

ТОКТОГОНОВ С.А., МУРЗАКУЛОВА И. Ч.
КНУ им. Ж.Баласагына, Бишкек
TOKTOGONOV S. A., MURZAKULOVA I. CH.
J. BalasagynKNU, Bishkek
lilmkul63@gmail.com

ТОК ПРОХОДЯЩИЙ ЧЕРЕЗ ЛАЗЕРНЫЙ ФАКЕЛ ПРИ НАЛОЖЕНИИ ВНЕШНЕГО СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Сырткы күчтүү электр талаасында жайгашкан лазердик факел аркылуу өткөн
ток

The current passing through the laser torch when applying an external strong electric
field

В работе, на основе экспериментальных данных по исследованию тока, протекающего через лазерный факел, при совместном действии непрерывного лазерного излучения и сильного электрического поля на металлы, рассчитаны зависимости начального термоэлектронного и термоавтоэлектронного тока от различных параметров. Основываясь на экспериментальные данные и модели коронного разряда, рассчитана ВАХ цепи образец - лазерный факел.

Ключевые слова: лазерный факел; лазерное излучение; электрическое поле; коронный разряд; пробойные каналы; термоэмиссия; термоавтоэлектронная эмиссия.

Бул иште, үзгүлтүксүз лазер нурдануусу менен күчтүү электр талаасынын таасиринде лазер факели аркылуу өткөн токтун эксперименталдык берилгендери боюнча, баштапкы термоэлектрондук жана термоавтоэлектрондук токтун ар кандай параметрлерден көзкарандылыктары эсептелип чыккан. Эксперименталдык берилгендерге жана таажы разрядынын моделине негизделип, үлгү-лазердик факел чынжырынын ВАМ-ү эсептелген.

Урунттуу создор: лазердик факел; лазердик нурдануу; электр талаасы; таажы разряд; тешип өтүү каналдары; термоэмиссия; термоавтоэлектрондук эмиссия.

In this paper, based on experimental data on the study of the current flowing through a laser torch under the joint action of continuous laser radiation and a strong electric field on metals, the dependences of the initial thermionic and thermoautoelectronical current on various parameters are calculated. Based on the experimental data and the model of the corona discharge, the IVC of the sample - laser torch circuit was calculated.

Keywords: laser torch; laser radiation; electric field; corona discharge; breakout channels; thermal emission; thermoautoelectronic emission.

Эффективность воздействия лазерного излучения (ЛИ) на материалы можно повысить различными способами. Одним из таких способов может быть совместное воздействие на материалы (в частности, на металлы) ЛИ и электрического поля (ЭП). Исследования совместного воздействия непрерывного ЛИ и сильного ЭП на металлы показали, что в этом случае происходят многообразные сложные процессы, такие как образование с вершины лазерного факела (ЛФ) различных видов коронного разряда, происходит изменение размеров каверны на поверхности обрабатываемого образца, повышение эффективности лазерного сверления металлов, электролюминесцентное свечение с вершины ЛФ и т.д. [1-4]. Во всех этих процессах важное значение имеет ток, проходящий через ЛФ при наложении на него сильного электрического поля.

При воздействии на металлические образцы непрерывного ЛИ с интенсивностью $I = (1,5 - 2,5) \cdot 10^4$ Вт/см² на их поверхности образуется факел высотой до 4 - 8 мм и поперечным сечением 2 - 6 мм. Факел представляет собой ярко светящийся эллипсоид вращения размерами 2×3 мм у основания и расстилающегося от неё кверху менее интенсивных паров внешней зоны [1-4].

При продольном наложении на ЛФ внешнего электрического поля с разностью потенциалов между пластинами от 0 до 60 кВ при фиксированных l (1 - 5 см) наблюдалось уменьшение внешней зоны ЛФ и её трансформация в узкий светящийся шнур, а также незначительное уменьшение основания факела. Эти процессы различаются при противоположных полярностях ЭП на пластинах. Так, например, при отрицательном потенциале на нижней пластине, т.е. на образце, пары внешней области ЛФ исчезают почти сразу же с включением поля (при $E < 1$ кВ) и вместо него образуется свечение в виде конуса. А при положительном потенциале на образце, при включении поля пары исчезают не сразу, и уменьшение внешней зоны происходит постепенно. При достижении $E > 2,5$ кВ/см образуется тонкий “светящийся шнур” с вершины факела.

Дальнейшее увеличение поля приводит к возникновению пробойных каналов с конца ЛФ, точнее с конца “светящегося шнура”, которые затем усиливаются, растет их интенсивность и происходит удлинение пробойных каналов. При этом длина “светящегося шнура” укорачивается. После этого пробойные каналы размываются и трансформируются в единое диффузное свечение. В зависимости от направления полярности ЭП эти процессы происходят следующим образом. При положительном потенциале на образце усиление каналов сопровождается их отталкиванием друг от друга и каждый из них, диффузно расширяясь и сливаясь, образуют единое тлеющее свечение. При отрицательном потенциале усиление поля приводит к стягиванию их к оси и затем трансформации в диффузное тлеющее свечение.

В некоторых случаях вышеупомянутые процессы различались в зависимости от l . При $l < 2$ см и положительном потенциале на образце, с увеличением напряженности ЭП “светящийся шнур” трансформировался непосредственно в диффузное свечение, минуя пробойные каналы,

Дальнейшее развитие процессов (с увеличением $E_{ЭП}$) разнообразно и отличается нерегулярностью. В зависимости от условий (материала образца, интенсивности ЛИ, l , полярности ЭП и т.д.) могут реализоваться следующие варианты:

- 1) трансформация диффузного тлеющего свечения в интенсивное пламяобразное свечение. В экспериментах она наблюдалась, как увеличение плазмы ЛФ и “вытягивание” её электрическим полем. Между основанием факела и верхней пластиной образуется однородный плазменный столб.
- 2) Напротив, при других случаях образуется плазменный столб в виде стратов — чередующихся по высоте светлых и темных участков.
- 3) Иногда возникали различные нерегулярности процессов — исчезновение пробойных каналов, диффузного разряда, полное исчезновение внешней зоны ЛФ и уменьшение размеров её основания или, наоборот, появление интенсивных пробоев и т.д. В силу чувствительности этих процессов к условиям эксперимента, нахождение их общих закономерностей представляется затруднительным.

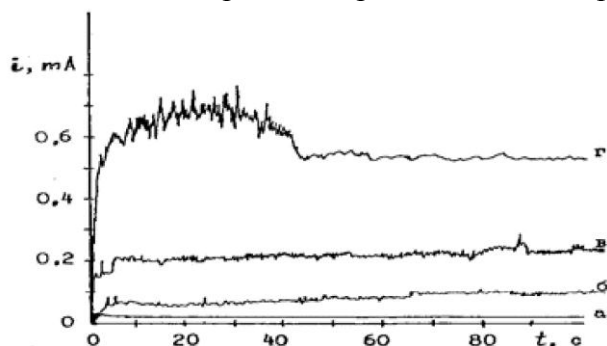


Рис.1. Характерные временные зависимости тока при различных положительных потенциалах на образце, U : а - 15; б - 20; в - 25; г - 30 кВ.

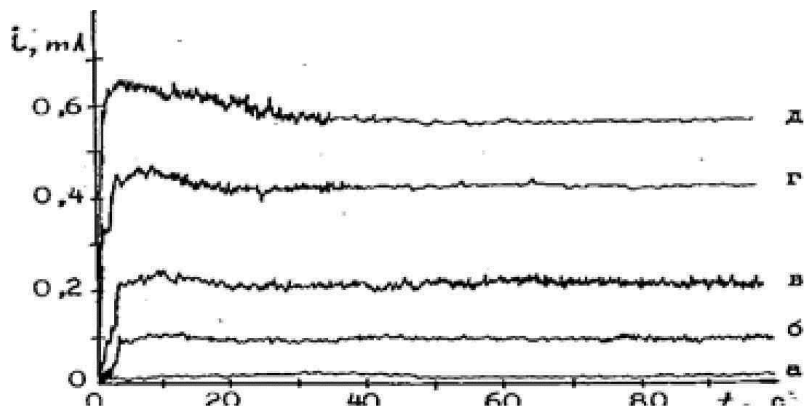


Рис.2. Характерные временные зависимости тока при различных отрицательных потенциалах на образце, U : а - 10; б - 15; в - 20; г - 25; д - 30 кВ.

Для количественного изучения вышеуказанных процессов, путем наложения внешнего ЭП на ЛФ металлов были получены временные зависимости тока, $i(t)$, и ВАХ цепи пластины-ЛФ при различных условиях эксперимента [1, 2]. На рис.1 и 2 представлены характерные $i(t)$ при фиксированных значениях напряжения U и расстояния l между пластинами. При установленных U и l , с включением ЛИ, наблюдается рост тока, а затем её стабилизация. Время стабилизации определяется временем формирования лазерного факела. Чем больше интенсивность ЛИ, тем быстрее идет формирование ЛФ и тем самым уменьшается время стабилизации. Как видно из рис.2.1 при различных значениях ЭП, соответствующим различным процессам протекания тока, зависимости $i(t)$ имеют неодинаковый характер. В случае слабого поля (рис.1, а, рис.2, а) зависимость $i(t)$ имеет плавный вид и образование ЛФ отмечается некоторым увеличением тока. Эти зависимости соответствуют режиму стягивания внешней зоны ЛФ до образования пробойных каналов. При больших полях, когда формирование ЛФ сопровождается пробоями, зависимости $i(t)$ имеют пиковый характер (рис.1, б, в, рис.2, б, в). Дальнейшее увеличение значения ЭП до появления диффузного тлеющего свечения, обуславливает безпиковый характер зависимости $i(t)$ (рис.2, г, д). Хотя, и в этом случае, в процессе формирования ЛФ имеется стадия нестационарного пикового характера тока.

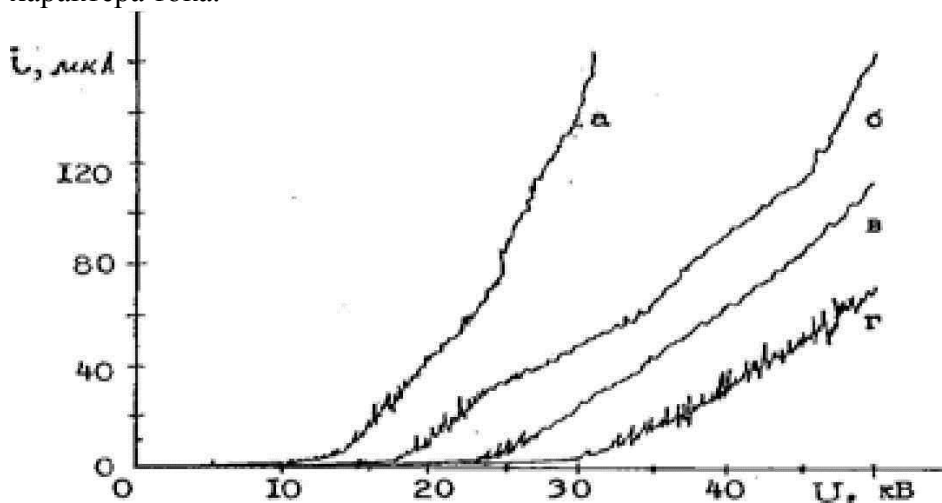


Рис.3. ВАХ-ки цепи пластины - ЛФ при положительном потенциале на образце и различных значениях l : а - 1; б - 2; в - 3; г - 4 см.

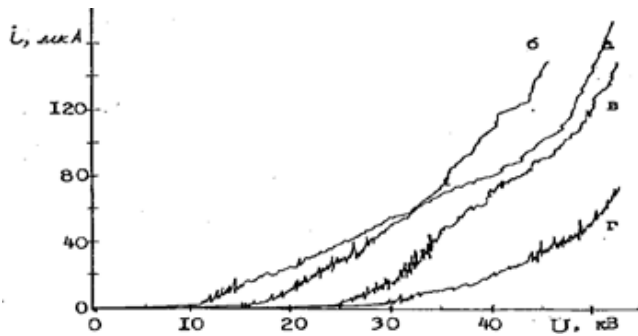


Рис.4. ВАХ-ки цепи пластины - ЛФ при отрицательном потенциале на образце и различных значениях l : а- 1; б- 2; в - 3; г - 4 см.

В В АХ эти процессы проявляются следующим образом [1, 2]. При увеличении U ($I = \text{const}$), до наступления пробоя, ток в цепи ЛФ-пластины имеет малые значения и плавно растёт (рис.3, 4). С достижением некоторого критического значения $U = U_{\text{кр}}$, появляются пробои, обуславливающие пиковый характер тока, и наблюдается резкое его увеличение. Чем больше поле над критическим, $U > U_{\text{кр}}$, тем интенсивнее пробойные каналы, тем больше пиков в зависимости $z(t)$ и больше их амплитуда. При дальнейшем увеличении поля, когда пробойные каналы переходят в диффузное свечение, пиковый характер тока исчезает и ВАХ приобретает плавный вид. Трансформация диффузного разряда в указанные выше формы развития процессов — “вытягивание плазмы” ЛФ, образование стратов, образование более интенсивных каналов и т.д., как правило, приводит к ещё большему увеличению крутизны ВАХ. Как видно из этих рисунков, с увеличением расстояния между поверхностями образца и верхней пластины, кривые смещаются в сторону больших напряжений. Причем, кроме случая $l < 2$ см, при противоположных полярностях ЭП, в пределах ошибки измерения, ВАХ совпадают при одинаковых l . Физические процессы протекания тока через лазерный эрозионный факел при наложении на него внешнего сильного электрического поля были изучены работах [1-4]. Поэтому для расчета тока использовались данные из этих экспериментов. При этом интенсивность лазерного излучения равнялась $I = 1.5-2.5 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$. Высота лазерного факела достигало 4-8 мм и поперечное сечение 4 - 6 мм. Внешнее электрическое поле достигало значений от 0 до 60 кВ. Расстояние между верхней пластиной и поверхностью образца фиксировалось $l = 1, 2, 3, 4, 5$ см.

Кроме этого исследование температуры факела показало [5, 6], что оно меняется в зависимости от условий от 1400 до 2200 К. При этом размеры зоны воздействия варьируются от 0,4 см до 0,6 см. Поэтому для расчета тока из зонного воздействия использовались эти значения d и T .

Для расчета начального тока использовалась формула Ричардсона-Дэшмана:

$$J = AT^2 \exp(-\phi/kT) \quad (1)$$

где $A = 120,4 \text{ А/см}^2\text{К}^2$

J - плотность тока и в нашем случае она рано

$$J = \frac{i}{S}, \quad (2)$$

где i ток, S - площадь с которого выходят заряды из зоны воздействия.

$$S = \frac{\pi d^2}{4} \quad (3)$$

где d - диаметры зоны воздействия. С учетом этого(2.1) преобразуется

$$i = \frac{\pi d^2}{4} AT^2 \exp \frac{-\phi}{KT} \quad (4)$$

С учетом экспериментальных данных и для образца из чистого железа использовались следующие значения данных:

$$d = 0.3 \div 0.6$$

$$T = 1400 \div 2200 \text{ K}$$

$$\Phi = 4.31 \text{ эВ}$$

$$K = (11600)^{-1} \text{ эВК}$$

Полученные зависимости $i(T)$ и $i(T)$ представлены на рисунках 5 и 6.

Откуда видно, что сколь угодно заметные токи порядка мкА начинают протекать при температурах начиная 1600 - 1700 К. С увеличением температуры больше 2000К ток резко возрастает до значений мА. Причем рост тока тем больше, чем больше размеры зоны воздействия. Абсолютные значения расчетных токов хорошо согласуются со значениям и токовизмеренных на экспериментах.

Для изучения влияния внешнего сильного электрического поля использовалась известная формула Ричардсона-Дэшмана для термоавтоэлектронной эмиссии

$$i = AT^2 \frac{\pi d^2}{4} \exp \left(-\frac{\phi - e \sqrt{eE}}{KT} \right) \quad (5)$$

где E – напряженность внешнего электрического поля в зоне воздействия.

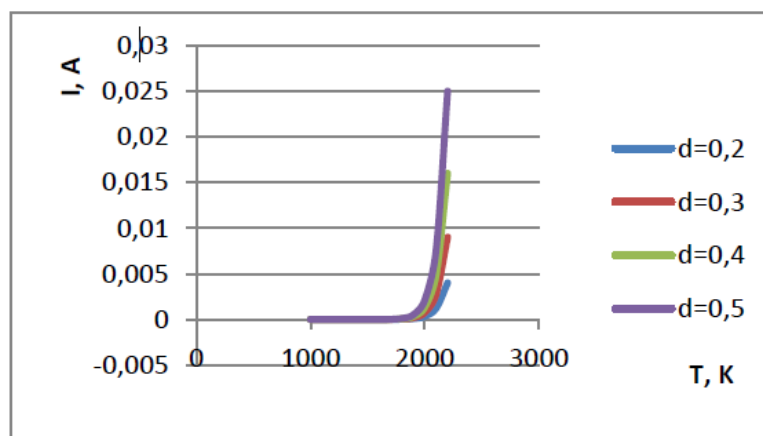


Рис.5. Зависимость термоэлектронного тока от температуры $I(T)$ при различных значениях размеров зоны эмиссии d .

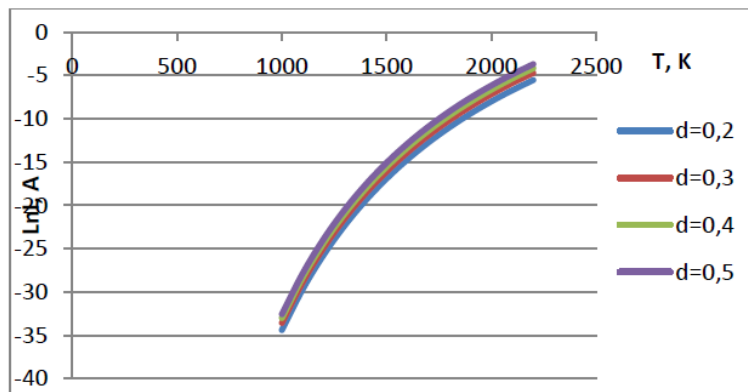


Рис.6. Зависимость $\text{Ln}I$ термоэлектронного тока от температуры T при различных значениях размеров зоны эмиссии d .

В экспериментах E варьировалась до 10^5 В/см. Полученные зависимости тока от напряженности E при фиксированных $T=2000$ К показана на рис.7. Для наглядности изменения тока во всем диапазоне изменения напряженности E электрического поля зависимости приведены в логарифмических масштабах. Как отсюда видно, с увеличением внешнего электрического поля ток термоавтоэлектронной эмиссии увеличивается, причем увеличение тем сильнее, чем больше диаметр зоны воздействия. Заметный рост тока, больше миллиампера, начинается при напряженности ЭП больше 1 кВ/см.

Далее были рассчитаны зависимости $i(E)$ при различных значениях температуры зоны воздействия и при фиксированном значении d . Полученные зависимости показаны на рис.8.

Все зависимости $i(E)$ при различных значениях температуры зоны воздействия имеют одинаковый характер – относительно медленное увеличение тока при полях меньше 1 кВ/см и резкое возрастание тока при больше 1 кВ/см. Но с увеличением температуры зоны воздействия T абсолютные значения тока возрастают значительно. Как видно из рис.8. с увеличением T на 200 К значение тока возрастает на 1.5 – 2 порядка.

Сравнение влияние параметров на термоавтоэлектронный ток, показывает, что влияние изменения температуры зоны воздействия T больше, чем изменение размеров зоны воздействия d . Абсолютные значения тока также хорошо согласуются с экспериментальными значениями – от единиц до сотни мкА.

Для случая не слишком длинных межэлектродных промежутков, когда пространственные заряды не вносят существенных неоднородностей вдоль длины промежутка l между пластинами, ток определяется выражением [7, 8]:

$$i = i_0 \cdot \exp(\alpha \cdot l), \quad (6)$$

где i_0 - начальный ток из ЛФ, α - ионизационный коэффициент, см^{-1} , l – расстояние между вершиной ЛФ и верхней пластиной.

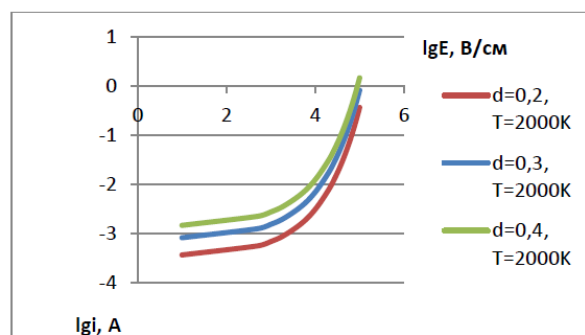


Рис.7. Зависимость тока i от напряженности E при различных значениях размеров зоны воздействия d и при фиксированной её температуре $T=2000$ К.

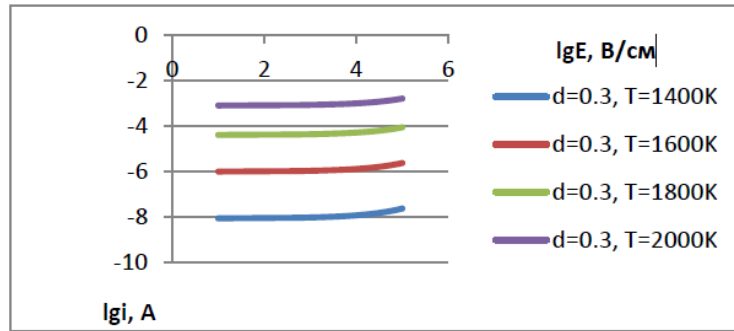


Рис. 8. Зависимость тока i от напряженности E при различных значениях температуры зоны воздействия T и при фиксированном её размере $d = 0,3$ см.

Начальный ток из основания ЛФ рассчитывается по формуле (5), использованной для расчёта термоавтоэлектронного тока.

Отсюда видно, что ток в цепи характеризуется α . Его можно определить по следующей формуле [7, 8]:

$$\alpha_{\Gamma} = 0,14 \rho \{ (E_{\text{ЭП}}[\text{кВ/см}]/31\rho)^2 - 1 \} \text{ см}^{-1}, \quad (7)$$

Напряженность ЭП, E , при вышеприведенных условиях эксперимента, у вершины ЛФ будет определяться выражением:

$$E = \frac{2U}{d \cdot \ln\left(\frac{2l}{d}\right)} \quad (8)$$

где l - расстояние между электродами, U – напряжение, подаваемое на электроды, d – поперечный размер основания лазерного факела.

ρ - отношение плотности воздуха к нормальной, соответствующей давлению 760 тор и температуре 25°C. Так как в эксперименте давление воздуха соответствует атмосферному, то ρ определяется температурой газа T_{Γ} вблизи вершины ЛФ, которая в свою очередь зависит от температуры ЛФ, $T_{\text{ф}}$. Для данных условий эксперимента, с учетом нагревания межпластинного воздушного промежутка лазерным факелом, температура ее составляет 500-600 К [3]. Тогда из данных [9] $\rho \approx 0,6$.

Полученные на основе выражения (6) с учетом (7 – 8) при условиях $l=1$ см, $d=0,6$ см, $T=1600$ К и $\rho \approx 0,6$ зависимость тока от напряжения $i(U)$ представлен на рис. 5. На этом же рисунке приведена экспериментальная ВАХ цепи образец-лазерный факел-пластины. Как видно, теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Из этого можно заключить о правомерности сделанных допущений и возможности применения данных моделей для описания тока в цепи образец-лазерный факел – пластины.

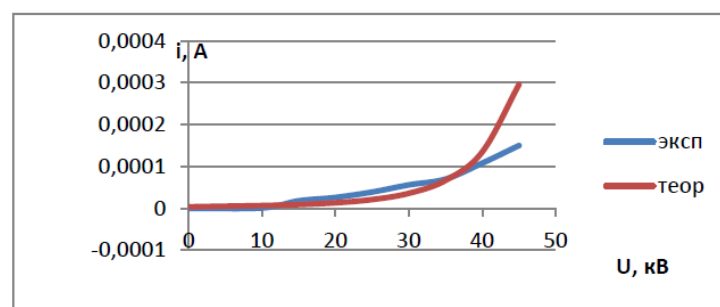


Рис.5. Расчетный (теор) и экспериментальный (эксп) ВАХ цепи образец-лазерный факел-пластины при $l=1$ см.

Список цитируемых источников

1. Токтогонов С.А., Чокоев Э.С. Влияние сильного электрического поля на лазерную эрозионную плазму. // Вестник КГНУ 1995, Вып1, часть 2, с. 70-74.
2. Токтогонов С.А. Комбинированная ионизация воздушного промежутка непрерывным лазерным излучением и сильным электрическим полем// Вестник КГНУ 1996. Вып 1, Ч1, с 235-239.
3. Токтогонов С.А., Бейшекеева Г. Дж.Об особенности зажигания короны при совместном воздействии непрерывного лазерного излучения и сильного электрического поля на металлы. // Вестник ТУ «Дастан» №1 Бишкек 1997, с. 114-117.
4. Токтогонов С.А., Ганыева А. Образование коронного разряда с вершины лазерного эрозионного факела// Вестник КНУ: Спец. выпуск – Физика. Философия – Бишкек. КНУ им. Ж.Баласагына, 2003, с.104-109.
5. Токтогонов С.А. Чокоев Э.С. О температуре в зоне облучения металла непрерывным лазерным излучением// «Структура и свойства моно и поликристаллических материалов» под.ред. Андриевского, Фрунзе, Илим, 1990, с. 104-106.
6. Цирулина В.В., Токтогонов С.А. Расчет зависимости температуры и давления ЛЭФ от энерговклада ЛИ// Вестник КГНУ 2001. Труды мол. ученых, серия 5, вып. 3, с.28-32
7. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987, с.592.
8. Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. – Изд. 2-е. – М.: Гостехиздат, 1950, с.841.
9. Таблицы термодинамических функций воздуха. / Под ред. Предводителя А.С. –М.: Из-во АН СССР, 1962, с.268.

Рецензенты: *Урусов Р.М. - доктор физико-математических наук, профессор НАН КР*
Усенканов Дж.О. - кандидат физико-математических наук, доцент КРСУ им. Б.Ельцина