

01;04;07

Аналитическая модель плазменного фотопреобразователя

© Н.А. Горбунов,¹ G. Flamant²¹ Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, 198904 Санкт-Петербург, Россия² Institut de Science et de Génie de Matériaux et Procédés, BP5—Odeillo—F 66125, Font-Romeu, Cedex-France
e-mail: gorbunov@paloma.spbu.ru

(Поступило в Редакцию 4 марта 2004 г.)

Рассматривается вопрос об использовании фотоплазмы для прямого преобразования световой энергии в электрическую энергию. Показано, что возникновение фотоэдс является следствием амбиполярной разности потенциалов при неоднородной ионизации паров щелочных металлов оптическим излучением. Проведен расчет вольт-амперных характеристик и получена оценка эффективности плазменного фотопреобразователя с плоскими электродами.

Наиболее эффективным методом снижения стоимости фотоэлектричества является использование концентрированного излучения [1]. Помимо применения полупроводниковых элементов в настоящее время ведется активный поиск новых технологий для прямого преобразования концентрированной световой энергии в электричество. Разработана модель для преобразования высокоинтенсивного светового излучения (kW/cm^2) газового СО лазера с использованием термоэмиссионного преобразователя [2]. Устройство „Alkali Metal Thermal to Electric Converter“ (АМТЕС) предполагается использовать для преобразования солнечного излучения [3]. Принцип действия АМТЕС основан на разделении зарядов при помощи мембраны, хорошо проводящей ионы натрия и являющейся изолятором для электронов.

Использование низкотемпературной плазмы для прямого преобразования световой энергии в электрическую энергию исследовано крайне мало. Известно предложение по созданию конвертора солнечной энергии в электричество на базе магнитогидродинамического (МГД) преобразования в изотермической плазме щелочных металлов [4]. Другим методом прямого преобразования кинетической энергии заряженных частиц в электричество в плазме является использование амбиполярной разности потенциалов. Применение данного способа обсуждалось в связи с задачей повышения эффективности использования горючего в термоядерных реакторах [5].

Экспериментальные исследования по использованию амбиполярной разности потенциалов в фотоплазме щелочных металлов для прямого преобразования энергии концентрированного излучения в электрический ток начаты в работах [6,7]. Процесс образования плазмы в парах щелочных металлов является хорошо изученным явлением [8]. Эффективность этого процесса возрастает на несколько порядков величины, когда длина волны падающего излучения соответствует линии поглощения щелочного атома. Еще в первых работах по исследованию фотоплазмы было показано, что коэффициент преобразования энергии излучения в энергию ионизации может приближаться к единице [9]. Интересной особенностью проведенных измерений [6,7] явилось то, что

величина фотоэдс в плазме составила 3–4 В, что практически на порядок больше по сравнению с полупроводниковыми элементами. Указанные значения фотоэдс являются следствием высоких температур электронов, которые были измерены в фотоплазме [10].

В данной работе строится модель, описывающая возникновение фотовольтаического эффекта в плазме под действием концентрированного светового излучения. Рассматривается преобразователь с плоскими электродами, являющийся простейшим случаем с точки зрения описания амбиполярного поля в плазме.

Вычисление вольт-амперной характеристики (ВАХ) преобразователя

Рассмотрим упрощенную математическую модель возникновения фотоэдс в плазме, создаваемой под действием концентрированного светового потока между двумя плоскими электродами A и B , расстояние между которыми равно L . Пусть возбуждению подвергается узкий слой, в котором сосредоточена основная концентрация возбужденных атомов. Зона возбуждения находится на расстоянии x_0 от одного из электродов. При дальнейшем анализе будем пренебрегать краевыми эффектами и рассматривать задачу в одномерном приближении. Известно, что основной механизм ионизации в фотоплазме определяется столкновениями электронов с резонансно возбужденными атомами [8]. Это позволяет представить источник ионизации в виде дельта-функции $Q \cdot \delta(x - x_0)$, где Q — скорость ионизации. В отсутствие комбинации заряженных частиц в объеме диффузионное уравнение для плотности заряженных частиц в плазме (n) примет следующий вид:

$$D_a \frac{d^2 n}{dx^2} = Q \cdot \delta(x - x_0). \quad (1)$$

Здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии. В случае равновесных распределений по энергиям электронов и ионов $D_a = D_i(1 + T_e/T_i)$, где D_i — коэффициент диффузии ионов, T_e и T_i — температуры электронов

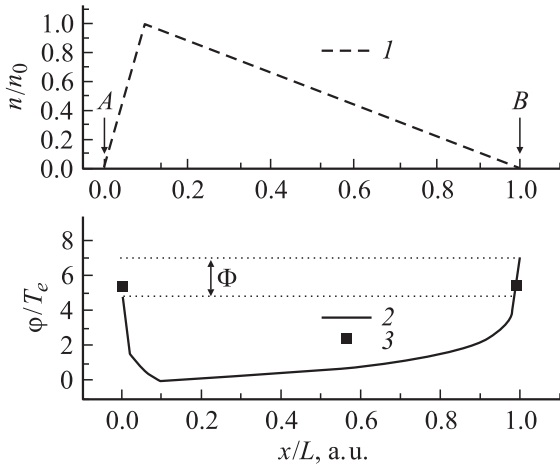


Рис. 1. Пространственные распределения концентрации заряженных частиц (1), потенциала при разомкнутой внешней цепи (2) и значение потенциала электродов в режиме короткого замыкания (3) при $x_0/L = 0.1$, $\lambda_i/L = 0.02$, $T_i/T_e = 0.1$.

и ионов соответственно. Решение уравнения (1) с нулевыми граничными условиями $n(0) = n(L) = 0$ имеет вид (рис. 1, кривая 1)

$$n(x) = \frac{n_0}{x_0} x \quad \text{при} \quad 0 \leq x \leq x_0, \quad (2a)$$

$$n(x) = \frac{n_0}{L-x_0} (L-x) \quad \text{при} \quad x_0 \leq x \leq L. \quad (2b)$$

Концентрация заряженных частиц n_0 в точке x_0 задается соотношением $n_0 = Q \cdot (L-x_0)x_0/D_a L$. Уравнение (1) становится несправедливым на расстоянии $x \approx \lambda_i$ от поверхностей электродов, где λ_i — длина свободного пробега ионов. В приповерхностных слоях происходит образование скачков потенциала ϕ_A и ϕ_B , которые запирают часть диффузионного потока электронов. Законы Кирхгофа для электрической цепи с электродами единичной площади запишутся в следующем виде:

$$\begin{aligned} I(\varepsilon) &= i_A - j_A = -i_B + j_B, \\ \varepsilon(I) &= \phi_A + \phi_A - \phi_B - \phi_B. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $I(\varepsilon)$ — величина тока во внешней цепи; ε — разность потенциалов между двумя электродами; j_A, j_B — плотности токов электронов на электроды A и B соответственно; i_A, i_B — плотности токов положительных ионов. Если цепь, замыкающая электроды A и B, представляет собой просто сопротивление R , то $I = \varepsilon/R$. Амбиполярное падение потенциала ϕ в квазинейтральной плазме определяется выражением [11]

$$\phi = T_e \int \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} dx. \quad (4)$$

Отсюда для $(\lambda_i \leq x \leq x_0)$ получаем $\phi_A = T_e \ln(x_0/\lambda_i)$ и для $(x_0 \leq x \leq L - \lambda_i)$ — $\phi_B = T_e \ln((L-x_0)/\lambda_i)$.

Ток ионов определяется скоростью амбиполярного потока $i = -D_a \cdot dn/dx$. Отсюда находим $i_A = -D_a n_0/x_0$ и $i_B = D_a n_0/(L-x_0)$. Плотность потока электронов на стенку определим в приближении бесстолкновительного слоя, поскольку длина свободного пробега электрона, как правило, значительно превосходит λ_i . При максвелловском распределении электронов этот поток выражается через известную формулу Ленгмюра

$$j(e\varphi) = \frac{n_g e \bar{v}}{4} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT_e}\right), \quad (5)$$

где n_g — концентрация заряженных частиц на границе слоя, $\bar{v} = (8kT_e/\pi m)^{1/2}$ — средняя тепловая скорость электронов.

Решение системы (3) определяет ВАХ плазменного источника фотоздс

$$\varepsilon = T_e \ln \left[\frac{\frac{D_a n_0}{x_0} + I}{\frac{D_a n_0}{L-x_0} - I} \right]. \quad (6)$$

Проанализируем предельные случаи полученного выражения (6). В режиме разомкнутой внешней цепи ($I(\varepsilon) = 0$) пристеночные скачки потенциала равны между собой: $\phi_A^0 = \phi_B^0 \approx T_e \ln \sqrt{MT_i/mT_e}$, потоки электронов и ионов на каждый из электродов равны друг другу. Величина фотоздс (Φ) в этом случае определяется амбиполярной разностью потенциалов

$$\Phi = T_e \ln \left(\frac{L-x_0}{x_0} \right). \quad (7)$$

Как видно из формулы (7), при симметричном расположении электродов относительно зоны ионизации ($x_0 = L/2$) фотоздс стремится к нулю. Распределение потенциала для плазмы паров лития и величины пристеночных скачков в режиме разомкнутой внешней цепи показаны на рис. 1 (кривая 2).

При протекании тока во внешней цепи величина скачка пристеночного потенциала, ближнего к источнику ионизации электрода, увеличивается по сравнению ϕ_A^0 . На этот электрод из плазмы поступает большее количество ионов. Дополнительный поток электронов поступает на этот электрод по внешней цепи. Потенциал дальнего от источника ионизации электрода понижается. На него из плазмы приходит большее количество электронов, чем ионов. Таким образом, пристеночные скачки потенциала играют роль своеобразных вентиляей, управляющих потоками электронов на стенку. Амбиполярная разность потенциалов в рамках рассматриваемой модели не изменяется.

В режиме короткозамкнутой внешней цепи ($\varepsilon = 0$) величина тока I_0 определяется выражением

$$I_0 = Q \frac{L-2x_0}{2L}. \quad (8)$$

Величины пристеночных скачков потенциала в этом режиме указаны на рис. 1 кривой 3.

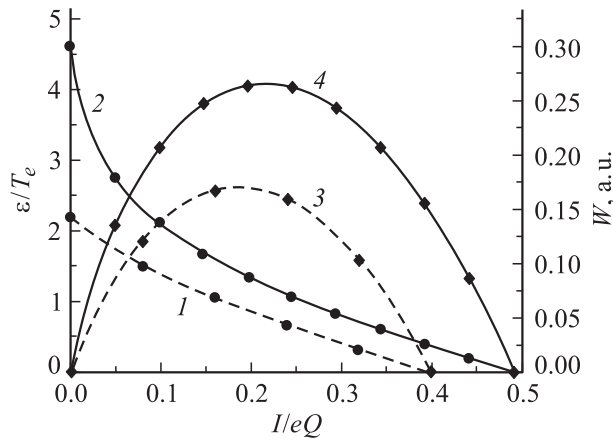


Рис. 2. ВАХ (1, 2) и выходная мощность (3, 4) фотопреобразователя при различных положениях источника ионизации: $x_0/L = 0.1$ для 1, 3 и $x_0/L = 0.01$ для 2, 4.

На рис. 2 приведены расчеты ВАХ $\varepsilon(I)$ и мощности $W = \varepsilon \cdot I$, выделяемой во внешней цепи, при различном положении зоны ионизации относительно электродов. Из рисунка видно, что приближение зоны ионизации к одному из электродов ведет к увеличению фотоэдс в режиме разомкнутой цепи, увеличению тока короткого замыкания и мощности, выделяемой на нагрузку. Данные расчеты проведены в относительной мере. Величина фотоэдс нормирована на T_e , а величина тока нормирована на скорость ионизации в объеме плазмы. Для определения величины T_e необходимо обратиться к уравнениям, описывающим состояние плазмы.

Модель фотоплазмы в диффузионном режиме

Проведем оценку величины T_e исходя из уравнений для фотоплазмы. Относительную заселенность резонансно возбужденных состояний будем характеризовать эффективной температурой

$$T^* = -\Delta E_{01} [\ln(N_1 g_0 / N_0 g^*)]^{-1},$$

где $1.56 \leq \Delta E_{01} \leq 2.1$ (eV) — энергии резонансных уровней в щелочных атомах, N_1 и N_0 — заселенности щелочных атомов в возбужденном и основном состояниях, g_0 и g^* — статистические веса соответствующих уровней.

Основным источником нагрева электронов в фотоплазме являются удары второго рода с резонансно возбужденными атомами. Вдалеке от условий оптического насыщения резонансного перехода ($T^* \leq \Delta E_{01}$) частота возбуждения электронным ударом из основного состояния $\nu_{01}(T_e)$ намного превосходит частоту ионизации из резонансного состояния $\nu_{1i}(T_e) \ll \nu_{01}(T_e)$. Это определяется спецификой соответствующих сечений и энергетическими порогами процессов $\Delta E_{01} < \Delta E_{1i}$, где ΔE_{1i} — энергия ионизации из резонансного состояния. Указанные

факты приводят к тому, что доля энергии электронов, идущая на ионизацию атомов, менее 1% от энергии, затрачиваемой на возбуждение атомов из основного состояния. Энергия, затрачиваемая электронами при неупругих процессах (при $T_e > 0.15$ eV), превосходит потери энергии при упругих электрон-атомных столкновениях

$$\Delta E_{01} \nu_{01}(T_e) > \delta \nu_{ea}(T_e)(T_e - T_g),$$

где $\delta = 2m/M$ — коэффициент передачи энергии при упругом столкновении электрона с атомом, $\nu_{ea}(T_e)$ — частота упругих столкновений, T_g — газовая температура [12].

Определяющее влияние процессов возбуждения и де-возбуждения резонансного в уравнении баланса энергии для электронов приводит к тому, что величина $T_e \approx T^*$. Это подтверждается численными расчетами функции распределения электронов в условиях фотоплазмы [13].

Концентрацию электронов (n_e) и N_1 определим из соответствующих уравнений баланса. При оценке максимально возможной эффективности преобразования мы пренебрежем рекомбинацией заряженных частиц в объеме по сравнению с диффузионным уходом. Эффект пленения резонансного излучения приводит к тому, что эффективное время жизни намного превосходит естественное время жизни резонансного уровня. Рассмотрим условия, в которых скорость тушения резонансно возбужденных состояний электронным ударом превосходит скорость радиационного распада. При сделанных предположениях уравнения баланса примут вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = k_{1i}(T_e)n_e N_1 - \frac{n_e}{\tau_{ad}(T_e)},$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{J}{\Delta E_{01}} + k_{01}(T_e)n_e N_0 - k_{10}(T_e)n_e N_1 - k_{1i}(T_e)n_e N_1, \quad (9)$$

где J [J/cm³·s] — скорость внешнего оптического возбуждения резонансных уровней, $\tau_{ad}(T_e) = x_0 \cdot (L - x_0) / D_a$ — характерное время амбиполярной диффузии.

Первое уравнение позволяет найти T_e , если положить $T_e = T^*$. Здесь так же, как и в теории Шоттки, величина температуры электронов определяется условием ионизационного баланса. Отличие от условий в электрическом разряде состоит в замене механизма ионизации из основного состояния атома на ионизацию из резонансно-возбужденного состояния. При использовании формулы Ситона [14] для $k_{1i}(T_e)$, а также если выразить D_i через сечение резонансной перезарядки σ_{res} [15] и T_g , то придем к следующему уравнению для определения T_e :

$$T_e = \frac{E_{0i}}{\ln \left(\alpha \frac{\sqrt{T_e T_g M}}{E_{1i}^2} \frac{N_0^2 \sigma_{res}}{T_g + T_e} \cdot x_0 (L - x_0) \right)}, \quad (10)$$

где α — коэффициент, определяемый системой измерений указанных в формуле (10) величин.

Из приведенного выражения видно, что при одинаковых внешних параметрах (N_0 , x_0 , L) большие значения T_e реализуются в фотоплазме легких щелочных металлов, поскольку они обладают большими потенциалами ионизации (E_0 , E_{1i}) и меньшими величинами M и σ_{res} . Решение уравнения (10) стремится к бесконечности при $x_0 \sim \lambda_i$. При $x_0 < \lambda_i$ решение отсутствует, что является следствием нулевых граничных условий, использованных при решении диффузионной задачи (1).

Второе уравнение (9) позволяет определить n_0 . В предположении $T_e = T^*$ приходим к выражению

$$n_0 = \frac{J \cdot \tau_{\text{ad}}(T_e)}{\Delta E_{01}}. \quad (11)$$

Из формулы (11) видно, что степень ионизации плазмы возрастает с ростом мощности оптического возбуждения и удаления области ионизации от поверхностей электродов.

КПД преобразования поглощенной световой энергии

Зависимость выходной мощности от тока нагрузки (рис. 2) показывает, что оптимальным является ток, значение которого приблизительно равно половине тока короткого замыкания. Соответствующее значение мощности $P_{\text{opt}} = 0.5 I_{\text{max}} \varepsilon(0.5 I_{\text{max}})$ будет являться оценкой снизу максимально возможной мощности и КПД (η)

$$\eta = \frac{P_{\text{opt}}}{J} = \frac{1}{4} \frac{L - 2x_0}{L} \frac{T_e}{\Delta E_{01}} \ln \left(\frac{3L - 2x_0}{L + 2x_0} \right). \quad (12)$$

Расчет КПД для плазмы щелочных металлов в зависимости от плотности их паров приведен на рис. 3. При вычислении T_e из (10) полагалось, что плотность щелочных атомов $N_0(T_g)$ соответствует давлению насыщенных паров [16]. Как видно, при одинаковых внешних условиях

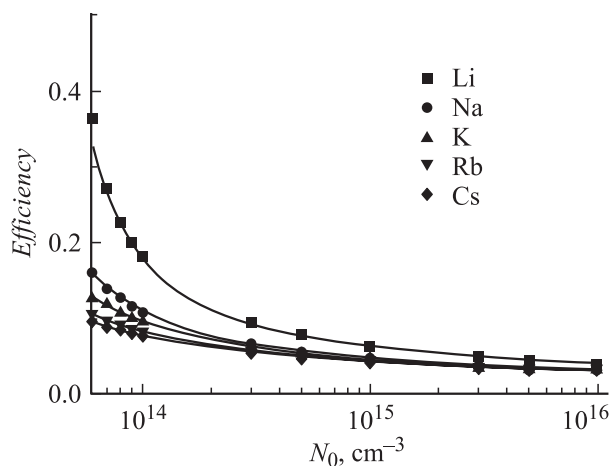


Рис. 3. КПД преобразования для различных щелочных металлов в зависимости от плотности паров при $L = 1$ см, $x_0/L = 0.1$.

наибольший КПД достигается в парах лития, поскольку в литии реализуются максимальные значения T_e .

Оценка максимально возможного КПД фотопреобразователя с плоскими электродами ($x_0 \ll L$) дается выражением

$$\eta = \frac{P_{\text{opt}}}{J} = \frac{1}{4} \frac{T_e}{\Delta E_{01}} \ln 3. \quad (13)$$

Из данной формулы видно, что для повышения КПД преобразования в фотоплазме важно достичь высоких температур электронного газа.

Выводы

В данной работе построена аналитическая модель плазменного фотопреобразователя с плоскими электродами. Показано, что возникновение фотоэдс в плазме является следствием возникновения амбиполярного поля при несимметричном расположении электродов относительно зоны возбуждения внешним источником света. Величина электрического тока, протекающего во внешней цепи, определяется диффузией положительных ионов, т.е. так же, как и в полупроводниках, диффузией не основных носителей тока. Рост температуры электронов приводит к увеличению значений фотоэдс и эффективности преобразования.

Авторы благодарны Л.Д. Цендину за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16346) и проекта „PlasmaSol“ французской энергетической программы.

Список литературы

- [1] Андреев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. Л.: Наука, 1989.
- [2] Будник А.П., Жеребцов В.А. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 6. С. 60–65.
- [3] Terry J. Hendricks, Huang C. // J. Solar Energy Engineering. 2000. Vol. 122. N 2. P. 49–55.
- [4] Dunning G.J., Palmer A.J. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 12. P. 7086–7091.
- [5] Mori I., Sumitomo K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. Vol. 16. N 6. P. 623–630.
- [6] Горбунов Н.А., Стасевич Т. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 15. С. 21–25.
- [7] Горбунов Н.А., Стасевич Т. // ТВТ. 2001. Т. 39. № 4. С. 668–670.
- [8] Бетеров И.М., Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // УФН. 1988. Т. 155. № 2. С. 265–298.
- [9] Бродский В.Б., Ворончев А.Г. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 9. С. 1927–1930.
- [10] Gorbunov N.A., Grochola A., Kruk P. et al. // Plasma Sources Sci. and Techn. 2002. Vol. 11. N 4. P. 492–497.
- [11] Рожанский А.В., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично-ионизированной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 245 с.

- [12] Шапарев Н.Я. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 10. С. 2229–2931.
- [13] Горбунов Н.А., Латышев Ф.Е., Мельников А.С. Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 10. С. 950–955.
- [14] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
- [15] Смирнов Б.М. // УФН. 2001. Т. 171. № 3. С. 233–266.
- [16] Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлехова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.