

ЯДЕРНАЯ, РАДИАЦИОННАЯ И ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ

NUCLEAR, RADIATION AND ENVIRONMENTAL SAFETY

УДК 534-13:539.1.074

<https://doi.org/10.26583/gns-2024-01-01>

EDN ADABLN

Оригинальная статья / Original paper



Оценка влияния техногенного акустического фона на показания γ-спектрометра при регистрации спектров γ-излучения

А.П. Елохин , С.Е. Улин , А.И. Маджидов, А.Е. Шустов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Российская Федерация

elokhin@yandex.ru

Аннотация. В работе представлены теоретические и экспериментальные данные, определяющие влияние акустического возмущения на показания γ-детектора (КГС) с рабочим телом (газ ксенон высокого давления), работающим в поле ионизирующего излучения. С этой целью рассматривается цепочка событий: акустическая волна падает на поверхность КГС, проходит и производит возмущение в газе, которое формирует неравномерность распределения давления в рабочей среде. Воздействие ионизирующего излучения приводит к образованию в газе положительных ионов, подвижность которых оказывается значительно ниже подвижности свободных электронов, являющихся основными носителями в КГС. Эксперименты проводились с использованием беспилотного дозиметрического комплекса БДК с носителем в виде (БПЛА типа вертолета), на который навешивают дозиметрическое оборудование, применяемое для радиационного контроля окружающей среды в условиях ее радиоактивного загрязнения. Теоретические результаты, полученные при решении волнового уравнения прохождения звуковой волны в ксеноне, заполняющем КГС, представлены в виде возмущенной плотности ксенона, в которой возникают носители заряда, обусловленные воздействием ионизирующего излучения, в распределении которых также наблюдается возмущение, вызванное воздействием акустической волны. Полученные данные позволили рассчитать радиальное распределение плотности тока в различные моменты времени периода гармонических акустических колебаний. Экспериментальные данные продемонстрировали зависимость уменьшения и уширения пика полного поглощения в измеряемых спектрах гамма-излучения в зависимости от акустической нагрузки, а также частотные характеристики акустической нагрузки и их амплитудные значения в различных режимах работы БПЛА. Результаты исследований определяют рекомендации, которые целесообразно учитывать при использовании БПЛА в качестве носителей дозиметрического оборудования при радиационном контроле окружающей среды.

Ключевые слова: беспилотный дозиметрический комплекс, акустическое воздействие, мощность дозы, гамма-спектрометр на основе ксенона высокого давления, волновое уравнение.

Для цитирования: Елохин А.П., Улин С.Е., Маджидов А.И., Шустов А.Е. Оценка влияния техногенного акустического фона на показания γ-спектрометра при регистрации спектров γ-излучения. *Глобальная ядерная безопасность*. 2024;14(1):5–16. <https://doi.org/10.26583/gns-2024-01-01>

For citation: Elokhin A.P., Ulin S.E., Majidov A.I., Shustov A.E. Assessment of technogenic acoustic background influence on γ-spectrometer readings at registration of γ-radiation spectra. *Global nuclear safety*. 2024;14(1):5–16 (In Russ.) <https://doi.org/10.26583/gns-2024-01-01>

Assessment of technogenic acoustic background influence on γ-spectrometer readings at registration of γ-radiation spectra

Alexander P. Elokhin , Sergey E. Ulin , Azizbek I. Majidov,
Alexander E. Shustov

National Research University «MEPhI», Moscow, Russian Federation

elokhin@yandex.ru

Abstract. The paper presents theoretical and experimental data determining the effect of acoustic perturbation on the readings of a γ-detector (CGS) with a working medium (high-pressure xenon gas) operating in the field of ionizing radiation. For this purpose, a chain of events is considered: an acoustic wave falls on the surface of the CGS, passes through and produces a perturbation in the gas which forms a non-uniformity of pressure distribution in the working medium. Exposure to ionising radiation leads to the formation of positive ions in the gas, the mobility of which is much lower than the mobility of free electrons, which are the main carriers in CGS. The experiments are carried out using an unmanned dosimetric complex BDK with a carrier in the form of (helicopter-type UAV) on which dosimetric equipment used for radiation control of the environment in conditions of its radioactive contamination is attached. Theoretical results obtained by solving the wave equation of sound wave passage in xenon filling the CGS are presented in the form of xenon density. The obtained data allows us to obtain the radial distribution of the current density at different moments of the harmonic acoustic oscillation period. Experimental data demonstrated frequency characteristics of acoustic load and their ampli-

tude values in different modes of UAV operation. The results of the research determine the recommendations that should be taken into account when using UAVs as carriers of dosimetric equipment in radiation monitoring of the environment.

Keywords: unmanned dosimetric complex, acoustic impact, dose rate, high-pressure xenon gamma spectrometer, wave equation.

При использовании беспилотного дозиметрического комплекса (далее – БДК) на основе беспилотного радиоуправляемого вертолета в качестве оборудования, применяемого для оценки радиоактивного загрязнения подстилающей поверхности (рис. 1) [1], было обнаружено возмущение регистрируемого γ -спектра, измеряемого γ -спектрометром, рабочим телом которого являлся газ ксенон высокого давления ($P_{Xe} = 18$ атм.) (рис. 2) [2].



Рисунок 1. БПЛА «INDELA-SKY», КБ ИНДЕЛА (Белорусия) (1), Система «INDELAOGD-20HIR» (2), состоящая из четырех встроенных модулей (тепловизор, цветная камера, лазерный дальномер, инерциальный модуль), является базовой полезной нагрузкой для БЛА «INDELA-I.N. SKY» при решении традиционных задач разведки, наблюдения и мониторинга [1]

Figure 1. INDELA-SKY UAV, INDELA Design Bureau (Belarus) (1), INDELAOGD-20HIR system (2), consisting of four built-in modules (thermal imager, colour camera, laser range-finder, inertial module), is the basic payload for INDELA-I.N. SKY UAV for traditional reconnaissance and surveillance tasks. SKY for traditional reconnaissance, surveillance and monitoring tasks [1]

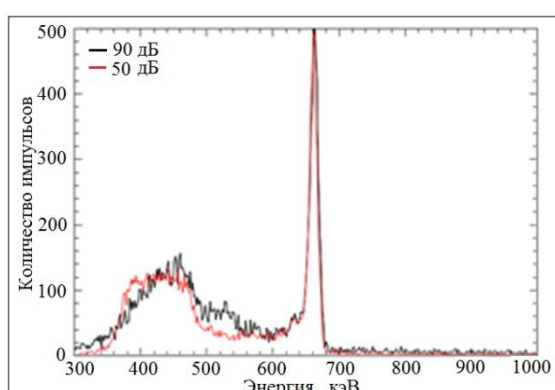


Рисунок 2. Регистрируемые спектры γ -излучения ^{137}Cs при различных акустических нагрузках [2]

Figure 2. Recorded spectra of ^{137}Cs γ -radiation at different acoustic loads [2]

Как показали исследования, возмущения создавались работой несущего пропеллера и выхлопами двигателя внутреннего сгорания. Акустические возмущения приводили к изменению емкости экранирующей сетки, располагающейся в цилиндрической

ионизационной камере (ИК) γ -спектрометра (КГС)¹ и служащей для уменьшения индукционного эффекта. Действительно, воздействие техногенного акустического фона на внешнюю поверхность детектора приводит к его встряхиванию, что и является причиной колебательного смещения сетки относительно центрального и внешнего электродов, в результате чего и происходит изменение емкости и, в конечном итоге, возникновение тока, имеющего периодический или аperiodический характер в зависимости от вида акустического возмущения (рис. 3).

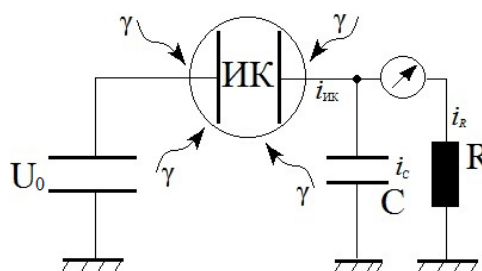


Рисунок 3. Принципиальная схема работы ИК:

U_0 – напряжение питания; $i_{ик}$ – ток, протекающий через ИК; i_R – ток нагрузки; i_C – емкостный ток; R – сопротивление нагрузки; C – емкость монтажа и сетки [составлено авторами]

Figure 3. Circuit diagram of IR operation: U_0 is supply voltage; i_{ir} is current flowing through IR; i_R is load current; i_C is capacitive current; R is load resistance; C is mounting and grid capacitance

Система уравнений, описывающая этот процесс, в замкнутой электрической цепи (контуре) сводится к использованию первого и второго законов Кирхгофа, включая внешнее возмущение. Действительно, из первого закона Кирхгофа следует $U_0 = i_{ик} R_{вн} + U_C$, ($R_{вн}$ – внутреннее сопротивление ионизационной камеры), из второго: $i_{ик} = i_R + i_C$. При этом U_C определяется как $U_C = \int_0^t i_C dt / [C_0 (1 + \alpha \times f(t))]$, где C_0 – исходная емкость; $\alpha \ll 1$ (см. рис. 2); $f(t)$ – ограниченная периодическая или аperiodическая функция воз-

¹ КГС при своей работе, в отличие от германиевых полупроводниковых детекторов, не требует низкотемпературного охлаждения, т.е. может работать в температурном диапазоне $-20 \text{ — } +180 \text{ }^\circ\text{C}$; имеет более высокое разрешение по энергии γ -излучения ^{137}Cs (1,7–2%) по сравнению с кристаллом NaJ(Tl) (~12%), что обусловлено большим атомным номером ксенона $Z = 54$ и высокой плотностью газа в рабочей камере. Этот детектор; обладает высокой радиационной стойкостью по потоку нейтронов $\sim 10^{12} \text{ n/cm}^2$. Эффективность регистрации γ -излучения может быть существенно повышена за счет увеличения объема камеры, но это, с другой стороны, следует отнести и к его недостаткам, поскольку увеличивает размеры детектора и его вес.

мушения непрерывная вместе со своей первой производной. Использование этих уравнений состоит в том, чтобы показать, что ток i_R , который регистрируется измерительным прибором, содержит функцию возмущения и/или ее производную, таким образом доказывая, что регистрируемое возмущение зависит от колебания сетки (см. рис. 4, п. 6). Подставляя выражение для U_C в первое уравнение Кирхгофа, и, умножая обе части полученного выражения на множитель $[C_0(1+\alpha \times f(t))]$, дифференцируя его и учитывая, что $U_0 = \text{const.}$, получим выражение (1):

$$\alpha \times C_0 \times U_0 \times \frac{df}{dt} - C_0 \times R_{\text{вн}} \times \times \left\{ \frac{di_{\text{ик}}}{dt} [1 + \alpha \times f(t)] + \alpha \times i_{\text{ик}} \times \frac{df}{dt} \right\} = i_C \quad (1)$$

Подставляя полученное выражение во второе уравнение Кирхгофа (для токов), находим, что i_R действительно зависит от функции возмущения $f(t)$, ее производной df/dt , равно, как и от тока ионизационной камеры $i_{\text{ик}}$, а также и от его производной $di_{\text{ик}}/dt$, что и объясняет возмущение регистрируемого сигнала, выражение (2):

$$i_R = i_{\text{ик}} - i_C = i_{\text{ик}} + C_0 \times R_{\text{вн}} \times \times \left\{ \frac{di_{\text{ик}}}{dt} [1 + \alpha \times f(t)] + \alpha \times i_{\text{ик}} \times \frac{df}{dt} \right\} - \alpha \times C_0 \times U_0 \times \frac{df}{dt} \quad (2)$$

Однако, кроме очевидного объяснения рассматриваемого эффекта, существует и другой метод анализа, состоящий в последовательном рассмотрении ряда физических процессов, сопровождающих акустическое воздействие на ксеноновый γ -детектор (КГС) (рис. 4), в качестве которого будем рассматривать цилиндрическую ИК длиной L и радиусом R , подчиняющихся неравенству: $R \ll L$.

Это условие является стандартным и позволяет в ряде случаев пренебречь красивыми эффектами при измерении характеристик ионизирующего излучения.

Суть предлагаемого метода состоит в следующем. Падающая на внешнюю поверхность акустическая волна возбуждает колебания на цилиндрической поверхности, которые проходят в среду рабочего тела (ксенона высокого давления). При прохождении акустической волны в газе синхронно возникает изменение его плотности, а при воздействии ионизирующего излучения, в результате ионизации среды, возникает изменение плотности носителей заряда – электронов, концентрация которых и определяет ионизационный ток в камере. Таким образом задача статьи состоит в том, чтобы, во-первых, показать в чем проявляется эффект акустического возмущения, возникающий в среде рабочего тела КГС и, во-вторых, уточнить причину наблюдаемого возмущения спектров, регистрируемых газонаполненным γ -спектрометром, при пилотировании БДК: будет ли она обусловлена только механическим эффектом, обусловленным встряской приборов или физическим, связанным с прохождением звуковой волны через замкнутый металличе-

ский газонаполненный прибор, что и представляет собой ксеноновый γ -спектрометр, или тем и другим.

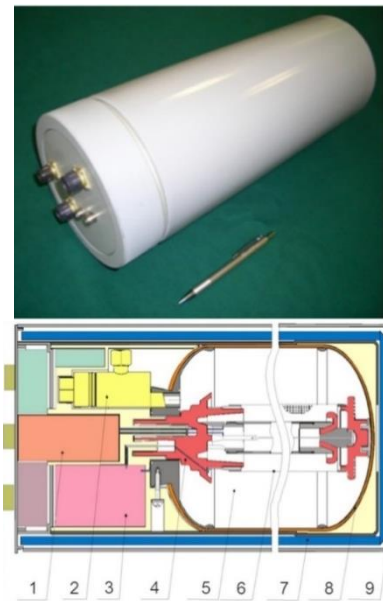


Рисунок 4. Фотография и схема КГС: 1 – зарядочувствительный усилитель; 2 – кран для заполнения камеры рабочим веществом; 3 – источник питания; 4 – керамический гермоввод; 5 – ионизационная камера; 6 – экранирующая сетка; 7 – тефлоновая изоляция; 8 – стальной корпус с композитным покрытием; 9 – внешний защитный корпус [3]

Figure 4. Photograph and scheme of CGS: 1 is charge-sensitive amplifier; 2 is a tap for filling the chamber with working substance; 3 is a power source; 4 is a ceramic grommet; 5 is an ionisation chamber; 6 is a shielding grid; 7 is Teflon insulation; 8 is a steel case with composite coating; 9 is an external protective case [3]

Собственный интерес, кроме того, представляет и математическое выражение ионизационного тока при таком возмущении. При решении задачи ограничимся только проходящей волной, пренебрегая потерями, которые могут возникать при прохождении границы раздела сред [4,5].

Рассматривая формирование ионизационного тока в камере воспользуемся результатами работы [6], в которой рассматривалась работа плоскопараллельной ИК с учетом генерации носителей заряда, которыми являлись положительные и отрицательные ионы, образующиеся при воздействии ионизирующего излучения (далее – ИИ), их рекомбинации и дрейфа, а рабочим телом являлся воздух. Учитывая геометрические особенности рассматриваемого детектора констатируем, что величина напряженности электрического поля имеет вид: $E(r) = [V_0 / \ln(R_2/R_1)]/r$, где V_0 – внешнее напряжение, а R_1, R_2 – радиусы центрального и внешнего электродов, r – текущий радиус. Особенность рабочего тела в виде газа высокого давления $^{131}\text{Xe}_{54}$, плотность которого при нормальных условиях составляет $\rho_{\text{Xe}} = 5,366 \text{ (кг/м}^3\text{)}$, состоит в том, что поскольку ксенон относится к благородным газам, образующиеся электроны при ионизации газа не создают отрицательных ионов, в отличие от воздуха, и поэтому ионизационный ток в камере обусловлен, в

основном, электронной компонентой, а положительные ионы могут создавать ионизационный ток на уровне фона по причине того, что их подвижность в электрическом поле крайне мала по сравнению с подвижностью электронов, в силу того, что масса положительных ионов в $A \cdot m_p/m_e$ раз больше массы электронов (A – число нуклонов в атоме $^{131}\text{Xe}_{54}^{2+}$). Кроме того, выбирая напряжение V_0 такой величины, при которой ионизационный ток выходит в режим насыщения, рекомбинацией носителей заряда можно пренебречь, что и позволяет записать уравнение переноса носителей заряда (электронов) в цилиндрической ионизационной камере, пренебрегая краевыми эффектами, исходя из условия $L \gg R$, с учетом указанных выше особенностей в виде выражения $G_I [\rho_{\text{Xe}}(r,t)/\rho_{\text{B}}] D'_\gamma - \mu_e \text{div}(Eq) = 0$, где G_I – радиационный выход зарядов в воздухе при нормальном давлении (1 атм.) и температуре ($T = 0^\circ\text{C}$) составляет $2,083 \cdot 10^9$ пар ионов в 1 см^3 при дозе в 1 Р; ρ_{Xe} – плотность ксенона в ионизационной камере при давлении P_0 атм.; ρ_{B} – плотность воздуха при нормальном давлении; D'_γ – величина мощности дозы ИИ, составляющая 10^{-4} (Р/с); μ_e – подвижность носителей заряда (электронов); E – напряженность электрического поля в цилиндрической камере; q – концентрация носителей заряда. Первое слагаемое в приведенном выше уравнении, представляет собой генерацию носителей заряда в результате ионизации газовой среды, второе – их перенос на анод в направлении электрического поля. Рекомбинацией носителей пренебрегаем в силу приведенного ранее условия: выбор величины напряжения для условия режима насыщения, при котором образующиеся носители заряда полностью создают электрический ток. Таким образом, приведенное выше уравнение представляет собой простой баланс носителей заряда. Учитывая химический состав воздуха³, для корректной оценки радиационного выхода заряда в ксеноне и характерную особенность напряженности электрического поля в цилиндрической геометрии и выражение

$$\text{div}(Eq) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(Eq)] = \frac{V_0}{r \ln(R_2/R_1)} \frac{\partial q}{\partial r},$$

получаем уравнение (3):

$$G_I (\rho_{\text{Xe}}(r,t)/\rho_{\text{B}}) [(Z/A)_{\text{Xe}}/(Z/A)_{\text{B}}] D'_\gamma - \mu_e \frac{V_0}{r \ln(R_2/R_1)} \frac{\partial q}{\partial r} = 0. \quad (3)$$

Из уравнения (3) находим радиальное распределение концентрации носителей заряда в рассматриваемой ИК (4).

² Изотопы ксенона – разновидности химического элемента ксенона, имеющие разное количество нейтронов в ядре. Известны изотопы ксенона с массовыми числами от 108 до 147 ($Z = 54$, n_0 от 54 до 93). Xe стабилен для A : 126, 128 – 132, 134; для $A = 136, 124$ $T_{1/2} \geq 2,165 \cdot 10^{21}$ лет.

³ Химический состав воздуха: N_2 – 78,09%; O_2 – 20,95%; Ar – 0,95%; CO_2 – 0,03%. ($Z_{\text{возд.}} = 7,31$; $A_{\text{возд.}} = 14,66$).

$$q(r,t) = \frac{G_I D'_\gamma (Z/A)_{\text{Xe}}}{\mu_e V_0 \rho_{\text{B}} (Z/A)_{\text{B}}} \ln(R_2/R_1) \int_{R_2-R_1}^{R_2-r} \rho_{\text{Xe}}(r,t) r dr. \quad (4)$$

Плотность газа (ρ_{Xe}) в ИК при заданном давлении в P атм. находим, используя уравнение Клапейрона-Менделеева $P(r,t) = \rho_{\text{Xe}}(r,t) RT$, где $R_{\text{Xe}} = 63,33$ (Дж/кг $^\circ\text{K}$) – газовая постоянная, T – температура среды ($T = 293^\circ\text{K}$). Таким образом, плотность газа $\rho_{\text{Xe}}(r,t)$ находим, как $\rho_{\text{Xe}}(r,t) = P(r,t)/RT$. Для определения $P(r,t)$ решаем уравнение (5) [4, 5]:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P}{\partial r} \right) = \frac{1}{C_{\text{Xe}}} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad (5)$$

где C_{Xe} – скорость звука в газе с плотностью в P_0 атм., определяемая из выражения: $C_{\text{Xe}} = \sqrt{(P_0/\rho_{\text{Xe}})k}$,

где k – показатель адиабаты ($k = 5/3$). Для решения уравнения введем безразмерные переменные r' , t' и безразмерную постоянную $C_{0\text{Xe}}$ следующим образом. Обозначим разность $(R_2 - R_1) = d$, среднюю напряженность электрического поля в ИК как

$$\bar{E}_0 = \frac{V_0}{(R_2 - R_1) \ln(R_2/R_1)} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \frac{V_0}{d}.$$

Средняя скорость переноса электронов в электрическом поле: $v_0 = \mu \cdot \bar{E}_0 = \mu \cdot V_0/d$; обозначим через τ характерную величину времени переноса электронов со скоростью v_0 ,

$\tau = d/v_0 = d/\mu \bar{E}_0$. Если умножить и разделить левую часть уравнения на d^3/d^3 , а правую – на $(v_0^2/v_0^2) \cdot (\tau^2/\tau^2)$ и рассматривать безразмерные переменные $r' = r/d$, $t' = t/\tau$ и коэффициент $C_{0\text{Xe}}$ в виде безразмерной скорости звука в ксеноне $C_{0\text{Xe}} = C_{\text{Xe}}/v_0$,

то получим уравнение в безразмерных переменных r' , t' с безразмерной постоянной $C_{0\text{Xe}}$ при $R_1/d \leq r' \leq R_2/d$. Если вместо r' рассматривать $r'' = R_2/d - r' = R_2/d - r/d$, то при $r = R_1$, $r'' = 1$, а при $r = R_2$, $r'' = 0$. Поэтому $0 \leq r'' \leq 1$. Опуская штрихи и проводя дифференцирование в левой части уравнения (5), получаем уравнение в безразмерных переменных (6):

$$r \frac{\partial^2 P}{\partial r'^2} + \frac{\partial P}{\partial r'} - \frac{r}{C_{0\text{Xe}}} \frac{\partial^2 P}{\partial t'^2} = 0, \quad (6)$$

с граничными и начальными условиями получаем (7), (8), (9), (10):

$$P(r,t)|_{r=0} = P_0 + \sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t), \quad (7)$$

$$P(r,t)|_{r=1} = P_0, \quad (8)$$

$$P(r,t)|_{t=0} = P_0 + \sum_{i=1}^N A_i, \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial P(r,t)}{\partial t} \right|_{t=0} = 0. \quad (10)$$

Учитывая граничные условия, решение уравнения для $P(r, t)$ будем искать в виде двух функций, $W(r)$ и $P'(r, t)$, используя метод разделения переменных [7,8]: $P(r, t) = W(r) + P'(r, t)$. Для $W(r)$ (в размерных координатах) ставится задача (11), (12), (13):

$$\Delta W = 0, \quad (11)$$

$$W(r)|_{r=R_1} = P_0, \quad (12)$$

$$W(r)|_{r=R_2} = P_0 + \sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t). \quad (13)$$

Решение задачи (11)-(13) имеет вид: $W(r) = C_1 \ln r + C_2$. Используя граничные условия (12), (13), получаем выражение:

$$W(r) = \frac{\sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t)}{\ln(R_2/R_1)} \ln(r/R_1) + P_0,$$

в котором вместо размерного r введем ранее принятое безразмерное обозначение $r'' = R_2/(R_2 - R_1) - r/(R_2 - R_1)$. Из последнего находим «размерное» r , в виде выражения $r = R_2[1 - r''(1 - R_1/R_2)]$, при котором функция $\ln(r/R_1)$ принимает вид $\ln(R_2[1 - r''(1 - R_1/R_2)]/R_1)$, причем на границах интервала $0 \leq r'' \leq 1$ при $r'' = 0$, ($r = R_2$) функция $\ln(r/R_1)$ принимает значения $\ln(R_2/R_1)$, а при $r'' = 1$ ($r = R_1$), $\ln(r/R_1) = 0$.

Таким образом, функцию $W(r)$, опуская штрихи, представляем в виде выражения (14):

$$W(r) = \left[\sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t) \right] \left\{ 1 + \frac{\ln[1 - r(1 - R_1/R_2)]}{\ln(R_2/R_1)} \right\} + P_0. \quad (14)$$

Для определения функции $P'(r, t)$, используя метод разделения переменных, представим эту функцию в виде произведения функций, зависящих либо от координаты r , либо от времени t : $P'(r, t) = U(r)V(t)$ и, подставляя произведение функций в уравнение (6), получим: $r \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} V + \frac{\partial U}{\partial r} V = \frac{r}{C_{0Xe}} U \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}$.

Разделяя одноименные функции в виде отношений и приравнявая их к некой постоянной $-\mu$, находим:

$$\frac{r \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{\partial U}{\partial r}}{rU} = \frac{1}{C_{0Xe}^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\mu.$$

Откуда следует два уравнения, для которых ставятся соответствующие граничные или начальные условия:

$$r \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{\partial U}{\partial r} + r\mu U = 0, \quad \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + C_{0Xe}^2 \mu V = 0.$$

Для функции $U(r)$ ставится задача (15), (16), (17):

$$r \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{\partial U}{\partial r} + r\mu U = 0, \quad (15)$$

$$U(r)|_{r=1} = 0, \quad (16)$$

$$U(r)|_{r=0} = 0. \quad (17)$$

Для функции $V(t)$ аналогично получаем выражения (18), (19):

$$\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + C_{0Xe}^2 \mu V = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial V(t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0. \quad (19)$$

Для начального условия $V(t)$ справедливо следующее уравнение (20):

$$P(r, t)|_{t=0} = P_0 + \sum A_i = W(r)|_{t=0} + U(r)V(t)|_{t=0}. \quad (20)$$

Решение задачи (15)-(17) представляет собой уравнение Бесселя нулевого порядка: $U(r) = B_1 J_0(r\sqrt{\mu}) + B_2 Y_0(r\sqrt{\mu})$. Учитывая свойства функций Бесселя ($J_0(0) = 1$, $Y_0(0) = -\infty$) и, требуя нетривильности решения, используем граничные условия: из (17), находим: $B_2 = 0$, а из условия (16) следует: $B_1 \neq 0$, но $J_0(r\sqrt{\mu}) = 0$, что дает возможность определить собственные значения (далее – с.з.) функции $J_0(r\sqrt{\mu})$ [9]. Приближенные значения нулей функции Бесселя $J_0(\gamma_m) = 0$ могут быть вычислены по формуле (21) [9]:

$$\gamma_m = 2,4 + 3,13(m-1). \quad (21)$$

Тогда собственные значения функции определяются выражением $\mu_m = (\gamma_m)^2$.

При известных μ_m искомая функция $U(r)$ определится рядом по собственным функциям (далее – с.ф.), выражение (22):

$$U(r) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m J_0(r\sqrt{\mu_m}), \quad (22)$$

где B_m – постоянные.

Решение задачи (18)-(19) представляют гармонической функцией с собственными частотами $\omega_m = C_{0Xe} \gamma_m$, возрастающими с увеличением индекса m (23):

$$V(t) = C_1 \cos(\omega_m t) + C_2 \sin(\omega_m t), \quad (23)$$

где C_1 и C_2 – постоянные.

Используя начальное условие (20), находим $V(t) = C_1 \cos(\omega_m t)$. Таким образом, функция $P'(r, t)$ может быть представлена в виде: $P'(r, t) = U(r)V(t) = \sum_{m=1}^{\infty} B_m J_0(r\sqrt{\mu_m}) \cos(\omega_m t)$, а искомая функция $P(r, t)$, в соответствии с выражением $P(r, t) = W(r) + P'(r, t)$, следующим образом (24):

$$P(r, t) = P_0 + \left[\sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t) \right] \left(1 + \frac{\ln[1 - r(1 - R_1/R_2)]}{\ln(R_2/R_1)} \right) + \sum_{m=1}^M B_m J_0(r\sqrt{\mu_m}) \cos(\omega_m t). \quad (24)$$

Чтобы определить коэффициенты B_m , перенесем в левую часть начального условия (20) функцию $W(r)|_{t=0}$, и, используя свойство ортогональности с.ф. с весом r , умножим обе части уравнения на произведение $rJ_0(r\sqrt{\mu_n})$ и проинтегрируем почленно с учетом того, что $\int_0^1 rJ_0(r\gamma_n)J_0(r\gamma_m)dr = 0$ при $\gamma_m \neq \gamma_n$ (25):

$$-\frac{\left[\sum_{i=1}^N A_i \right]}{\ln(R_2/R_1)} \int_0^1 r \ln[1 - r(1 - R_1/R_2)] J_0(r\gamma_n) dr = \int_0^1 r J_0(r\gamma_n) \sum_{m=1}^M B_m J_0(r\gamma_m) dr \quad (25)$$

Выражение в правой части уравнения (25) представляет собой квадрат нормы функции Бесселя нулевого порядка ($J_0(x)$) для интервала $0 \leq r \leq 1$ [10]:

$$\begin{aligned} \|J_0(r\gamma_m)\|^2 &= \frac{1}{2} \left[J_0'^2(\gamma_m) + J_0^2(\gamma_m) \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[J_1^2(\gamma_m) + J_0^2(\gamma_m) \right] = 0,5 J_1^2(\gamma_m), \end{aligned}$$

где $J_1(\gamma_m)$ – функция Бесселя первого порядка [7] и учтено, что в соответствии с определением с.з. γ_m , $J_0(\gamma_m) = 0$. Тогда коэффициенты B_m определяются выражением (26):

$$B_m = -\frac{\left[\sum_{i=1}^N A_i \right]}{\ln(R_2/R_1)} \cdot \frac{\int_0^1 r \ln[1 - r(1 - R_1/R_2)] J_0(r\gamma_m) dr}{0,5 J_1^2(\gamma_m)}. \quad (26)$$

Таким образом, решение задачи (6) – (10) определяется тремя слагаемыми, одно из которых представлено рядом собственных функций задачи с коэффициентами, определяемыми выражением (26). Решение ограничили пятью членами ряда ($M = 5$). Особенности решения задачи, определяющей возмущение давления $P(r, t)$ в цилиндрической ИК, при акустическом воздействии на нее, будут определяться вторым и третьим слагаемыми в формуле (24), которые играют основную роль в формировании эффектов, связанных с акустическим возмущением ИК. Действительно, если акустическое воздействие отсутствует ($\sum A_i = 0$),

то второе и третье слагаемые равны 0, а давление в камере равно не возмущенному P_0 . Но с ростом амплитуд акустического возмущения эффект воздействия будет возрастать линейно. На рис. 5 представлены результаты расчета радиального распределения давления $[P(r, t) - P_0]$ в межэлектродном промежутке КГС, заполненном ксеноном высокого давления ($P_0 = 18$ атм.), возникающего в газе при акустическом воздействии на детектор звуковой волны, представ-

ляющей собой спектр $\sum_{i=1}^5 A_i$ (цуг волн) с амплитудой каждой из его составляющих $A_i = 100$ дБ (2 Па) в момент времени $t = 0$. Расчеты проводились с использованием лицензионного пакета «PTC Mathcad Prime 3.1». На рисунке представлены: распределение от второго слагаемого (1), от третьего (2) и от их суммы (3). Согласно известному выражению $L = 20 \log(p/p_0)$ дБ, где p_0 – предел звукового давления, воспринимаемый человеком ($p_0 = 20 \cdot 10^{-6}$ Па); $p = p_0 \cdot 10^{L/20}$ – искомое давление (Па), отвечающее измеряемому акустическому воздействию L , амплитуда звуковой нагрузки в 100 дБ составляет всего 2 Па ($1,974 \cdot 10^{-5}$ атм.). Поэтому на фоне 18 атм. давления ксенона в КГС такое возмущение трудно будет заметить, что и послужило причиной того, что на рисунке 5 радиальные распределения давления представлены каждое в отдельности, а суммарное в виде разности $P(r, t) - P_0$.

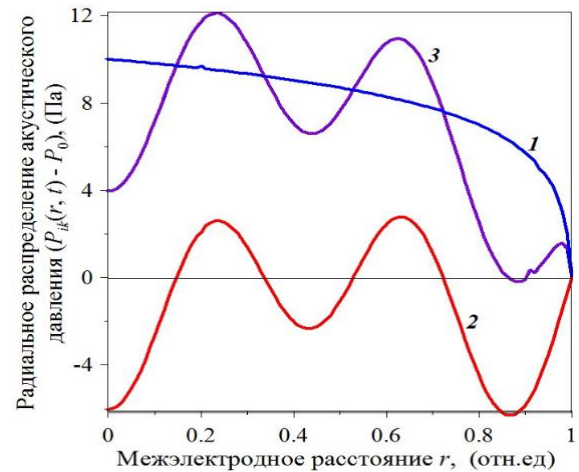


Рисунок 5. Радиальное распределение давления, возникающего в газе при воздействии на КГС цуга звуковых волн, амплитуда каждой из которых составляет 100 дБ. Расчет по формуле (24) [составлено авторами]

Figure 5. Radial distribution of the pressure arising in the gas when the CGS is exposed to a tsunami of sound waves, the amplitude of each of which is 100 dB. Calculation by the formula (24) [compiled by the authors]

Возвращаясь к описанию концентрации носителей заряда в ИК, ранее представленной формулой (4), используем уравнение Клапейрона-Менделеева $\rho_{xc}(r, t) = P(r, t)/RT$ и определяем, согласно полученным выражениям для давления $P(r, t)$, плотность ксенона в камере с учетом временного возмущения, которое вызвано акустическим воздействием, определяемым временными функциями в решении (24). Из формулы (24) также следует, что интеграл, представляющий в формуле (4) концентрацию носителей заряда $q(r, t)$, не будет влиять на функции времени, являющимися множителями $\left[\sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t) \right] \cdot \cos(\omega_m t)$.

Последнее означает, что плотность носителей заряда, определяющих ток в ИК, будет изменяться со временем, синхронно акустическому воздействию, т.е. на

регистрируемый сигнал будет накладываться возмущение, обусловленное акустическим воздействием.

Для оценки концентрации носителей заряда, определяемой формулой (4), величина которой требуется для вычисления плотности тока и характера его изменения в цепи ИК, необходимо верхний и нижний пределы интегрирования, а также подынтегральную переменную вместе с дифференциалом заменить на безразмерные переменные, поскольку подынтегральная функция плотности ксенона $\rho_{\text{Xe}}(r, t)$ определяется через давление в ИК $P(r, t)$, которое представлено формулой (24) в безразмерных переменных. Таким образом, размерную переменную r заменим на безразмерную u , как указывалось ранее, по формуле $u = (R_2 - r) / (R_2 - R_1)$. Тогда нижний предел ($r = R_1$) в формуле (4) становится равным 1, а верхний ($r = R_2$) – 0, а для любого r – приведенным ранее выражением. При этом переменная принимает вид:

$r = R_2 [1 - u(1 - R_1/R_2)]$, а дифференциал будет равен $dr = -du(R_2 - R_1)$. Тогда, учитывая, что интервал изменения u определяется условием $0 \leq u \leq 1$, вместо выражения (4) запишем выражение (27):

$$q(r, t) = \frac{G_I D' (Z/A)_{\text{Xe}}}{\mu_e V_0 \rho_B (Z/A)_B} \cdot \frac{\ln(R_2/R_1) R_2 (R_2 - R_1)}{RT} \times \int_1^{(R_2-r)/(R_2-R_1)} P(u, t) \left[1 - u \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \right] du \quad (27)$$

где $P(r, t)$ представлено выражением (24), в котором переменная r безразмерна, что и позволяет формулу (4) представить в виде выражения (27), которое и определяет функцию распределения заряда $q(r, t)$ в межэлектродном промежутке ИК при акустическом воздействии. Подставляя выражение (24) в формулу (27), соответственно получаем выражение (28):

$$q(r, t) = A_0 \cdot \left\{ P_0 \cdot \int_1^{(R_2-r)/(R_2-R_1)} \left[1 - u \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \right] du \right\} + \\ + A_0 \left\{ \left[\sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t) \right] \int_1^{(R_2-r)/(R_2-R_1)} \left[1 + \frac{\ln \left[1 - u \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \right]}{\ln(R_2/R_1)} \right] \cdot \left[1 - u \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \right] du \right\} + \\ + A_0 \left\{ \sum_{m=1}^M B_m \cos(\omega_m t) \left[\int_1^{(R_2-r)/(R_2-R_1)} J_0(u \sqrt{\mu_m}) du - \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \int_1^{(R_2-r)/(R_2-R_1)} u J_0(u \sqrt{\mu_m}) du \right] \right\}, \quad (28)$$

$$\text{где } A_0 = \frac{G_I D' (Z/A)_{\text{Xe}}}{\mu_e V_0 \rho_B (Z/A)_B} \cdot \frac{\ln(R_2/R_1) R_2 (R_2 - R_1)}{RT}.$$

Вычисляя, находим выражение (29):

$$q(r, t) = A_0 \cdot \left\{ P_0 \left[\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} - 1 \right) - 0,5 \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \left(\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} \right)^2 - 1 \right) \right] \right\} + \\ + A_0 \left\{ \left[\sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t) \right] \frac{R_2}{2R_1} \left[\left(\frac{r}{R_2} \right)^2 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 + \frac{\left(\frac{r}{R_2} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{r}{R_2} \right) - \frac{1}{2} \right) - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{R_1}{R_2} \right) - \frac{1}{2} \right)}{\ln(R_2/R_1)} \right] \right\} + \\ + A_0 \left\{ \sum_{m=1}^M B_m \cos(\omega_m t) \frac{1}{\sqrt{\mu_m}} \left[\left[z J_0(z) + \frac{\pi z}{2} (J_1(z) H_0(z) - J_0(z) H_1(z)) \right] \frac{\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} \right)^{\sqrt{\mu_m}}}{\sqrt{\mu_m}} - \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \frac{1}{\sqrt{\mu_m}} \left[z J_1(z) \right] \frac{\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} \right)^{\sqrt{\mu_m}}}{\sqrt{\mu_m}} \right] \right\} \quad (29)$$

где $H_0(z)$, $H_1(z)$ – функции Струве⁴, представленные в виде рядов по функциям Бесселя или численных рядов, учитывая при этом, что $J_0(\sqrt{\mu_m}) = J_0(\gamma_m) = 0$ [11].

⁴ Функции Струве

$$H_0(z) = (4/\pi) \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(z) / (2k+1); H_1(z) = \\ = (2/\pi) - (2/\pi) J_0(z) \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(z) / (4k^2 - 1)$$

На рисунке 6 приведены радиальные распределения концентрации носителей заряда, возникающих в КГС при воздействии ионизирующего излучения и акустической нагрузки в различные моменты времени: (1, $t = 0$); (4, $t = 0,5\tau$); (5, $t = \tau$), где τ – период колебаний гармонических функции акустического воздействия), определенных выражением (29), на котором кривые (1), (4), (5) представляют результат полной суммы слагаемых в формуле (29).

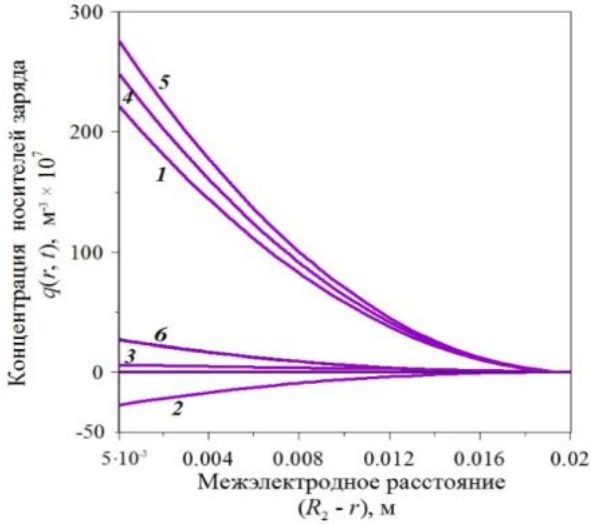


Рисунок 6. Радиальное распределение концентрации носителей заряда в КГД при воздействии ИИ и акустической нагрузки, в виде цуга звуковых волн, амплитуда каждой из которых составляет 100 дБ [составлено авторами]

Figure 6. Radial distribution of charge carriers concentration in CGD under the influence of AI and acoustic load, in the form of a tsuga of sound waves, the amplitude of each of which is 100 dB [compiled by the authors]

Особенность распределения концентрации носителей заряда в соответствии с этими кривыми обусловлена воздействием ИИ и неравномерностью напряженности электрического поля, величина которого в области малых r максимальна. Кривые (2), (6) демонстрируют результат акустического воздействия, определяемого вторым слагаемым в формуле (29), при ($t = 0$), (2) и ($t = \tau$), (6). Расчеты показывают, что характер распределения этих кривых существенно

зависит от периода колебаний акустических возмущений, что приводит к изменению знака распределения, а также от их амплитуды. Изменение знака распределения соответственно приводит к увеличению/уменьшению значения концентраций зарядов, описываемых суммарной кривой (см., например, кривые (1) и (5)). Сравнивая величину полезного сигнала и сигнала, обусловленного акустическим возмущением, следует заметить, что их соотношение зависит как от плотности потока энергии (интенсивности излучения) ИИ, так и от мощности акустического воздействия, что является весьма важным при проведении экспериментов. Согласно расчетам это соотношение при заданных параметрах: $D'_\gamma = 10^{-4}$ (P/c), $\sum A_i = 10$

Па, что соответствует ~ 500 дБ, составляет $\sim 10\%$. Поэтому полностью пренебрегать возникающим негативным эффектом, связанным с акустическим возмущением не целесообразно. Решение также показывает, что при совпадении собственных частот системы ω_m с частотой возмущения ω_i и периода колебаний возможно увеличение вклада акустических возмущений в общий характер распределения. Кривая (3) представляет результат расчета третьего слагаемого в формуле (29) при $t = 0$ и, несмотря на то, что указанное выражение также содержит гармонические функции ($\cos(\omega_m t)$), обусловленные собственными колебаниями системы, кривая (3) в указанные промежутки времени не изменяет своего характера, поскольку частоты ω_m не совпадают с частотами ω_i акустических воздействий. Кроме того, вклад третьего слагаемого в суммарное распределение невелик, что непосредственно следует из рисунка 6.

Представляет интерес также рассмотреть выражение полной плотности тока, регистрируемого измерительными приборами, величина которого даст наглядную оценку эффекту воздействия акустической нагрузки на ИК и, в частности, на КГС, располагающемуся в поле ионизирующего излучения. Для этого необходимо найти среднюю (по поперечной площади межэлектродного промежутка) величину плотности тока, т.е. найти среднее значение (на единицу длины) от каждого из слагаемых в формуле (29).

Интегрируя, получаем выражение (30):

$$\begin{aligned} \bar{q}(r, t) = & \frac{1}{(R_2^2 - R_1^2)} \cdot \int_{R_1}^{R_2} q(r, t) r dr = \frac{A_0 \cdot P_0}{(R_2^2 - R_1^2)} \int_{R_1}^{R_2} \left[\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} - 1 \right) - 0,5 \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \left(\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} \right)^2 - 1 \right) \right] \cdot r \cdot dr + \\ & + \frac{A_0}{(R_2^2 - R_1^2)} \cdot \left[\sum_{i=1}^N A_i \cos(\omega_i t) \right] \frac{R_2}{2R_1} \int_{R_1}^{R_2} \left[\left(\frac{r}{R_2} \right)^2 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 + \frac{\left(\frac{r}{R_2} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{r}{R_2} \right) - \frac{1}{2} \right) - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{R_1}{R_2} \right) - \frac{1}{2} \right)}{\ln(R_2/R_1)} \right] \cdot r \cdot dr + \\ & + \frac{A_0}{(R_2^2 - R_1^2)} \cdot \left\{ \sum_{m=1}^M B_m \cos(\omega_m t) \frac{1}{\sqrt{\mu_m}} \left[z J_0(z) + \frac{\pi z}{2} (J_1(z) H_0(z) - J_0(z) H_1(z)) \right] \frac{\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} \right)^{\sqrt{\mu_m}}}{\sqrt{\mu_m}} - \left(1 - \frac{R_1}{R_2} \right) \frac{1}{\sqrt{\mu_m}} \left[z J_1(z) \right] \frac{\left(\frac{R_2 - r}{R_2 - R_1} \right)^{\sqrt{\mu_m}}}{\sqrt{\mu_m}} \right\} \cdot r \cdot dr \end{aligned} \quad (30)$$

Умножая полученное выражение на множитель $e\mu_e\bar{E}$, где e – заряд электрона (К); μ_e – подвижность электрона; \bar{q}, \bar{E} – приведенное выше среднее значение концентрации электрона и напряженность электрического поля, в конечном итоге в соответствии со знаками кривых (1), (2), (3) рисунка 6, получаем выражение для плотности тока, состоящее из трех слагаемых (31):

$$j(t) = 22 \times 10^{-9} - 41,5 \times 10^{-11} \sum_{i=1}^N \cos(\omega_i t) + \\ + 3,84 \times 10^{-12} \sum_{m=1}^M \cos(\omega_m t), \quad (\text{А/м}^2), \quad (31)$$

в котором первое слагаемое обусловлено током, создаваемым ионизирующим излучением без учета акустического воздействия, второе – с акустическим воздействием, третье – связано с возмущением собственных колебаний системы. Поскольку временные функции в формуле (31) ограничены, то из полученного выражения следует, что при принятых исходных данных «модельного эксперимента» акустические колебания, которые возникают при внешнем воздействии, не могут оказывать существенного искажения результатов измерений радиационных характеристик при использовании подобного оборудования. Однако с ростом амплитуды акустического воздействия и уменьшением мощности дозы ионизирующего излучения результаты могут иметь противоположный характер, так как воздействие ИИ и акустики независимы, что также следует из формулы (29). Результаты расчета, представленные на рисунках 5 и 6, наглядно показали, что эффект воздействия акустики на показания газонаполненной ионизационной камеры или непосредственно на КГС имеет место. Однако авторов интересовал вопрос непосредственного воздействия акустики на результаты измерений γ -спектров, регистрируемых ксеноновым гамма-спектрометром, поскольку основными характеристиками результатов измерений являются: оценка энергии пика полного поглощения, его амплитуда и ширина на полувысоте, играющих основную роль в идентификации радионуклидов, загрязняющих воздушный бассейн или подстилающую поверхность в условиях радиационных аварий. Для определения этих параметров проводился специальный эксперимент, состоящий в использовании радиоуправляемого БПЛА – вертолета «Jr propo gsr260zRC heli» (1) и ксенонового гамма-спектрометра, установленного на специальной тележке (2) с защитным покрытием (от механических повреждений) из поролона (см. рис. 7). Источники ОСГИ с ^{137}Cs и/или ^{60}Co располагались вблизи КГС, создавая эффект загрязнения подстилающей поверхности, а вертолет поднимался на определенную высоту, как показано на рисунке 7, создавая акустическую нагрузку на КГС. Цель эксперимента состояла в получении спектральных характеристик, указанных образцов ОСГИ в условиях естественного фона, составляющего 40 дБ и при шумовой нагрузке 120 дБ, создаваемой работой БПЛА на высоте порядка 50 см над КГС. Результаты измерений принимались приемопередающим устройством и по каналу Wi-Fi пере-

давались оператору, располагающемуся от места проведения эксперимента на расстоянии ~ 400 м.



Рисунок 7. Условия проведения эксперимента относительно воздействия акустической нагрузки на показания КГС при измерении спектров γ -излучения при естественном шумовом фоне, составляющем 40 дБ и акустическом воздействии 120 дБ [сделано авторами]

Figure 7. Experimental conditions regarding the impact of acoustic load on CGS readings when measuring γ -radiation spectra with a natural noise background of 40 dB and acoustic impact of 120 dB [by the authors]

Результаты эксперимента приведены на рисунках 8, 9, 10. На рисунке 8 приведен γ -спектр ^{137}Cs , измеренный в условиях естественного акустического фона 40 дБ, при котором энергетическое разрешение ^{137}Cs на линии 661,66 кэВ составляло $1,970 \pm 0,042\%$. На рисунке 9 приведены сравнительные γ -спектры ^{137}Cs в условиях естественного акустического фона 40 дБ и при акустической нагрузке, создаваемой работающим БПЛА 120 дБ. Как следует из рисунка амплитуда пика полного поглощения (2) при воздействии акустической нагрузки уменьшилась в 2,5 раза по сравнению с невозмущенной (1). Энергетическое разрешение ^{137}Cs на линии 661,66 кэВ при акустической нагрузке также существенно изменилось и при 120 дБ составило $6,969 \pm 0,181\%$, т.е. ухудшилось почти в 3 раза. Обычно такое разрешение выдает детектор на основе кристалла NaI(Tl) без шума. На рисунке 10 представлены спектры ^{137}Cs и ^{60}Co , имитирующих радиоактивное загрязнение подстилающей поверхности этими радионуклидами. Эксперимент с совокупностью этих радионуклидов также осуществлялся при уровне обычного шумового фона в 40 дБ и при акустической нагрузке в 120 дБ. Результаты эксперимента представлены в подразделе «Анализ спектральных характеристик ^{137}Cs и ^{60}Co ».

Анализ спектральных характеристик ^{137}Cs и ^{60}Co

В условиях естественного шума (40 дБ) энергетическое разрешение ^{137}Cs на линии 661,66 кэВ составляло $1,937 \pm 0,052\%$. При акустическом воздействии, обусловленном работой двигателя внутреннего сгора-

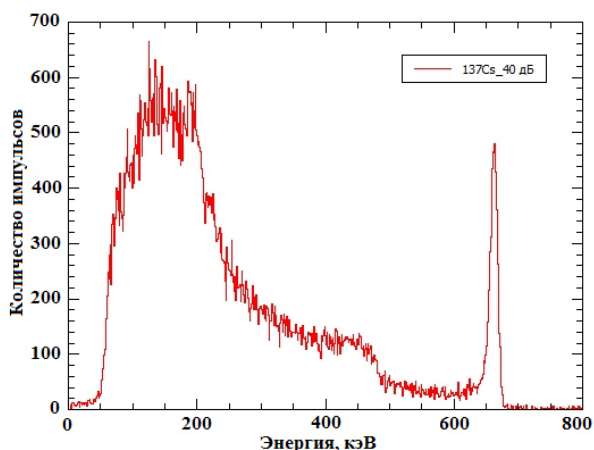


Рисунок 8. Гамма-спектр источника ^{137}Cs с монитора оператора при естественном шумовом фоне, составляющем 40 дБ [составлено авторами]

Figure 8. Gamma spectrum of the ^{137}Cs source from the operator's monitor with a natural noise background of 40 dB [compiled by the authors]

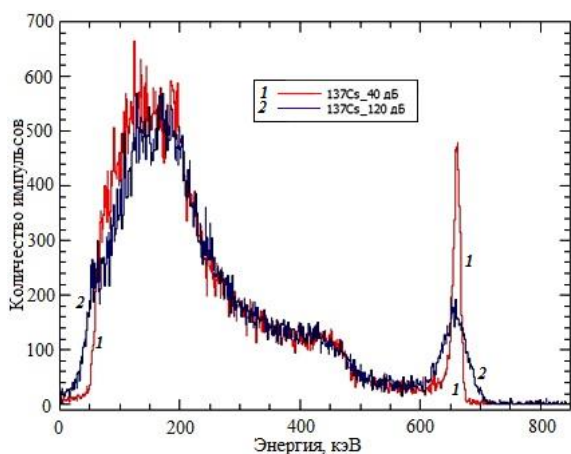


Рисунок 9. Гамма-спектр источника ^{137}Cs с монитора оператора при естественном шумовом фоне, составляющем 40 дБ (1) и акустической нагрузке в 120 дБ (2) [составлено авторами]

Figure 9. Gamma spectrum of the ^{137}Cs source from the operator's monitor with a natural noise background of 40 dB (1) and an acoustic load of 120 dB (2) [compiled by the authors]

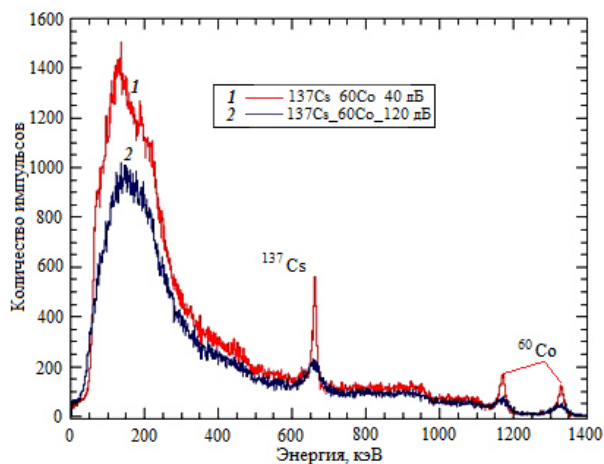


Рисунок 10. Спектры ^{137}Cs и ^{60}Co при шуме 40 дБ (1) и 120 дБ (2) [составлено авторами]

Figure 10. ^{137}Cs and ^{60}Co spectra at 40 dB noise (1) and 120 dB (2) [compiled by the authors]

ния БПЛА (120 дБ), энергетическое разрешение ^{137}Cs на линии 661,66 кэВ составляло $6,599 \pm 0,26\%$. Энергетическое разрешение ^{60}Co на линии 1332,5 кэВ в условиях естественного шума (40 дБ) составляло $1,296 \pm 0,051\%$, а при акустическом воздействии (120 дБ) на КГС на линии 1332,5 кэВ – $3,760 \pm 0,172\%$. Некоторое различие в результатах измерений энергетического разрешения, наблюдаемое в первом (только с ^{137}Cs) и во втором ($^{137}\text{Cs} + ^{60}\text{Co}$) экспериментах связано, по-видимому, со статистическим характером набора спектра, но, в любом случае результаты оказываются более, чем убедительные и в некотором смысле – весьма неожиданные.

Анализ результатов эксперимента, а также результатов расчета, представленных формулой (29) на рисунке 6, определяющих концентрацию носителей заряда (электронов) в ИК при воздействии акустической нагрузки, свидетельствуют о том, что ее воздействие приводит к перераспределению в камере концентрации носителей заряда, что, по-видимому, приводит к росту внутреннего сопротивления газовой среды в результате ее возмущения или (за счет вновь возникающего эффекта рекомбинации ионов и электронов, который также может быть обусловлен акустическим возмущением), уменьшая, таким образом, ток или концентрацию носителей заряда, участвующих в проводимости, т.е. формировании регистрируемого спектра. На это указывает уменьшение амплитуды пиков полного поглощения на рисунках 9, 10, их уширение (ухудшение энергетического разрешения) и явное уменьшение низкоэнергетической области комптоновского распределения на рисунке 10, что и подтверждает справедливость вывода, касающегося формулы (31).

Дальнейшая работа с этим «замечательным эффектом» сводится к вопросу как от него избавиться. По-видимому, самым простым методом является изоляция подобных ионизационных камер слоем вспененного полистирола, используемого для шумопоглощения, или применение в качестве БПЛА квадруплетов, создающих значительно меньшее акустическое возмущение, но, возможно, существуют и иные методы, обоснование и применение которых потребует дальнейших научных исследований.

Таким образом, решение задачи о возмущении показаний ИК или КГС при работе в поле ИИ в условиях воздействия внешней акустической нагрузки, показывает, что возмущения могут быть обусловлены как механическими (встряской сетки), так и физическими причинами, связанными с возбуждением колебаний в газовой среде, представляющей собой рабочее тело ИК. При этом, следует заметить, что изменение во времени тока, регистрируемого на сопротивлении нагрузки R , будет зависеть, как от функции возмущения $f(t)$, связанной с изменением емкости на сетке при ее встряске, а также с ее производной df/dt , согласно формуле (2), так и от тока ионизационной камеры $i_{\text{ик}}$ вместе со своей производной $di_{\text{ик}}/dt$, обусловленных акустическим воздействием на ИК. И если от механической (встряска сетки) можно избавиться путем использования гироскопа, устанавливаемого на любой подвижной носитель, то негатив-

ный эффект воздействия внешней акустической нагрузки на показания ИК или КГС, работающих в поле ИИ, может быть устранен путем использования любого доступного метода, увеличивающего шумоподавление или путем использования специального программного обеспечения. В частности, в связи с развитием электронных компонентов, например, быстрых аналогово-цифровых преобразователей с

большим числом разрядов, метод цифровой обработки электрических сигналов с детекторов в режиме реального времени сегодня является крайне перспективным [12]. Подобные алгоритмы успешно применяются для различных типов гамма-спектрометров, в частности для сцинтилляционных [13] и полупроводниковых [14].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ / REFERENCES

1. Родионов И.А., Елохин А.П., Рахматулин А.Б., Улин С.Е., Маджидов А.И., Шустов А.Е. Особенности передачи информации по радиоканалу в режиме реального времени при использовании беспилотного дозиметрического комплекса. *Глобальная ядерная безопасность*. 2023;13(1):5–13. <https://doi.org/10.26583/gns-2023-01-01>
2. Улин С.Е., Дмитренко В.В., Власик К.Ф. [и др.] Гамма-спектрометрический комплекс для вывода ядерных объектов из эксплуатации. *Краткие сообщения по физике ФИАН*. 2020;47(6):32–40. Режим доступа: https://www.elibrary.ru/download/elibrary_44557670_15135781.pdf (дата обращения 30.11.2023).
3. Ulin S.E., Dmitrenko V.V., Vlasik K.F. [et al.] Gamma Spectrometry system for decommissioning nuclear facilities. *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. 2020;47(6):176–180. <https://doi.org/10.3103/S1068335620060081>
4. Улин С.Е., Дмитренко В.В., Грачев В.М. [и др.] Гамма-спектрометры на сжатом ксеноне для обнаружения и идентификации радиоактивных и делящихся материалов. *Вопросы электромеханики. Труды НПП ВНИИЭМ*. 2010;114:43–50. Режим доступа: <https://jurnal.vniiem.ru/text/114/43.pdf> (дата обращения 30.11.2023).
5. Ulin S.E., Dmitrenko V.V., Grachev V.M. [et al.] Compressed xenon gamma spectrometers for detecting and identifying radioactive and fissionable materials. *Electromechanical matters. VNIEM studies*. 2010;114:43–50. (In Russ.) Available at: <https://jurnal.vniiem.ru/text/114/43.pdf> (accessed: 30.11.2023).
6. Исакович М.А. Общая акустика. Москва: Наука, 1973. 495 с. Режим доступа: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007129077> (дата обращения 21.12.2023).
7. Isakovitch M.A. General acoustics. Moscow: Nauka, 1973. 495 p. (In Russ.) Available at: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007129077> (accessed: 21.12.2023).
8. Лепендин Л.Ф. Акустика. Москва: Высшая школа, 1978. 448 с. Режим доступа: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007625501> (дата обращения 21.12.2023).
9. Lependin L.F. *Acoustics*. Moscow: Vysshaya shkola, 1978. 448 p. (In Russ.) Available at: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007625501> (accessed: 21.12.2023).
10. Елохин А.П., Рау Д.Ф., Ткачев А.Н., Румянцев А.Д., Беркович В.М., Хлопотин Р.С. Дозиметрическая система для определения мощности выброса газоаэрозольной радиоактивной примеси в условиях радиационных аварий. *Атомная энергия*. 2009;107(6):319–328. Режим доступа: <https://www.j-atomicenergy.ru/index.php/ae/article/view/1625/1605> (дата обращения 30.11.2023).
11. Elokhin A.P., Khlopotin R.S., Rau D.F., Tkachev A.N., Rumyantsev A.D., Berkovich V.M. Dosimetric system for determining the emission rate of gas-aerosol radioactive impurity during a radiological accident. *Atomic Energy*. 2009;107(6):387–399. <https://doi.org/10.1007/s10512-010-9241-z>
12. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. Москва: Наука, 1966. 724 с. Режим доступа: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007725658> (дата обращения 21.12.2023).
13. Tikhonov A.N., Samarsky A.A. *Equations of Mathematical Physics*. Moscow: Nauka, 1966. 724 p. (In Russ.) Available at: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007725658> (accessed: 21.12.2023).
14. Арсенин В.Я. Математическая физика. Основные уравнения и специальные функции. Москва: Наука, 1966. 367 с. Режим доступа: <https://search.rsl.ru/ru/record/01005948961> (дата обращения 21.12.2023).
15. Arsenin V.Ya. *Mathematical Physics. Basic equations and special functions*. Moscow: Nauka, 1966. 367 p. (In Russ.) Available at: <https://search.rsl.ru/ru/record/01005948961> (accessed: 21.12.2023).
16. Зайцев В.Ф., Полянин А.Д. Справочник по линейным обыкновенным дифференциальным уравнениям. Москва: Факториал, 1997. 303 с. Режим доступа: <https://search.rsl.ru/ru/record/01001763480> (дата обращения 21.12.2023).
17. Zaitsev V.F., Polyanin A.D. *Handbook on linear ordinary differential equations*. Moscow: Factorial, 1997. 303 p. (In Russ.) Available at: <https://search.rsl.ru/ru/record/01001763480> (accessed: 21.12.2023).
18. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. Москва: Наука, 1983. 750 с. Режим доступа: <https://search.rsl.ru/ru/record/01001177065> (дата обращения 21.12.2023).
19. Prudnikov A.P., Brychkov Y.A., Marichev O.I. *Integrals and series. Special Functions*. Moscow: Nauka, 1983. 750 p. (In Russ.) Available at: <https://search.rsl.ru/ru/record/01001177065> (accessed: 21.12.2023).
20. Абрамовиц М., Липман Д., Мак Ниш А. [и др.] Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. Пер. с англ. под ред. В.А. Диткина и Л.Н. Кармазиной. Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. 832 с. Режим доступа: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007759009> (дата обращения 21.12.2023).
21. Abramowitz M., Lipman D., McNish A. [et al.] *Handbook of special functions with formulas, graphs and mathematical tables*. Edited by M. Abramowitz and I. Stegan. Translation from Engl. edited by V.A. Ditkin and L.N. Karmazina. Moscow: Nauka. Glavnaya redaktsiya fiziko-matematicheskoi literatury, 1979. 832 p. (In Russ.) Available at: <https://search.rsl.ru/ru/record/01007759009> (accessed: 21.12.2023).
22. Warburton W.K., Momayezi M., Hubbard-Nelson. B., Skulski W. Digital pulse processing: new possibilities in nuclear spectroscopy. *Applied radiation and isotopes*. 2000;53(4-5):913–920. [https://doi.org/10.1016/S0969-8043\(00\)00247-5](https://doi.org/10.1016/S0969-8043(00)00247-5)

13. Boghrati B., Moussavi-Zarandi A., Esmaeili V., Nabavi N., Ghergherehchi M. On gamma-ray spectrometry pulses real time digital shaping and processing. *Instruments and experimental techniques*. 2011;54:715–721. <https://doi.org/10.1134/S0020441211050034>

14. Tada T., Hitomi K., Tanaka T., Wu Y., Kim S.-Y., Yamazaki H., Ishii K. Digital pulse processing and electronic noise analysis for improving energy resolutions in planar TlBr detectors. *Nuclear instruments and methods in physics research. Section A: Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*. 2011;(638)1:92–95. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.02.070>

ВКЛАД АВТОРОВ:

Елохин А.П. – написание статьи, математическая реализация решения задачи, участие в проведении эксперимента;

Улин С.Е. – постановка задачи, редактирование текста и участие в проведении эксперимента;

Маджидов А.И. – постановка эксперимента и участие в проведении эксперимента;

Шустов А.Е. – проведение эксперимента.

AUTHORS' CONTRIBUTION:

Elokhin A.P. – writing a paper, mathematical implementation of the problem solution, participation in the experiment;

Ulin S.E. – setting the problem, editing the text, and participating in the experiment;

Majidov A.I. – setting up and participating in the conduct of the experiment;

Shustov A.E. – conducting an experiment.

ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ:

Авторы заявляют об отсутствии источников финансирования.

FUNDING:

The authors state that there are no sources of funding.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ:

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

CONFLICT OF INTEREST:

No conflict of interest.

ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ:

Александр Прокопьевич Елохин, доктор технических наук, профессор, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», член-корреспондент РАН, г. Москва, Российская Федерация.

ORCID: <http://orcid.org/0000-0002-7682-8504>

WoS ResearcherID: F-9573-2017

e-mail: elokhin@yandex.ru

Сергей Евгеньевич Улин, доктор физико-математических наук, профессор, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Российская Федерация.

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-6737-7070>

e-mail: seulin@gmail.com

Азизбек Истамович Маджидов, инженер, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Российская Федерация.

e-mail: aimadzhidov@mephi.ru

Александр Евгеньевич Шустов, старший преподаватель, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Российская Федерация.

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9795-3753>

e-mail: aeshustov@mephi.ru

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS:

Alexander P. Elokhin, Dr. Sci. (Eng.), Professor, Associate Member of Russian Academy of Natural Sciences, National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russian Federation.

ORCID: <http://orcid.org/0000-0002-7682-8504>

WoS ResearcherID: F-9573-2017

e-mail: elokhin@yandex.ru

Sergey E. Ulin, Dr. Sci. (Phys. and Math.), Professor, National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russian Federation.

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-6737-7070>

e-mail: seulin@gmail.com

Azizbek I. Majidov, Engineer, National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russian Federation.

e-mail: aimadzhidov@mephi.ru

Alexander E. Shustov, Senior Lecturer, National Research Nuclear University «MEPhI», Moscow, Russian Federation.

ORCID: <https://orcid.org/0000-0001-9795-3753>

e-mail: aeshustov@mephi.ru

Поступила в редакцию 29.12.2023

После доработки 12.02.2024

Принята к публикации 22.02.2024

Received 29.12.2023

Revision 12.02.2024

Accepted 22.02.2024