

04;11

О снижении потенциального барьера на границе катода в условиях высоковольтного газового разряда

© Ю.А. Баренгольц

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь, Молдова
E-mail: barengolts@list.ru

Поступило в Редакцию 12 октября 2011 г.

Рассматривается влияние адсорбированных атомов, молекул или слоев на инициирование высоковольтного газового разряда. Показано, что наличие островковых пленок адсорбата приводит к увеличению тока автоэлектронной эмиссии, вызываемого пробой газового промежутка. Формирование на катоде сплошной адсорбированной пленки обуславливает последующую слабую зависимость эмиссионных характеристик высоковольтного (в частности, пикосекундного) катода от состава газовой атмосферы.

Существующие теоретические модели пикосекундного пробоя газового промежутка основаны на предположении о том, что центрами автоэлектронной эмиссии, предшествующей взрывной эмиссии электронов, являются имеющиеся на кромке катода микроострия [1,2]. На наш взгляд, активное участие в процессах, приводящих к пробое газового промежутка, могут принимать имеющиеся на катоде неметаллические микронеоднородности — адсорбированные атомы, молекулы, включения или тонкие пленки, например пленки окислов. Такие неметаллические образования формируются на поверхности эмиттера в газовой атмосфере естественным образом [3]. Наличие указанных неоднородностей приводит к трансформации потенциального барьера и снижению работы выхода на границе эмиттера с газовой или вакуумной средой. При достаточно большом значении напряженности электрического поля E_0 максимум этого барьера снижается до уровня Ферми основного материала катода, что может приводить к наблюдаемому в экспериментах более раннему появлению эмиссионного тока в газонаполненных диодах по сравнению с вакуумными [4]. Величина и длительность импульса

этого тока ограничиваются, по-видимому, экранирующим действием облака плазмы, образующейся над данным локальным эмиссионным центром [2].

В отсутствие неметаллических неоднородностей потенциальная энергия эмитированного электрона W_p на границе катода в первом приближении определяется работой выхода φ материала катода, силами изображения (энергия W_i) и напряженностью E приложенного электрического поля. С учетом известного соотношения

$$W_i = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x}, \quad (1)$$

где x — координата, e — элементарный заряд, ϵ_0 — электрическая постоянная, можем записать:

$$W_p = \varphi - \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} - eEx. \quad (2)$$

В соответствии с этим значение координаты x_m , при которой наблюдается максимум W_{pm} потенциальной энергии, и собственно значение W_{pm} определяются выражениями:

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_0 E}}, \quad W_{pm} = \varphi - \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (3)$$

Из условия $W_{pm} = 0$ находится значение критической напряженности E_0 :

$$E_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \varphi^2}{e^3}. \quad (4)$$

Например, для меди ($\varphi = 4.5$ eV) имеем $E_0 = 140$ MV/cm. Оценим поправку к этой величине, появляющуюся при наличии на катоде микронеоднородностей различного вида.

Наличие адсорбированных полярных молекул обуславливает снижение потенциального барьера на постоянную величину $\Delta\varphi$. При этом из выражений, приведенных в [5], следует

$$\Delta\varphi = \frac{e}{\epsilon_0} n\mu\theta, \quad (5)$$

где n — число молекул на единичную площадь (поверхностная концентрация адсорбированных молекул), μ — величина, имеющая

размерность дипольного момента и пропорциональная ему, θ — степень покрытия ($\theta = 0$ при отсутствии адсорбированных молекул и $\theta = 1$ для монослоя). Формула (5) получена в приближении $\theta \ll 1$. Например, для адсорбированных молекул воды, принимая усредненную величину $n = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ и учитывая значение $\mu = 6.14 \cdot 10^{-30} \text{ С} \cdot \text{м}$ [6], из (5) получаем величину $\Delta\varphi = 4,07\theta$, т.е. даже для случая малых покрытий уменьшение работы выхода может составлять десятые доли электрон-вольта. Согласно (4), следует ожидать соответствующего уменьшения E_0 .

Известно, что атомы или молекулы, не являющиеся полярными в обычных условиях, могут получать во внешнем электрическом поле так называемый индуцированный дипольный момент μ_i . Величина этого момента в первом приближении пропорциональна напряженности внешнего поля:

$$\mu_i = 4\pi\epsilon_0\alpha E, \quad (6)$$

где α — коэффициент поляризуемости. В результате из (5) получаем:

$$\Delta\varphi = 4\pi\alpha en\theta E. \quad (7)$$

Если обозначить $\beta = 4\pi\alpha n\theta$, соотношение, аналогичное второй формуле в (3), для случая неполярных адсорбированных молекул или атомов принимает вид

$$W_{pm} = \varphi - e\beta E - e\sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0}}. \quad (8)$$

В результате для напряженности поля E_0 получаем уравнение

$$e\beta E_0 + e\sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0}}\sqrt{E_0} - \varphi = 0, \quad (9)$$

решение которого, учитывая условие $\theta \ll 1$, можно разложить в ряд, ограничившись тремя его первыми членами. Тогда

$$E_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\varphi^2}{e^3} \left(1 - \frac{4\pi^2\epsilon_0\alpha n\theta}{e^2} \varphi \right)^2. \quad (10)$$

Например, адсорбированные молекулы азота ($\alpha = 1.74 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$ [7]) при $\theta = 0.1$ и $n = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ обуславливают снижение E_0 до 10% по сравнению с (4).

Заметим, что полученное выражение (10) работает и для рассмотренного ранее случая наличия на катоде полярных молекул, дипольный момент которых с ростом напряженности также существенно возрастает. Например, коэффициент поляризуемости для молекул воды составляет $\alpha = 1.49 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$ [7]. В результате уменьшение значения E_0 будет более существенным, чем это определяется соотношением (4), учитывающим (5), или выражением (10). Следует учесть также, что в сильных электрических полях в правой части уравнения (8) появляется дополнительное слагаемое, содержащее квадратичную зависимость от напряженности, что приводит к еще большему снижению величины E_0 .

Вообще говоря, уменьшение E_0 в рассмотренных случаях является следствием уменьшения с появлением адсорбата работы выхода катода. Вполне вероятно, что именно наличие на поверхности катода инородных атомов или молекул объясняет тот факт, что при прочих равных условиях ток убегающих электронов в газе инициируется несколько раньше, чем приводящий к взрывной электронной эмиссии автоэлектронный ток в вакууме [4].

При наличии на высоковольтном катоде адсорбированных слоев мы, по сути, имеем дело с двумя переходами, а именно: „чистый катод–неметаллическая пленка“ и „неметаллическая пленка–газовая атмосфера“. При этом следует учитывать силы изображения не только в газе (энергия взаимодействия W_{i1}), но и в слое адсорбированных частиц (энергия W_{i2}). В результате на электрон, находящийся вне основного материала катода, действует результирующая сила изображения:

$$W_i = W_{i1} + W_{i2}. \quad (11)$$

Если обозначить через d толщину адсорбированной неметаллической пленки с диэлектрической проницаемостью ε и принять за начало отсчета координату поверхности чистого эмиттера, направив ось координат x перпендикулярно этой поверхности, то для модулей W_{i1} и W_{i2} применимы следующие из [5] выражения:

$$W_{i1} = \frac{\varepsilon - 1}{16\pi\varepsilon_0(\varepsilon + 1)} \frac{e^2}{x - d}, \quad W_{i2} = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0(\varepsilon + 1)} \frac{e^2}{x}. \quad (12)$$

В адсорбированном слое $x \in (0; d)$ благодаря ослаблению электрического поля в ε раз значение E_0 превышает величину, определяемую

Зависимость критической напряженности поля от толщины адсорбированного диэлектрического слоя

$d, \text{ nm}$	0	0.5	1	2	4
$E_0, \text{ MV/cm}$	140 (из (4))	47.2	26.8	14.7	7.9

соотношением (4), т.е. барьер снижается до уровня Ферми основного материала эмиттера при напряженности, превышающей 140 MV/cm.

В области газовой атмосферы ($x > d$) энергией W_{i1} можем пренебречь. Тогда координаты точки максимума ($x_{pm2}; W_{pm2}$) потенциального барьера в рассматриваемом интервале могут быть найдены аналитически:

$$x_{pm2} = d + \sqrt{\frac{(\varepsilon - 1)e}{16\pi\varepsilon_0(\varepsilon + 1)E}}, \quad (13)$$

$$W_{pm2} = \varphi - eE \left(\frac{d}{\varepsilon} + x_{m2} \right) - \frac{\varepsilon - 1}{16\pi\varepsilon_0(\varepsilon + 1)} \frac{e^2}{x_{m2} - d}. \quad (14)$$

Используя обозначения

$$k_1 = \frac{e(\varepsilon + 1)}{\varepsilon}, \quad k_2 = \sqrt{\frac{e^3(\varepsilon - 1)}{16\pi\varepsilon_0(\varepsilon + 1)}}, \quad (15)$$

для критической напряженности можно получить:

$$E_0 = \frac{2k_2^2 + k_1\varphi d - 2k_2\sqrt{k_2^2 + k_1\varphi d}}{k_1^2 d^2}. \quad (16)$$

Соотношение (16) показывает, что E_0 (т.е. напряженность поля, при которой максимум потенциальной энергии эмитированного электрона опускается до значения уровня Ферми материала катода) гиперболически зависит от толщины d неметаллического слоя. В таблице приведена зависимость $E_0(d)$ для значений $\varphi = 4, 5 \text{ eV}$ (например, медь или вольфрам) и $\varepsilon = 5$ (например, вакуумное масло).

Таким образом, при наличии на катоде неметаллического слоя в сильном электрическом поле величина напряженности E_0 , при которой

максимум потенциальной энергии эмитированного электрона снижается до значения энергии Ферми основного материала катода, практически не зависит от состава газовой атмосферы и с увеличением размеров неметаллической неоднородности заметно снижается. Это означает, что в диапазоне полей, близких к тем, при которых происходит высоковольтный пробой газовых промежутков в пикосекундном диапазоне, общая прозрачность потенциального барьера на границе катод-атмосфера определяется только прозрачностью барьера на границе катод-диэлектрическая пленка.

Полученные результаты свидетельствуют о необходимости учета наличия на катоде инородных включений или слоев при рассмотрении процессов, сопровождающих инициирование высоковольтного, в том числе пикосекундного, газового разряда.

Список литературы

- [1] Яландин М.И., Реутова А.Г., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Месяц Г.А. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 18. С. 1–8.
- [2] Яландин М.И., Месяц Г.А., Реутова А.Г., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. В. 8. С. 56–65.
- [3] Varengolts Yu., Khaskelberg M.B., Yankelevich Yu.B. // Proc. of 13th Int. Sym. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum. Paris, 1988. V. 2. P. 19–21.
- [4] Месяц Г.А., Коровин С.Д., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 1. С. 35–44.
- [5] Модинос А. Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия. М.: Наука, 1990. 320 с.
- [6] Осипов О.А., Минкин В.И., Гарновский А.Д. Справочник по дипольным моментам. М.: Наука, 1971. 416 с.
- [7] Краткий справочник физико-химических величин / Под ред. А.А. Равделя, А.М. Пономаревой. СПб.: Иван Федоров, 2003. 242 с.