

Активированная адсорбцией резонансная фотоэмиссия

П. А. Бохан, Д. Э. Закревский¹⁾

Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2012 г.

После переработки 28 мая 2012 г.

Приведены результаты экспериментального исследования фотоэмиссии под действием резонансного вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения атомов ксенона с поверхности твердого тела в вакууме и при контакте мишени с газом. Продемонстрировано, что в условиях адсорбции (или имплантации) атомов газа в мишень при резонансном характере воздействия на них ВУФ-излучения фотоэмиссионный отклик значительно (до порядка величины) возрастает. Это вызвано разными механизмами фотоэмиссии с поверхности твердого тела в вакууме и с его поверхности, контактирующей с газом. Введено понятие активированной резонансной фотоэмиссии.

Внешний фотоэффект (фотоэмиссия), открытый в 1887 г. Г. Герцем [1] и, независимо, в работах [2–4], сыграл важную роль в становлении современной физики, прежде всего ее квантовых основ [5]. Помимо вклада в фундаментальную науку, явление фотоэффекта практически сразу после открытия стало широко использоваться в науке и технике для создания фоторегистрирующих устройств [6], анализа состояния вещества, особенно его приповерхностных слоев [7, 8] и т.д.

Как фундаментальные основы фотоэффекта [9–13], так и задачи его практического применения продолжают привлекать внимание многих исследователей. Этот интерес обусловлен в том числе и тем, что фактически отсутствуют методы количественного расчета важнейшей характеристики фотоэффекта – квантового выхода γ_{ph} (γ_{ph} определяется как отношение числа эмитированных электронов к числу падающих на эмитирующую поверхность фотонов) – как с чистых поверхностей, так и с поверхностей, покрытых (искусственным или естественным образом) слоями атомов или молекул другого сорта [14–17]). Практически все используемые данные по γ_{ph} получены экспериментальными методами [18–20] и могут воспроизводиться с точностью $\sim 50\%$ для вакуумных условий.

Положение значительно усложняется при попытках не только вычисления, но и экспериментального измерения γ_{ph} в газонаполненных устройствах. Насколько известно авторам настоящей работы, последняя попытка консолидации многочисленных экспериментальных данных по γ_{ph} (а также по эмиссии электронов под действием атомов, γ_a , и ионов, γ_i) была предпринята А. Фелпсом в 2001 г. [21]. К сожалению,

она оказалась безуспешной, так как их использование, например, для моделирования газового разряда “...приводит к заключению, что поведение электрических характеристик физически бессмысленно” [22]. Поэтому коэффициенты γ_{ph} , γ_a , γ_i в газовом разряде “...должны приниматься как неизвестные величины” [21]. В частности, коэффициенты γ_{ph} в области резонансного излучения благородных газов, измеренные в разных условиях, могут различаться на порядок величины. Эта ситуация является вызовом для современной физики.

Сложившееся положение, по мнению авторов настоящей работы, объясняется тем, что состояние поверхности, контактирующей с газом (плазмой), и ее взаимодействие с излучением принципиально отличаются от таковых для вакуумных условий [23]. В основе современной модели [11] лежит представление о фотоэмиссии как о результате трех последовательных процессов:

– передача энергии от фотона к электрону и появление электрона с высокой (по сравнению со средней) энергией;

– движение этого электрона к поверхности;

– выход электрона в вакуум. В случае контакта твердого тела с газом на поверхности обычно присутствуют адсорбированные атомы (*адатомы*). Кроме того, в газовом разряде и в других плазменных приборах катод бомбардируется быстрыми тяжелыми частицами (атомами и ионами). Тем самым его поверхностный слой модифицируется вследствие легирования. В результате меняется характер взаимодействия излучения с веществом и фотоэмиссия протекает иначе [23]. Вначале резонансное излучение рабочих атомов, доминирующее в газовом разряде, поглощается адатомами или имплантированными атомами (*импатомами*), приводя к их возбуждению на

¹⁾ e-mail: zakrdm@isp.nsc.ru

резонансный уровень. Затем резонансное состояние дезактивируется в оже-процессах. Это приводит к эмиссии электрона, повышению γ_{ph} для резонансного излучения, например, гелия более чем на порядок по сравнению с чистой поверхностью [24] и получению совпадающих с экспериментом интегральных величин коэффициентов гамма-эмиссии в газовом разряде [23–25].

Предложенный процесс высвобождения электрона аналогичен механизму резонансной фотоэмиссии под действием рентгеновского излучения [26], широко используемой для исследования свойств веществ [7, 27]. Поэтому эмиссию в данных условиях уместно характеризовать понятием “активированная адсорбцией (или имплантацией) резонансная фотоэмиссия”. Целью настоящей работы является получение прямых экспериментальных доказательств существования описанной выше разновидности резонансной фотоэмиссии.

Суть исследования состояла в сравнительном изучении тока фотоэмиссии под действием резонансного излучения атомов инертных газов с поверхности мишени в вакууме и газовых условиях. Исследования проводились в двухкамерной ячейке, показанной на рис. 1. Первая камера представляет собой газона-

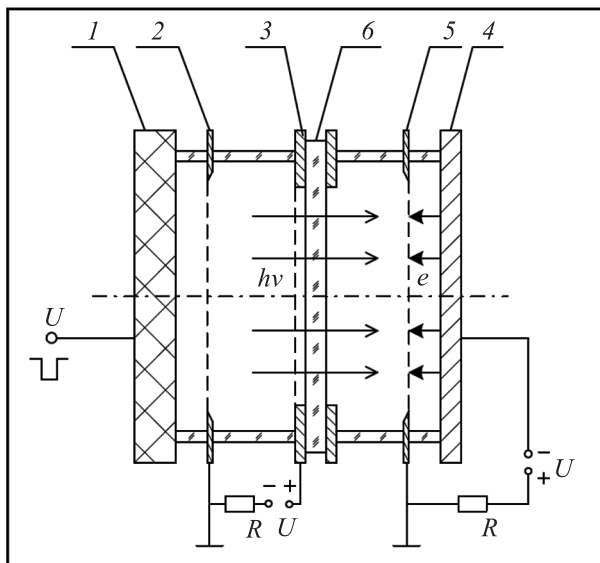


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – катод; 2 – сетка-анод; 3 – сетка-коллектор; 4 – мишень; 5 – сетка-коллектор фотоэлектронов; 6 – окно LiF

полненную лампу – источник резонансного вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения. Она содержит генератор импульсного электронного пучка длительностью 2–3 мкс, формируемого в “открытом разряде” [28]. Пучок возникает при наложении им-

пульсного напряжения между SiC – катодом 1 и сетчатым анодом 2, разделенными расстоянием в 3 мм. Электронный пучок проникает за анод и ионизирует рабочую смесь, создавая условия для формирования разряда между коллекторной сеткой 3 и анодом 2 с регулируемой величиной E/N (где E – напряженность электрического поля, N – концентрация частиц) и током до 1 А. При заполнении лампы смесью He–Xe с общим давлением ~ 1.3 кПа она является источником резонансного ВУФ-излучения ксенона на $\lambda = 146.9$ нм с эффективностью преобразования вводимой в разряд энергии в ВУФ-радиацию в оптимальных условиях до 80% [29].

Вторая, фотоэмиссионная камера (ФЭК) содержит металлическую мишень 4 – плоский катод из полированных с оптической точностью (шероховатость ≤ 100 нм) металлов Fe, Mo, Cu и т.д., представляющую собой геометрически однородную поверхность [30]. На расстоянии 3 мм от мишени установлена сетка – коллектор фотоэлектронов 5. Между мишенью и сеткой можно зажигать как импульсный, так и непрерывный разряд с целью очистки поверхности от загрязнений и имплантации в приповерхностный слой быстрых частиц, ускоренных в области катодного падения потенциала. Камеры разделены окном 6 из LiF с пропусканием $\sim 70\%$ на резонансной линии ксенона. Геометрическая прозрачность сеток 2, 3, 5 $\sim 85\%$. Камеры имеют отдельные газовакуумные системы с предельным вакуумом в ФЭК лучше 10^{-5} Па, обеспечиваемым применением диффузионного и магниторазрядного насосов, а также криогенного насоса, установленного непосредственно перед вводом вакуумпровода в ФЭК. Перед экспериментами мишень прогревалась до $\sim 400^\circ\text{C}$ при вакууме $\sim 10^{-4}$ Па, а затем очищалась ионной бомбардировкой в разряде в гелии. Методика эксперимента заключалась в следующем. При освещении мишени излучением лампы в промежутке катод–сетка ФЭК возникает регистрируемый (в том числе и без приложения напряжения U) фототок I_{ph} . Насыщение I_{ph} происходит при $U \sim 10$ В. При заполнении ФЭК ксеноном при $U > 15$ В начинается рост тока, что свидетельствует о наличии размножения электронов в зазоре. В экспериментах фототок измерялся при постоянном $U = 10$ В в следующих условиях:

а) в ФЭК находится вакуум ($\sim 10^{-5}$ Па); б) при постепенном заполнении ФЭК гелием или ксеноном либо их откачке в диапазоне давлений от 10^{-2} до ~ 1.3 кПа, что приводило к адсорбции атомов инертного газа на поверхности мишени или их десорбции соответственно; в) при заполнении ФЭК гелием или ксеноном при условии предварительной обработ-

ки мишени импульсным газовым разрядом (режим имплантации атомов рабочего газа в поверхность); d) в режиме десорбции атомов из мишени, реализуемом после быстрой откачки ячейки.

На рис. 2 представлена эволюция сигнала I_{ph} при постепенном заполнении ячейки различными газами.

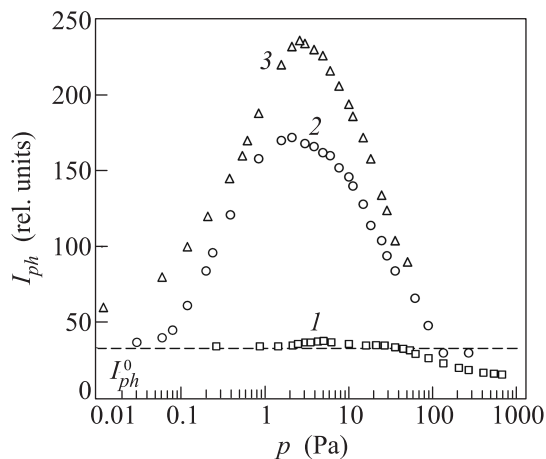


Рис. 2. Эволюция сигнала тока фотоэмиссии I_{ph} при заполнении ФЭК различными газами: 1 – лампа (He) – ФЭК (Xe); 2 – лампа (He–Xe) – ФЭК (Xe), адсорбция атомов газа; 3 – лампа (He–Xe) – ФЭК (Xe), имплантация атомов газа

Кривая 1 отвечает случаю, когда в лампе находится гелий (что соответствует преимущественному излучению лампы с $\lambda = 58.4$ нм), а ФЭК заполняется ксеноном (уровень сигнала тока фотоэмиссии в вакууме I_{ph}^0 изображен штриховой линией). Кривая 2 соответствует заполнению лампы смесью He–Xe оптимального состава (10:0.5), тогда как ФЭК заполняется ксеноном. Кривая 3 получена в условиях, аналогичных случаю 2, с той лишь разницей, что мишень в ФЭК предварительно подвергалась бомбардировке тяжелыми частицами в разряде в ксеноне. Очевидно, что величина регистрируемого сигнала I_{ph} зависит от мощности ВУФ-излучения лампы. Ее величина в разряде в разных газах подбиралась путем изменения разрядных условий в лампе и калибровалась по уровню сигнала I_{ph}^0 в вакууме. Проводился тщательный контроль условий эксперимента, исключающий возможность искажения результатов. Относительное среднее отклонение измерений величины I_{ph} , характеризующее степень воспроизводимости результатов, составило $\sim 2.5\%$.

Вид кривых на рис. 2 зависит от скорости заполнения ФЭК рабочими газами. Чем быстрее заполняется камера, тем меньше максимальный сигнал. При этом его положение на шкале давлений сдвига-

ется в сторону больших давлений. Стабилизация зависимостей происходит при такой скорости заполнения, при которой удвоение давления осуществляется за ~ 1.5 мин, а весь процесс длится ~ 25 мин. При медленной откачке ход кривых 1–3 аналогичен, но в зависимости от ее скорости максимум несколько сдвигается в сторону меньших давлений. Зависимости с рис. 2, различаясь количественно, не меняются качественно для разных материалов мишени. В условиях данной работы наибольший рост (в ~ 5 раз в случае адсорбции и в ~ 7 раз в случае имплантации) наблюдается для Fe-катода.

На рис. 3 представлены зависимости I_{ph} от времени после быстрой откачки ФЭК, характеризующие

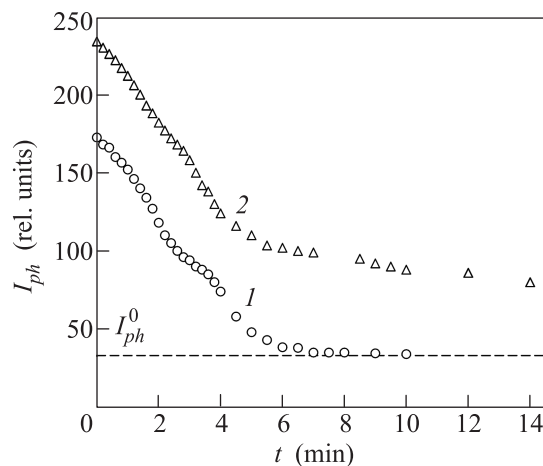


Рис. 3. Зависимости изменения тока фотоэмиссии I_{ph} от времени (лампа (He–Xe) – ФЭК (Xe)) в случаях: 1 – адсорбции атомов газа поверхностью мишени; 2 – имплантации атомов газа в мишень

процесс восстановления состояния поверхности мишени. В момент достижения максимального сигнала I_{ph} заполнение ФЭК ксеноном прекращалось и осуществлялась быстрая откачка (до $\sim 10^{-2}$ Па за 10 с). Видно, что в случае адсорбции (кривая 1) через ~ 6 мин сигнал I_{ph} уменьшается до соответствующего уровня в вакууме (I_{ph}^0). В случае имплантации (кривая 2) спад I_{ph} вначале имеет тот же вид, что и в случае адсорбции, однако затем падение сигнала замедляется, причем его уровень не достигает I_{ph}^0 и после многочасовой откачки. Добиться уменьшения сигнала до уровня I_{ph}^0 можно только путем интенсивной обработки мишени разрядом в чистом гелии, проводимой за ~ 10 последовательных циклов (заполнение гелием–зажигание разряда–откачка).

Из представленных на рис. 2 результатов видно, что фотоэмиссия под действием излучения ВУФ-диапазона с поверхности металлов в вакууме и в

условиях, когда поверхность мишени контактирует с газом, существенно отличается. Хорошо различаются два случая: 1) ячейка заполняется газом, резонансно поглощающим свет от лампы (кривые 2, 3); 2) резонансного поглощения нет (кривая 1). Зависимости на рис. 3, полученные в вакуумных условиях после контакта газа с поверхностью, доказывают, что в первом случае эффект увеличения фототока достигается благодаря взаимодействию излучения с атомами, находящимися на поверхности и в приповерхностном слое катода. Степень же увеличения фотоэмиссионного отклика при резонансном воздействии зависит от характера взаимодействия газа с поверхностью. При адсорбции увеличение фототока достигает $I_{ph}/I_{ph}^0 \approx 5$ и быстро (в течение ~ 6 мин) спадает до уровня в вакуумных условиях. Это соответствует времени полной десорбции поверхностных слоев Хе. При имплантации атомов ксенона увеличение фототока оказывается еще больше: $I_{ph}/I_{ph}^0 \approx 7$. После имплантации поверхностный слой атомов также удаляется за время ~ 6 мин, однако имплантированные атомы остаются в приповерхностном слое на значительно более продолжительное время. Полностью они могут быть удалены путем бомбардировки катода другими атомами (в условиях работы – атомами гелия), проникающими в катод на большую глубину [31] и постепенно вытесняющими атомы Хе из приповерхностного слоя.

Следуя работе [32], определим коэффициент γ_e потенциальной эмиссии под действием возбужденного атома из выражения

$$\gamma_e = 0.032(0.78w - \Phi), \quad (1)$$

где w – энергия возбуждения (в эВ), причем $w = h\nu$ для резонансного уровня, h – постоянная Планка, ν – частота излучения, Φ – работа выхода. Если атомы Хе не влияют на работу выхода, то для поликристаллической Fe-мишени $\Phi = 4.31$ эВ. При $h\nu = 8.45$ эВ имеем $\gamma_{ph} = \gamma_e = 7.3 \cdot 10^{-2}$ в отличие от $\gamma_{ph} = 6 \cdot 10^{-3}$ для чистой поверхности в вакууме [21]. Следовательно, $\gamma_{ph}/\gamma_{ph}^0 \approx 12$. Если же адсорбированный слой Хе уменьшает работу выхода Fe-мишени на 0.66 эВ [33], то $\gamma_{ph}/\gamma_{ph}^0 = 15.7$. Близкие результаты получаются для Cu-катода, для которого $\Phi = 4.4$ эВ и $\Delta\Phi = 0.61$ эВ [34], и других исследованных материалов.

В эксперименте величина $I_{ph}/I_{ph}^0 \sim \gamma_{ph}/\gamma_{ph}^0$ оказывается заметно меньше (~ 7 для случая имплантации). Объяснить различие ожидаемых и экспериментальных результатов могут три причины. 1. Эмиссия электронов в вакууме происходит не только под действием резонансного ВУФ-излучения, но и

вследствие наличия в спектре нерезонансного излучения. Поэтому величина I_{ph}^0 для резонансного излучения в вакууме должна быть меньше. 2. Прозрачность ФЭК для резонансного излучения уменьшается по мере роста давления Хе, сдвигая максимум величин I_{ph} в сторону меньших давлений и уменьшая его абсолютное значение. 3. Слой адсорбированных и имплантированных атомов лишь частично прозрачен для резонансного излучения. Следовательно, его вклад в увеличение γ_{ph} отличается от рассчитанного по соотношению (1) на величину $1 - T$, где T – прозрачность слоев атомов Хе. Кроме того, если имплантированные атомы располагаются на глубине более 1 нм, то оже-электроны вследствие ограниченной глубины проникновения [35, 36] не могут быть эмитированы из мишени. Поэтому выражение (1) для фотоэмиссии под действием резонансного излучения должно быть переписано в следующем виде:

$$\gamma_{ph} = 0.032(0.78w - \Phi + \Delta\Phi)[1 - T_a + \eta T_a(1 - T_i)], \quad (2)$$

где T_a и T_i – прозрачность слоев адатомов и импатов, η – эффективный коэффициент выхода электронов из слоя импатов. Исходя из экспериментальных результатов оценим характеристики слоев адатомов и импатов, необходимые для получения измеренных величин γ_{ph} . Из данных рис. 2 и 3 и предположения о том, что $(\gamma_{ph}/\gamma_{ph}^0)_{\max} = 15.7$, на основании (2) заключаем, что $T_a = 0.65$. Это соответствует коэффициенту поглощения $K = 0.43$ при давлении ксенона $p = 3$ Па. Соответственно для слоя импатов (при условии $\eta = 1$) имеем $K = 0.26$. Для однородно уширенных линий K согласно [37]

$$K = (\lambda_0^2/4\pi^2)(g_2/g_1)(Nl/\tau_0\Delta\nu_{ab}), \quad (3)$$

где λ_0 – длина волны в центре линии, g_2, g_1 – статвеса верхнего и нижнего уровней соответственно, N – объемная концентрация поглощающих частиц, l – длина поглощающего слоя, $\tau_0 = 3.46$ нс – радиационное время жизни возбужденного состояния [38], $\Delta\nu_{ab}$ – ширина линии поглощения.

Основываясь на современных данных о физических свойствах слоев адатомов [34, 36, 39–42] и импатов [23, 25, 43], можно заключить, что поглощающие атомы, дающие вклад в величину K , располагаются в трех разных по концентрации и ширине линий поглощения слоях. Верхний предел концентрации импатов зависит от работы выхода [23, 25] и потенциала взаимодействия импатов. Для пар Хе + (Cu, Fe) $N_{v1} = 1.38 \cdot 10^{22}$ см⁻³. Адаомы образуют две поглощающие области: первый монослой,

подстраивающийся под атомную структуру адсорбента (упорядоченный слой), и последующие (неупорядоченные) слои с эквивалентными концентрациями $N_{v2} = 0.88 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и $N_{v3} = 1.24 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Верхний предел ширины линий поглощения можно определить из ширины фотоэлектронных спектров. Известно, что действующая ширина линий абсорбционных и эмиссионных спектров составляет лишь малую часть ширины фотоэлектронных спектров [44]. Согласно расчетам, выполненным в [45], $\Delta\nu_{ab} \approx 0.1\varepsilon$, где ε – энергия связи атомов адсорбата с поверхностью. Например, для пары Xe + (Cu,Fe) $\varepsilon \approx 0.4 \text{ эВ}$, что дает ширину линии поглощения $\Delta\nu = 0.96 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$. Тогда величина Nl в соотношении (3) составляет $Nl = 8.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (эквивалентное количество слоев $n_m \approx 1.5$). Воздействие атомов адсорбата на ширину линий поглощения импатов можно оценить исходя из сравнения ширины фотоэлектронных спектров атомов адсорбата и адсорбентов [34, 43]: $\Delta\nu_{inp} \approx 2\Delta\nu_{ab}$. Следовательно, слой импатов с поверхностной плотностью $N_{v1} = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ обеспечивает величину $K = 0.26$, для получения данных в соответствии с рис. 2 и 3.

Таким образом, в настоящей работе с помощью прямых экспериментов показано, что резонансная фотоэмиссия может проявляться не только в рентгеновском спектре при возбуждении атома (иона) на внутренних оболочках, но и в ВУФ-диапазоне спектра при возбуждении резонансных состояний атомов, адсорбированных поверхностью твердого тела (или имплантированных в нее). Это во много раз увеличивает квантовый выход фотоэмиссии. Учет этого явления совместно с принятием во внимание изменения коэффициентов γ_i и γ_a при адсорбции и легировании поверхности атомами рабочего газа [23], по мнению авторов, будет способствовать устранению тех неопределенностей в описании катодных процессов в плазменных устройствах [21–24, 46], которые уже около столетия не поддаются адекватной физической интерпретации.

1. Н. Hertz, Ann. der Phys. **267**, 983 (1887).
2. А. Stoletow, Phil. Mag. **26**, 317 (1888).
3. W. Hallwacks, Wied. Ann. **XXIII**, 301 (1888).
4. Hoor, Repertorium des Physik **XXV**, 91 (1889).
5. А. Einstein, Ann. der Phys. **322**, 132 (1905).
6. А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островская, *Техника и практика спектроскопии*, М.: Наука, 1972.
7. К. Зигбан, УФН **138**, 223 (1982).
8. S. Hüfner, *Photoelectron Spectroscopy: Principles and Applications*, Springer, 2003.

9. М. У. Amusia, *Atomic Photoeffect*, N.Y.: Plenum Press, 1990.
10. А. Akkerman, Т. Boutboul, А. Breskin et al., J. Appl. Phys. **76**, 4656 (1994) [ibid **86**, 5841 (1999)].
11. D. H. Dowell and J. F. Schmerge, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12**, 074201 (2009).
12. М. Richter, М. Ya. Amusia, S. V. Bobashev et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 163002 (2009).
13. А. В. Аристов, Доклады академии наук **425**, 610 (2009).
14. R. L. Bell, *Negative Electron Affinity Devices*, Oxford, Clarendon, 1973.
15. Д. А. Орлов, В. Э. Андреев, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **71**, 220 (2000).
16. В. В. Бакин, А. А. Пахневич, С. Н. Косолобов и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 197 (2003).
17. Д. А. Орлов, В. Л. Альперович, А. С. Терехов, Письма в ЖЭТФ **83**, 525 (2006).
18. R. B. Cairns and J. A. R. Samson, J. Opt. Soc. Am. **56**, 1568 (1966).
19. Л. Н. Добрецов, М. В. Гамаюнова, *Эмиссионная электроника*, М.: Наука, 1966.
20. J. Séguinot, G. Charpak, Y. Giomataris et al., Nucl. Instrum. Meth. A **297**, 133 (1990).
21. А. V. Phelps, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 329 (2001).
22. D. Maric, K. Kutasi, G. Malovic et al., Eur. J. Phys. D **21**, 73 (2002).
23. А. Р. Bokhan, P. A. Bokhan, and D. E. Zakrevsky, Appl. Phys. Lett. **86**, 151503 (2005).
24. П. А. Бохан, Д. Э. Закревский, ЖТФ **77**, 109 (2007).
25. А. П. Бохан, П. А. Бохан, Д. Э. Закревский, ЖТФ **75**, 126 (2005).
26. М. А. Блохин, *Физика рентгеновских лучей*, М.: ГИТТЛ, 1953.
27. Л. Н. Мазалов, *Рентгеновские спектры*, Новосибирск: Из-во СО РАН, 2003.
28. P. A. Bokhan and D. E. Zakrevsky, Appl. Phys. Lett. **97**, 091502 (2010).
29. R. Ganter, Th. Callegari, and L. C. Pitchford et al., Appl. Surf. Science **192**, 299 (2002).
30. Н. Н. Авгуль, А. В. Кисилев, Д. П. Пошкур, *Адсорбция газов и паров на однородных поверхностях*, М.: Химия, 1975.
31. W. D. Wilson, L. G. Haggmark, and J. P. Biersack, Phys. Rev. B **15**, 2458 (1977).
32. R. A. Baragiola, E. V. Alonso, J. Ferron et al., Surf. Sci. **90**, 240 (1979).
33. А. Eberhagen, Zs. Phys. **8**, 245 (1960).
34. С. Mariani, К. Horn, and А. М. Bradshaw, Phys. Rev. B **25**, 7798 (1982).
35. J. Devooght, J.-C. Dehaes, А. Dubus et al., in *Particle Induced Electron Emission II* (ed. by G. Hohler), Springer Tract. Mod. Phys. 1992, v. 123, p. 67.

36. A. M. Bradshaw, in *Interaction of Atoms and Molecules with Solid Surfaces* (ed. by V. Bortolani, N. H. March, and M. P. Tosi), N.Y., Plenum Press, 1990, p. 477.
37. T. Holstein, *Phys. Rev.* **83**, 1159 (1951).
38. J. Berkowitz, *Photoabsorption, photoionization and photoelectron spectroscopy*, London, Academic, 1979.
39. J. L. F. Da Silva, C. Stampfl, and M. Scheffler, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 066104 (2003).
40. J. L. F. Da Silva and C. Stampfl, *Phys. Rev. B* **77**, 045401 (2008).
41. V. Pershina, A. Borschevsky, E. Eliav et al., *J. Chem. Phys.* **129**, 144106 (2008).
42. S. Dag, M. Shaughnessy, C. Y. Fong et al., *Physica B* **407**, 2100 (2012).
43. G. K. Wertheim and P. H. Citrin, in *Photoemission in solids I* (ed. by M. Cardona and L. Ley, Berlin, Springer-Verlag, 1978, p. 197.
44. O. Karis, *X-ray emission and resonant photoemission studies of adsorbate systems and metals*, Uppsala, 1997.
45. V. I. Grebennikov, Yu. A. Babanov, and O. B. Sokolov, *Phys. Stat. Sol. B* **79**, 423 (1977) [*ibid* **80**, 73 (1977)].
46. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Долгопрудный: Интеллект, 2009.