

ИОННО-ФОТОННАЯ ЭМИССИЯ МАТЕРИАЛОВ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В УСТАНОВКАХ УТС И ПЛАЗМОДИАГНОСТИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСАХ

*В. В. Грицына,
А. Г. Коваль,
С. П. Гоков,
Д. И. Шевченко*

*Харьковский государственный университет
им. А. М. Горького,
Харьков, пл. Свободы, 4.*

В работе приведены результаты исследования основных характеристик излучения, испускаемого возбужденными частицами, отлетающими от поверхности медь-содержащих мишеней при их бомбардировке ионами аргона. Показано существенное влияние физико-химических параметров бомбардируемого твердого тела на выход

частиц в возбужденном состоянии. Представленные данные по спектральному составу и интенсивности излучения могут быть полезны как при разработке более совершенных оптических методов диагностики плазмы, так и при поиске новых конструктивных материалов для установок УТС и элементов плазмодиагностических комплексов.

Развитие оптических методов диагностики плазмы традиционно связано с привлечением средств измерений из других областей физических исследований [1,2]. Необходимость такого заимствования заметно возросла, когда стало очевидно, что уже на стадии проектирования диагностического комплекса должна быть решена задача значительной модернизации средств измерений, что связано с тем, что составные части диагностических систем и другие элементы конструкций установок УТС подвержены воздействию целого ряда факторов нарушающих их нормальное функционирование [1,2]. К этим факторам, прежде всего, следует отнести процессы плазмоповерхностного взаимодействия, которые приводят к распылению обращенных к плазме элементов конструкций установок УТС, загрязнению плазмы тяжелыми примесями распыленных металлов, а также возникновению свечения пристеночных слоев плазмы [3,4,5].

Следовательно, исследования вторично-эмиссионных процессов (распыление, вторичная ионная и ионно-фотонная эмиссии), протекающих при ионной бомбардировке твердых тел актуальны как с точки зрения развития представлений о физике взаимодействия атомных частиц с поверхностью твердого тела, так и для решения ряда практических задач, в частности, при учете влияния плазмоповерхностного взаимодействия в установках УТС [3,6,7].

В работе было проведено исследование излучения, испускаемого возбужденными частицами, отлетающими от поверхности медной мишени, при ее бомбардировке ионами Ag^+ , являющимися аналогом тяжелых примесей в плазме [7]. Кроме того, для возможности обобщения полученных результатов и установления основных закономерностей явления испускания излучения возбужденными частицами, отлетающими от бомбардируемой ионами поверхности (ионно-фотонной эмиссии /ИФЭ/) исследовались медь-содержащие соединения, имеющие различный химический состав и, соответственно, обладающие различными физическими и химическими свойствами. Медная мишень представляла собой пластинку технической меди толщиной 1 мм., остальные образцы получались путем их прессовки из порошков соответствующих соединений. Исследования проводились на экспериментальной установке [8] с некоторыми изменениями, которые заключались в замене в системе сбора излучения оптических деталей, изготовленных из обычного стекла на оптические детали, изготовленные из кварцевого стекла, что позволило несколько расширить спектральную область исследования, доведя нижнюю границу пропускания до длины вол-

ны $\lambda = 250$ нм. Бомбардировка мишеней производилась моноэнергетическим, выделенным по массе пучком ионов Ag^+ с энергией 20 кэВ, плотностью тока $10 \div 20$ мкА/см²., углом падения на поверхность 45° . Излучение, испущенное возбужденными частицами в направлении, перпендикулярном плоскости падения первичного пучка, анализировалось и регистрировалось с помощью фотоэлектрической системы регистрации (монохроматор МДР-3, охлаждаемый ФЭУ-106), работающей в режиме счета фотонов в области длин волн $250 \div 800$ нм.

В спектрах излучения расшифровывались и обрабатывались все эмиссии, интенсивности которых превышали уровень фона в 2 раза. В эмиссионных спектрах светящейся области над поверхностью всех исследованных образцов наблюдалось большое число линий, испущенных возбужденными атомами меди (Cu I), несколько слабых линий ионов меди (Cu II) и ионов аргона (Ar II), а в спектре соединения $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ присутствовали очень сильные полосы молекулы CuCl.

Анализируя эмиссионные спектры выбитых возбужденных атомов меди, нужно отметить проявление трех типов переходов: 1) переходы между термами одноэлектронного возбуждения, типа $3d^{10} n\chi$, где $n \geq 4$; $\chi = s, p, d$; 2) переходы между термами, связанными с возбуждением внутреннего $3d$ электрона, т.е. $3d^9 4s n l$, где $l = p, d$ и $n = 4$; 3) интеркомбинационные переходы между термами 1-го и 2-го типов. Молекулярный спектр представлен четырьмя системами полос (А, В, С, Д) молекулы CuCl, подробно рассмотренными в [9, 10].

Для большинства наблюдаемых эмиссий, в том числе, и для молекулярных, определялся квантовый выход излучения γ_λ , определяемый как количество квантов с длиной волны λ в расчете на один падающий ион:

$$\gamma_\lambda = \frac{N_\lambda}{N^+} \quad (1)$$

где N^+ — число падающих ионов, N_λ — полное число фотонов с длиной волны λ .

Из полученных данных было установлено, что значения γ_λ изменялись в пределах от $5,2 \cdot 10^{-4}$ ф/и для самой сильной линии с длиной волны $\lambda = 324,7$ нм.

Cu I (соединение $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) до $1 \div 2 \cdot 10^{-7}$ ф/и для наиболее слабых ионных линий.

В таблице 1 представлены значения длин волн большинства наблюдаемых эмиссий, их интерпретация, спектральный переход и значения квантового выхода для всех исследованных мишеней. В таблице 2 указаны длины волн и значения квантовых выходов наиболее выраженных кантов систем полос А, В, С и Д молекулы CuCl. Из полученных данных были определены значения суммарного атомарного квантового выхода для всех мишеней, а также полного квантового выхода для молекулярного спектра CuCl, которые вместе со степенью ионности соединений [11] представлены в таблице 3. Из таблиц 1 и 3 видно, что суммарные атомарные квантовые выходы, как, впрочем, и интенсивности отдельных эмиссий определенным образом зависят от ионности соединений. Чем выше ионность, тем больше квантовый выход излучения. Такое поведение эмиссий атомарного спектра объясняется появлением дополнительного механизма возбуждения частиц по отношению к механизмам возбуждения, имеющим место при бомбардировке чистого металла, связанного с процессом разрыва химических связей, аналогично предложенному в работе [12] для вторичной-ионной эмиссии из соединений типа оксидов.

Как можно заметить из табл. 1, в отличие от эмиссий атомарного спектра (Cu I), для эмиссий ионного спектра (Cu II) не наблюдается зависимости интенсивности линий от степени ионности соединения. Для всех исследованных мишеней интенсивность линий спектра Cu II практически одинакова и очень мала (например, эмиссия $\lambda = 404,3$ нм. Cu II). Это можно объяснить высокой энергией возбуждения соответствующих уровней и, соответственно, малой вероятностью появления возбужденных ионизированных частиц за счет протекания процесса разрыва химических связей.

• **В. В. Грицына и др.**

Ионно-фотонная эмиссия материалов...

Таблица 1. Спектральный состав и квантовый выход излучения.

λ , нм.	Инт.	спектральный переход	γ_λ , 10^{-6} фот/ион			
			Cu	Cu ₂ O	CuO	CuCl ₂ . 2H ₂ O
1	2	3	4	5	6	7
244.1	Cu I	$4s^2 2S_{1/2} - 4p^4 4P^0_{1/2}$	—	0.45	0.5	1.1
249.2	Cu I	$4s^2 2S_{1/2} - 4p^1 4P^0_{3/2}$	0.9	1.06	1.25	2.5
261.8	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 5p^2 2P^0_{3/2}$	—	0.35	0.6	3.8
276.6	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 5p^2 2P^0_{3/2, 1/2}$	—	0.3	0.33	2.3
282.4	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^1 2D^0_{3/2}$	0.66	1.8	2.4	5.5
296.1	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^1 2F^0_{7/2}$	0.8	2.15	3.0	8.0
299.7	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^1 2D^0_{5/2}$	0.12	0.3	0.4	0.8
301.0	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^1 4D^0_{5/2}$	0.3	0.7	0.95	2.4
303.7	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^1 2D^0_{3/2}$	0.12	0.15	—	0.6
306.3	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^1 2P^0_{3/2}$	—	—	—	0.4
307.3	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^1 2F^0_{5/2}$	—	0.3	0.3	0.7
309.3	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^1 4D^0_{7/2}$	—	0.52	0.55	1.3
319.4	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^1 4D^0_{3/2}$	—	0.55	0.75	1.8
320.8	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^1 4D^0_{5/2}$	—	0.3	0.35	1.0
324.7	Cu I	$4s^2 2S_{1/2} - 4p^2 2P^0_{3/2}$	23.3	78	113	523
327.3	Cu I	$4s^2 2S_{1/2} - 4p^2 2P^0_{1/2}$	12.7	45	68	325
329.2	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^1 4F^0_{5/2}$	—	—	—	0.45
330.7	Cu I	$4p^1 2F^0_{9/2} - 4d^1 4G^0_{11/2}$	0.23	0.25	0.35	1.08
333.7	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^1 4F^0_{7/2}$	0.4	0.65	0.95	2.85
353.0	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^1 4F^0_{5/2}$	0.25	0.35	0.55	1.55
360.9	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^1 4P^0_{1/2}$	—	—	—	0.3
365.4	Cu I	$4p^2 2P^0_{1/2} - 6d^2 2D_{3/2}$	—	0.2	—	0.55
368.6; 8.7	Cu I, II	$4p^2 2P^0_{3/2} - 6d^2 2D_{5/2}$	0.43	0.5	0.4	1.05
386.0	Cu I	$4p^2 2P^0_{3/2} - 7s^2 2S_{1/2}$	0.16	—	—	0.7
402.2	Cu I	$4p^2 2P^0_{1/2} - 5d^2 2D_{3/2}$	0.2	0.3	0.45	2.5
404.3	Cu II	$4p^3 2D^0_3 - 4s^2 1G_4$	0.5	0.35	0.32	0.45
406.2	Cu I	$4p^2 2P^0_{3/2} - 5d^2 2D_{5/2}$	0.35	0.6	0.8	4.6
510.5	Cu I	$4s^2 2D_{5/2} - 4p^4 4P^0_{3/2}$	0.8	2.35	3.0	19.0
515.3	Cu I	$4p^2 2P^0_{1/2} - 4d^2 2D_{3/2}$	1.75	3.0	3.7	28.2

1	2	3	4	5	6	7
521.8	Cu I	$4p^2 P^0_{3/2} - 4d^2 D_{5/2}$	3.5	6.0	8.3	62
529.2	Cu I	$4p^1 4D^0_{7/2} - 5s^1 4D_{7/2}$	0.57	0.6	0.8	1.55
578.2	Cu I	$4s^2 2D_{3/2} - 4p^2 P^0_{1/2}$	1.3	1.5	1.98	10.4

Таблица 2. Квантовые выходы наиболее сильных кантов систем полос А, В, С и Д молекулы CuCl

система А		система В		система С		система Д	
λ , нм.	γ_λ , 10^{-6} ф/и	λ , нм.	γ_λ , 10^{-6} ф/и	λ , нм.	γ_λ , 10^{-6} ф/и	λ , нм.	γ_λ , 10^{-6} ф/и
526.2	1.9	478.8	2.9	475.5	2.5	428.0	2.5
538.0	1.7	488.1	4.2	484.6	3.0	435.3	2.4
		488.5	4.2	485.1	3.0	435.8	2.4
		498.2	5.0	494.6	3.6	443.3	2.7
				494.9	3.6	451.5	2.5

Таблица 3. Значения суммарного молекулярного и атомарного квантовых выходов излучения

Мишень	ионность (i)	$\Sigma\gamma_\lambda$, ф/и (Cu I)	$\Sigma\gamma_\lambda$, ф/и (CuCl)
Cu	—	$5.0 \cdot 10^{-5}$	—
Cu ₂ O	0.29	$1.5 \cdot 10^{-4}$	—
CuO	0.54	$2.2 \cdot 10^{-4}$	—
CuCl ₂ ·2H ₂ O	0.98 (CuCl)	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$8.5 \cdot 10^{-4}$

Для более полного описания явления ионно-фотонной эмиссии необходимо понять по какому закону происходит распределение неупругой энергии по состояниям возбуждения отлетающих частиц при столкновении падающего иона с поверхностью твердого тела. В связи с этим, удобно ввести понятие эффективности возбуждения σ_i частиц в состояние с энергией E_i [8], которая определяется из соотношения:

$$\sigma_i = \frac{\gamma_\lambda}{g_i A_{ik} \tau_i} \quad (2)$$

где g_i — статистический вес i -го состояния, A_{ik} — вероятность перехода i -к, τ_i — время жизни i -го уровня.

На рисунке представлена зависимость $\ln \sigma_i = f(E_i)$ для наиболее сильных линий исследуемых мишеней. Как можно заметить, все экспериментально определенные значения $\ln \sigma_i$ в широком интервале значений хорошо аппроксимируются прямыми линиями, проведенными по методу наименьших квадратов.

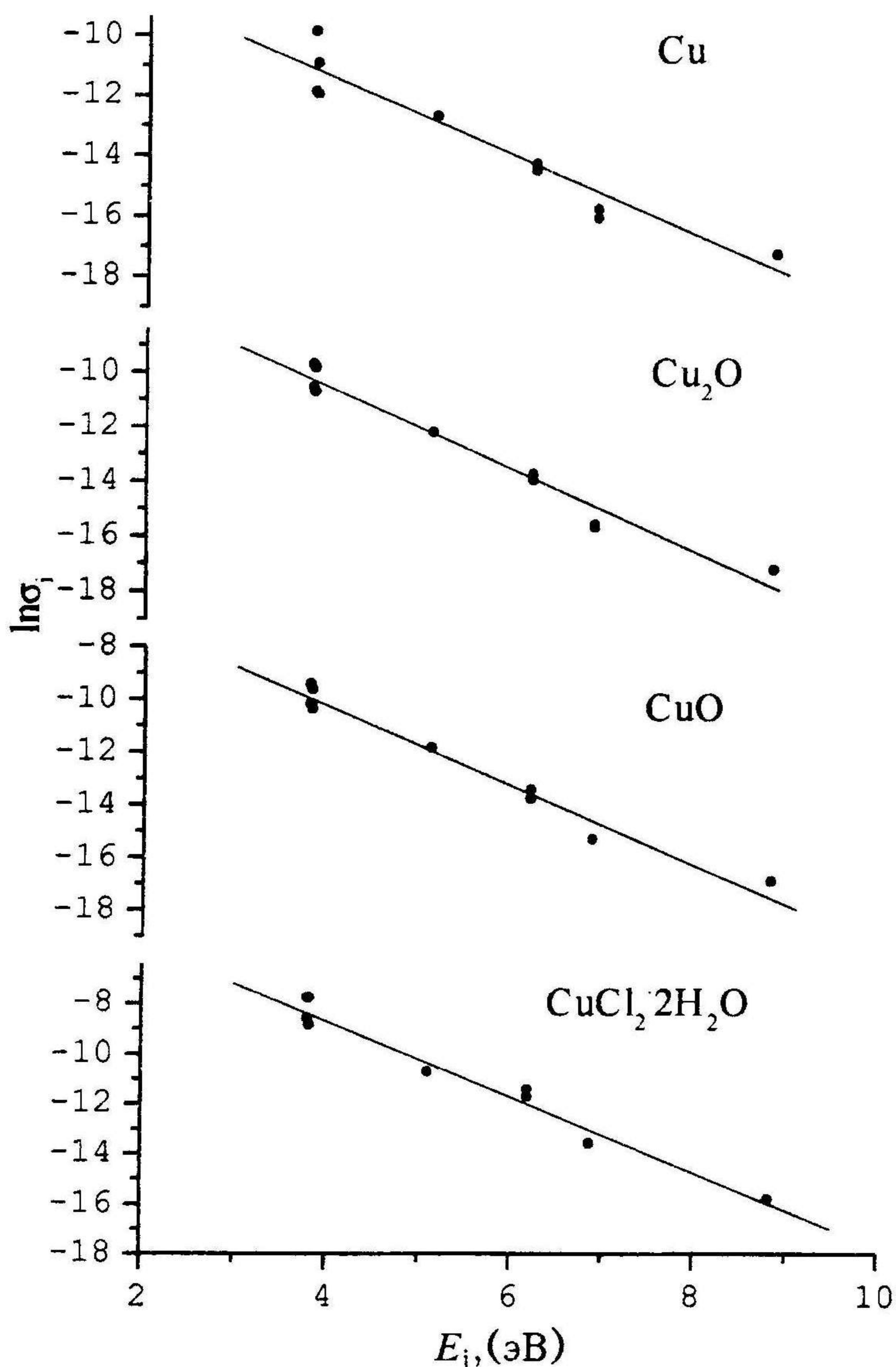


Рис. 1. Зависимость эффективности возбуждения σ_i от энергии возбуждения E_i .

Эффективности возбуждения σ_i i -го уровня от энергии возбуждения E_i можно трактовать в рамках статистического распределения неупругой энергии по возможным состояниям распадающейся возбужденной системы твердое тело — отлетающий атом, аналогично тому, как это происходит при развале сложных (трехатомных и выше) молекул [15,16].

Обобщая изложенные результаты, можно сказать, что при бомбардировке ионами Ag^+ ($E=20$ кэВ) материалов Cu , Cu_2O , CuO , $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ в спектрах излучения присутствуют, в основном, атомарные линии ($Cu I$), а также несколько слабых ионных линий меди ($Cu II$) и аргона ($Ag II$) и сильные полосы молекулы $CuCl$ в спектре соединения $CuCl_2 \cdot 2H_2O$.

Значения квантового выхода изменяются от $1 \div 2 \cdot 10^{-7}$ ф/и для слабых ионных линий до $5.2 \cdot 10^{-4}$ ф/и (линия $\lambda=324.7$ нм. $Cu I$, соединение $CuCl_2 \cdot 2H_2O$). Суммарный атомарный квантовый выход эмиссий возрастает с увеличением степени ионности соединения, что связано с появлением для соединений меди, в отличие от металла, дополнительного канала образования возбужденных частиц, обусловленного разрывом химической связи.

Наблюдаемая для всех исследованных материалов экспоненциальная зависимость эффективности возбуждения энергетических уровней атомов от их энергии возбуждения мо-

Таким образом, эффективность возбуждения описывается экспоненциальным законом распределения неупругой энергии столкновения по состояниям возбуждения частиц, отлетающих от поверхности твердого тела. Однако, несмотря на качественное подобие зависимости $\ln \sigma_i = f(E_i)$ результату, предложенному термодинамической моделью механизма возбуждения частиц [13, 14] согласно которой:

$$\sigma_i \approx \exp\left(-\frac{E_i}{kT_{эф}}\right) \quad (3)$$

где $T_{эф}$ — “эффективная” температура, определяемая из условия совпадения с экспериментальной зависимостью $\ln \sigma_i = f(E_i)$, говорить о проявлении какого-либо термодинамического равновесия в области ионной бомбардировки не приходится, так как значения $T_{эф}$ определенные из (3) как:

$$T_{эф} = -\frac{\Delta E_i}{k \Delta \ln \sigma_i} \quad (4)$$

различны для металла и его соединений: $T_{эф}(Cu) \approx 8700$ К, $T_{эф}(CuO, Cu_2O, CuCl_2 \cdot 2H_2O) \approx 7700$ К и существенно выше значений получаемых из термодинамической модели [13, 14].

В этом случае существование экспоненциальной зависимости эффек-

жет трактоваться в рамках статистического распределения неупругой энергии по возможным состояниям возбуждения распадающейся возбужденной системы твердое тело — отлетающий атом, аналогично тому, как это происходит при развале сложных (трехатомных и выше) молекул.

Таким образом, в работе показано существенное влияние физико-химических параметров бомбардируемого твердого тела на вероятность образования возбужденных частиц с последующим излучением ими фотонов.

Проведенное в данной работе исследование основных характеристик излучения, возникающего при ионной бомбардировке медь-содержащих материалов, может быть полезно при разработке новых конструкционных материалов как для установок УТС, так и для элементов плазмодиагностических комплексов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Д. В. Орлинский, В. А. Чуянов. // Диагностика плазмы. Вып. 6. /Под ред. М. И. Пергамента. М.: Энергоатомиздат, 1988. С. 5-19.
- [2] Д. В. Орлинский, В. И. Пистуневич. // Диагностика плазмы. Вып. 6. /Под ред. М. И. Пергамента. М.: Энергоатомиздат, 1988. С. 19-21.
- [3] А. Поспишчик, П. Боген, У. Замм. // Диагностика плазмы. Вып. 5. /Под ред. М. И. Пергамента М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 206-210.
- [4] Ф. Вагнер, Г. Хаас, К. Маккормик, Х. Д. Мурман // Диагностика плазмы. Вып. 5. /Под ред. М. И. Пергамента М.: Энергоатомиздат, 1986. С. 21-39.
- [5] Г. М. Малышев, Г. В. Островская, Г. Т. Раздобарин, Л. В. Соколова. // Диагностика плазмы. Вып. 2. М.: Атомиздат, 1968. С. 53-59.
- [6] P. Bogen, E. Hunzz. // Comm. Plasma Phys. Control Fus., 1978. V. 4. № 4. P. 115-130.
- [7] B. A. Kalin, V. P. Gladkov, N. V. Volkov, S. E. Sabo. // Journal of Nuclear Materials V. 233-237. 1996. P. 692-696.
- [8] В. В. Грицына, А. Г. Коваль, В. Т. Коппе, С. П. Гоков // Оптика и спектроскопия, 1995. Т. 78. № 2. С. 212-216.
- [9] Р. Пирс и А. Гейдон. Отождествление молекулярных спектров. М. Изд-во иностр. лит-ры, 1949. 240 с.
- [10] R. Ritschl, Zs. Phys. 1927. V. 42. P.172.
- [11] С. С. Бацанов. Экспериментальные основы структурной химии. Справочное пособие. М.: Издательство стандартов. 1986. 240 с.
- [12] L. Yu Ming // Nuclear Instr. and Meth. in Phys. Res. B.18. 1987. P. 542-548.
- [13] С. С. Поп, С. Ф. Белых, В. Г. Дробнич, В. Х. Ферлегер. Ионно-фотонная эмиссия металлов. Ташкент: Издательство "ФАН" Узбекской ССР. 1989. 197 с.
- [14] А. И. Бажин, С. В. Теплов, Б. И. Худик, В. П. Шестов. Экспериментальные исследования и теоретические модели механизма ионно — фотонной эмиссии. АН УССР. Препринт, ИТФ -86 — 61 р. 1986. 65 с.
- [15] Б. М. Физгеер, Г. Н. Полякова, Я. М. Фогель. Деп. в ВИНТИ 2683-78. 10 авг. 1978 г. С. 28-53.
- [16] Н. П. Данилевский, В. Т. Коппе, А. Г. Коваль, Н. А. Хованский. ЖЭТФ. 1977. Т. 73. В. 2. С. 450-453.