

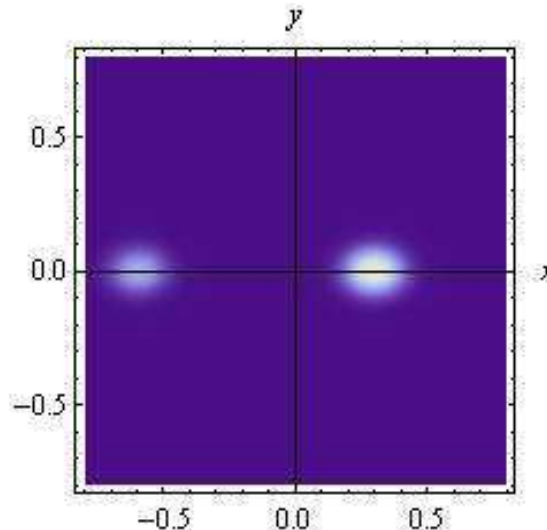


Рис. 4. График  $|\Psi_0(x, t_3)|^2$

Таким образом, функция  $|\Psi_0(x, t)|^2$  дупериодична по времени (колебания вдоль оси  $x$  и  $y$ ). Колебания вдоль оси  $y$  сопровождаются изменением остроты пиков, а колебания вдоль оси  $x$  представляют собой периодическое движение пиков, в результате которого пики за полпериода меняются местами.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багров В.Г., Белов В.В., Трифонов А.Ю. Методы математической физики. Асимптотические методы: Учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – 166 с.
2. Карасев М.В. О вейлевском и упорядоченном исчислении некоммутирующих операторов. – Матем. заметки, 1979, т. 26, вып. 6, с. 885-907.

## ОЦЕНКА ОТКЛОНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ ТЕРМОЭМИССИОННОГО ДИОДА ОТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Пискунова Т.А.  
ta042@rambler.ru

*Научный руководитель: к.т.н., доцент ТПУ В.П. Зимин*

### Введение

Термоэмиссионный преобразователь (ТЭП) - преобразователь тепловой энергии в электрическую на основе использования эффекта термоэлектронной эмиссии.

Дуговой режим ТЭП характеризуется большими плотностями токов  $J$  и значительным отклонением параметров плазмы от термодинамического равновесия [1, 2].

В связи с задачей количественного сравнения теоретических и экспериментальных данных возникает необходимость оценки отклонения распределений параметров плазмы термоэмиссионного диода от термодинамического равновесия (ТДР). Введение метрики также позволяет количественно оценивать экспериментальные распределения параметров плазмы, полученные для различных параметров диода, друг с другом [3].

Термодинамическое состояние плазмы изотермического ТЭП описывается следующими характеристиками параметров плазмы:  $T_E = T_C$ ,  $F_E = F_C$ ,  $T_e(x) = T(x) = T_E$ ,  $J_i(x) = J_e(x) = J = 0$ ,  $n(x) = n_T$ , где  $T_E$ ,  $T_C$ ,  $F_E$ ,  $F_C$  – соответственно температуры и работы выхода эмиттера и коллектора;  $T_e(x)$ ,  $T(x)$  – распределения температуры электронов и тяжелых частиц;  $J_i(x)$ ,  $J_e(x)$  – распределения плотностей

токов электронов и ионов;  $J$  – плотность тока диода;  $n_T$  – плотность ТДР плазмы. На графиках распределения отличные от нуля представляют собой прямые, параллельные оси  $x$ , в межэлектродном зазоре размером  $d$  (Рис.1.).

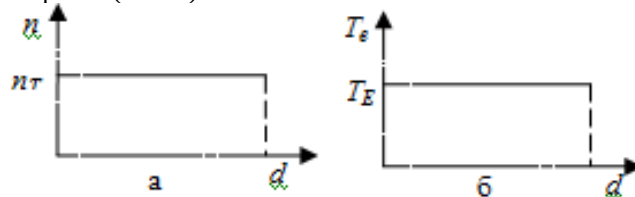


Рис. 1. Характеристики ТДР плазмы изотермического диода: концентрации  $n=n(x)$  (а) и температуры электронов  $T_e=T_e(x)$  (б)

Пространственные производные параметров ТДР плазмы изотермического диода тождественно равны нулю, следовательно, их фазовые портреты представляют собой точки, лежащие на оси абсцисс (Рис. 2.)

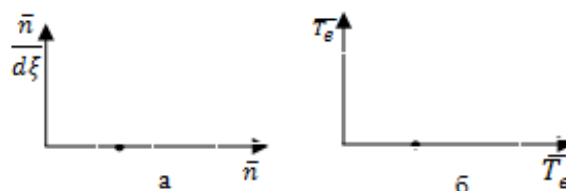


Рис. 2. Нормированные фазовые портреты характеристик равновесной плазмы изотермического диода: концентрации  $n=n(x)$  (а) и температуры электронов  $T_e=T_e(x)$  (б)

Для оценки отклонений будем использовать нормированные фазовые портреты (рис. 4–6) распределений параметров плазмы [5], построенные на основе экспериментальных данных [4] при  $T_E=915$  К,  $p_{Cs}=0,44$  мм рт.ст.,  $d=0,1$  см,  $n_T=1,081899667445814 \cdot 10^7$ .

Измерение отклонения состояния дуговой плазмы от ТДР состоит в вычислении площади на фазовой плоскости, заключенной между кривой нормированного фазового портрета каждого из распределений параметров плазмы и прямыми, соединяющими крайние точки фазового портрета, с точкой фазовой плоскости описывающей соответствующий нормированный фазовый портрет состояния ТДР плазмы изотермического термоэмиссионного диода.

Чтобы измерить упомянутые площади, достаточно разбить их на множество треугольников (рис. 3) и вычислить сумму площадей. В данной работе использовалась разбивка дуги фазового портрета на  $n=20$  частей.

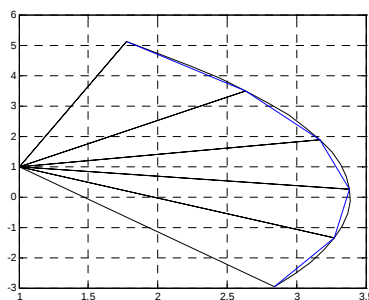


Рис. 3. Пример вычисления площади для  $n=5$  частей

Кроме выше указанной метрики, можно ввести вторую, которая основана на вычислении площади на фазовой плоскости, заключенной между кривой нормированного фазового портрета и прямыми, соединяющими крайние точки с началом координат. Такие прямые описывают эффективные граничные условия III рода.

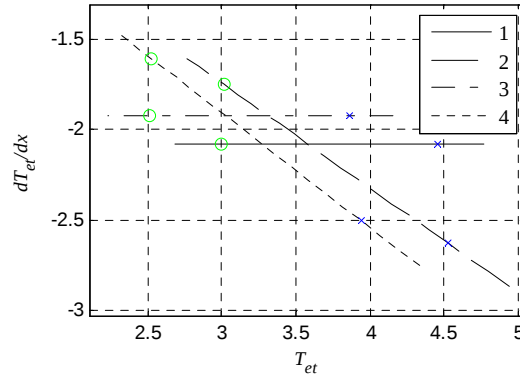


Рис. 4. Нормированные фазовые портреты распределения  $T_{et}=T_{et}(x)$  для 1, 2 –  $J=0,26 \text{ A/cm}^2$  и 3, 4 –  $J=0,33 \text{ A/cm}^2$ . 1, 4 – для аппроксимации полиномом 1-й степени; 2, 4 – для аппроксимации экспонентой

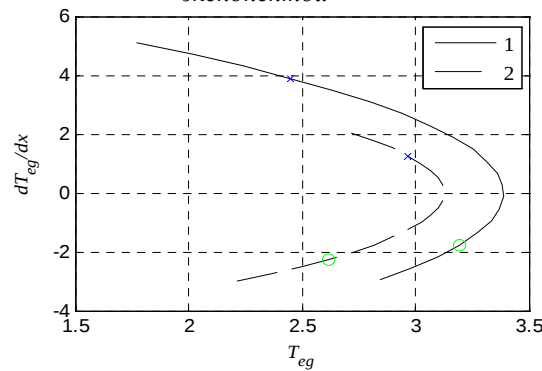


Рис. 5. Нормированные фазовые портреты распределения  $T_{eg}=T_{eg}(x)$  для 1 –  $J=0,26 \text{ A/cm}^2$  и 2 –  $J=0,33 \text{ A/cm}^2$  для аппроксимации полиномом 2-й степени.

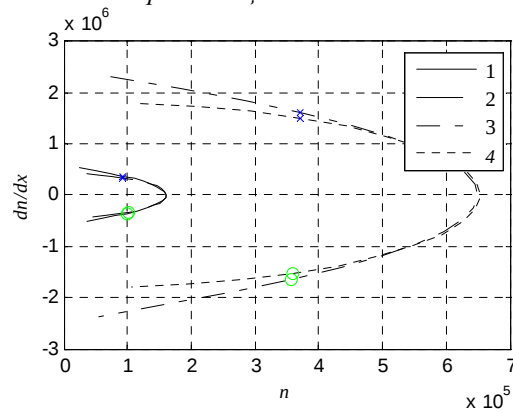


Рис. 6. Нормированные фазовые портреты распределения  $n=n(x)$  для 1, 2 –  $J=0,26 \text{ A/cm}^2$  и 3, 4 –  $J=0,33 \text{ A/cm}^2$ . 1, 3 – для квадратичной аппроксимации, 2, 4 – для синусоидальной

#### Полученные результаты и их обсуждение

Для проведения вычислений был использован математический пакет MatLab. Были получены следующие результаты: табл. 1.

Таблица 1. Значения отклонений параметров плазмы от термодинамического равновесия ( $S_1$ ) и от начала координат ( $S_2$ ).

| Параметр         | Вид приближающей функции $f(x)$     | $S_1$ , отн. ед. | $S_2$ , отн. ед.       |
|------------------|-------------------------------------|------------------|------------------------|
| $T_{et1}(x)$ , К | $p_1 \cdot x + p_2$                 | 2,162            | 2,162                  |
|                  | $a_1 \cdot \exp(b_1 \cdot x)$       | 0,633            | $1,332 \cdot 10^{-14}$ |
| $T_{et2}(x)$ , К | $p_1 \cdot x + p_2$                 | 1,855            | 1,855                  |
|                  | $a_1 \cdot \exp(b_1 \cdot x)$       | 0,649            | $7,772 \cdot 10^{-15}$ |
| $T_{eq1}(x)$ , К | $p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x + p_3$ | 11,274           | 15,312                 |

|                   |                                     |                       |                       |
|-------------------|-------------------------------------|-----------------------|-----------------------|
| $T_{eq2}(x), K$   | $p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x + p_3$ | 5,941                 | 8,461                 |
| $n_1(x), cm^{-3}$ | $p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x + p_3$ | $1,049 \cdot 10^{11}$ | $1,049 \cdot 10^{11}$ |
|                   | $a_2 \cdot \sin(b_2 \cdot x + c_2)$ | $8,984 \cdot 10^{10}$ | $8,984 \cdot 10^{10}$ |
| $n_2(x), cm^{-3}$ | $p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x + p_3$ | $1,975 \cdot 10^{12}$ | $1,975 \cdot 10^{12}$ |
|                   | $a_2 \cdot \sin(b_2 \cdot x + c_2)$ | $1,661 \cdot 10^{12}$ | $1,661 \cdot 10^{12}$ |

Исходя из представленных данных, значения отклонений от положения равновесия и от начала координат для концентрации  $n$  очень близки, в то время как для температур быстрых электронов  $T_{eq}$  эти показатели существенно различаются. Для температур тепловых электронов  $T_{et}$  нельзя однозначно расценивать, так как для линейной функции значения отклонения равны, однако для экспоненциальной приближающей функции второе значение  $\approx 0$ .

С увеличением  $J$  растет значение отклонений для  $n$ , уменьшается для  $T_{eq}$ , а для  $T_{et}$  имеет различное поведения для разных аппроксимирующих функций.

#### **Заключение**

В связи с незначительными изменениями значений отклонений от положения равновесия и от начала координат для концентрации  $n$ , нет необходимости искать отклонение от равновесного состояния плазмы, а достаточно воспользоваться граничными условиями III рода. Однако нельзя аналогично поступить при вычислении отклонений для температур электронов. Отклонения состояния дуговой плазмы существенно изменяются при увеличении значения плотности тока и имеют зависимость от вида аппроксимирующих функций: электронов  $T_{eq}$  вычисления по второй метрики дают увеличение площади, занимаемой нормированными фазовыми портретами, на 20–30 % больше, чем по первой метрики. Для  $T_{et}$  существенные различия площадей, занимаемых нормированными фазовыми портретами, имеются для экспоненциальной функции аппроксимации. Это объясняется тем, что для второй метрики нормированный фазовый портрет полностью лежит на прямой, проходящей через начало координат, т.е. в этом случае можно говорить о длине фазового портрета, а не о его площади. В связи с этим обстоятельством требуется проведение дополнительных исследований условий применения второй метрики.

#### **Литература**

1. Стаханов И.П., Пашенко В.П., Физические основы термоэмиссионного преобразования энергии – М.: Атомиздат, 1973. – 374 с.
2. Бакшт Ф.Г., Дюжев Г.А., Термоэмиссионные преобразователи и низко-температурная плазма – М.: Наука, 1973. – 480 с.
3. Зимин В.П. Развитие метода фазовой плоскости для анализа решений краевых задач // Известия Томского политехнического университета. – 2012. – Т. 321. – № 2. – С. 17–21.
4. Низковольтная дуга в термоэмиссионных преобразователях. / Ф.Г. Бакшт, Г.А. Дюжев, И.Л. Коробова и др. // ЖТФ. – 1968. – Т. 38. – Вып. 7. – С. 1075–1094.
5. Аппроксимация параметров цезиевой плазмы в дуговом режиме ТЭП/ Пискунова Т.А., Зимин В.П.//Ресурсоэффективным технологиям - энергию и энтузиазм молодых [Электронный ресурс] - 2013 г. /НИ ТПУ.— [С. 50-54].

## **ДЕКОМПОЗИЦИЯ ТРАССЫ ОТРАЖЕННЫХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ПО ДАННЫМ ВЕРТИКАЛЬНОГО СЕЙСМИЧЕСКОГО ПРОФИЛИРОВАНИЯ**

Поданёва Д.С.

E-mail: dariapodaneva@gmail.com

*Научный руководитель: к.т.н., доцент, Степанов Д.Ю.*

Для расчета пластовых скоростей необходимо задать модель расположения пластов. Выбор количества и толщины каждого пласта есть задача аппроксимации скоростного закона. Хотя данная задача относится к классу некорректных (приводящих к множеству решений, а малое отклонение исходных данных к значительным погрешностям), адекватность построенной модели среды можно