

ПРЯМОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Н. А. Горбунов

*НИИ физики Санкт-Петербургского государственного университета,
198504, Россия, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1
E-mail: gorbunov@paloma.spbu.ru*

Интерес к использованию солнечной энергии, неистощимой и экологически чистой по своей природе, в последнее время существенно возрастает. Спектр излучения Солнца близок к спектру абсолютно черного тела, нагретого до температуры ~ 5800 К. Указанная величина намного превышает температуру окружающей среды, при которой это излучение используется (~ 300 К). Последнее означает, что предельный термодинамический КПД преобразователя солнечного излучения близок к 93 % [1]. Проведенный анализ показал возможность создания мощных солнечных тепловых установок, обеспечивающих температуру нагрева, достаточную для целого ряда приложений, в том числе и для преобразования солнечного излучения в электричество с КПД 10–20 % [2]. Однако в настоящее время наиболее перспективными признаны фотоэлектрические установки с прямым преобразованием солнечного излучения в электроэнергию с помощью солнечных фотобатарей из моно- поликристаллического или аморфного кремния [3]. В качестве физической основы фотоэлектрического преобразования солнечной энергии принимается фотовольтаический эффект в полупроводниках. Производство фотоэлектрических преобразователей на мировом рынке за период с 1988 по 2000 годы возросло более чем в восемь раз. Оно продолжает увеличиваться со средней скоростью 26 % в год [4]. В наземных условиях фотоэлектричество используется в децентрализованных системах для удовлетворения нужд автономных потребителей. Рассматриваются проекты промышленного использования космоса для размещения солнечных батарей на околоземной орбите, где поток солнечной радиации стабилен и имеет существенно более высокую плотность (~ 1.4 кВт/м²) [5].

С увеличением интенсивности излучения и соответствующего фототока джоулевы потери мощности в реальном полупроводниковом фотопреобразователе резко, квадратично возрастают [6]. Поэтому при высоких интенсивностях мощность фотопреобразователя растет слабо, а КПД падает с увеличением удельной мощности светового потока.

В настоящее время ведется активный поиск новых технологий для прямого преобразования концентрированной световой энергии в электричество. Для преобразования высокоинтенсивного светового излучения (кВт/см²) газового СО-лазера было предложено использовать термоэмиссионные преобразователи (ТЭП) [7]. Недостатком данного способа является слабое поглощение лазерного излучения в ТЭП. В качестве альтернативы использования полупроводниковых батарей для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую энергию в США разрабатывается устройство «Alkali Metal Thermal to Electric Converter» (AMTEC) [8]. Рабочим веществом этих устройств является натрий. Принцип действия основан на разделении зарядов при помощи мембраны, хорошо проводящей ионы натрия и являющейся изолятором для электронов. В настоящее время достигнут КПД AMTEC около 20 %.

Использование низкотемпературной плазмы для прямого преобразования световой энергии в электрическую исследовано крайне мало. Существуют ряд способов прямого преобразования кинетической энергии частиц в плазме в электрическую энергию. Наиболее известными являются магнитогидродинамическое преобразование (МГД) и возникновение амбиполярной разности потенциалов в пространственно неоднородной плазме.

Известно предложение по созданию конвертора солнечной энергии в электричество на базе МГД-преобразования в изотермической плазме щелочных металлов [9]. Однако применение данного метода не позволило достичь приемлемых КПД преобразования.

Использование амбиполярной разности потенциалов в плазме для создания генераторов, вырабатывающих электрическую энергию, обсуждалось в связи с задачей повышения эффективности использования ядерного горючего в термоядерных реакторах. Высокая теоретическая эффективность этого способа (84 %) была подтверждена демонстрационными экспериментами [10]. Однако отсутствие значительного прогресса в области управляемого термоядерного синтеза не позволило реализовать на практике преимущества данного метода.

В данной работе анализируются возможности прямого преобразования сконцентрированного светового излучения в электрическую энергию на основе эффекта возникновения амбиполярной разности потенциалов в фотоплазме щелочных металлов.

Образование разности потенциалов между отдельными точками газовой среды при ее облучении светом можно условно разделить на два этапа: образование заряженных частиц (фотоионизация) и разделение зарядов в пространстве.

Образование плазмы в парах щелочных металлов является хорошо изученным явлением. Эффективность этого процесса возрастает на несколько порядков величины, когда длина волны падающего излучения соответствует линии поглощения щелочного атома [11]. Первичные электроны в фоторезонансной плазме образуются за счет фотоионизации возбужденных атомов и процессов ассоциативной ионизации. Дальнейший рост концентрации электронов происходит за счет столкновений с электронами, которые нагреваются при столкновениях с резонансно возбужденными атомами. Высокая степень ионизации (95 %) под действием резонансного лазерного излучения наблюдалась в плотных парах Li, Na, Ca, Sr, Ba [12]. Была разработана теоретическая модель, описывающая это явление [11].

Образование амбиполярной разности потенциалов в фотоплазме аналогично возникновению фотоЭДС при неоднородном возбуждении однородного полупроводника [8]. Частичное разделение зарядов происходит за счет разницы в подвижностях положительных ионов (дырки в полупроводниках) и электронов. Более подвижные электроны быстро уходят из зоны первичной ионизации. За счет этого возникает амбиполярная разность потенциалов, величина которой и определяет значение фотоЭДС. Подвижность дырок отличается от подвижности электронов. Однако это различие не превышает порядка величины из-за влияния внутрикристаллического поля в полупроводнике [8]. В плазме различия в значениях подвижностей электронов и ионов определяется отношением масс заряженных частиц $\sqrt{M/m} \sim 100$, что на порядок величины превышает аналогичное значение в полупроводниках. Отмеченное свойство низкотемпературной плазмы определяет более эффективное разделение зарядов по сравнению с полупроводниками.

Рассмотрим качественную модель возникновения фото ЭДС в плазме, создаваемой под действием концентрированного светового потока между двумя плоскими электродами А и В, расстояние между которыми равно L (рис. 1). Представим источник ионизации в виде дельта-функции $Q \cdot \delta(x - x_0)$, где Q – скорость ионизации. В отсутствие рекомбинации заряженных частиц в объеме диффузионное уравнение для плотности заряженных частиц в плазме (n) имеет 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 и ионов соответственно. Решение уравнения (1) с нулевыми граничными условиями $n(0) = n(L) = 0$ имеет вид:

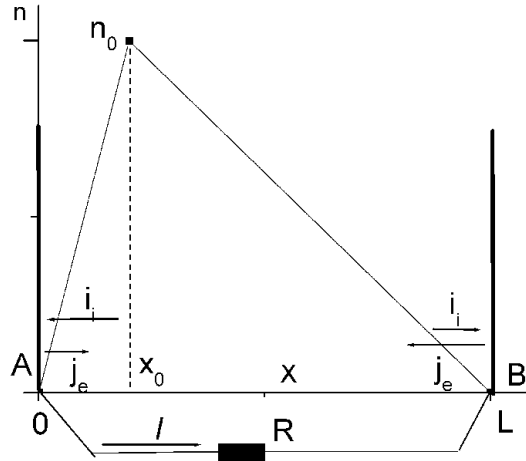


Рис. 1. Распределение концентрации заряженных частиц и токи на электроды А и В в фотоплазме, образующейся под воздействием концентрированного излучения

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

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

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, которая задается плотностью частиц в смеси и сечением столкновения иона с нейтральными частицами. В приповерхностных слоях происходит образование скачков приповерхностного 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 А и В соответственно, i_A, i_B – плотности токов положительных ионов. Если цепь, замыкающая электроды А и В, представляет собой просто сопротивление R , то $I = \varepsilon/R$. Амбиполярное падение потенциала ϕ в квазинейтральной плазме определяется выражением [14]:

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

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:

$$j(\epsilon\varphi) = \frac{n_g e \bar{v}}{4} \exp\left(-\frac{e\varphi}{kT_e}\right) \quad (6)$$

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

В режиме разомкнутой внешней цепи ($I(\epsilon) = 0$) пристеночные скачки потенциала равны между собой ($\varphi_A = \varphi_B$), а величина фотоЭДС (Φ) в этом случае определяется амби-полярной разностью потенциалов:

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

Решение системы (3) определяет вольт-амперную характеристику (ВАХ) плазменного источника фотоЭДС:

$$\epsilon = T_e \ln \left[\frac{\frac{D_a n_0}{x_0} + I}{\frac{D_a n_0}{L - x_0} - I} \right] \quad (8)$$

Эта формула связывает внутренние параметры фотоплазмы с энергией, выделяемой во внешней цепи при протекании электрического тока. Графики ВАХ при различных положениях источника ионизации относительно электродов приведены на рис. 2. Анализ формулы (8) позволяет сделать следующие основные выводы:

1. Асимметричное расположение электродов относительно зоны ионизации ведет к возникновению фотоЭДС в плазме. Если электроды расположены симметрично относительно зоны ионизации $x_0 = L/2$, то $\Phi = 0$.
2. Величина электрического тока, протекающего во внешней цепи, определяется диффузией положительных ионов, т. е. так же, как и в полупроводниках, неосновными носителями тока. Максимально возможный электрический ток, который можно реализовать в режиме короткого замыкания ($\epsilon = 0$), задается скоростью генерации заряженных частиц в объеме плазмы и положением зоны первичной ионизации относительно электродов $I_{\max} = Q(L - 2x_0) / 2L$.
3. Поскольку фотоплазма, как правило, является неизотермичной средой ($T_e \gg T_i$), то возможна реализация более высоких значений фотоЭДС по сравнению с полупроводниковыми элементами.

Первое измерение фотоЭДС было осуществлено в лазерно-индуцированной плазме натрия, пары которого наполняли стеклянную кювету, в которую были вмонтированы два металлических электрода [15]. В следующей серии экспериментов использовалась металлическая трубка «heat-pipe» [16]. Использование буферного инертного газа в этом устройстве позволяет избежать деструктивного воздействия паров щелочи на окна кюветы.

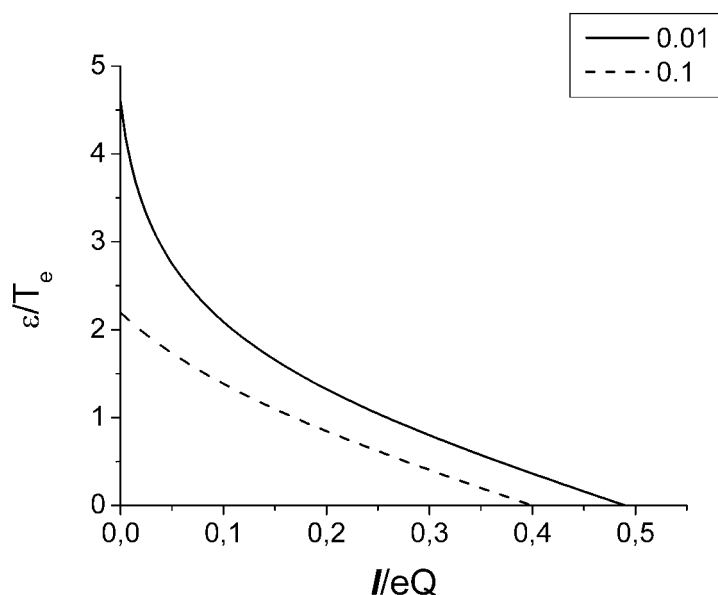


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики плазменного источника фотоЭДС при различных положениях источника ионизации относительно электродов: $x_0/L = 0.1$ и $x_0/L = 0.01$

Величина максимальной ЭДС составила около 4 В, что практически на порядок больше по сравнению с полупроводниками. Это является следствием высокой температуры электронов, реализующейся в фотоплазме. Этот факт был подтвержден прямыми измерениями функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) с помощью зондового метода. Измерения ФРЭЭ проводились в различные моменты времени после окончания лазерного импульса, создававшего плазму в парах натрия [17]. Максимальное значение T_e составило величину $T_e \approx 11000$ К. При этом температура нейтральных частиц остается достаточно низкой $T_g \approx 600$ К. Неизотермичность плазмы вызвана неэффективностью нагрева тяжелых частиц при столкновениях с электронами в силу малого коэффициента передачи энергии. Это обусловлено огромной разницей в массах электрона и атомных частиц. При более низких температурах основной группы электронов $T_e < 6000$ К наблюдался неравновесный вид высокоэнергетической части ФРЭЭ, обусловленный быстрыми электронами, образующимися при сверхупругих столкновениях с резонансно возбужденными атомами.

Высокая степень ионизации, реализующаяся в резонансной фотоплазме, определяет малое внутреннее сопротивление источника фотоЭДС. Это позволяет ожидать, что на основе фотовольтаического эффекта в плазме возможно реализовать преобразователи с достаточно высокой выходной мощностью.

Эффективность преобразования световой энергии в электрическую в фотоплазме определяется соотношением долей энергии, идущими на поддержание амбиполярного поля и диссипирующими по другим каналам. Основные механизмы потерь, так же как и в полупроводниковых преобразователях, связаны с джоулевым нагревом нейтрального газа, радиационными потерями и рекомбинацией заряженных частиц в объеме плазмы.

В плазме щелочных металлов при превышении величины $T_e > (0.2-0.3)$ эВ доля энергии электронов, идущая на ионизацию атомов, намного превосходит потери энергии, расходуемой на нагрев тяжелых частиц при упругих столкновениях [18]. В этих условиях джоулева диссипация энергии мала.

Радиационные потери в плазме будут несущественны, если скорость тушения возбужденных атомов электронным ударом превосходит скорость процессов переноса резонансного излучения. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы степень ионизации паров была достаточно большой. Из всего вышесказанного следует, что эффектив-

ность преобразования света в плазме имеет пороговый характер по интенсивности внешнего излучения.

Рост электронной температуры ведет к уменьшению скорости трехчастичной рекомбинации ($\alpha_{\text{rec}} \sim T_e^{-9/2}$) заряженных частиц и росту коэффициента амбиполярной диффузии $D_a = D_i(1 + \epsilon_T/T_i)$, где $\epsilon_T = D_e/\mu_e$ – энергия Таунсенда, равная отношению коэффициента диффузии электронов (D_e) к их подвижности (μ_e) [14]. Для равновесного распределения по энергиям $\epsilon_T = T_e$. Таким образом, в неизотермической плазме $T_e \gg T_i$; даже при высоких плотностях заряженных частиц возможно создание условий с преобладанием диффузии над рекомбинацией.

В условиях неравновесного формирования ФРЭЭ в фотоплазме происходит уменьшение подвижности электронов и, как следствие, увеличение ϵ_T , если в качестве буферного газа использовать тяжелые инертные газы (Ar, Kr, Xe) [19]. В этих условиях возможно увеличение скорости амбиполярной диффузии и рост амбиполярной разности потенциала в плазме по сравнению с максвелловским распределением. Аналогичный эффект наблюдался в плазме послесвечения криптона [20].

Таким образом, неизотермические свойства фотоплазмы ($T_e > T_g$) могут обеспечить более высокую эффективность преобразования света по сравнению с полупроводниковыми устройствами. В условиях фотоплазмы верхним пределом T_e является эффективная температура заселения резонансно возбужденного состояния щелочного атома, которая определяется мощностью внешней оптической накачки и спектральным составом излучения.

Выводы

На основе фотовольтаического эффекта в плазме может быть разработан ряд устройств для прямого преобразования световой энергии в электрическую:

- Преобразование интенсивного излучения полупроводниковых лазеров, диапазон генерации которых соответствует резонансным переходам щелочных атомов (894–590) нм. В настоящее время созданные на основе полупроводниковых лазеров системы не уступают газовым по мощности и превосходят их по КПД и компактности. Поэтому разработка устройства, состоящего из мощного полупроводникового излучателя и плазменного преобразователя, может являться перспективным направлением пучковой энергетики (wireless power transmission).
- Использование фотоплазмы для прямого преобразования концентрированной солнечной энергии в электричество. Для расширения полосы оптического поглощения можно использовать молекулярные добавки, диапазон поглощения которых соответствует максимуму излучения солнца. Снижение стоимости по сравнению с полупроводниковыми фотоэлементами пропорционально кратности концентрации излучения более дешевыми зеркалами или линзами. В данном способе нет механических перемещений деталей в отличие от методов, использующих нагрев рабочего тела для производства электричества при помощи турбин.

Работа поддержана грантом РФФИ 03-02-16346.

Литература:

1. Леонтович М. А. О предельном коэффициенте полезного действия при прямом использовании излучения // УФН. 1974. Т. 114. № 3. С. 555–558.
2. Собельман И. И. К проблеме солнечной энергетики. // УФН 1976, Т. 120, №1, С. 85-96.
3. Дьяков А.Ф. Состояние и перспективы развития нетрадиционной энергетики в России // Энергетика. 2002. № 4. С. 30–39.

4. Ресурсы и эффективность использования возобновляемых источников энергии в России / Под ред. П. П. Безруких. С-Пб.: Наука, 2002.
5. Ванке В. А., Лопухин В. М., Саввин В. Л. Проблемы солнечных космических электростанций // УФН. 1977. Т. 123. № 4. С.633-655; Нагатомо М., Сасаки С., Наруо Й., Ванке В. А. Работы Института космических исследований Японии в области космической энергетики // УФН. 1994. Т. 164. № 6. С. 631–641; Woodell M. I., Schupp B. W. The role of pilot projects and public acceptance in developing wireless power transmission as an enabling technology for space solar power systems // Solar Energy. 1996. V. 56. № 1. P. 41–51; Mankins J. C. Space Solar power: an assessment of challenges and progress // J. Aerospace Engineering. 2001. V. 14. № 2. P. 46–51.
6. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физ.-мат. лит., 1963.
7. Britt E. J., Rasor N. S., Lee G., Billman K. W. A cesium plasma TELECOM device for conversion of laser radiation to electric power // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. № 5. P. 384–386; Thompson R. W., Manista E. J., Alger D. L. Preliminary results on the conversion of laser energy into electricity // App. Phys. Lett. 1978. V. 32. № 10. P. 610–611; Будник А. П., Жеребцов В. А. Теоретическое исследование термоэмиссионного метода преобразования энергии лазерного излучения в электрическую энергию // ЖТФ. 2001. Т. 71. № 6. С. 60–65.
8. Terry J. Hendricks, Chendong Huang. High-Performance radial AMTEC cell desing for ultra-high-power solar AMTEC systems // J. of Solar Energy Engineering. 2000. V. 122. № 2. P. 49–55.
9. Dunning G. J., Palmer A. J. Towards a high-temperature solar electric converter // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. № 12. P. 7086–7091.
10. Mori I., Sumitomo K. Direct energy conversion of plasma energy // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 16. № 6. P. 623–630.
11. Бетеров И. М., Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Плазма резонансного излучения (фото-резонансная плазма) // УФН. 1988. Т. 155. № 2. С. 265–298; Касьянов В. А., Старостин А. Н. Ионизация паров металлов резонансным излучением // Химия плазмы. Вып. 16. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 67–97; Безуглов Н. Н., Ключарев А. Н., Стасевич Т. Фотоплазма оптически возбужденных паров металлов // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. № 3. С. 342–368.
12. McIlrath T. J., Lucatorto T. B. Laser excitation and ionization of dense atomic vapors // Appl. Opt. 1980. V. 19. № 23. P. 3948–3956.
13. Measures R. M., Cardinal P. G. Laser ionization based on resonance saturation – a simple model description // Phys. Rev. A. 1981. V. 23. № 2. P. 804–815.
14. Рожанский А. В., Цендин Л. Д. Столкновительный перенос в частично-ионизированной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 245 с.
15. Горбунов Н. А., Stacewicz T. Наблюдение фотоЭДС при резонансном лазерном возбуждении паров натрия // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. № 15. С. 21–25.
16. Горбунов Н. А., Stacewicz T. Наблюдение ЭДС в распадающейся фоторезонансной плазме паров натрия // ТВТ. 2001. Т. 39. № 4. С. 668–670.
17. Gorbunov N. A., Grochola A., Kruk P., Pietruczuk A., Stacewicz T. Studies of electron energy distribution in plasma produced by a resonant laser pulse // Plasma Sources Sci and Techn. 2002. V. 11. № 4. P. 492–497.
18. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
19. Горбунов Н. А., Латышев Ф. Е., Мельников А. С. Подвижность электронов в слабоионизированной плазме в смеси натрия с инертными газами // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 10. С. 950–955; Gorbunov N. A., Melnikov A. S., Movtchan I. A., Smurov I., Flamant G. Conductivity of a Photoplasma of sodium Vapor-Inert Gas Mixtures // IEEE Transaction on Plasma science. 1999. V. 27. № 1. P. 182–192.
20. Gorbunov N. A., Kolokolov N. B., Latyshev P. E., Melnikov A. S. Relaxation of electron temperature in Kr afterglow // In proc. Conf. on Phys. of Low Temp. Plasma (PLTP-03), Kyiv, Ukraine, 2003. P. 35.