

УДК 537.525,621.32.032

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ НА ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ТЛЕЮЩЕГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

© 2020 г. В. И. Кристья^{1, *}, Мьо Ти Ха¹, М. Р. Фишер¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)”, Калужский филиал, Калуга, Россия

*E-mail: kristya@bmstu-kaluga.ru

Поступила в редакцию 09.01.2020 г.

После доработки 07.02.2020 г.

Принята к публикации 26.02.2020 г.

Сформулирована модель катодного слоя тлеющего газового разряда при наличии на поверхности катода тонкой диэлектрической пленки, в которой принимается во внимание полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку. Показано, что вольт-амперная характеристика такого разряда является медленно растущей или падающей, и это может быть причиной экспериментально наблюдающейся его неустойчивости.

DOI: 10.31857/S0367676520060149

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в различных областях человеческой деятельности используются газоразрядные приборы. Они разделяются на приборы тлеющего разряда (например, газовые лазеры) и приборы дугового разряда (осветительные лампы) [1–3]. В приборах тлеющего разряда после приложения напряжения между электродами происходит пробой рабочего газа и зажигается тлеющий разряд, который поддерживается в течение всего времени их работы. В приборах же дугового разряда сначала также зажигается тлеющий разряд, а через некоторое время температура катода в результате его нагрева потоком тепла, поступающего из разряда, достигает значений, при которых возможна термоэлектронная эмиссия, и разряд переходит в дуговой. Срок службы обоих типов газоразрядных приборов в значительной степени определяется процессом распыления их катода в тлеющем разряде ионами и быстрыми атомами, образующимися при резонансной перезарядке ионов на атомах рабочего газа (так как долговечность приборов дугового разряда в непрерывном режиме работы существенно больше, чем в режиме периодических включений-выключений [4, 5]).

Особенностью тлеющего разряда является существование тонкого положительно заряженного катодного слоя с большой напряженностью электрического поля (в то время как в остальной части разряда она достаточно мала) и с падением напряжения на нем порядка 10^2 вольт. Уменьшение

катодного падения напряжения U_c обуславливает снижение энергий ионов и атомов, бомбардирующих поверхность катода в разряде, а следовательно, уменьшение интенсивности его распыления. Величина U_c существенно зависит от эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода γ_{eff} , равного среднему числу электронов, необходимых для поддержания разряда, которые эмитируются с его поверхности в расчете на один падающий на нее ион [1, 2].

Один из способов увеличения γ_{eff} и уменьшения катодного падения напряжения разряда U_c состоит в формировании на поверхности катода тонкой диэлектрической оксидной пленки [6, 7]. В разряде, в результате бомбардировки катода ионами, на пленке накапливается положительный заряд, что приводит к возникновению в ней электрического поля. Когда его напряженность достигает величины порядка 10^8 – 10^9 В·м⁻¹, начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в пленку. Такие электроны двигаются в пленке, ускоряясь электрическим полем и тормозясь при столкновениях с фоновыми, и, достигая ее внешней границы, нейтрализуют поверхностный заряд, что приводит к установлению стационарного режима разряда. При этом некоторая доля электронов δ_f , величина которой называется эмиссионной эффективностью пленки [8], может иметь энергии, достаточные для преодо-

ления потенциального барьера на поверхности пленки, и выходить из нее, увеличивая γ_{eff} [9].

Влияние диэлектрической пленки на эмиссионные свойства катода с учетом зависимости ее эмиссионной эффективности от характеристик разряда исследовалось ранее в работах [10, 11] лишь для случая слаботокового (Таунсендовского) разряда, в котором объемный заряд достаточно мал и не оказывает влияния на распределение электрического поля в разрядном промежутке. В данной работе сформулирована самосогласованная модель катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки, рассчитаны его характеристики и оценена роль полевой электронной эмиссии из металлической подложки катода в его поддержании.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Пусть на катоде газоразрядного прибора находится тонкая диэлектрическая пленка толщиной H_f . При его бомбардировке ионами в тлеющем разряде на поверхности пленки накапливается положительный заряд, в результате чего в ней возникает электрическое поле с напряженностью E_f . При достижении ею величины порядка $10^8 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ начинается полевая эмиссия электронов из металлической подложки катода в зону проводимости пленки, макроскопическая плотность тока которой определяется формулой Фаулера–Нордгейма [12, 13]:

$$j_f = (as_f E_f^2 / t^2(y_0) \varphi_b) \exp(-bv(y_0) \varphi_b^{3/2} / E_f), \quad (1)$$

где $a = 1.54 \cdot 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{эВ} \cdot \text{В}^{-2}$, $b = 6.83 \cdot 10^9 \text{ В} \cdot \text{эВ}^{-3/2} \cdot \text{м}^{-1}$, $c = 3.79 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \cdot \text{м}^{1/2} \cdot \text{В}^{-1/2}$, $y_0 = c(E_f/\epsilon_f)^{1/2} / \varphi_b$, $v(y_0) = 1 - y_0^2 + (1/3)y_0^2 \ln y_0$, $t^2(y_0) = 1 + (1/9) \times y_0^2 (1 - \ln y_0)$, $\varphi_b = \varphi_m - \chi_d$ [14] – высота потенциального барьера на границе подложки и пленки, φ_m – работа выхода подложки, χ_d и ϵ_f – электронное сродство и высокочастотная диэлектрическая проницаемость материала пленки, s_f – доля поверхности границы металл-диэлектрик вблизи вершин ее рельефа, с которой, вследствие усиления на них напряженности электрического поля, осуществляется полевая электронная эмиссия.

Напряженность электрического поля E_f в пленке вблизи вершин рельефа на ее границе с подложкой в установившемся режиме разряда может быть найдена из условия равенства плотности разрядного тока j и макроскопической плотности тока полевой электронной эмиссии в пленку [10, 15]:

$$j = j_f, \quad (2)$$

а эмиссионная эффективность пленки определяется выражением [11, 16]:

$$\delta_f = 1 - \exp\left(-\frac{H_0}{\lambda_e}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_0^n}{n! \lambda_e^n} \left(1 + \frac{\epsilon_{en}}{\epsilon_d}\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_{en}}{\epsilon_d}\right), \quad (3)$$

где $\epsilon_d = \hbar e E_f / 2(2m\varphi_b)^{1/2} t(y_0)$, $\epsilon_{en} = e H_f E_f - \varphi_m - n\Delta\epsilon$, $H_0 = H_f - H_t$, H_t – ширина потенциального барьера на границе металл–диэлектрик для электронов с энергией вблизи уровня Ферми металла, e и m – заряд и масса электрона, $\hbar = h/2\pi$, h – постоянная Планка, λ_e и $\Delta\epsilon$ – средняя длина пробега электрона в пленке между его столкновениями с фононами и теряемая при таком столкновении энергия.

При бомбардировке катода ионами, поступающими из разряда, плотность тока которых равна j_i , с него происходит эмиссия электронов с плотностью тока $f_{es}\gamma_i j_i$ [2, 17], где γ_i – коэффициент ионно-электронной эмиссии материала катода, $f_{es} = 1/(1 + v/4w_e)$ – доля эмитированных с катода электронов, не возвращающихся на его поверхность вследствие рассеяния на атомах рабочего газа, v – средняя скорость эмитируемых катодом электронов, w_e – дрейфовая скорость электронов в газе у катода.

Эффективный же коэффициент ионно-электронной эмиссии катода при этом равен [9, 11]:

$$\gamma_{eff} = (\gamma_{ie} + \delta_{fe}) / (1 - \delta_{fe}), \quad (4)$$

где $\delta_{fe} = f_{es}\delta_f$, $\gamma_{ie} = f_{es}\gamma_i$.

Пусть катодный слой тлеющего разряда расположен между плоскостью $z = 0$ и катодом с диэлектрической пленкой, поверхность которого совпадает с плоскостью $z = d_c$, где d_c – длина катодного слоя. Эмитируемые с катода электроны двигаются в направлении анода, а ионы, образующиеся при ионизации ими атомов рабочего газа, – в направлении катода. Связь между плотностью тока тлеющего разряда $j = (1 + \gamma_{eff}) j_i$ и величиной катодного падения напряжения разряда U_c задается при этом соотношением [1, 18]:

$$j/p^2 = (1 + \gamma_{eff}) K U_c^{3/2} / (pd_c)^{5/2}, \quad (5)$$

где $K = 4\epsilon_0 (ep\lambda_c/M)^{1/2}$, p – давление рабочего газа, λ_c – длина перезарядки иона в газе, e и M – заряд и масса иона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная.

В самостоятельном разряде выполняется условие поддержания разряда [1]:

$$\int_0^{d_c} \alpha(x) dx = \ln(1 + 1/\gamma_{eff}), \quad (6)$$

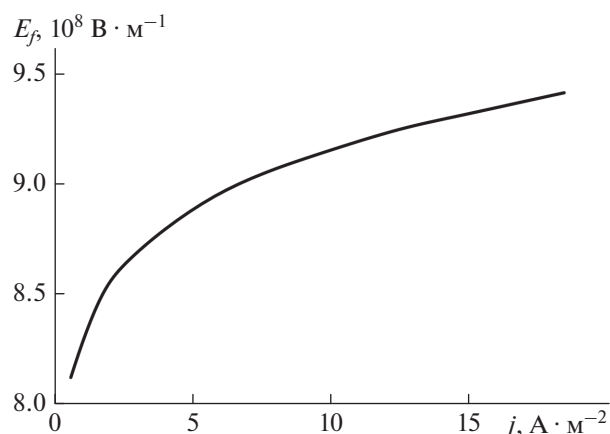


Рис. 1. Зависимость напряженности электрического поля в диэлектрической пленке от плотности разрядного тока.

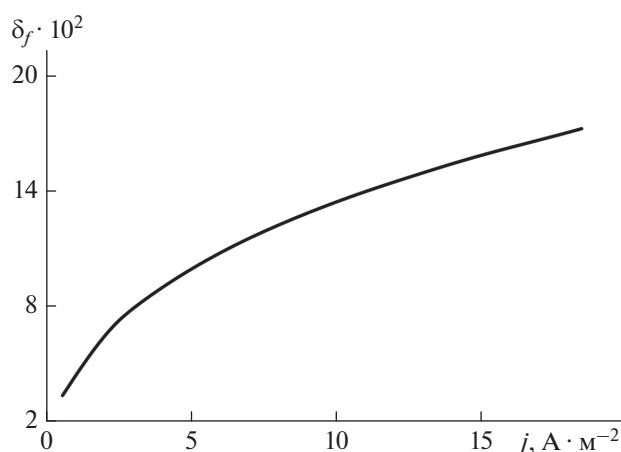


Рис. 2. Зависимость эмиссионной эффективности пленки от плотности разрядного тока.

где $\alpha(z) = Ap \exp(-Bp/E(z))$ — ионизационный коэффициент рабочего газа, $E(z) = 2U_c z/d_c^2$ — распределение напряженности электрического поля в катодном слое, A и B — постоянные для данного рода газа.

Уравнения (1)–(6) образуют систему, позволяющую рассчитать характеристики катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки, в том числе его катодное падение напряжения U_c , как функции плотности разрядного тока.

Вычисления проводились для тлеющего разряда с алюминиевым катодом без диэлектрической пленки и при наличии на его поверхности пленки Al_2O_3 . Использовались следующие значения параметров [11, 16, 19]: $\phi_m = 4$ эВ, $\chi_d = 2$ эВ, $\epsilon_f = 3$, $s_f = 10^{-3}$, $\Delta\epsilon = 0.125$ эВ, $\gamma_i = \gamma_{i0} (E(d_c)/n_g)^{0.6}$, где n_g — концентрация рабочего газа, причем величина отношения $E(d_c)/n_g$ в последнем соотношении берется в килоаунсендах ($1 \text{ кТд} = 10^{-18} \text{ В} \cdot \text{м}^2$).

При расчете в работе [11] эмиссионной эффективности диэлектрической пленки оксида алюминия на катоде в слаботоочном разряде с плотностью разрядного тока j порядка $10^{-4} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ использовалось значение $\lambda_e = 0.3 \text{ нм}$ из [8]. В тлеющем же разряде плотность тока j , а в соответствии с соотношением (2) и плотность тока полевой электронной эмиссии в пленку j_f , превосходит его величину в слаботоочном разряде на несколько порядков [1]. Поэтому, как следует из выражения (1), напряженность E_f электрического поля в пленке, обеспечивающая нужную величину j_f , в тлеющем разряде должна быть большей,

чем в слаботоочном разряде. Это обуславливает более высокие энергии электронов, движущихся в пленке, и меньшую среднюю длину λ_e их пробега в ней между столкновениями с фононами, так как для электронов с энергией до 10 эВ величина λ_e уменьшится с увеличением их энергии [20, 21]. Для учета этого фактора в данной работе использовалось приближенное выражение для зависимости $\lambda_e(E_f)$ вида:

$$\lambda_e(E_f) = \lambda_{e0} (E_{f0}/E_f)^q, \quad (7)$$

где $\lambda_{e0} = 0.3 \text{ нм}$ и $E_{f0} = 5 \cdot 10^8 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ — значения λ_e и E_f , характерные для слаботоочного разряда [11]. Значение коэффициента $q = 0.65$ в нем найдено из условия, что, как экспериментально установлено в работе [22], при формировании на катоде пленки оксида алюминия толщиной $H_f = 8 \text{ нм}$ катодное падение напряжения тлеющего разряда в гелии уменьшается с 180 до 90 В.

Вычисленные с использованием соотношений (1)–(7) зависимости основных характеристик катодного слоя разряда при наличии на нем диэлектрической пленки толщиной $H_f = 7 \text{ нм}$ и при ее отсутствии (т.е. при $H_f = 0$) как функции плотности разрядного тока j в тлеющем разряде в аргоне ($p = 133 \text{ Па}$, $\gamma_{i0} = 0.025$) приведены на рис. 1–4. Из рис. 2 и 3 видно, в частности, что наличие на катоде тонкой диэлектрической пленки обуславливает существенное улучшение его эмиссионных свойств, причем величины δ_f и γ_{eff} растут с увеличением j вследствие увеличения напряженности E_f электрического поля в пленке (см. рис. 1), сопровождающегося ростом энергий электронов у ее внешней границы.

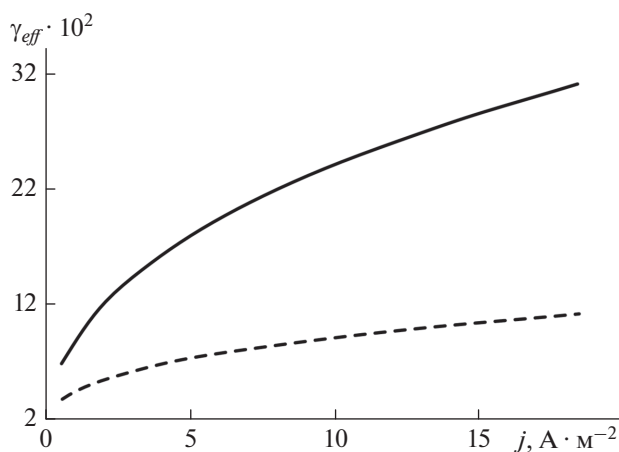


Рис. 3. Зависимость эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода без диэлектрической пленки (штриховая линия) и с пленкой (сплошная линия) от плотности разрядного тока.

Из рис. 4, где представлена рассчитанная зависимость катодного падения напряжения разряда U_c от плотности разрядного тока j (т.е. его вольт-амперная характеристика), следует, что для разряда с катодом без диэлектрической пленки имеет место согласие результатов расчета с экспериментальными данными из работы [23], подтверждающее удовлетворительную точность использованной модели катодного слоя тлеющего разряда. Наличие же тонкой диэлектрической пленки на катоде приводит к существенному снижению U_c при той же плотности разрядного тока j вследствие бóльшего значения γ_{eff} . В частности, при толщине пленки, равной 7 нм, вольт-амперная характеристика разряда является намного медленнее растущей, чем в случае катода без оксидной пленки. Это должно приводить к снижению энергий бомбардирующих катод ионов и атомов рабочего газа, а следовательно, к уменьшению интенсивности его распыления в разряде и увеличению долговечности.

При наличии на катоде более толстой пленки (см. рис. 4) или при большей длине пробега электронов в диэлектрике между их столкновениями с фонами снижение катодного падения напряжения разряда U_c , обусловленное полевой электронной эмиссией, может быть еще более значительным. В таком случае вольт-амперная характеристика тлеющего разряда может стать падающей, а его дифференциальное сопротивление — отрицательным, что, как показано в [24, 25], является условием его неустойчивости, т.е. возникновения в разряде колебательных процессов, наблюдавшихся в [26] при наличии на электродах диэлектрических пленок оксида алюминия толщиной порядка 10 нм.

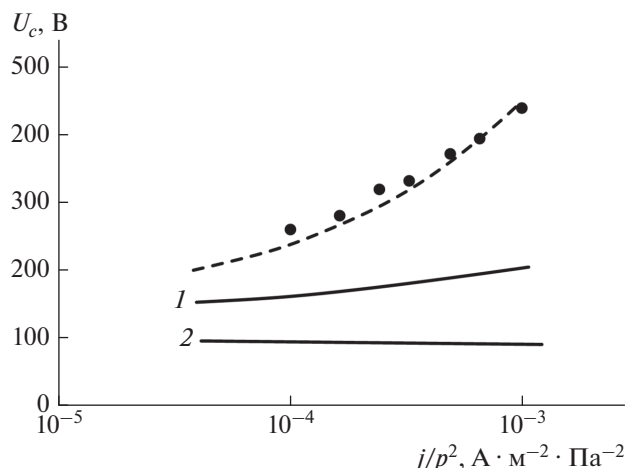


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика тлеющего разряда в аргоне с катодом без диэлектрической пленки (штриховая линия), а также с пленкой толщиной 7 нм (сплошная линия 1) и 8 нм (сплошная линия 2). Точки — экспериментальные значения U_c [23].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе построена самосогласованная модель катодного слоя тлеющего разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки. В ней принимается во внимание, что в разряде, вследствие накопления положительных зарядов на поверхности пленки, в диэлектрике возникает сильное электрическое поле, обуславливающее возникновение полевой эмиссии электронов из металлической подложки катода в пленку. Учитывается также зависимость эмиссионной эффективности пленки, равной доле эмиттируемых в пленку электронов, которые выходят из нее в разряд и улучшают эмиссионные свойства катода, от параметров пленки и разрядных условий.

Рассчитаны зависимости характеристик тлеющего разряда в аргоне с катодом, на поверхности которого находится пленка оксида алюминия, от плотности разрядного тока и показано, что полевая электронная эмиссия может приводить к существенному увеличению эффективного коэффициента ионно-электронной эмиссии катода. В результате, вольт-амперная характеристика такого разряда, в отличие от случая разряда с металлическим катодом, является слабо растущей, а при определенных условиях — падающей, что может быть причиной экспериментально наблюдавшейся неустойчивости разряда при наличии на катоде тонкой диэлектрической пленки.

Работа выполнена в рамках реализации государственного задания “Организация проведения научных исследований” Минобрнауки РФ в МГТУ им. Н.Э. Баумана (проект 3.8408.2017/6.7) при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Калужской области (проект № 18-42-400001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: ИД "Интеллект", 2009. 736 с.
2. Кудрявцев А.А., Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Физика тлеющего разряда. СПб.: Лань, 2010. 512 с.
3. Schwieger J., Baumann B., Wolff M. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2015. V. 655. Art. № 012045.
4. Byszewski W.W., Li Y.M., Budinger A.B., Gregor P.D. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. № 4. P. 720.
5. Hadrath S., Beck M., Garner R.C. et al. // J. Phys. D. 2007. V. 40. № 1. P. 163.
6. Lee M.-B., Hahm S.-H., Lee J.-H., Song Y.-H. // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 86. № 12. Art. № 123511.
7. Ptitsin V. // J. Phys. Conf. Ser. 2011. V. 291. № 1. Art. № 012019.
8. Suzuki M., Sagawa M., Kusunoki T. et al. // IEEE Trans. ED. 2012. V. 59. № 8. P. 2256.
9. Bondarenko G.G., Fisher M.R., Kristya V.I. // Vacuum. 2016. V. 129. P. 188.
10. Бондаренко Г.Г., Фишер М.Р., Мьо Ти Ха, Кристя В.И. // Изв. вузов. Физ. 2019. Т. 62. № 1. С. 72; Bondarenko G.G., Fisher M.R., Myo Thi Ha, Kristya V.I. // Russ. Phys. J. 2019. V. 62. № 1. P. 82.
11. Кристя В.И., Мьо Ти Ха, Фишер М.Р. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2019. № 4. С. 79; Kristya V.I., Myo Thi Ha, Fisher M.R. // J. Surf. Invest.: X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2019. V. 13. № 2. P. 339.
12. Modinos A. Field, thermionic, and secondary electron emission spectroscopy. N.Y.: Plenum Press, 1984. 376 p.
13. Forbes R.G. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. № 11. Art. № 113122.
14. Hickmott T.W. // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. Art. № 093703.
15. Hickmott T.W. // J. Appl. Phys. 2000. V. 87. Art. № 7903.
16. Bondarenko G.G., Kristya V.I., Savichkin D.O. // Vacuum. 2018. V. 149. P. 114.
17. Phelps A.V., Petrović Z.Lj. // Plasma Sources Sci. Technol. 1999. V. 8. № 3. P. R21.
18. Кристя В.И., Ёе Наинг Тун // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 6. С. 752; Kristya V.I., Ye Naing Tun // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. № 6. P. 549.
19. Donko Z. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. № 2. Art. № 026401.
20. Ashley J.C., Tung C.J., Ritchie R.H. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. 22. № 6. P. 2533.
21. Кортвов В.С., Звонарев С.В. // Изв. вузов. Физ. 2008. Т. 51. № 3. С. 52; Kortov V.S., Zvonarev S.V. // Russ. Phys. J. 2008. V. 51. № 3. P. 277.
22. Крютченко О.Н., Маннанов А.Ф., Носов А.А. и др. // Поверхность. Физ., хим., мех. 1994. № 6. С. 93.
23. Rózsa K., Gallagher A. // Phys. Rev. E. 1995. V. 52. № 1. P. 913.
24. Phelps A.V., Petrović Z.Lj., Jelenkovič B.M. // Phys. Rev. E. 1993. V. 47. № 4. P. 2825.
25. Mokrov M.S., Raizer Yu.P. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. № 3. Art. № 035031.
26. Гуторов К.М., Визгалов И.В., Маркина Е.А., Курнаев В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 2. С. 208; Gutorov K.M., Vizgaliv I.V., Markina E.A., Kurnaev V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. № 2. P. 188.