от начала его работы до установления стационарного рабочего режима.

В отличие от метода трубок тока здесь вся информация о полях и траекториях, поступающая о ЭМ в течение всего времени счета, является полезной, так как позволяет проследить динамику развития реальных физических процессов в источнике. Отметим также, что в некоторых случаях, например при импульсном режиме работы источника, решение поставленной задачи носит колебательный характер и, следовательно, может быть получено только рассматриваемым здесь методом. Опишем более подробно весь алгоритм расчета источника.

Вследствие предположения о двумерности задачи мы будем представлять себе источник как некую ограниченную область на плоскости, содержащую внутри себя источники электронов (эмиттеры) и электроды, формирующие заряженные пучки (все в виде отрезков кривых). Считается, что на всех электродах, включая эмиттеры и граничные электроды, заданы некоторые потенциалы. Перед началом расчета источника в

него вписывается сетка, позволяющая вести расчеты, используя конечноразностные методы. С точки зрения скорости счета и сложности алгоритма лучше всего применять равномерные прямоугольные сетки, хотя в отдельных случаях для повышения точности расчета целесообразно использовать в разных областях источника сетки разного масштаба. Например, вблизи катода сетку обычно делают более мелкой, чем в остальной области.

Как правило, при расчетах с использованием метода "больших частиц" нужно многократно вычислять плотность объемного заряда и потенциал в узлах сетки. Нахождение плотности заряда по известному расположению "больших частиц" и их зарядам проводится с помощью так называемой "функции размывания". Эта функция позволяет распределить заряд "большой частицы" по ближайшим к ней узлам сетки. Некоторые примеры таких функций, различающихся степенью гладкости, приведены в работе [5]. Расчет потенциала в узлах сетки удобно проводить методом установления, используя ранее вычисленное поле в качестве начального приближения. В этом случае искомый потенциал находится всего за одну или несколько итераций. Для расчета движения "больших частиц" обычно используют стандартные численные методы Рунге-Кутты и Адамса.

Характеризуя кратко весь алгоритм расчета источника ионов, можно сказать, что его основой является пространственно-временная дискретизация непрерывных физических процессов.

Под пространственной дискретизацией мы понимаем обычное для метода "больших частиц" разбиение всего объемного заряда (электронного и ионного) на совокупность огустков заряда, называемых "большими частицами". Движение "больших частиц" в источнике ионов моделирует совместные перемещения всех электронов и ионов, имеющихся в нем.

Дискретизация по времени состоит в том, что все время протекания переходных процессов в источнике делится на малые промежутки времени, в течение которых все рассматриваемые здесь физические процессы могут считаться квазистационарными. Поскольку отношение масс электрона и иона  $m_e/m_i \ll 1$ , временные промежутки квазистационарности для электронных и ионных процессов будут значительно отличаться по величине. Для электронных процессов в качестве такого промежутка  $\tau_e$  можно взять минимальное по всем электронным "большим частицам" время прохождения пути длиной в пол-ячейки сетки.

Считается, что в течение промежутка времени  $\tau_e$  плотность объемного заряда электронов и поле неизменны и новые электронные "большие частицы" не возникают. Они появляются вблизи от эмиттеров только в фиксированные моменты времени, отделяющие промежутки квазистационарности друг от друга. Для ионных процессов промежутки квазистационарности  $\tau_i$  выбирается как минимальное по всем ионным "большим частицам" время прохождения половины длины ячейки сетки.

Предполагается, что за время  $\tau_i$  плотность объемного заряда ионов не меняется и новые ионные "большие частицы" не возникают. Они появляются лишь в фиксированные моменты времени, разделяющие промежутки  $\tau_i$ , сразу во всей области ионизации. В эти же моменты времени происходит рекомбинация электронов и ионов, выражающаяся в уменьшении зарядов "больших частиц". Поскольку за время  $\tau_e \ll \tau_i$  ионы не успевают существенно переместиться в пределах ячейки сетки и происходит быстрое установление стационарного состояния в источнике, единое время движения электронов и ионов можно представить как совокупность чередующихся промежутков времени  $\tau_e^{(n)}$  и  $\tau_i^{(n)}$ ,  $n = 1, 2, \dots$  (длительность  $\tau_i$ ), в течение которых

происходит движение только электронных или только ионных "больших частиц". За время движения электронных "больших частиц"  $\tau_i = s\tau_e$  поле в источнике  $s$  раз пересчитывается в соответствии с определением величины  $\tau_e$ .

Опишем кратко процесс образования ионных "больших частиц". Он состоит в основном в накоплении ионов в ячейках сетки. Накопление заряда для ионных "больших частиц" происходит только в промежутки времени  $t_e^{(n)}$ , причем любая ионная "большая частица" представляет собой совокупность всех ионов одного из газов, накопленных в какой-либо ячейке сетки за время  $\tau_i$ . Координаты центра масс этой совокупности ионов принимаются за начальные координаты ионной "большой частицы", а полный заряд всех ионов ее составляющих - за ее заряд.

Следует отметить, что вычисление заряда и начальных координат "больших частиц" проводится с помощью интегрирования ионного заряда вдоль траекторий движения электронных "больших частиц". Необходимые при интегрировании функциональные зависимости вероятности (оценки) ионизации молекул газа от энергии бомбардирующих электронов (для каждого из газов своя зависимость) берутся из экспериментальных данных, аппроксимируются полиномами и в таком виде вводятся в ЭВМ.

Считается, что сразу после появления "большие частицы" имеют нулевые начальные скорости. Существует мнение [1, 2], что начальные скорости ионных "больших частиц" следует разыгрывать случайным образом (в соответствии с Максвелловской функцией распределения) с целью моделирования теплового разброса скоростей ионов. Это не совсем верно в случае небольшого числа ионных "больших частиц" и их сильного влияния на поле в источнике.

При наличии одной или нескольких реализаций точность метода Монте-Карло весьма низка (она пропорциональна  $1/\sqrt{N}$ , где  $N$  - число реализаций) и не позволяет наблюдать течение физических процессов в источнике, а следовательно, и получать правильные рабочие параметры источника. Поскольку тепловой разброс ионов приводит к некоторому распылению ионного облака, представляющего "большую частицу", гораздо естественнее учитывать его, вводя некоторый, зависящий от времени, коэффициент в описанную выше "функцию размазывания". Необходимое для такого моделирования теплового разброса время существования каждой "большой частицы" от ее зарождения до текущего момента должно постоянно храниться в памяти ЭВМ или на внешнем носителе информации.

Рассмотрим моделирование рекомбинации электронов и ионов. Это моделирование осуществляется следующим образом. Сперва находится средняя плотность электронного объемного заряда в каждом узле сетки за время  $\tau_i$ . Затем по формуле  $R_\omega = \alpha n_\omega \tau_i$ , где  $\alpha$  - коэффициент рекомбинации,  $n_\omega$  - плотность электронов в узле с номером  $\omega$ , находится  $R_\omega$  - отношение количества нейтрализовавшихся пар электронов и ионов одного из газов смеси за время  $\tau_i$  в окрестности каждого узла  $\omega$  к полному числу ионов этого же газа (под окрестностью узла понимается ячейка сетки с центром в данном узле). И наконец заряды всех ионных "больших частиц" (указанного выше газа), оказавшихся к данному моменту времени в окрестности узла  $\omega$ , множатся на коэффициент  $R_\omega$ .

Расчет источника ионов квадрупольного масс-спектрометра. Указанная выше общая вычислительная схема была применена к расчету источника ионов квадрупольного масс-спектрометра (рис.1). Принцип работы этого осесимметричного источника следующий. Электроны, выпускаемые с термокатода 2, ускоряются полем в промежут-

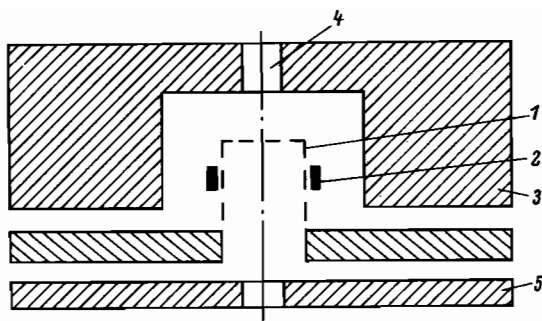


Рис.1. Схема источника ионов.

1 - ионизационная камера; 2 - термокатод; 3 - экранирующий электрод; 4 - канал напуска газообразной пробы вещества; 5 - вытягивающий электрод.

ке катод-сетка ионизационной камеры до энергий  $W \approx 60-70$  эВ, влетают внутрь сетчатой ионизационной камеры 1 и, пролетая ее насквозь, производят ионизацию молекул газообразной пробы, напущенной в источник. Вылетая с противоположной стороны камеры, электроны тормозятся в полях сетка-катод, сетка-экран и снова летят к сетке ионизационной камеры, осциллируя так до тех пор, пока не осадут на каком-нибудь электроде. Образовавшиеся ионы вытягиваются из ионизационной камеры через отверстие под действием поля объемного ионного заряда, а также за счет положительной разности потенциалов ( $\sim 10$  В) между сеткой ионизационной камеры и вытягивающим электродом 5. Для расчета этого источника использовалась математическая модель, показанная на рис.2. Предполагалось, что в источнике при-

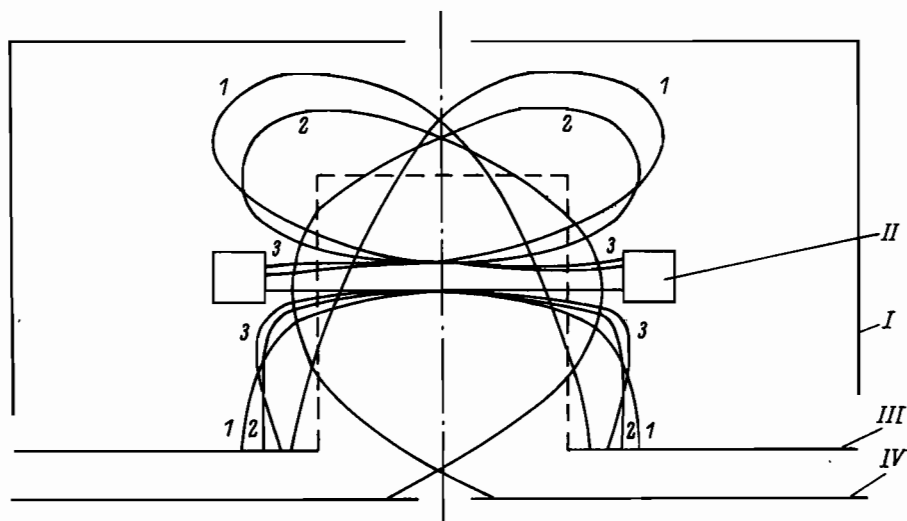


Рис.2. Математическая модель источника ионов. Значения потенциалов на электродах (В): I - -65, II - -60, III - 10, IV - 0. Траектории электронных "больших частиц" 1, 2, 3 взяты в последовательные моменты времени  $t_1 < t_2 < t_3$ .

существует только один газ  $N_2$  под давлением  $p \approx 10^{-4}$  мм рт.ст. Плотность тока насыщения с катода полагалась равной  $j = 2-4$  мА/см<sup>2</sup>. С катода выпускалось по две "большие частицы" одновременно через интервалы времени

$$\tau_e = \frac{h\sqrt{m_e}}{2\sqrt{2eU_{ск}}},$$

где  $m_e$ ,  $e$  - масса и заряд электрона;  $h$  - размер ячейки сетки;  $U_{ск}$  - разность потенциалов между сеткой и катодом.

Время  $\tau_i$  принято постоянным и равным  $150 \tau_e$ . При пересечении "большими частицами" сетки их заряд уменьшался в соответствии с коэффициентом пропускания сетки. При расчетах он принимался равным 0,87.

Моделирование теплового разброса ионов и рекомбинации в данных расчетах не проводилось.

Некоторые результаты проведенных расчетов показаны на рис.2 и 3. Явление

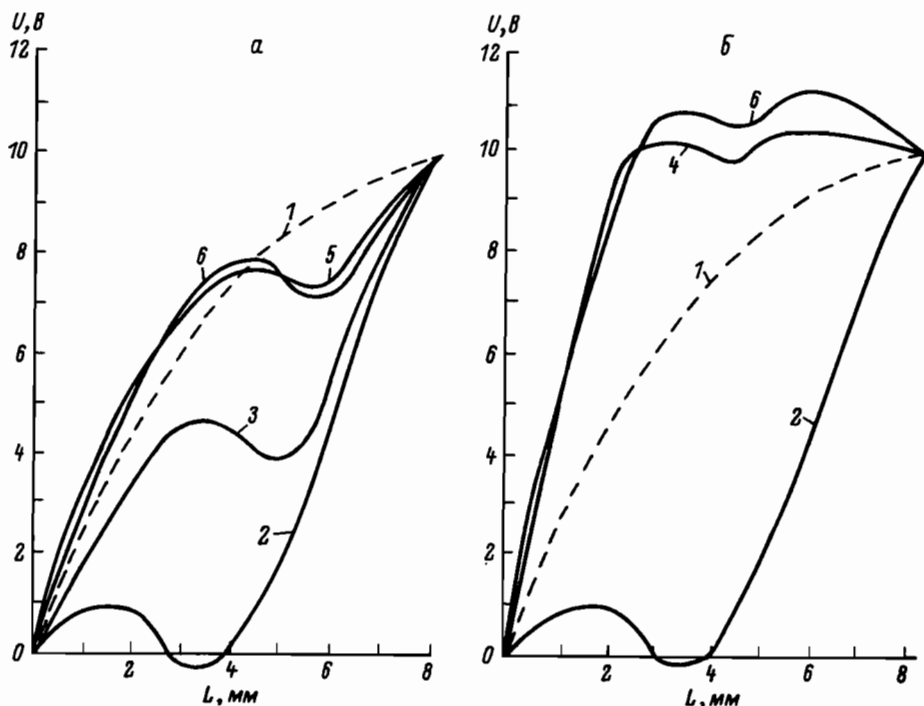


Рис.3. График распределений потенциала на оси ионизационной камеры. Давление газа в источнике  $p = 10^{-4}$  (а) и  $3 \cdot 10^{-4}$  мм рт.ст. (б); плотность тока насыщения с катода  $j_{эл} = 2$  мА/см<sup>2</sup>. Кривая 1 соответствует Лапласовскому полю, 2-6 - номерам итераций 1, 6, 14, 18, 20 (одна итерация соответствует 0,15 мкс).

фокусировки пучка электронов объемным ионным зарядом в сильной или слабой форме наблюдалось при расчете многих вариантов модели источника. Траектории электронных "больших частиц" (рис.2), взятые через равные промежутки времени ( $\sim 0,5$  мкс), показывают динамику процесса фокусировки электронов. Легко видеть (рис.3) образование в начальный момент времени работы источника потенциальной ямы, обусловленной объемным зарядом электронов и ее последующую компенсацию объемным ионным зарядом.

Таким образом, рассмотренный здесь алгоритм позволяет получить правильную качественную картину физических процессов в источнике ионов и может быть использован при оптимизации его рабочих параметров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М., 1979.
2. Исламов И.М., Сыроев А.А., Хафизов Р.С.// Инженерно-математические методы в физике и кибернетике. М., 1978. Вып.7. С.14.
3. Галль Л.Н., Мальков А.С., Тимченко Н.А.// Тез.Ш Всесоюз.конф.по масс-спектрометрии. Л., 1981. С.245.
4. Волков Б.И.// ЖЭМ и МФ. 1969. Т.9. С.961.
5. Захаров А.В., Самарский А.А., Свешников А.Г.// Вычислительные методы и программирование. М., 1971. Вып.16. С.225.

Н.А.Давыдов, А.В.Пак, Н.С.Михальчук, В.В.Куприянова

#### ЛИНЕАРИЗАЦИЯ ВЫХОДНЫХ АНАЛОГОВЫХ СИГНАЛОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Выходные сигналы первичных преобразователей (ПП) в большинстве случаев являются нелинейными функциями измеряемой величины. Это затрудняет применение таких приборов в системах автоматического контроля и регулирования, так как на вход электронно-вычислительной машины (ЭВМ) подключают преобразователи с различными уровнями и функциональными зависимостями от измеряемого параметра и в ЭВМ необходимо осуществлять вторичное преобразование с целью унификации сигналов. Кроме того, это обуславливает дополнительные погрешности при визуальном считывании информации.

Решение проблемы линеаризации выходных сигналов ПП является в настоящее время одной из актуальных задач приборостроения. Известно несколько способов линеаризации градуировочных характеристик. Наиболее разработанными являются методы линеаризации характеристик преобразователей температуры [1-3]. Рассмотрим некоторые методы.

В работе [1] для линеаризации выходного сигнала мостовой схемы с одним платиновым термометром сопротивления в измерительную диагональ включается платино-платинородиевая термопара, ЭДС которой суммируется с выходным сигналом мостовой схемы. Выбором параметров напряжения питания и величин сопротивлений остальных плеч моста обеспечивается наличие трех точек полного совпадения нелинейной характеристики с линейной в начале, середине и конце диапазона измерений.

Метод линеаризации, описанный в работе [2], основан на включении в смежное по отношению к измерительному терморезистору плечо мостов схемы компенсирующего терморезистора последовательно с постоянным резистором. Подбором номиналов постоянных резисторов мостовой схемы можно получить три точки полного совпадения. Вариант такого метода предложен в работе [3], где для линеаризации температурной характеристики никелевого термометра сопротивления параллельно ему включен термостезависимый резистор.

Широко используются мостовые схемы, в которых сигнал разбаланса моста усиливается с помощью линейного усилителя и затем либо поступает в схему уравновешивания моста (автоматические потенциометры), либо используется для непосред-

венного измерения температуры [4, 5]. Здесь задача коррекции нелинейности характеристики датчика температуры решается введением в схему моста обратной связи через линейный усилитель в корректирующий терморезистор. Такой способ коррекции дает уменьшение исходной нелинейности характеристики, по мнению авторов работы [4], в 15 раз.

Органическими недостатками всех рассмотренных методов является неуниверсальность их применения и невозможность точной линейризации характеристик с большой величиной исходной нелинейности. Не случайно наиболее разработаны методы линейризации характеристик преобразователей температуры, так как они характеризуются малой величиной исходной нелинейности, возможностью использования нелинейных свойств мостовой схемы, большим выбором в подборе компенсирующих термоэлементов.

Известен также универсальный линейризатор. Разработанный авторами работы [6] универсальный функциональный преобразователь-линейризатор построен по принципу кусочно-линейной аппроксимации и рассчитан на линейризацию градусумовочных характеристик III. Такой линейризатор с большой точностью линейризует широкий класс монотонно меняющихся функций, имеющих не более одного перегиба. Недостатком такого способа является сложность системы выделения участков кривой с последующим введением мультипликативной поправки. Для увеличения точности аппроксимации необходимо учитывать количество участков аппроксимации. Следовательно, надо увеличивать и количество эталонных входных сигналов, соответствующих началу и концу выделяемого участка, что в ряде случаев делает такой способ линейризации малодоступным. Кроме того, при большом числе участков аппроксимации устройство имеет большие габариты и потребляемую мощность и низкую надежность, что также затрудняет его применение.

В настоящей работе рассматривается метод линейризации выходных аналоговых сигналов, позволяющий линейризовать широкий класс функций более простыми аналоговыми устройствами [7]. В основу метода положены нелинейные свойства операций деления и умножения с применением аналогового блока деления-умножения (БДУ).

Рассмотрим два способа линейризации с применением БДУ. Операции деления и умножения будут применяться к выходным сигналам III, которые представляют нелинейные функции измеряемого параметра. Эти функции и их производные до второй должны быть монотонными, что выполняется для широкого класса III. Величину исходной нелинейности  $\delta$  определим как максимальное отклонение функции от линейной зависимости, соединяющей начальную и конечную точки кривой. Для определения области применения предлагаемого метода и оценки точности линейризации сигналов в зависимости от величины исходной нелинейности удобно исследовать аналитические функции, которые в большинстве случаев описывают реальные выходные сигналы III.

В качестве последующих функций, отвечающих этим условиям, можно взять аналитические функции экспоненциальной и логарифмической зависимостей. Для упрощения анализа исследуемые функции следует пронормировать так, чтобы при изменении аргумента от 0 до 1 функция также менялась от 0 до 1.

Пусть

$$f_1(x) = \alpha (1 - \exp(-\beta x)); \quad (1)$$

$$f_2(x) = \alpha \ln(1 + \beta x), \quad (2)$$

где коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  подбираются в зависимости от исходной нелинейности функции.

Аналитически сущность предлагаемого метода состоит в формировании следующих функций:

$$F_1(x) = \frac{A_1 f(x)}{1 \pm K_1 f(x)}; \quad (3)$$

$$F_2(x) = \frac{A_2 f(x)(1 \pm K_2' f(x))}{1 \pm K_2'' f(x)}. \quad (4)$$

Функция  $F_1$  имеет три точки пересечения с линейной характеристикой. Для  $F_2$  таких точек будет четыре. Чтобы определить значения величин  $A_1$ ,  $K_1$  и  $A_2$ ,  $K_2'$ ,  $K_2''$  необходимо решить соответствующие системы уравнений, описывающие пересечение построенных функций с линейной зависимостью в выбранных точках полного совпадения:

$$F_i(x_j) = x_j,$$

где  $i = 1, 2$ , а индекс  $j$  соответствует номеру точки совпадения. Обычно эти точки выбирают в начале, в конце диапазона измерения и там, где величина нелинейности максимальна.

Были рассмотрены функции  $f_1$  и  $f_2$  с различной начальной нелинейностью от 10 до 45 % (нелинейность более 50 % означает существование экстремума, что противоречит требованию монотонности функциональной зависимости).

Определялись величины коэффициентов функций (3) и (4) и рассчитывалась погрешность линеаризации – максимальное отклонение (3) или (4) от отлогой линейной зависимости.

Для обеих функциональных зависимостей  $f_1$  и  $f_2$  были получены примерно одинаковые результаты, которые представлены ниже:

| $\delta, \%$   | 10   | 25  | 35  | 45  |
|----------------|------|-----|-----|-----|
| $\Delta_1, \%$ | 0.45 | 1.6 | 3.6 | 7.5 |
| $\Delta_2, \%$ | 0.06 | 0.1 | 0.4 | 0.6 |

Здесь  $\Delta_1$  – погрешность линеаризации по формуле (3), а  $\Delta_2$  – погрешность линеаризации по формуле (4).

Таким образом, из результатов аналитических расчетов видно, что применение формулы (4) на порядок лучше линеаризует кривую. На практике этот метод был использован при измерении концентрации газов для линеаризации выходных характеристик Ш.

По формуле (3) линеаризовывался выходной сигнал первичного преобразователя газосенсизатора ТП5502 (рис.1). Нелинейный сигнал  $U$  и опорное напряжение  $U_{он}$ ,

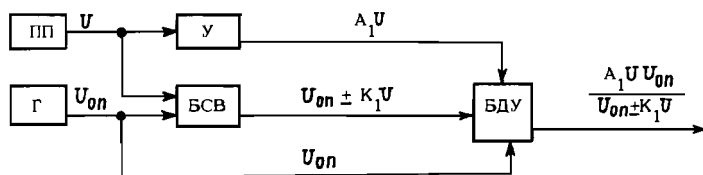


Рис.1. Схема линеаризации по методу "трёх точек полного совпадения".

вырабатываемые ПП и генератором (Г), подают на вход блока сложения-вычитания (БСВ). В БСВ формируется сигнал  $U_{оп} \pm K_1 U$ . Причем величины коэффициентов и знак определяются величиной и знаком нелинейности сигнала  $U$ . В результате при исходной  $\delta$  24 % была получена погрешность линейризации  $\Delta_1$ , не превышавшая 1.2 %.

По формуле (4) линейризовался выходной сигнал газонализатора на пары воды ЭПИООИ с электролитическим подогревным чувствительным элементом (рис.2). Здесь

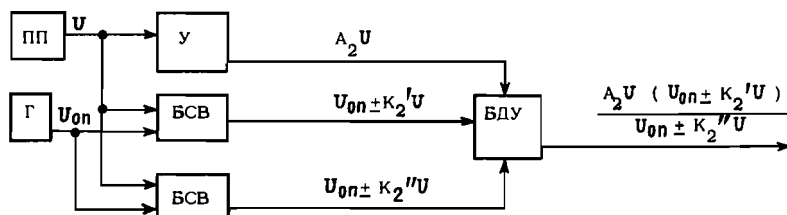


Рис.2. Схема линейризации по методу "четырёх точек полного совпадения".

формируются два опорных сигнала  $U_{оп} \pm K_2' U$  и  $U_{оп} \pm K_2'' U$ , которые подаются на вход БДУ. Начальная нелинейность выходного сигнала преобразователя паров воды составляла 32 %. Погрешность линейризации при этом не превышала 0.5 %.

Таким образом, полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с данными анализа. Предлагаемый способ дает возможность линейризовывать достаточно широкий класс функций с исходной нелинейностью  $\delta$  до 45 %. Устройство, реализующее данный способ, построено на простых, компактных и надежных аналоговых блоках. В схеме участвует усилитель (У). При этом величина нелинейности (погрешности линейризации) уменьшается в десять и более раз по методу "трех точек полного совпадения" и в пятьдесят и более раз по методу "четырёх точек полного совпадения". Преимущества данного способа сохраняются и в случае применения устройств с цифровой обработкой информации, поступающей от ПП. Линейризация будет состоять из небольшого числа арифметических операций с использованием одного или двух коэффициентов, что позволит экономить объем памяти, необходимой для хранения программы и коэффициентов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коган В.А.// Измерительная техника. 1971. № 12. С.49-50.
2. Массей И.// Приборы для научных исследований. 1972. № 8. С.95-96.
3. Душаев Г.А., Карчков В.А., Фандеев Е.И., Сологан И.Х.// Измерительная техника. 1981. № 6. С.37-40.
4. Захаров Б.А., Менделев Б.А., Фантюшин В.А.// Приборы и системы управления. 1981. № 7. С.14-15.
5. Volk W.T. // Technischen Messen. 1979. Bd 46, No. 5. 375-376, 381-382.
6. Горцин В.И., Калук Б.Г., Кравченко А.А.// Методы и приборы для анализа состава веществ (Науч.тр.). Киев, 1975. С.109-115.
7. А.о.1061056 СССР.// Б.И. 1983. № 46.