

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ ХАРАКТЕРИСТИК СИММЕТРИЧНОГО ДВОЙНОГО ЗОНДА ЛЕНГМЮРА (СДЗЛ) НА ОСНОВЕ ПРЕДЛОЖЕННОГО ПОКАЗАТЕЛЯ КАЧЕСТВА

**Нофель В. П.¹, Николаенко В. М.¹, Ямпольский Ю. С.¹, Еримичой И. Н.¹, Безру-
ких В. В.², Венедиктов А. Ю.¹, Чемес Е. А.¹, Мамедов К.Я.¹**

¹Одесский Национальный политехнический университет (ОНПУ)

²Институт космических исследований РАН, г. Москва

Для измерения параметров ионосферной плазмы (электронной температуры $U_{\text{Э}}$, концентрации заряженных частиц N), плазмы, обладающей направленной скоростью, изменяющейся во времени предпочтительным является симметричный двойной зонд Ленгмюра (СДЗЛ), поскольку он не чувствителен к скорости потока заряженных частиц, вторичной эмиссии и фотоэффекту [1]. Основную погрешность СДЗЛ даёт ионный ток и ёмкость двойного слоя [2, 3]. При правильном выборе периода анализирующего напряжения ёмкостную составляющую погрешности можно исключить. Что же касается ионного тока, то здесь проблема значительно сложнее, как это будет показано ниже.

Как следует из [1], есть два метода определения $U_{\text{Э}}$: метод полулогарифмического графика и метод эквивалентного сопротивления. Приведём соответствующие выражения для определения $U_{\text{Э}}$ (здесь $U_{\text{Э}} = kT_{\text{Э}}/e$ — нормированная по e электронная температура)

$$U_{\text{Э}} = \left[\frac{d}{dU_A} \ln \left(\frac{i + i_{n1}}{i_{n2} - i} \right) \right]^{-1}, \quad (1.1)$$

$$U_{\text{Э}} = \frac{i_{n2} \cdot i_{n1}}{i_{n1} + i_{n2}} \left| \frac{dU_A}{di} \right|, \quad (1.2)$$

где U_A — анализирующее напряжение, i — ток ДЗЛ, i_{n1}, i_{n2} — ионные токи первого и второго электродов ДЗЛ, e — заряд электрона, K — постоянная Больцмана.

Вычисление концентрации заряженных частиц N по зондовой характеристике ДЗЛ и одиночного зонда Ленгмюра (ОЗЛ) практически совпадают. Поэтому в методе СДЗЛ концентрация ионов может быть вычислена из ионного тока насыщения i_0 :

$$N = i_0 / [Se^{3/2} (U_{\text{Э}}/M)^{1/2}], \quad (1.3)$$

где S — площадь электродов СДЗЛ, M — масса ионов плазмы.

Для СДЗЛ при $U_A = 0$ $i_{n1} = i_{n2} = i_0$.

Из приведённых формул видно, что конечный результат обработки зондовых характеристик $(U_{\mathcal{E}}, N)$ непосредственно зависит от ионного тока при $U_A = 0$, т. е. от i_0 . Погрешность его определения прямо влияет на погрешность определения параметров плазмы. При плохой насыщенности зондовой характеристики ионный ток, вообще говоря, сложным образом зависит не только от $U_{\mathcal{E}}$ и N , но и от анализирующих напряжений, магнитных полей, состава ионной компоненты плазмы, её направленной скорости, нейтральных соударений и т. д.

Поскольку СДЗЛ является дифференциальным датчиком, ряд указанных здесь (и других) факторов в значительно меньшей степени сказывается на i_u . Однако за счёт увеличения собирающей поверхности СДЗЛ при больших анализирующих напряжениях ионный ток подвергается большим изменениям. В этих условиях становится сложным определить i_0 , так как не существует точной аналитической зависимости $i_n = f(\varphi)$, здесь φ — потенциал электрода зонда. В ряде источников [2, 3] приводятся приближённые выражения (для ОЗЛ) вида $i_n = f(\varphi)$. Что же касается СДЗЛ, то, поскольку зависимость $\varphi_1 = \beta_1(U_A)$, $\varphi_2 = \beta_2(U_A)$ обычно неизвестна (здесь φ_1 и φ_2 — потенциалы первого и второго электродов ДЗЛ соответственно), то зависимость $i_n = \sigma(U_A)$ также неизвестна.

Ионный ток в этом случае (имеется в виду i_0) определяется различными графо-аналитическими способами, что ведёт к существенной погрешности вычисления $U_{\mathcal{E}}$ и N . В [7] приводится так называемый способ лекальных приближений, который является наиболее точным. Однако этот способ коррекции на i_n (как и другие) затрудняет обработку зондовых характеристик на борту КА, равно как и в лабораторных условиях, поскольку последняя требует значительного интервала времени. В результате нарушается связь эксперимент — коррекция. Кроме того, в способе лекальных приближений необходимо, чтобы амплитуда анализирующего напряжения удовлетворяла условию

$$10 \leq U_A / U_{\mathcal{E}} \leq 35. \quad (1.4)$$

Оно может быть выполнено лишь при низких $U_{\mathcal{E}}$ (в ионосферной плазме). В струе плазменных двигателей (маршевых), а также в разгонных блоках $U_{\mathcal{E}}$ может достигать таких значений, что выполнение (1.4) не представляется возможным из-за пробоя двойного слоя, сопровождающегося колебательными процессами в промежутке «зонд-плазма», как это указывается в работе Альвена [4]. Поскольку пробой двойного слоя можно исключить только снижая амплитуду анализирующих напряжений, выполнение неравенства (1.4) становится невозможным, что ведёт к возрастанию погрешности определения $U_{\mathcal{E}}$. К сказанному добавим, что при хорошем насыщении ионного тока задача определения электронной температуры и концентрации плазмы при помощи тради-

ционных алгоритмов значительно упрощается, и выполнение неравенства (1.4) становится необязательным. При этом достаточно, чтобы

$$5 \leq U_A / U_{\ominus} \leq 10. \quad (1.5)$$

Вместе с тем при большой температуре электронов и большой концентрации потребляемая генераторами анализирующих напряжений мощность становится соизмеримой с потребляемой мощностью P измерительного комплекса в целом. Это приводит к увеличению энергопотребления аппаратуры, и в конечном итоге — к увеличению общей массы КА, если речь идёт о бортовых измерениях параметров плазменных струй. Поскольку сведения о проведении указанных экспериментов нам неизвестны, приведём данные, опубликованные в работах ИКИ РАН. Так, в экспериментах с цезиевой плазмой (активных) ($M = 2.210^{-25}$ кг) при $N = 10^{16} \text{ м}^{-3}$, $U_{\ominus} = 20 \text{ В}$, $S = 10^{-3} \text{ м}^2$ ионный ток насыщения составляет 6 мА. Тогда на основании (1.5) $P = 0.6 \dots 1.2 \text{ Вт}$. Для сравнения укажем, что мощность, потребляемая электронным блоком “Пеленг–ИРП” (эксперимент “Грузия-60-Спурт”), “Пеленг–ИРП-02,03” (эксперименты “Плазма-1”, “Плазма-2”) составила 2.5 Вт и 1.5 Вт соответственно.

Поскольку СДЗЛ широко используется для измерения параметров периферийной плазмы в ТОКАМАКАх, уместно упомянуть, что проблема уменьшения мощности генераторов анализирующих напряжений стоит весьма остро. Так, в работе [7] показано, что в ТОКАМАКАх ТЭТР и JET $P = 1 \text{ кВт}$ (при $U_{\ominus} = 100 \text{ В}$, $N = 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $S = 10^{-4} \text{ м}^2$, $i_0 = 5 \text{ А}$). Здесь же указывается на то, что в больших перспективных ТОКАМАКАх (Tore Supraugt) ожидаемое значение P может быть значительно выше.

В заключение анализа традиционных вычислительных алгоритмов следует отметить, что большие ионные токи ДЗЛ могут привести к нарушению физических процессов в плазме. И ДЗЛ как “плавающая” система теряет свои преимущества.

В работах [5, 6] независимо предложено два различных вычислительных алгоритма, инвариантных к изменению ионного тока. Оба функционируют при пониженных анализирующих напряжениях ($U_A < U_{\ominus}$) и свободны от недостатков традиционных вычислительных алгоритмов. В [6] разработан алгоритм применительно к модификации ДЗЛ–асимметричному ДЗЛ (АДЗЛ). Реализация алгоритма производится так. На АДЗЛ подаётся разнополярное анализирующее напряжение, амплитуда которого увеличивается до такого значения, при котором отношения токов, измеряемых на обеих полуволнах напряжения, станет равным наперёд заданному значению R .

Соотношение R является функцией (U_A / U_{\ominus}), но при обязательном условии, что $U_A < U_{\ominus}$. Электронная температура определяется выражением

$$U_{\ominus} = U_0 |\ln(1/R)|. \quad (1.6)$$

Здесь $U_0 = U_A$ для заданного значения R .

Указанный алгоритм нельзя применять к СДЗЛ, так как при любом значении $U_A R = 1$. В этом его недостаток. Кроме того, здесь возникают погрешности, связанные с разной величиной фототока (в режиме свечения плазменной струи двигателя) и вторичной эмиссии с электродов АДЗЛ.

В работе [5] предложен алгоритм, которому присущи те же преимущества, что и алгоритму АДЗЛ. Реализация алгоритма производится следующим образом. На СДЗЛ подаётся однополярное анализирующее напряжение, поскольку его зондовая характеристика симметрична. Форма анализирующего напряжения, как и в алгоритме АДЗЛ, не влияет на результаты измерений. Текущее значение тока интегрируется по U_A и одновременно перемножается с U_A . Результаты этих двух операций сравниваются путём деления результата первой операции на результат второй:

$$\int_0^{U_0} i(U_A) dU_A / i(U_A) U_A .$$

Анализирующее напряжение увеличивают до такого значения, при котором отношение сравниваемых величин станет равным наперед заданному значению γ . Тогда электронная температура и величина U_0 будут связаны однозначно некими постоянными коэффициентами в соответствии с выражением (при аппроксимации зондовой характеристики гиперболическим тангенсом)

$$\gamma = \frac{\ln \operatorname{ch} x}{x \operatorname{th} x} , \quad (1.7)$$

где $x = U_0/2U_{\text{Э}}$.

Так, если $\gamma = 0.52$, то $U_{\text{Э}} = U_0$. При других значениях γ , $U_{\text{Э}}$ и U_0 будут связаны коэффициентом меньшим единицы, т. е. всегда должно выполняться неравенство $U_A < U_{\text{Э}}$. Нетрудно видеть, что предложенный алгоритм применим к АДЗЛ и ОЗЛ. Но ему присущ один недостаток. Дело в том, что измерение γ (как и R) сопровождается действием помех, источники которых имеют разную природу. Возникающая при этом погрешность измерения γ ведёт в конечном итоге к погрешности определения $U_{\text{Э}}$ и N , как это видно из (1.7) и (1.3). Более эффективным будет алгоритм, помехоустойчивость которого выше. Иными словами, из сравниваемых алгоритмов более предпочтительным является тот, в котором при равной относительной погрешности измерения γ относительная погрешность определения x окажется меньше. Для количественной оценки эффективности алгоритма введён в рассмотрение показатель качества алгоритма. Здесь показано, что таким показателем качества может служить величина, обратная модулю относительной погрешности определения x : $\Pi = |1/\delta x|$. Если выразить показатель качества через параметры алгоритма x , γ , крутизны $S = d\gamma/dx$ и относительной погрешности определения γ : $\delta_\gamma = \Delta\gamma/\gamma$ и учесть, что $\Delta\gamma = (d\gamma/dx)\Delta x$, то

$$\Pi = \left| xS / \delta_\gamma \gamma \right|. \quad (1.8)$$

Результаты расчётов показывают, что для $U_0 = 0.8 U_\ominus$ и $\delta_\gamma = \delta_R$. $\Pi_{\text{АДЗЛ}}/\Pi_{\text{СДЗЛ}} = 3.6$, т. е. алгоритм АДЗЛ более помехоустойчив. В условиях космических экспериментов задача обеспечения необходимой помехоустойчивости часто бывает трудновыполнимой, особенно при монтаже измерительных комплексов на платформах вне гермоотсеков. Это касается и наземных испытаний при функционировании различной бортовой аппаратуры. Результаты исследований, приведённых в работе [5], показали, что для разработки более эффективных алгоритмов необходимы следующие приёмы:

1. Однократные либо многократные функциональные преобразования тока СДЗЛ (интегрирование, дифференцирование тока СДЗЛ по U_A , модуляция тока СДЗЛ и результатов его преобразований анализирующим напряжением и т. д.).
2. Сравнение результатов преобразования путём деления одной из функций преобразования тока СДЗЛ на другую, при котором возникает однозначная зависимость между U_\ominus и U_A , а ионный ток исключается.

Иллюстрацией такого подхода является, собственно, алгоритм, предложенный в [5]. Алгоритм, предложенный в [6], сохраняя признаки алгоритма [5] (анализ зондовой характеристики при $U_A < U_\ominus$, введение параметра R , аналогичного по физическому смыслу γ), не предполагает каких-либо функциональных преобразований тока АДЗЛ. Этой операции удалось избежать ценой «искажения» зондовой характеристики СДЗЛ путём значительного увеличения площади одного из электродов (переход к АДЗЛ). Но, как указывалось выше, использование АДЗЛ не всегда является приемлемым.

Развивая положения, изложенные в [5, 6], с учётом проведённого анализа, определяется одно из возможных подмножеств функциональных преобразований тока СДЗЛ.

Рассматривается подмножество, образованное членами ряда Тейлора:

$$f(U_A + U_\sim) = f(U_A) + \frac{\sum_0^\infty f^{(n)}(U_A)U_\sim^n}{n!}, \quad (1.9)$$

где U_\sim — амплитуда модулирующего напряжения.

Ограничившись первыми четырьмя членами ряда, получают

$$\begin{aligned} i(U_A + U_\sim) = & i_0 \operatorname{th} x + i_0 U_\sim / 2U_\ominus \operatorname{ch}^2 x - \\ & - i_0 U_\sim^2 \operatorname{th} x / 4U_\ominus^2 \operatorname{ch}^2 x - \\ & - i_0 U_\sim^3 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x) / 24U_\ominus^3 \operatorname{ch}^4 x \end{aligned}$$

Далее четыре члена ряда дают шесть соотношений, а именно:

$$Q_{12} = 2U_{\Theta} \operatorname{sh} x \operatorname{ch} x / U_{\sim},$$

$$Q_{13} = -4U_{\Theta}^2 \operatorname{ch}^2 x / U_{\sim}^2,$$

$$Q_{14} = -24U_{\Theta}^3 \operatorname{ch}^4 x \operatorname{th} x / U_{\sim}^3 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x),$$

$$Q_{23} = -2U_{\Theta} / U_{\sim} \operatorname{th} x, Q_{24} = -12U_{\Theta}^2 \operatorname{ch}^2 x / U_{\sim}^2 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x), Q_{34} = 6U_{\Theta} \operatorname{ch}^2 x \operatorname{th} x / U_{\sim} (1 - 2\operatorname{sh}^2 x).$$

Здесь индексы при Q — сочетание номеров членов ряда. Показано, если U_{\sim} зависит от U_A линейно, т. е. $U_{\sim} = \eta U_A$ ($\eta \ll 1$), то

$$\gamma_{12} = \operatorname{sh} x \operatorname{ch} x / \eta x,$$

$$\gamma_{13} = -\operatorname{ch}^2 x / \eta^2 x^2,$$

$$\gamma_{14} = -3\operatorname{ch}^4 x \operatorname{th} x / \eta^3 x^3 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x),$$

$$\gamma_{23} = -1 / \eta x \operatorname{th} x,$$

$$\gamma_{24} = -3\operatorname{ch}^2 x / \eta^2 x^2 (1 - 2\operatorname{sh}^2 x),$$

$$\gamma_{34} = 3\operatorname{ch}^2 x \operatorname{th} x / \eta x (1 - 2\operatorname{sh}^2 x).$$

В проведённых расчётах $\eta = 0.1$.

На рисунке 1 приведены графики показателей качества алгоритмов СДЗЛ, нормированных по показателю качества алгоритма АДЗЛ ($\Pi_{j,i}^* = \Pi_{j,i} / \Pi_{\text{АДЗЛ}}$) для $x = 0.1 \dots 0.5$ и $\delta_{\gamma} = \delta_R$.

В расчётах использовалось среднее значение крутизны каждого из алгоритмов на рассматриваемых отрезках X ($S_{\text{CP}} = \Delta\gamma / \Delta x$). Графики показывают, что из шести предложенных алгоритмов лишь один (Π_{12}) оказался хуже алгоритма АДЗЛ на всём интервале x . Остальные много эффективнее, хотя в узком интервале (в окрестностях $X = 0.1 \dots 0.4$, $X = 0.4 \dots 0.5$) алгоритмы Π_{14}^* , Π_{24}^* , Π_{34}^* дают значительный показатель качества. Обращает на себя внимание, что показатели качества Π_{13}^* , Π_{23}^* , Π_{24}^* возрастают при уменьшении x . Но при малых токах уменьшается отношение сигнал/шум, а одновременное повышение показателя качества может привести к компенсации погрешности измерений температуры. Отмечается, что в модуляционном методе часто используется модуляционное напряжение постоянной амплитуды. Тогда величина U_{\sim} в начале характеристики становится соизмеримой с U_A и принятая модель согласно (1.9) вносит дополнительную погрешность, определяемую членами ряда более высокого порядка. Возрастание показателя качества и в этом случае может вносить компенсирующий эффект. При больших U_A отношение U_{\sim} / U_A уменьшается. Выделение малого параметра на фоне большого U_A создаёт дополнительную погрешность. Здесь все алгоритмы, кроме Π_{13} и Π_{23} могут вносить компенсацию погрешности измерений X .

1. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1979. –289с.
2. Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хадлстоуна и С. Леонарда. –М.: Мир, 1967.,–540с.
3. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте–Хольтгревена. –М.: Мир,1971., –515с.
4. Альвен Х. Космическая плазма –М.: Мир,1983 –213с.
5. Емельянов С. Л., В. П. Нокель, Ямпольский Ю.С. Потенциальные возможности вычислительных алгоритмов определения параметров плазмы при использовании симметричного двойного зонда Ленгмюра // Труды Одесского политехнического университета, Вып. 3(9). –ОПУ, 1999. –С. 218–222.
6. Учкан Т. Асимметричный двойной зонд Ленгмюра: применение при малом сигнале // Приборы для научных исследований –1987, –№12. –. 48–50 с.
7. Петерсон Е., Толбот Л. Измерения одиночными и двойными зондами в бесстолкновительной плазме // Ракетная техника и космонавтика. –1970. –т.8.–№12.- С. 126–132.

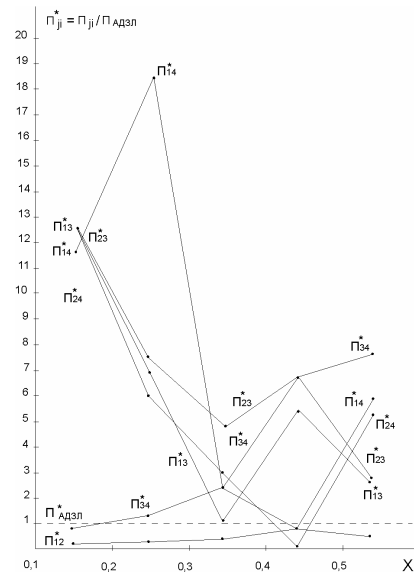


Рис. 1. Графики показателей качества алгоритмов СДЗЛ, нормированных по показателю качества алгоритма АДЗЛ