

УДК 537.533.9

DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2023_1_54_13
EDN: EIPASY

ИОНИЗАЦИЯ ГОРЯЧИХ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АНОДА ТРАНСМИССИОННОГО ТИПА

С.Т. Воронин*ООО «Аника М», Новосибирск*

IONIZATION OF HOT GAS FLOWS OF HIGH DENSITY BY X-RAY RADIATION DURING PHOTOLUMINESCENCE OF THE TRANSMISSION-TYPE ANODE

S.T. Voronin*LLC "Anika M", Novosibirsk*

Аннотация. Предложена модель и сделан расчёт импульсного ионизатора плотных газовых потоков, на основе поглощения интенсивного, характеристического, рентгеновского излучения от медного анода трансмиссионного типа, покрытого слоем вольфрама или молибдена. Импульсная мощность ионизатора составляет от 250 до 1000 кВт, что позволяет ионизировать до высокой степени ионизации близкой ~100% плотный газовый поток атомов и молекул в камере сгорания малогабаритного, жидкостного, реактивного двигателя или использовать его для иного применения в науке и технике.

Ключевые слова: экстраполированный пробег, флуоресценция первичных рентгеновских лучей, фотолюминесценция вторичных рентгеновских лучей.

Для цитирования: Воронин, С.Т. Ионизация горячих газовых потоков высокой плотности рентгеновским излучением при фотолюминесценции анода трансмиссионного типа / С.Т. Воронин // Проблемы физики, математики и техники. – 2023. – № 1 (54). – С. 13–19. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2023_1_54_13. – EDN: EIPASY

Abstract. A model is proposed and the calculation of a pulsed ionizer of dense gas fluxes is made, based on the absorption of intense, characteristic, X-ray radiation from a copper anode of the transmission type, covered with a layer of tungsten or molybdenum. The pulse power of the ionizer is from 250 to 1000 kW, which makes it possible to ionize to a high degree of ionization close to ~100% the dense gas flow of atoms and molecules in the combustion chamber of a small-sized, liquid, jet engine or for other applications in science and technology.

Keywords: extrapolated mileage, fluorescence of primary X-rays, photoluminescence of secondary X-rays.

For citation: Voronin, S.T. Ionization of hot gas flows of high density by X-ray radiation during photoluminescence of the transmission-type anode / S.T. Voronin // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2023. – № 1 (54). – P. 13–19. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2023_1_54_13 (in Russian). – EDN: EIPASY

Введение

Ионизаторы различных веществ, по типу рентгеновской трубки [1], широко используются в промышленности, медицине, науке и технике, но могут быть использованы и в ракетостроении для создания высокой степени ионизации атомов и молекул в камере сгорания перспективных, жидкостных, реактивных двигателей (ЖРД). Данный ионизатор имеет свои особенности, которые необходимо учитывать при расчёте и конструировании. Например, он должен иметь небольшие габариты и вес при высокой эффективности и мощности, выдерживать тряску, высокие температуру и давление в камере сгорания ЖРД, допускать быструю замену при неисправности, обладать высокой прочностью и достаточно длительным сроком службы. Предлагается металло-керамическая конструкция с пористым катодом косвенного накала, обладающего высокой

надёжностью и долговечностью, а также относительно толстым, охлаждаемым анодом, содержащего тонкий, поверхностный слой молибдена или вольфрама. Особенностью данной работы по ионизации горячего газового потока высокой плотности, более 10 МПа, является использование явления фотолюминесценции в аноде от первичных рентгеновских квантов достаточно высоких энергий. Это позволяет индуцированному вторичному излучению проходить через относительно толстый слой металла охлаждаемого анода в рабочий газовый объём. Расчёты проводились для трансмиссионного медного анода толщиной 2 мм, покрытого слоем молибдена или вольфрама. В литературе отсутствует описание подобных ионизаторов, работающих на просвет с двухслойным трансмиссионным анодом, обладающим повышенной эффективностью, которые использовались бы для активации процессов

горения топлива в том числе. В данной работе приводятся основные результаты, описывающие упрощённую конструкцию ионизатора, предназначенного для встраивания в малогабаритные ЖРД, а также основные положения теории для происходящих физических процессов. Расчёты производились с использованием программы MathCAD2001 Professional.

1 Постановка задачи. Исходные данные

Известно, что дополнительная ионизация газов в процессе горения благоприятно влияет на воспламенение топлива из-за появления свободных радикалов и электронов, проявляющих более высокую реакционную способность, чем нейтральные атомы и молекулы [2]. Это приводит к снижению доли не сгоревшего топлива и повышению коэффициента полезного действия всего теплового процесса и удельного импульса ЖРД в частности. В настоящее время наибольшее применение имеют следующие виды топлива: жидкий водород H_2 , керосин $\sim C_{12}H_{26}$ и жидкий метан CH_4 . Окислителем обычно служит жидкий кислород O_2 или концентрированная (100%) азотная кислота HNO_3 . В результате сгорания топлива и окислителя в химическом процессе выделяется значительная энергия с образованием H_2O , CO_2 и N_2 . Далее, для примера, мы будем рассматривать топливную пару азотная кислота и керосин для их стехиометрического соотношения 5,5 с небольшим избытком горючего. Для случая подогрева плазмой сверхзвукового потока газов в коническом сопле перспективного ЖРД, его размеры должны иметь оптимальные размеры с точки зрения использования медных соленоидов из трубок для индукторов и быть согласованной нагрузкой для генераторов электромагнитной ВЧ энергии. Камера сгорания малогабаритного ЖРД, в нашем расчётном случае, имеет следующие размеры: диаметр 60 мм, длину 100 мм, диаметр критического сечения $D_{cr} \sim 10$ мм, длина простого конического сопла $L_c = 150$ мм. В таком случае, оптимальный диаметр на выходе конического сопла составляет $D_c = 60$ мм. Хаотическое движение горячих газов в камере сгорания с температурой $\sim 3178^\circ K$ имеет среднюю скорость для потока в критическом сечении $W_{cr} \sim 1026$ м/с при давлении в камере сгорания ~ 15 МПа и плотности газов $\sim 0,0187$ г/см³ [3, Т. 5]. При данной температуре и давлении концентрация атомов и молекул в камере сгорания $\sim 3 \cdot 10^{26}$ м⁻³, поэтому концентрация рентгеновских квантов должна составлять соизмеримую величину для эффективной ионизации атомов и молекул газа, учитывая, что один гамма-квант может ионизировать значительное количество молекул газов. Количество не полностью сгоревшего топлива на выходе из критического сечения составляет около 13% и постепенно догорает при движении через коническое

сопло [3, Т. 5]. Для температуры в сопле около критического сечения $T_c = 2674^\circ K$ удельная проводимость $\sigma_0 < 10$ 1/Ω·м, что явно недостаточно для эффективного поглощения электромагнитной ВЧ энергии плотным газовым потоком даже при использовании добавок щелочных металлов. Поэтому необходимо обязательно увеличить удельную проводимость до оптимальной величины $\sigma_0 \sim 200$ 1/Ω·м, для приведённых выше геометрических размеров области конического сопла под витками индуктора. Это и обуславливает необходимость дополнительной ионизации атомов (молекул) в камере сгорания и в коническом сопле под витками индуктора посредством специального прибора – ионизатора газового потока. Упрощённая схема ионизатора представлена на рисунке 1.1, где 1 – керамический корпус; 2 – вольфрамовая спираль; 3 – пористый подогреваемый катод; 4 – поток электронов; 5 – фокусирующая катушка; 6 – анод; 7 – медная охлаждаемая основа.

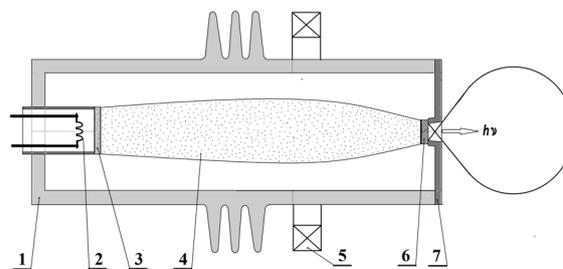


Рисунок 1.1 – Упрощённая конструкция ионизатора для плотных потоков газов в камере сгорания малогабаритного ЖРД

Многослойный, трансмиссионный анод имеет диаметр $D_a \sim 6$ мм. На выходе из ионизатора выходит пучок рентгеновских квантов с энергией $E_{Cu} = 8.04$ кэВ, для которых распределение по углу в диапазоне ускоряющего напряжения $U_a = 100-400$ кВ, имеет косинусный вид. Постоянный ток анода составляет типичное значение $i_a = 2,5$ А, что соответствует величине импульсной мощности ионизатора $P_{imp} = 250-1000$ кВт и скважности импульсов $Q = 500-2000$, если среднюю мощность ионизатора принять равной не более $P_i = 500$ Вт, чтобы избежать сильного разогрева охлаждаемого анода. Пучок электронов 4, рисунок 1.1, в ионизаторе движется со скоростью 0,55 – 0,83 от скорости света и при ударе о поверхность анода глубоко проникает в анод, частично отражаясь от поверхности и диффузно рассеиваясь на керамических стенках. Величина такого отражения зависит от атомного номера Z для поверхностного слоя на аноде в соответствии с экспериментальными результатами, обозначенными точками на рисунке 1.2 по данным Шонланда и Негера из работы [10, с. 93]. Величину коэффициента

обратной диффузии $P \sim P(Z)$ можно хорошо аппроксимировать предлагаемой здесь эмпирической функцией:

$$P(Z) = 0,01 \cdot Z - 7,2 \cdot 10^{-6} (Z - 4)^{2,46},$$

которая показана на рисунке 1.2 сплошной линией. Для расчётов были выбраны поверхностные слои молибдена ($Z = 42$) и вольфрама ($Z = 74$), которые слабо расплываются электронами, являются тяжёлыми металлами и обладают высокой температурой плавления. При движении электронов через слой молибдена или вольфрама электроны тормозятся с испусканием сплошного спектра тормозного излучения, а также линий характеристического излучения.

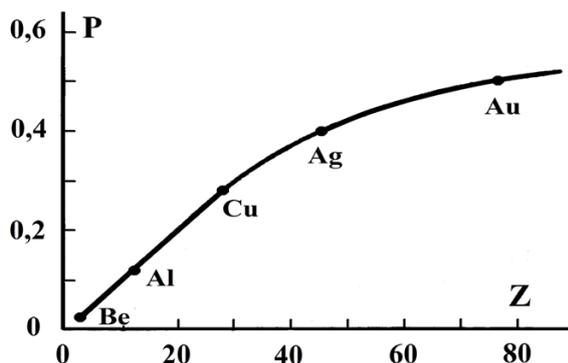


Рисунок 1.2 – Коэффициент обратной диффузии электронов $P(Z)$ от числа Z

Сплошной спектр тормозного излучения $E_{\text{тв}}$ ограничен максимальной энергией падающих электронов $E_0 = 100 - 400$ кэВ. На него наложено множество узких пиков с полушириной от 7 до 43 эВ характеристического излучения большой интенсивности. Значения средней энергии рентгеновских квантов характеристического излучения взяты из работы [4] для молибдена $E_{KM_0} = 17,38 - 19,61$ кэВ и вольфрама $E_{KW} = 57,8 - 69,3$ кэВ взяты из справочников [4], [5]. Величина выхода излучательной флуоресценции P_a для K -оболочки электронов также зависит от числа Z , составляя величину $P_{a1} = 0,764$ для молибдена и $P_{a2} = 0,957$ для вольфрама, согласно Приложению 9 из работы [6]. Величина излучательной флуоресценции для L -оболочки электронов (средняя энергия $E_{LM_0} = 2,29$ кэВ) для молибдена составляет 8,8% от интенсивности K -оболочки, тогда как для L -оболочки электронов (средняя энергия $E_{LW} = 8,40 - 9,96$ кэВ) для вольфрама достигает 31% от интенсивности K -оболочки. Поэтому первоначально при расчётах для вольфрама учитывались кроме четырёх линий электронных оболочек переходов $K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 2}$, также и линии для электронных оболочек переходов $L_{\alpha 1}$, $L_{\beta 1}$. Величина вероятности безизлучательных (Оже) переходов электронов внутри атомов также зависит от числа Z , уменьшаясь с его ростом, как показано на рисунке 1.3

[7]. Соотношение вероятностей излучательного $dE_{\text{рад}}$ и безизлучательного $dE_{\text{нерад}}$ переходов в K -оболочке электронов приближённо можно описать формулой, согласно работы [8]:

$$\frac{dE_{\text{рад}}}{dE_{\text{нерад}}} = \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{Z}{137} \left(\frac{U}{c}\right)^2,$$

$$U = c \sqrt{1 - \frac{\alpha_0^2}{(\alpha_0 + E_0)^2}}, \quad (1.1)$$

где U – скорость электрона; c – скорость света; $\alpha_0 = 511$ кэВ – энергия покоя электрона. С увеличением числа Z и энергии электронов E_0 происходит рост флуоресценции рентгеновского излучения и эффективности преобразования энергии потока электронов в поток рентгеновских квантов. Например, при расчёте по формулам (1.1), замена $Z = 42$ для молибдена на $Z = 74$ для вольфрама, даёт увеличение вероятности излучательных переходов в 4 раза при росте энергии электронов E_0 в 4 раза со 100 кэВ до 400 кэВ соответственно.

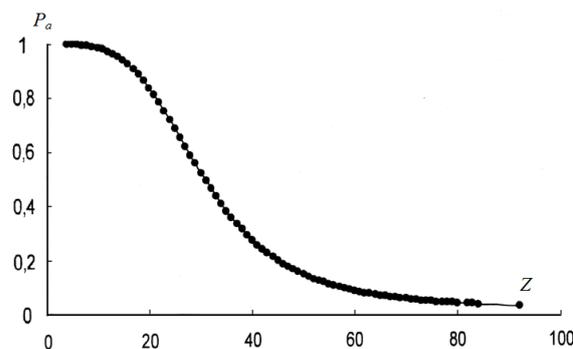


Рисунок 1.3 – Вероятность безизлучательных (Оже) переходов KLL от числа Z

Из рисунка 1.3 видно, что суммарная вероятность безизлучательных (Оже) переходов KLL резко уменьшается с ростом Z и составляет для вольфрама величину $\sim 0,05$ по сравнению $\sim 0,22$ для молибдена. При этом возрастает эффективность преобразования потока электронов в поток рентгеновских квантов от единиц до нескольких десятков процентов при высоких значениях E_0 [1]. Здесь также установлено, что для $Z > 20$ изменение эффективности излучательных переходов происходит по следующей эмпирической формуле: $P_a = 1 - 2 / \exp(Z / 20)$, используемой в расчётах.

2 Расчёт толщины анода и интенсивности тормозного излучения

Для расчёта суммарной толщины слоёв необходимо определить экстраполированный пробег электронов R_{ex} ($\text{г}/\text{см}^2$) в поверхностном слое тугоплавкого металла, который зависит от числа Z , атомной массы A и энергии электронов E_0 по известной аппроксимации Табата и Ито,

приведенной в работе [9, с. 419] с учётом процессов рассеивания и рекомбинации:

$$R_{\text{ex}} = a_1 \left[\frac{1}{a_2} \ln \left(1 + a_2 \frac{E_0}{\alpha_0} \right) - \frac{a_3 \frac{E_0}{\alpha_0}}{1 + a_4 \left(\frac{E_0}{\alpha_0} \right)^{a_5}} \right], \quad (2.1)$$

$$a_1 = (0,2335 \cdot A) / Z^{1,209};$$

$$a_2 = 1,78 \cdot 10^{-4} \cdot Z; \quad a_3 = 0,9891 - 3,01 \cdot 10^{-4} \cdot Z;$$

$$a_4 = 1,468 - 1,180 \cdot 10^{-2} \cdot Z; \quad a_5 = 1,232 / Z^{0,109}.$$

Расчёт по формуле (2.1) для вольфрама даёт следующие значения для соответствующих энергий: $R_{\text{ex}} = 0,0079 \text{ г/см}^2$ для $E_0 = 100 \text{ кэВ}$; $R_{\text{ex}} = 0,0228 \text{ г/см}^2$ для $E_0 = 200 \text{ кэВ}$; $R_{\text{ex}} = 0,0419 \text{ г/см}^2$ для $E_0 = 300 \text{ кэВ}$; $R_{\text{ex}} = 0,0641 \text{ г/см}^2$ для $E_0 = 400 \text{ кэВ}$. Погрешность вычислений составляет менее 8,4% для $E_0 \leq 1 \text{ МэВ}$. Результаты расчётов по формуле (2.1) для величины экстраполированного пробега R_{ex} (г/см²) в молибдене и вольфраме приведены на рисунке 2.1 для интервала энергий электронов E_0 от 100 до 400 кэВ. При пробеге быстрых электронов через слой молибдена или вольфрама возникает сильное флуоресцентное, рентгеновское излучение, которое изотропно рассеивается по всем направлениям и частично поглощается.

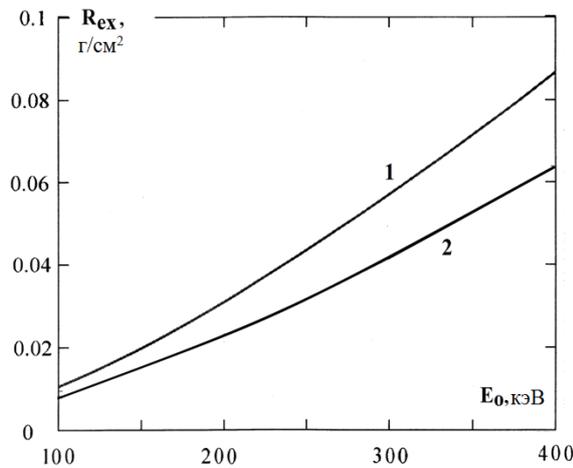


Рисунок 2.1 – Экстраполированный пробег электронов R_{ex} (г/см²) в молибдене (1) и вольфраме (2)

Величина полного поглощения зависит от энергии первичных электронов по экспоненциальной зависимости Y / Y_0 , где Y, Y_0 интенсивности рентгеновского излучения в глубине слоя и на поверхности соответственно, что показано на рисунке 2.2. Видно, что глубина поглощения $R_L = R_{\text{ex}} / \rho_w$, (ρ_w – удельный вес, г/см³) в вольфраме составляет величину от 7,5 до 40 мкм для соответствующих энергий ускоренных электронов E_0 . Для молибдена расчётная глубина поглощения примерно в 2 раза больше. Следовательно, толщина поверхностного слоя тяжёлого, тугоплавкого металла должна соответствовать

указанным диапазонам расчётных величин для соответствующих энергий электронов E_0 .

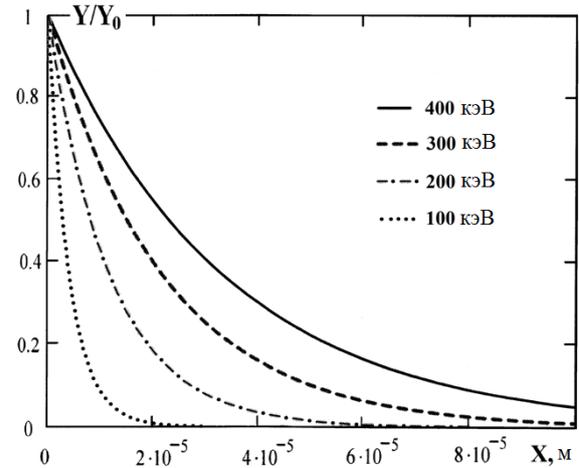


Рисунок 2.2 – Поглощение флуоресцентного, рентгеновского излучения в вольфраме при различной энергии первичных электронов E_0

Следующей задачей является определение величины интенсивности образующегося флуоресцентного излучения рентгеновских квантов, от решения которой зависят дальнейшие выводы. Данная задача решается здесь на основе исходного количества падающих за 1 секунду на поверхность анода электронов, пропорционального значению анодного тока $\sim i_a / q_e = 2,5 / 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ А / Кулон}$, где q_e – заряд электрона. Тогда интенсивность тормозного излучения, описываемая функцией $N_{\text{hv}}(E, Z)$ можно представить следующей формулой:

$$N_{\text{hv}}(E, Z) = N_0(Z) \cdot \left(\frac{E_0 - E}{E} \right)^{1,4} \cdot \left(\frac{E^{1,67}}{E_L^{1,67}} - 1 \right),$$

$$N_0(Z) = \frac{i_a}{q_e S_a R_L} \cdot \frac{T_i}{Q} k_1 P(Z) P_a(Z), \quad (2.2)$$

где S_a – площадь анода, м²; T_i – длительность импульсов тока, с; Q – скважность импульсов тока; $k_1 = 0,064$ – эмпирический коэффициент [5]; $E_L = 8,0 \text{ кэВ}$ – минимальная энергия переходов KLL , используемая для расчётов. Произведение $S_a \cdot R_L$ представляет объём, в котором происходит эффективное возбуждение тормозного рентгеновского излучения. Показатели степенных функций, равные величинам 1,4 и 1,67, выбраны на основе экспериментальных данных [6]–[8], которые согласуются с теориями Крамерса и Вентцеля, изложенными в работе Блохина [10]. Функция $N_0(Z)$ имеет размерность концентрации пропорциональной интенсивности рентгеновского излучения $N_{\text{hv}}(E, Z) \sim 1/\text{м}^3$, а толщина слоя молибдена или вольфрама равна здесь величине глубины поглощения R_L для максимальной энергии электронов E_0 , падающих на поверхность анода. Расчёт для вольфрама соотношения $N_{\text{hv}}(E, Z) / N_0(Z)$ в виде соответствующей

шей функции в зависимости от отношения E/E_L по формуле (2.2) представлен на рисунке 2.3 в линейных координатах для значения $R_L = 40$ мкм, $N_0(Z) = 3,8 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

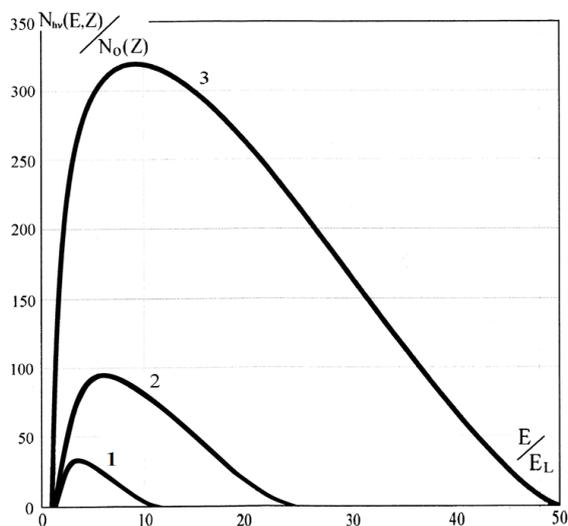


Рисунок 2.3 – Зависимость безразмерной, расчётной функции $N_{hv}(E, Z) / N_0(Z)$ от величины отношения E/E_L для максимального значения энергии электронов $E_{01} = 100$ кэВ (кривая 1), $E_{02} = 200$ кэВ (кривая 2), $E_{03} = 400$ кэВ (кривая 3) для вольфрама

На длине экстраполированного пробега электроны, обладающие значительной кинетической энергией, претерпевают столкновения и передают часть своей энергии атомам решётки металла при столкновении с электронами K, L уровней посредством их излучательных и безизлучательных (Оже) переходов. Кроме внутренних электронов в атомной оболочке имеются также и свободные электроны в зоне проводимости, концентрация которых в металлах молибдена и вольфрама значительна и составляет величину $N_e \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Следовательно, можно предположить, что при интенсивностях потока падающих на анод электронов, сопоставимых с N_e , возникает их лавинное размножение, зависящее от энергии первичного пучка E_0 и атомного номера Z . На это указывают многочисленные опыты по измерению интенсивности тормозного рентгеновского излучения, обладающего сверхлинейной зависимостью с показателем в степени $\sim 1,4 - 1,68$ при энергиях, падающих на анод электронов $E \gg E_L$ [6]–[8]. Тогда полная расчётная интенсивность I_{hv} тормозного излучения для интервала $E_L \div E_0 = 400$ кэВ равна определённому интегралу от функции $N_{hv}(E, Z)$, что примерно соответствует величине концентрации свободных электронов N_e в вольфраме по следующей формуле, (м^{-3}):

$$I_{hv}(E, Z) = \frac{1}{E_L} \int_{E_L}^{E_0} N_{hv}(E, Z) dE = 3,4 \cdot 10^{21}. \quad (2.3)$$

Экстремальный вид расчётной функции $N_{hv}(E, Z)$ в зависимости от E хорошо согласуется с экспериментальными данными [1], [4], поэтому может использоваться в расчётах и для тонких трансмиссионных анодов.

3 Расчёт интенсивности характеристического рентгеновского излучения

Образование сложного спектра линий характеристического излучения вольфрама изучено во многих работах [4]–[7]. В работе Маренкова и Комяк [11] приведены расчётные данные для коэффициентов поглощения μ_{ql} множества элементов с учётом описания вероятностей элементарных процессов – ослабления, поглощения и рассеяния квантов рентгеновского излучения для основных K, L линий (525 линий). Эти данные были использованы здесь для всех расчётов, включая газовые потоки большой плотности. Линии спектра характеристического излучения описываются, преимущественно, вероятностной функцией Гаусса:

$$\Psi_{ql} = \frac{p_{ql} E_{ql} \omega_q}{\Delta E_{ql} \sqrt{2\pi}} \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E - E_{ql}}{\Delta E_{ql}} \right)^2 \right] \exp(-\tau_{ql} d), \quad (3.1)$$

где q – нумерует серию, к которой относится линия ($q = K, L$); l – нумерует линию внутри серии ($l = \alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$); p_{ql} – вероятность излучения l -линии q -серии (табличные данные); ω_q – средний выход флуоресценции (табличные данные) для q -уровня; E_{ql} – энергия связи (ионизации) для соответствующего уровня, кэВ; ΔE_{ql} – полуширина линии спектра для соответствующего уровня, кэВ; τ_{ql} – коэффициент поглощения для рентгеновского излучения, см^{-1} (табличные данные); d – толщина молибденового или вольфрамового слоя, м. Интенсивность одной линии спектра определяется определённым интегралом:

$$I_{ql} = F_q \int_{E_{ql-}}^{E_{ql+}} \Psi_{ql}(E) dE, \quad (3.2)$$

где E_{ql-} и E_{ql+} – верхний и нижний пределы интегрирования на уровне $\pm 0,25$ кэВ от соответствующей энергии ql -серии. Здесь функция

$$F_q = [(E_0 / E_q) \ln(E_0 / E_q) - E_0 / E_q + 1] (1 + \Delta_q)$$

– это доля возбуждаемого вторичного излучения за счёт тормозного излучения по формулам Грина – Косслета [4] при $\Delta_K = 1,06 \cdot 10^{-7} \cdot Z^4$ и $\Delta_L = 0,072 \cdot 10^{-7} \times Z^2 \cdot (Z - 20)^2$. Соответствующие расчётные величины для вольфрама здесь равны $F_K = 22,34$ и $F_L = 12,15$ при $E_0 = 400$ кэВ. График полной расчётной функции для интенсивности рентгеновского излучения вольфрама равной сумме всех спектральных линий с учётом тормозного и характеристического излучения в логарифмическом масштабе, представлен на рисунке 3.1, в

зависимости от соотношения E/E_L . На вставке рисунка 3.1 показана расчётная функция для интенсивности в линейном масштабе всех составляющих характеристического рентгеновского излучения для интервала $E = 57 - 70$ кэВ без учёта тормозного излучения при энергии падающих электронов $E_0 = 200$ кэВ. Из расчётов установлено, что интенсивность L -линий спектра незначительна и в дальнейшем она не учитывалась. Полная интегральная интенсивность характеристических линий рентгеновского излучения превосходит на несколько порядков тормозное излучение, поэтому при его прохождении через массивный медный анод толщиной 2 мм, это излучение и даёт основной вклад во вторичную фотолюминесценцию.

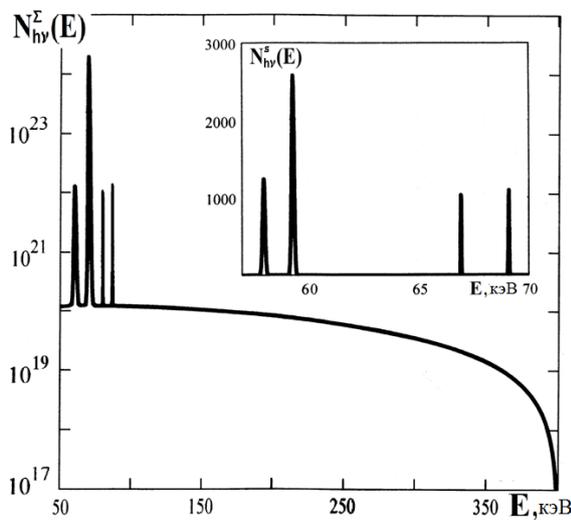


Рисунок 3.1 – Расчётная зависимость интенсивности для полной суммы характеристического и тормозного рентгеновского излучения вольфрамового слоя анода толщиной 40 мкм при $E_0 = 400$ кэВ

Максимумом по интегральной интенсивности $I_{K\alpha 1} = 1,3 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$ обладает основное характеристическое излучение вольфрама с энергией $E_{K\alpha 1} = 59,318$ кэВ. Поглощение тормозного и интенсивного характеристического рентгеновского излучения от вольфрама в медном аноде происходит в его толщине по экспоненте с коэффициентами поглощения μ_{qt} в интервале от 1,16 до 1,74 ($\text{см}^2/\text{г}$) для каждой из четырёх расчётных KLL -линий, однако интегральная интенсивность их весьма различна, согласно рисунка 3.1. Тормозное и характеристическое излучение для всего спектра вольфрама будет возбуждать вторичное фотолюминесцентное рентгеновское излучение в медном аноде с энергией $E_{Cu} = 8,04$ кэВ для основного, интенсивного, излучательного перепада электронов $K_{\alpha 1}$. Можно представить расчётный, определённый интеграл интенсивности этого излучения для $E_0 = 400$ кэВ на выходе из

медного трансмиссионного анода в камеру с плотными газовыми потоками без учёта его пространственного распределения с концентрацией (м^{-3}) в следующем виде:

$$\sum_l^4 N_{hv}^{\Sigma}(E) \left(E_{qt} / E_{Cu} \right) F_q \exp(-\mu_{qt} \rho_{Cu} h) \times \int_{E_{qt-}}^{E_{qt+}} \Psi_{qt}(E) dE = 2 \cdot 10^{27}, \quad (3.3)$$

где ρ_{Cu} – удельный вес меди, $\text{г}/\text{см}^3$. Следовательно, расчётная интенсивность (концентрация) рентгеновских квантов превышает концентрацию атомов и молекул для плотного потока газов, а учитывая, что один квант рентгеновского излучения обладает энергией намного превышающей тепловую энергию атомов и молекул в указанном объёме, то коэффициент ионизации будет близок к ~ 1 . Но это будет соответствовать нашему случаю для выбранного давления и состава газов. В других случаях эффективность ионизации может быть значительно ниже. Можно рассчитать коэффициент суммарного поглощения k_g для интенсивного, характеристического, рентгеновского излучения $E_{Cu} = 8,04$ кэВ в плотном газовом потоке с давлением газов 15 МПа по известному закону Бугера – Ламберта с атомами: С, N, O, H. Коэффициенты поглощения $\mu_C, \mu_N, \mu_O, \mu_H$ были взяты из работы [11]. Расчётная величина для удельного веса газов ρ_{cr} в камере сгорания по формулам из работы [12] составила величину $\rho_{cr} = 0,0187 \text{ г}/\text{см}^3$ для расхода топлива 0,754 кг/с при давлении 15 МПа и с расчётными долями С; N; O; H равными 0,15585; 0,18181; 0,62338; 0,03896 соответственно. Тогда коэффициент поглощения газов составляет $k_g = 0,82$ для нашей малогабаритной камеры сгорания ЖРД.

Закключение

Для принятой модели экстраполированного пробега электронов R_{ex} с максимальной энергией в интервале $E_0 = 100 - 400$ кэВ, с учётом их рассеивания и рекомбинации по аппроксимации Табата и Ито [9], получаются следующие величины глубины поглощения R_L от 7,5 до 40 мкм для вольфрама и от 15 до 80 мкм для молибдена. Был рассчитан спектр и интенсивность тормозного и характеристического излучения для вольфрама по предложенным формулам, которые качественно соответствуют экспериментальным результатам. Полученное аналитическое значение для функции интенсивности в виде суммы тормозного и характеристического излучения, в соответствии с аппроксимацией Гаусса, позволило решить определённый интеграл и получить численное значение полной интенсивности (концентрации) рентгеновского излучения, возбуждаемого фотолюминесценцией в медном

трансмиссионном аноде толщиной 2 мм. На основании вычисленной интегральной интенсивности $\sim 2 \cdot 10^{27} \text{ м}^3$ возбуждаемого рентгеновского характеристического излучения в меди с энергией квантов $E_{\text{Cu}} = 8,04 \text{ кэВ}$ был определён коэффициент суммарного поглощения газов $k_g = 0,82$ для интенсивного, характеристического, рентгеновского излучения в плотном газовом потоке с давлением 15 МПа в малогабаритной камере сгорания ЖРД длиной 100 мм по известному закону Бугера – Ламберта.

Таким образом, предложенная модель и расчёт указывают на возможность создания импульсного, высокоэффективного ионизатора плотных газовых потоков на основе поглощения интенсивного, характеристического, рентгеновского излучения от медного анода трансмиссионного типа, покрытого слоем вольфрама или молибдена. Импульсная мощность ионизатора составляет от 250 до 1000 кВт, поэтому он сможет ионизировать до высокой степени ионизации, близкой $\sim 100\%$, плотный (15 МПа) газовый поток атомов – водорода, углерода, азота, кислорода и молекул – воды, углекислого газа и азота в камере сгорания малогабаритного ЖРД или найти применение в соответствующих областях науки и техники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов, С.А. Рентгеновские трубки технического назначения / С.А. Иванов. – Ленинград: Энергоатомиздат, 1989. – 200 с.
2. Степанов, Е.М. Ионизация в пламени и электрическое поле / Е.М. Степанов, Б.Г. Дьячков. – Москва: Металлургия, 1968. – 312 с.
3. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания: справочник в 10 томах под редакцией академика В.П. Глушко. – Москва: ВИНТИ АН СССР, 1979.
4. Блохин, М.А. Рентгеноспектральный справочник / М.А. Блохин, И.Г. Швейцер. – Москва: Наука, 1982. – 376 с.
5. Рентгенотехника. Справочник в двух книгах; ред. Клюев В.В. – Москва: Машиностроение, 1992. – 480 с.
6. Feldman, L.C. Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis / L.C. Feldman, J.W. Mayer. – Elsevier Science Publishing, New York, Amsterdam, London, 1986. – 342 p.
7. Чупрунов, Е.В. Рентгеновские методы исследования твёрдых тел / Е.В. Чупрунов, М.А. Фадеев, Е.В. Алексеев. – Н. Новгород: Нижегородский государственный университет, 2007. – 194 с.
8. Evans R.D. The atomic Nucleus / R.D. Evans. – New York: McGraw-Hill, 1955. – 243 p.
9. Машкович, В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева; 4-е издание. – Москва: Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.
10. Блохин, М.А. Физика рентгеновских лучей / М.А. Блохин. – Москва: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957. – 518 с.
11. Маренков, О.С. Фотонные коэффициенты взаимодействия в рентгенорадиометрическом анализе: справочник / О.С. Маренков, Н.И. Комяк. – Ленинград: Энергоатомиздат, 1988. – 223 с.
12. Abramovich G.N. Applied Gas Dynamics. Vol. 1. / Abramovich G.N. – Moskva: Nauka. – 1991. – 597 p.

Поступила в редакцию 14.08.2022.

Работа выполнена при финансовой поддержке ООО «Аника М», г. Новосибирск.

Информация об авторах

Воронин Сергей Тимофеевич – к.ф.-м.н., доцент