

Volume 2 • Number 4 • 2015

ISSN 2312-4334

East European Journal of Physics



V.N. Karazin Kharkiv National University Publishing

ISSN 2312-4334

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

East European Journal of Physics

Volume 2 · Number 4

2015

East European Journal of Physics

EEJP is an international peer-reviewed journal devoted to experimental and theoretical research on the nuclear physics, cosmic rays and particles, high-energy physics, solid state physics, plasma physics, physics of charged particle beams, plasma electronics, radiation materials science, physics of thin films, condensed matter physics, functional materials and coatings, medical physics and physical technologies in an interdisciplinary context.

Published quarterly in hard copy and online by V.N. Karazin Kharkiv National University Publishing.
ISSN 2312-4334 (Print), ISSN 2312-4539 (Online)

The editorial policy is to maintain the quality of published papers at the highest level by strict peer review.

Approved for publication by the Academic Council of the Karazin Kharkiv National University (December 28, 2015, protocol No.12) EEJP registered by the order of Ministry of Education of Ukraine № 747 of 07.13.2015, and is included in the list of scientific specialized editions of Ukraine, which can be published results of dissertations for the degree of doctor and candidate of physical and mathematical sciences.

Editor-in-Chief

Azarenkov N.A., Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

Deputy editor

Girka I.O., Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

Executive Secretary

Girnyk S.A., Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

Editorial Board

Adamenko I.N., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Akulov V.P., City University of New York, USA

Antonov A.N., Institute of Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria

Barannik E.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Beresnev V.M., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Berezhnoy Yu.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Bizyukov A.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Bragina L.L. STU Kharkiv Polytechnical Institute, Ukraine

Broda B., University of Lodz, Poland

Budagov Yu.A., Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia

Dovbnya A.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Dragovich B.G., University of Belgrade, Serbia

Duplij S.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Garkusha I.E., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Gofman Yu., Jerusalem College of Technology, Israel

Grekov D.L., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Karnaukhov I.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Khodusov V.D., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Kondratenko A.N., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Korchin A.Yu., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Krivoruchenko M.I., Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

Lavrinenko S.D., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Lazurik V.T., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Mel'nik V.N., Institute of Radio Astronomy, Kharkiv, Ukraine

Merenkov N.P., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Neklyudov I.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Noterdaeme J.-M., Max Planck Institute for Plasma Physics, Garching, Germany

Nurmagambetov A.Yu., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Onyschenko I.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Ostrikov K.N., Plasma Nanoscience Centre Australia, Clayton, Australia

Peletminsky S.V., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Pilipenko N.N., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Radinschi I., Gheorghe Asachi Technical University, Iasi, Romania

Slyusarenko Yu.V., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Smolyakov A.I., University of Saskatchewan, Saskatoon, Canada

Shul'ga N.F., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Tkachenko V.I., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Voyevodin V.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Yegorov O.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Editorial office

Department of Physics and Technologies, V.N. Karazin Kharkiv National University

Kurchatov av., 31, office 402, Kharkiv, 61108, Ukraine

Tel: +38-057-335-18-33,

E-mail: eejp@karazin.ua,

Web-pages: <http://eejp.univer.kharkov.ua>, <http://periodicals.karazin.ua/eejp> (Open Journal System)

Certificate of State registration No.20644-10464P, 21.02.2014

East European Journal of Physics

Volume 2 Number 4 2015

REVIEWS

Quantum Zeno effect, Kapitza pendulum and whirligig principle. Comparative analysis 4
V.A. Buts

ORIGINAL PAPERS

Triplet production by a polarized photon beam on a polarized electron target 21
G.I. Gakh, M.I. Konchatnij, N.P. Merenkov

Determination of the standard characteristics of depth-dose distributions on the base of semiempirical model of electrons energy deposition 45
V.T. Lazurik, G.F. Popov, Z. Zimek, R.V. Lazurik, Sovan Salah Ibrahim

Analytical solution and neutral curves of the stationary linear Rayleigh problem with rigid or mixed boundary conditions in cylindrical geometry 52
O.L. Andreeva, V.I. Tkachenko

About using of secondary ion mass spectrometry method for research of bioorganic objects 58
V.A. Litvinov, V.T. Koppe, V.V. Bobkov

Microstructure evolution and deuterium retention in SS316 steel irradiated with heavy ions, helium and hydrogen 72
S.A. Karpov, I.E. Kopanets, B.S. Sungurov, G.D. Tolstolutskaya, A.S. Kalchenko

PACS: 03.65.Xp; 29.27.Bd; 42.65.

QUANTUM ZENO EFFECT, KAPITSA PENDULUM AND WHIRLIGIG PRINCIPLE. COMPARATIVE ANALYSIS

V.A. Buts

National Science Center «Kharkiv Institute of Physics and Technology»

Akademicheskaya str. 1, 61108 Kharkiv;

V.N. Karazin Kharkiv National University

Svobody Sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine

e-mail: vbuts@mail.ru

Received December 1, 2015

Comparative analysis of three stabilization mechanisms of unstable states of physical systems is presented in this review. These mechanisms are: the quantum Zeno effect, the stabilization of unstable states in an external fast oscillating field (at the example of Kapitza pendulum), and the algorithm called as the principle of whirligig. The common features of these mechanisms, as well as the differences between them, are defined in the paper. In particular, it is shown that the stabilization of quantum systems is possible without involvement of such a notion as the collapse of the wave function. For stabilization there is enough to have such a stabilizing radiation flow when the Rabi frequency of transitions does exceed some frequency. This particular frequency is a magnitude inversely proportional to the lifetime of the state under stabilization. It is shown that stabilization of unstable states by impact of rapidly oscillating forces occurs by non-self-consistent exposure, i.e. the dynamics of stabilizing field is independent of the dynamics of the stabilized state. Stabilization with the principle of whirligig does occur by self-consistent forces, and thus, in many cases stabilization by the use of the principle of whirligig can be more effective.

KEYWORDS: quantum Zeno effect, stabilization, Kapitza pendulum

КВАНТОВИЙ ЕФЕКТ ЗЕНОНА, МАЯТНИК КАПИЦІ ТА ПРИНЦИП ДЗИГИ. ПОРІВНЯЛЬНИЙ АНАЛІЗ

В.О. Буц

Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»

вул. Академічна 1, м. Харків, 61108

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

61022, м. Харків, пл. Свободи 4, Україна

Дано порівняльний аналіз трьох механізмів стабілізації нестійких станів фізичних систем. Цими механізмами є: квантовий ефект Зенона, стабілізація нестійких станів у зовнішньому швидкоосцилюючому полі (на прикладі маятника Капіці), а також алгоритм, який був названий принципом дзиги. Визначено загальні риси цих механізмів, а також відмінності між ними. Зокрема, показано, що стабілізація квантових систем можлива без залучення такого поняття як колапс хвильової функції. Для стабілізації достатньо, щоб потік стабілізуючого випромінювання був таким, щоб частота Рабі переходів в цьому полі, була по можливості більшою, ніж деяка частота. Цією частотою є величина, яка обернено пропорційна часу життя стану, що стабілізується. Показано, що стабілізація нестійких станів шляхом впливу на неї швидко осцилюючих сил відбувається несамоузгодженим впливом, тобто динаміка стабілізуючого поля не залежить від динаміки стану, що стабілізується. Стабілізація при використанні принципу дзиги відбувається самоузгодженими силами. В результаті, в багатьох випадках, стабілізація з використанням принципу дзиги може бути ефективнішою.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: квантовий ефект Зенона, стабілізація, маятник Капіці

КВАНТОВИЙ ЭФФЕКТ ЗЕНОНА, МАЯТНИК КАПИЦЫ И ПРИНЦИП ЮЛЫ. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

В.А. Буц

ННЦ «Харьковский физико-технический институт НАН Украины»

61108, Харьков, Академическая, 1; Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

61022, Украина, г. Харьков, пл. Свободы 4, Украина

Дан сравнительный анализ трех механизмов стабилизации неустойчивых состояний физических систем. Этими механизмами являются: квантовый эффект Зенона, стабилизация неустойчивых состояний во внешнем быстроосциллирующем поле (на примере маятника Капицы), а также алгоритм, который был назван принципом юлы. Определены общие черты этих механизмов, а также различия между ними. В частности, показано, что стабилизация квантовых систем возможна без привлечения такого понятия как коллапс волновой функции. Для стабилизации достаточно, чтобы поток стабилизирующего излучения был таким, чтобы частота Раби переходов в этом поле, была по возможности большей, чем некоторая частота. Этой частотой является величина, которая обратно пропорциональна времени жизни стабилизируемого состояния. Показано, что стабилизация неустойчивых состояний путем воздействия на нее быстроосциллирующей силы происходит несогласованным воздействием, т.е. динамика стабилизирующего поля не зависит от динамики стабилизируемого состояния. Стабилизация при использовании принципа юлы происходит самосогласованными силами. В результате, во многих случаях, стабилизация с использованием принципа юлы может быть эффективнее.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: квантовый эффект Зенона, стабилизация, маятник Капицы

Квантовый эффект Зенона и механизм стабилизации маятника с перевернутым подвесом (маятник Капицы) – два известных механизма, позволяющих, при создании условий их реализации, сделать устойчивыми первоначально неустойчивые стационарные состояния многих физических систем. Общей характерной чертой этих механизмов является необходимость в быстром, периодическом воздействии на неустойчивую систему. Для квантового эффекта Зенона это воздействие заключается в частом наблюдении за неустойчивой квантовой системой. Неустойчивость вертикального положения математического маятника может быть подавлена быстрым изменением положения подвеса маятника. Это хорошо известные примеры стабилизации неустойчивых квантовых и классических систем. Можно сформулировать некоторый другой алгоритм стабилизации неустойчивых состояний. Этот алгоритм заключается в том, что неустойчивая система вовлекается в некоторое *дополнительное быстрое периодическое* движение. При этом можно указать на свойства этого движения, которые необходимы, чтобы система из неустойчивой стала устойчивой. Отметим, что рассматриваемый алгоритм имеет простой и наглядный образ, который отображает наиболее важные характеристики этого алгоритма. Этим образом является детская игрушка – юла. Вертикальное положение юлы без вращения неустойчиво. Причем, время ее падения (время жизни вертикального положения юлы) можно сопоставлять со временем жизни неустойчивого состояния. Если же юлу привести во вращение и период этого вращения будет значительно меньшим чем время жизни вертикального положения, то это положение будет устойчивым. По аналогии с этим образом такой алгоритм подавления неустойчивостей был назван принципом (механизмом) юлы. Видно, что все три механизма имеют общую характерную черту – быстрое периодическое изменение характеристик стабилизируемых систем. Имеются, однако, и различия. Анализ этих различий и посвящена данная работа. Ниже, прежде всего, рассматривается квантовый эффект Зенона. Далее, на примере маятника Капицы, приведено сравнение принципа юлы с механизмом стабилизации во внешнем быстроосциллирующем поле. Определено различие этих механизмов. Оно заключается в том, что в принципе юлы стабилизирующее возмущение является самосогласованным с динамикой стабилизируемой системы. Стабилизирующее возмущение в маятнике с перевернутым подвесом является независимым. Показано, что в тех случаях, когда может быть использован принцип юлы, этот механизм оказывается более эффективным, чем механизм стабилизации внешним быстроосциллирующим полем. Краткое описание примеров использования принципа юлы для стабилизации различных физических систем содержится в четвертом разделе. В заключении обсуждаются основные результаты работы.

СТАБИЛИЗАЦИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ. КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ЗЕНОНА

Квантовому эффекту Зенона посвящена обширная литература. Достаточно включить интернет, чтобы найти как описание самого эффекта, так и описание новейших экспериментальных наблюдений этого эффекта. Здесь только отметим, что в основе эффекта Зенона лежат два фундаментальных процесса: 1. Неэкспоненциальный закон распада квантовых возбужденных состояний на малых интервалах времени и 2. Коллапс волновой функции в процессе измерения. Ниже мы обращаем внимание на то, что первая фундаментальная особенность квантовых систем была описана еще в 1947 году В.А. Фоком и Н.С.Крыловым [1]. Второй процесс - процесс измерения (а, соответственно, коллапс волновых функций) не может быть описан в рамках традиционной квантовой механики. Однако для стабилизации неустойчивых состояний, как будет видно ниже, процесс измерения необязателен. Достаточно учесть некоторое внешнее возмущение, которое будет достаточно быстро и периодически переводить систему из одного состояния в другое и обратно. Такой процесс вполне описывается в рамках традиционной квантовой механики. Поэтому ниже процесс измерения (коллапс волновой функции) мы рассматривать не будем. Отметим, что часто процесс внешнего воздействия, который переводит систему в другое состояние отождествляют с процессом измерения.

В работе [1] авторы получили общее универсальное выражение для зависимости вероятности нахождения квантовых систем в начальных (исходных) состояниях от времени ($L(t)$). Это выражение известно как теорема Крылова – Фока и имеет вид:

$$L(t) = \left| \int w(E) \cdot \exp(-i \cdot E \cdot t / \hbar) \cdot dE \right|^2, \quad (1)$$

где $w(E)$ - дифференциальная функция распределения начального состояния (плотность функции распределения); $w(E) \cdot dE$ - энергетический спектр начального состояния.

Авторы провели достаточно подробный анализ этого выражения. Отметим некоторые из результатов, которые следуют из анализа выражения (1). Прежде всего, под модулем в выражении (1) стоит характеристическая функция. Поэтому она ограничена. Более того, в нашем случае она меньше или равна единице ($L(t) = |p(t)|^2 \leq 1$). Если плотность вероятности является абсолютно интегрированной функцией, то легко видеть, что вероятность на бесконечности стремится к нулю ($\lim_{t \rightarrow \infty} L(t) \rightarrow 0$). Наиболее интересным является особенность поведения функции при малых временах. Функцию $L(t)$, как всякую характеристическую функцию, можно представить в виде ряда по моментам:

$$L(t) = \left| \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{i \cdot t}{\hbar} \right)^n \cdot \frac{M_n}{n!} \right|^2 . \quad (2)$$

Здесь $M_n \equiv \langle E^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} E^n w(E) dE$.

Ограничиваясь первыми тремя слагаемыми в сумме при малых временах, получим:

$$L(t) = 1 - \left(\frac{t}{\hbar} \right)^2 \langle (\Delta E)^2 \rangle , \quad (3)$$

где $\Delta E \equiv E - E_0$, $M_1 \equiv \langle E \rangle \equiv E_0 = \int_{-\infty}^{\infty} E w(E) dE$.

Это выражение совпадает с тем выражением, что получено в работе [1].

Использование принципа юлы

Выражение (3) определяет вероятность найти рассматриваемую квантовую систему в исходном возбужденном состоянии по истечении некоторого малого времени Δt . Видно, что закон распада при этом не является экспоненциальным. Если предположить, что в момент времени $\Delta t \ll \Delta E \cdot \hbar$ над системой было проведено наблюдение (система вынуждено переведена в некоторое короткоживущее ($\tau_L < \Delta t$) новое состояние, и вернулась в исходное состояние), то выражение (3) определяет вероятность найти систему в исходном состоянии. Далее, если по истечении времени $2 \cdot \Delta t$ над системой опять провести наблюдение, то вероятность нахождения ее в исходном состоянии будет определяться той же формулой. Процессы распада на каждом из интервалов Δt независимы. Поэтому полная вероятность найти систему в исходном состоянии будет определяться произведением этих двух вероятностей. Продолжая эти рассуждения, можно получить следующее выражение для вероятности найти систему в исходном возбужденном состоянии по истечении времени $T = N \cdot \Delta t$ ($N \gg 1$):

$$L_N = \prod_{i=1}^N w_i \sim \exp(\Delta t / 2T_L), \quad \lim_{\Delta t/T_L \rightarrow 0} L_N(t) \rightarrow 1, \quad (4)$$

где $w_i = \left[1 - (\Delta t_i / T_L)^2 \right]$; $T_L = \hbar / \sqrt{\langle (\Delta E)^2 \rangle}$.

Этот результат соответствует квантовому эффекту Зенона. Таким образом, в работе [1] строго был получен один из двух ключевых результатов, которые лежат в основе квантового эффекта Зенона. Что касается второго результата - необходимости проведения наблюдения над квантовой системой (коллапса волновой функции), то эта процедура может быть заменена процедурой, которая не требует выхода за рамки традиционной квантовой механики. Действительно, если необходимо сохранить возбужденное состояние, не дать системе распасться, то одной из возможностей добиться этого результата (аналог процесса наблюдения над системой) является создание условий, когда функция w будет претерпевать некоторые изменения во времени ($w = w(E, t)$). В качестве примера можно представить, что под действием внешнего возмущения эта функция периодически меняется. В простейшем случае она может выглядеть следующим образом:

$$w(E, t) = \begin{cases} w_1(E), & t \in 2n \cdot \Delta t \\ w_2(E), & t \in (2n + 1) \cdot \Delta t \end{cases} . \quad (5)$$

Будем считать, что на каждом временном интервале каждая из функций $w_i(E)$ абсолютно интегрируемые функции, а величины самих интервалов малы. Тогда вероятность найти систему в исходном состоянии на каждом из этих интервалов будет определяться формулой (3). Очевидно, что эти вероятности независимы и, как результат, конечная вероятность будет описываться формулой (4). Таким образом, мы получим результат полностью аналогичный результату квантового эффекта Зенона.

Полезно сравнить полученные результаты с теми, которые получаются при современном изложении квантового эффекта Зенона (смотри, например, [2]). Обозначим начальное состояние квантовой системы как $|\psi_0\rangle = |\psi(t=0)\rangle$, а ее состояние в момент времени t - $|\psi(t)\rangle$. Используя оператор эволюции, выражение для $|\psi(t)\rangle$ можно переписать в виде $|\psi(t)\rangle = \exp(-i\hat{H}t / \hbar) |\psi_0\rangle$. Тогда амплитуда вероятности найти систему в ее начальном состоянии будет выражаться в виде скалярного произведения этих состояний: $A(t) = \langle \psi_0 | \psi(t) \rangle$. С учетом выражения для $|\psi(t)\rangle$ эту амплитуду можно переписать в виде:

$$A(t) = \langle \psi_0 | \exp(-i\hat{H}t / \hbar) | \psi_0 \rangle .$$

Соответствующая вероятность обнаружить исследуемую систему в исходном состоянии будет иметь вид:

$$L(t) = |A(t)|^2 = \left| \langle \psi_0 | \exp(-i\hat{H}t / \hbar) | \psi_0 \rangle \right|^2 . \quad (1a)$$

Выражение (1a) эквивалентно выражению (1).

На малых интервалах времени ($Ht/\hbar \ll 1$) экспоненту удобно разложить в ряд Тейлора:

$$|\psi(t)\rangle = \exp(-i\hat{H}t/\hbar)|\psi_0\rangle = |\psi_0\rangle - i\hat{H}t/\hbar \cdot |\psi_0\rangle - (\hat{H}t/\hbar)^2 \cdot |\psi_0\rangle / 2 + \dots$$

Оставим в этом ряду только первые три члена. Кроме того учтем, что $\langle\psi_0|\psi_0\rangle = 1$. Тогда для амплитуды вероятности и для самой вероятности можно написать такие выражения:

$$A(t) = 1 - i\frac{t}{\hbar}\langle\psi_0|\hat{H}|\psi_0\rangle - \frac{t^2}{2\hbar^2}\langle\psi_0|\hat{H}^2|\psi_0\rangle$$

$$L(t) = |A(t)|^2 = \left\{ 1 - \left(\frac{t}{T_z} \right)^2 \right\} . \quad (3a)$$

Здесь $T_z = \hbar/\Delta$ - величина, которая получила название «время Зенона», $\Delta = [\langle\psi_0|\hat{H}^2|\psi_0\rangle - \langle\psi_0|\hat{H}|\psi_0\rangle^2]^{1/2}$.

Формулы (1), (1a), (3) и (3a) эквивалентны. Несмотря на их эквивалентность легко увидеть, что формулы (1) и (3) содержат более прозрачные физические параметры, чем формулы (1a) и (3a). Эти параметры, конечно, есть и в формулах (1a) и (3a) однако, чтобы это увидеть - нужен достаточный опыт в соответствующих вычислениях.

Полученные выше общие результаты указывают на существование общих закономерностей процесса распада. Однако они относятся к переходам, которые вызваны нулевыми колебаниями (спонтанные переходы). Для управления этими процессами важно знать особенности процесса распада, которые индуцированы внешним возмущением. Ниже рассмотрены особенности индуцированных переходов. Внимание будет обращено на те особенности таких переходов, которые позволяют использовать их для управления процессами распада. Прежде всего, рассмотрим двухуровневую систему. Нулевой уровень соответствует стационарному, невозбужденному состоянию. Первый уровень соответствует возбужденному состоянию. Пусть, теперь под действием резонансного возмущения рассматриваемая квантовая система переходит с нулевого уровня на первый и обратно. Как известно, в рамках теории возмущений такой процесс описывается следующей простой системой дифференциальных уравнений:

$$i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_0 = V_{01} A_1; \quad i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_1 = V_{10} A_0, \quad (6)$$

где A_i - комплексные амплитуды волновых функций.

Матричные элементы взаимодействия V_{01} и V_{10} , в общем случае, зависят как от структуры рассматриваемой квантовой системы, так и от характеристик возмущения. В простейших случаях их можно считать равными, постоянными и действительными. Пусть, в начальный момент времени квантовая система находится в возбужденном состоянии. Тогда решениями уравнений (6) будут функции:

$$A_1 = \cos(\Omega \cdot t), \quad A_0 = \sin(\Omega \cdot t), \quad (7)$$

где $\Omega = V/\hbar$ - частота Раби.

Удобно для дальнейшего весь интервал времени $T = 2\pi/\Omega$ разбить на небольшие временные интервалы $\Delta t = T/n$. Пусть, в момент времени Δt каким-то образом можно оценить положение изучаемой системы. Вероятность того факта, что она за время Δt не перейдет из возбужденного состояния в основное будет равна:

$$w(\Delta t) = 1 - (\Omega \cdot \Delta t)^2 . \quad (8)$$

Это выражение практически совпадает с выражением (3). По истечении следующего интервала времени Δt можно снова провести анализ системы. Вероятность обнаружения ее в первоначально возбужденном состоянии будет определяться формулой:

$$w(2 \cdot \Delta t) = \left(1 - (\Omega \cdot \Delta t)^2 \right)^2 . \quad (9)$$

Такая формула отражает факт независимости квантовых переходов в каждом из временных интервалов Δt . В конечном счете, после большого числа измерений вероятность нахождения системы в возбужденном состоянии выразится формулой:

$$w(n \cdot \Delta t) = \left(1 - (\Omega \cdot \Delta t)^2 \right)^n, \quad \lim_{n \rightarrow \infty} w(n \cdot \Delta t) = 1 . \quad (10)$$

Таким образом, процесс наблюдения за возбужденной системой не дает этой системе перейти из исходного возбужденного состояния в какое-либо другое состояние. Этот факт, также как и выражение (4), составляет содержание квантового эффекта Зенона. В данном случае для индуцированных процессов.

Следует заметить, что при наличии внешнего возмущения основное состояние (состояние системы на нулевом уровне) также является неустойчивым (возбужденным). Легко показать, что это состояние также может быть сохранено путем наблюдения над системой.

Выше не обсуждался сам стабилизирующий процесс. Рассмотрим его. Процесс измерения обсуждать не будем, а введем в рассмотрение кроме дестабилизирующего возмущения добавочное возмущение. Ниже покажем, что при определенных характеристиках этого добавочного возмущения (его можно назвать стабилизирующим возмущением) оно может играть роль процесса измерения. Для определения характеристик этого стабилизирующего возмущения рассмотрим многоуровневую квантовую систему, которая описывается гамильтонианом:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1(t) . \tag{11}$$

Второе слагаемое в правой части описывает возмущение. Волновая функция системы (11) подчиняется уравнению Шредингера, решение которого будем искать в виде ряда по собственным функциям невозмущенной задачи:

$$\psi(t) = \sum_n A_n(t) \cdot \varphi_n \cdot \exp(i\omega_n t) , \tag{12}$$

где $\omega_n = E_n / \hbar$; $i\hbar \frac{\partial \varphi_n}{\partial t} = \hat{H}_0 \varphi_n = E_n \cdot \varphi_n$.

Подставим (12) в уравнение Шредингера и обычным образом получим систему связанных уравнений для нахождения комплексных амплитуд A_n :

$$i\hbar \cdot \dot{A}_n = \sum_m U_{nm}(t) \cdot A_m , \tag{13}$$

где $U_{nm} = \int \varphi_m^* \cdot \hat{H}_1(t) \cdot \varphi_n \cdot \exp[i \cdot t \cdot (E_n - E_m) / \hbar] \cdot dq$.

Рассмотрим наиболее простой случай бигармонического возмущения $\hat{H}_1(t) = \hat{U}_0 \cdot \exp(i\omega_0 t) + \hat{U}_1 \cdot \exp(i\omega_1 t)$. Тогда матричные элементы взаимодействия приобретут следующее выражение:

$$U_{nm} = V_{nm} \exp\{i \cdot t \cdot [(E_n - E_m) / \hbar + \Omega]\} , \quad V_{nm}^{(k)} = \int \varphi_n^* \cdot \hat{U}_k \cdot \varphi_m dq , \quad \Omega = \{\omega_0, \omega_1\} . \tag{14}$$

Рассмотрим динамику трехуровневой системы ($|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$) . Будем считать, что частота внешнего возмущения и собственные значения энергий этих уровней удовлетворяют соотношениям:

$$m = 1, n = 0, \quad \hbar\omega_0 = E_1 - E_0 ; \quad m = 2, n = 0 \quad \hbar(\omega_0 + \omega_1) = E_2 - E_0, \quad \hbar\omega_1 = E_2 - E_1 . \tag{15}$$

Соотношения (15) указывают на тот факт, что частота ω_0 внешнего возмущения является резонансной для переходов между нулевым и первым уровнями, а частота ω_1 является резонансной для переходов между первым и вторым уровнями. Используя эти соотношения в системе (13), можно ограничиться тремя уравнениями:

$$i\dot{A}_0 = A_1 , \quad i\dot{A}_1 = A_0 + \mu A_2 , \quad i\dot{A}_2 = \mu A_1 . \tag{16}$$

Систему уравнений (16) представим в несколько другом виде:

$$\ddot{A}_1 + \Omega^2 A_1 = 0 , \quad i\dot{A}_0 = A_1 , \quad i\dot{A}_2 = \mu A_1 , \tag{16a}$$

где $\Omega^2 = (1 + \mu^2)$

Схема энергетических уровней при этом представлена на рисунке 1.

В (16) для простоты и удобства положили $V_{12} = V_{21}$; $V_{10} = V_{01}$; $\dot{A}_i = dA_i / d\tau$, $\tau = V_{10} \cdot t / \hbar$. Кроме того, введен параметр $\mu \equiv V_{12} / V_{10}$.

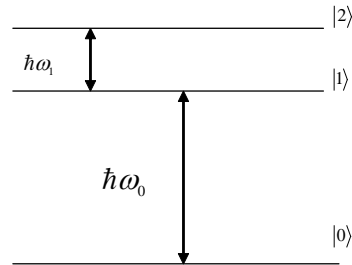


Рис.1. Схема энергетических уровней

Пусть, в начальный момент времени ($t = 0$) рассматриваемая квантовая система находится на первом, возбужденном уровне. Тогда, как легко видеть, решениями системы (16) будут функции:

$$A_0 = \frac{1}{i \cdot \Omega} \sin(\Omega \cdot t) , \quad A_1 = \cos(\Omega \cdot t) , \quad A_2 = -i \sin(\Omega \cdot t) . \tag{17}$$

Из решения (17) следует, что чем больше будет параметр μ , тем меньше будет вероятность, что система из возбужденного состояния перейдет в невозбужденное, стационарное состояние. Следует несколько слов сказать о параметре μ . Физически этот параметр определяет отношение числа квантов низкочастотного возмуще-

ния, которое ответственно за переходы между первым и вторым уровнями к числу квантов высокочастотного возмущения, которое определяет переходы между первым и нулевым уровнями. Чем больше будет это отношение, тем меньше будет вероятность того, что возбужденная система перейдет в невозбужденное состояние.

Обратим внимание, что система уравнений (16) третьего порядка, а система (16а) – четвертого. В результате, если мы будем решать задачу с начальными условиями $|A_0(0)|^2 = 1, |A_1(0)| = |A_2(0)| = 0$, т.е. в начальный момент времени система находится в основном невозбужденном уровне, а быструю динамику совершают те уровни, на которые система из исходного уровня должна перейти под влиянием внешнего ВЧ-возмущения. В этом случае запишем решение системы (16) в виде:

$$A_1 = a \cdot \exp(i \cdot \Omega \cdot t) + b \cdot \exp(-i \cdot \Omega \cdot t) .$$

Учтем начальные условия для A_1 ($A_1(0) = 0$). Тогда решениями системы уравнений (16) будут функции:

$$A_1 = a \cdot [\exp(i \cdot \Omega \cdot t) - \exp(-i \cdot \Omega \cdot t)], \quad A_0 = -\frac{a}{\Omega} \cdot [\exp(i \cdot \Omega \cdot t) + \exp(-i \cdot \Omega \cdot t)] + C_0 ,$$

$$A_2 = -\frac{a \cdot \mu}{\Omega} \cdot [\exp(i \cdot \Omega \cdot t) + \exp(-i \cdot \Omega \cdot t)] + C_2 .$$

У нас оказалось три константы a, C_0, C_2 и только два не использованных начальных условия. Такое положение возникло из-за того, что второе уравнение первого порядка в системе (16) заменили первым уравнением системы (16а), которое является уравнением второго порядка. Поэтому кроме начальных условий необходимо, чтобы полученные решения удовлетворяли еще и второму уравнению системы (16). Из начальных условий получим:

$$C_0 = 1 + a / \Omega \quad C_2 = (a \cdot \mu) / \Omega .$$

Потребуем, чтобы полученные решения удовлетворяли уравнению $i\dot{A}_1 = A_0 + \mu A_2$.

Отсюда находим следующую связь между постоянными C_0 и C_2 : $C_0 + \mu \cdot C_2 = 0$ или $1 + a / \Omega + (a \cdot \mu) / \Omega$.

В результате, находим значение постоянной a : $a = -1 / \Omega$.

Окончательно выражения для амплитуд волновых функций приобретают вид:

$$A_1 = -(2i / \Omega) \sin(\Omega t), \quad A_0 = 1 - \frac{1}{\Omega^2} [1 - \cos(\Omega t)], \quad A_2 = \frac{2\mu}{\Omega^2} [1 - \cos(\Omega t)] . \quad (17a)$$

Из вида решений (17а) следует важный и несколько неожиданный результат. Он заключается в том, что если параметр μ будет большим, то несмотря на тот факт, что внешнее стабилизирующее воздействие не оказывает влияния на основное состояние системы, однако это состояние оказывается устойчивым. Таким образом, оказывается возможным стабилизировать неустойчивые состояния квантовых систем не только, действуя на те состояния, в которых находится квантовая система, а, действуя только на те состояния (делая их динамически), в которые система должна перейти.

СРАВНЕНИЕ МЕХАНИЗМА СТАБИЛИЗАЦИИ НЕУСТОЙЧИВЫХ СИСТЕМ В БЫСТРООСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ПОЛЕ С ПРИНЦИПОМ ЮЛЫ

Общие соображения

Выскажем вначале кратко некоторые общие соображения, которые позволяют понять механизм стабилизации, который мы называем механизмом стабилизации юлы. В подавляющем большинстве случаев неустойчивые состояния динамических систем локально характеризуются особыми точками типа "седло". Неустойчивые узлы и фокусы встречаются значительно реже. Поясим на примере неустойчивой точки типа "седло", как такая особая точка может быть трансформирована в эллиптическую точку (в точку типа "центр"). Фазовые портреты окрестности седловой точки представлены на рисунках 2-4. Уравнения на фазовой плоскости, которые описывают динамику фазовых траекторий в окрестности седловой точки, имеют вид:

$$\dot{x}_0 = \gamma \cdot x_1 \quad \dot{x}_1 = \gamma x_0 . \quad (18)$$

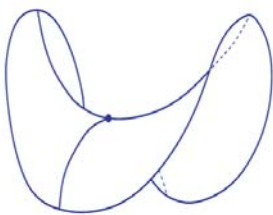


Рис.2. Фазовый портрет в окрестности особой точки типа "седло"

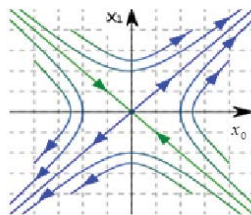


Рис.3. Фазовый портрет в окрестности особой точки типа "седло"

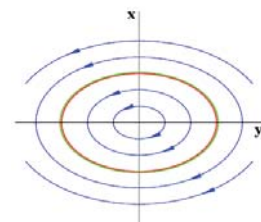


Рис.4. Фазовый портрет в окрестности особой точки типа "центр"

В большинстве реальных случаев каждая из зависимых переменных уравнений (18) представляет собой какую-то характеристику собственной степени свободы изучаемой динамической системы. Например, это могут быть комплексные амплитуды нелинейно-взаимодействующих волн. Поэтому в этой работе будем считать, что каждое такое уравнение первого порядка описывает одну из степеней свободы изучаемых систем. Пусть, теперь перед нами стоит задача, чтобы окрестность седловой особой точки преобразовать в окрестность, которая соответствует устойчивой особой точке, например, эллиптической точке (рис. 4). Для этого можно поступить таким образом. Введем в нашу изучаемую систему дополнительную степень свободы, которая связана с одной из степеней свободы изучаемой неустойчивой системы. Простейшая модель, которая будет описывать динамику системы в окрестности седловой точки при такой модификации системы, будет отличаться от уравнения (18) только добавлением еще одного уравнения:

$$\dot{x}_0 = \gamma \cdot x_1 + \delta \cdot x_2; \quad \dot{x}_1 = \gamma x_0; \quad \dot{x}_2 = -\delta \cdot x_0. \quad (19)$$

Здесь в отличие от (18) мы ввели дополнительную степень свободы. Причем, эта новая степень свободы связана с одной из степеней свободы исходной системы коэффициентом δ .

Система уравнения (19) эквивалентна уравнению линейного маятника:

$$\ddot{x}_0 + (\delta^2 - \gamma^2)x_0 = 0. \quad (20)$$

Из уравнения (20) сразу видно, что как только коэффициент, описывающий связь между степенями свободы, будет большим, чем инкремент неустойчивости ($\delta > \gamma$), неустойчивая седловая точка превратится в эллиптическую точку. Фазовое пространство, представленное на рис. 3, станет фазовым пространством, представленным на рис. 4.

Этот простой алгоритм перевода неустойчивой седловой точки в эллиптическую точку хорошо характеризует принцип юлы. Действительно, если мы не вводили дополнительную степень свободы, то наша система была неустойчивой (юла падает). Причем, время развития неустойчивости ($T \sim 1/\gamma$) можно отождествить со временем падения юлы. Включение дополнительной степени свободы, которая стабилизирует нашу систему, аналогично наличию вращения юлы. Более того, в образе юлы имеются не только качественные аналогии, но и количественные. Действительно, чтобы вертикальное положение юлы было устойчивым, необходимо, чтобы период вращения был меньше времени падения. В наших моделях (см. уравнение (20)), чтобы система стала устойчивой нам также необходимо, чтобы коэффициент связи был больше инкремента неустойчивости $\delta > \gamma$. Более того, если инкремент неустойчивости равен нулю, то система уравнений (19) или (20) описывает просто колебания с частотой $\delta = 2\pi / T_{rot}$. Таким образом, имеется качественная и количественная аналогия рассматриваемого механизма стабилизации с механизмом стабилизации вертикального положения юлы.

Сделаем следующее замечание. Мы привыкли к тому, что увеличение числа степеней свободы изучаемой динамической системы приводит к более жестким условиям для реализации ее устойчивого состояния. Действительно, пусть наша физическая система описывается следующей системой уравнений:

$$\dot{Z}_n = F_n(\vec{Z}, t). \quad (21)$$

Характер устойчивости этой системы в выбранной точке фазового пространства \vec{Z}_0 описывается линейной системой уравнений, которая описывает динамику малых отклонений $\vec{x} = \vec{Z} - \vec{Z}_0$:

$$\dot{\vec{x}} = \hat{A}\vec{x}. \quad (22)$$

Во многих случаях коэффициенты матрицы \hat{A} можно считать постоянными величинами. Тогда для определения характера особой точки, в которой написана система (22), мы должны найти корни характеристического уравнения:

$$\det(\hat{A} - \lambda \cdot \hat{I}) = 0; \quad \alpha_0 \lambda^n + \alpha_1 \lambda^{n-1} + \alpha_2 \lambda^{n-2} + \dots + \alpha_{n-1} \lambda + \alpha_n = 0. \quad (23)$$

Критерий Рауса-Гурвица утверждает, что чем выше порядок рассматриваемых уравнений (22) и (23), тем труднее удовлетворить условиям реализации устойчивой динамики этой системы. В приведенном нами выше примере мы увеличили число степеней свободы. Но добились прямо противоположного результата. Может показаться, что это исключительный случай. Однако это не так. Ниже и более подробно в работах [3-8] было показано, что введение дополнительной степени свободы в значительно более сложных системах таких, например, которые описывают стабилизацию потоков излучения в плазме, введение такой дополнительной степени свободы также могло приводить к стабилизации неустойчивых состояний. Этот результат, похоже, является демонстрацией принципа подчинения динамики системы параметрам порядка [8].

Сравнение принципа юлы с маятником Капицы

Рассмотренные выше квантовый эффект Зенона и принцип юлы, содержат в себе основной элемент, который заключается в том, что происходят быстрые изменения каких-то характеристик стабилизируемых систем. Эта особенность напоминает особенности, которые характерны для динамики частиц в быстроосциллирующем поле. Наиболее простой алгоритм описания движения систем в таких полях был предложен Капицей при ана-

лизе динамики математического маятника, точка подвеса которого быстро осциллирует [10,11]. Этот пример содержит наиболее важные особенности динамики систем в быстроосциллирующем поле.

Воспользуемся этой простой моделью для сравнения механизма стабилизации динамики систем в быстроосциллирующем поле и принципом юлы. Найдем характеристики, которые являются похожими, а также те характеристики, которые отличают эти два механизма стабилизации.

Прежде всего, опишем кратко динамику математического маятника, параметры которого претерпевают быстрые осцилляции. При описании такой динамики будем пользоваться алгоритмом, который описан в книге Ландау [12]. Уравнение, которое описывает такой математический маятник, имеет вид:

$$\ddot{x} + (\Omega^2 + \varepsilon \cos(\omega \cdot t)) \sin x = 0. \quad (24)$$

В уравнении (24) Ω - собственная частота малых колебаний маятника; ω - частота быстрых осцилляций параметров маятника. В частности, эта частота может быть частотой изменения положения точки подвеса математического маятника. Предполагается, что эта частота значительно больше собственной частоты маятника ($\omega \gg \Omega = 2\pi/T$). Для дальнейшего, удобно перейти к новой независимой переменной $\tau = \Omega t$. Тогда уравнение (24) можно переписать:

$$\ddot{x} + (1 + q \cos(\omega_N \cdot \tau)) \sin x = 0, \quad (25)$$

где - $q = \varepsilon / \Omega^2$, $\omega_N = \omega / \Omega \gg 1$.

Следуя [12], уравнение (25) запишем в виде:

$$\ddot{x} = -\frac{dU}{dx} + f(x, t), \quad (26)$$

где $\frac{dU}{dx} = \sin x$ $f(x, t) = -q \cdot \cos \omega_N \tau \cdot \sin x$.

Далее представим зависимую переменную в виде суммы медленноменяющейся ($X(t)$) и быстроменяющейся ($\xi(t)$) величины: $x(t) = X(t) + \xi(t)$. Подставим это выражение в уравнение (26). Будем считать, что быстроменяющаяся величина мала по сравнению с медленноменяющейся величиной. Разложим функции, входящие в правую часть уравнения (26) в ряд Тейлора в окрестности функции $X(t)$. Ограничиваясь первыми неисчезающими членами этого разложения, уравнение (26) можно переписать в виде:

$$\ddot{X}(t) + \ddot{\xi}(t) = -[\Omega^2 \sin X + \varepsilon \xi \cos X \cdot \cos \omega t] - \varepsilon \sin X \cdot \cos \omega t - \Omega^2 \cos X \cdot \xi. \quad (27)$$

Применим к левой и правой частям уравнения (27) процедуру усреднения по быстроменяющейся величине, т.е. проинтегрируем эти части по периоду $\tau = 2\pi / \omega$: $\langle Z \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau Z \cdot dt$.

Учитывая, что медленноменяющиеся величины "не замечают" такого усреднения, найдем следующее выражение для быстроменяющейся величины:

$$\xi = -(q / \omega_N^2) \sin X \cdot \cos \omega_N \tau \quad (28)$$

и уравнение, которое описывает медленную динамику маятника.

$$\ddot{X} = -\frac{dU_{eff}}{dX}, \quad (29)$$

где - $U_{eff} = -\cos X + \alpha \sin^2 X$, $\alpha = q^2 / 4\omega_N^2$.

Устойчивое положение математического маятника будет соответствовать минимуму эффективного потенциала, т.е. определяется равенством нулю производной от потенциала: $\partial U / \partial x = \sin x \cdot [1 + 2\alpha \cdot \cos x] = 0$. Видно, что нижнее положение маятника ($x = 0$) всегда устойчиво. Устойчивыми будут также и все те положения маятника, для которых $[1 + 2\alpha \cdot \cos x] = 0$. В частности, верхнее (вертикальное) положение маятника ($x = \pi$) будет устойчивым при выполнении условия $q^2 > 2\omega_N^2 \gg 1$. На рис. 6-7 представлен вид потенциала $U(x) = -\cos(x) + \alpha \cdot \sin^2(x)$ при значениях $\alpha = 0,5$ (рис.6) и при $\alpha = 1,2$ (рис. 7).

Из этих рисунков видно, что при малых значениях параметра α эффективный потенциал содержит только одну точку минимума ($x = 0$), которая соответствует нижнему положению маятника. Все остальные положения маятника неустойчивы. Однако, начиная с величины $\alpha > 1$, в точке $x = \pi$ появляется локальный минимум. Глубина этого локального минимума растет с увеличением параметра α . Растут при этом и степень устойчивости и область устойчивых значений угловой переменной x .

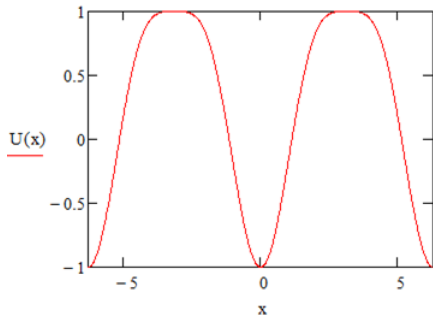


Рис. 6. Эффективный потенциал при $\alpha = 0,5$

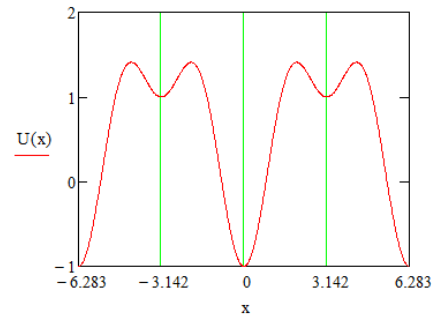


Рис. 7. Вид эффективного потенциала при $\alpha = 1,2$

Для сравнения динамики маятника Капицы с динамикой системы, которая стабилизируется с использованием принципа юлы удобно непосредственно рассмотреть динамику математического маятника в окрестности неустойчивой точки $x = \pi$. Динамику маятника в окрестности этой точки можно описать системой уравнений:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_0 - \Omega^2 x_0 &= \varepsilon \cos(\omega \cdot t) x_0 = x_1 \cdot x_0 \\ \ddot{x}_1 + \omega^2 x_1 &= 0, \quad x_1(0) = \varepsilon; \quad \dot{x}_1(0) = 0. \end{aligned} \quad (30)$$

Здесь $x_0 = x - \pi$.

Второе уравнение – уравнение для x_1 - описывает динамику внешней стабилизирующей силы. Обратим внимание на то, что динамика этой силы не зависит от динамики стабилизируемой системы (от x_0). Таким образом, в данном случае внешнее воздействие является не самосогласованным с динамикой маятника. Эта особенность характерна для стабилизации и других систем при использовании (для стабилизации) внешних быстроосциллирующих сил. Во многих случаях эта особенность является полезной.

Перепишем уравнение (30) в тех же переменных, что и уравнение (25):

$$\begin{aligned} \ddot{x}_0 - x_0 &= q \cdot \cos(\omega_N \cdot \tau) x_0 = x_0 x_1 \equiv f(x_0, \tau) \\ \ddot{x}_1 + \omega^2 x_1 &= 0, \quad x_1(0) = q; \quad \dot{x}_1(0) = 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Систему уравнений (31) будем рассматривать как систему, которая описывает движение в постоянном (во времени) потенциале ($U(x) = -x^2 / 2$) и под влиянием внешней быстроосциллирующей силы, которая меняет параметры маятника ($q \cos(\omega \cdot t) x_0 \equiv f(x_0, t)$). Тогда для анализа такого движения можно использовать описанный выше алгоритм исследования. В результате для описания медленной динамики маятника получим уравнение, которое по форме совпадает с уравнением (29):

$$\ddot{X} = -\frac{dU_{eff}}{dX} \quad (32)$$

Здесь $U_{eff}(x) = -\frac{x^2}{2} + \frac{1}{2\omega_N^2} \langle f^2 \rangle = -\frac{x^2}{2} \left[1 - \frac{q^2}{2\omega_N^2} \right]$.

Устойчивое состояние соответствует минимуму этого потенциала:

$$q^2 > 2\omega_N^2 \gg 1 \quad (33)$$

Естественно, что условие (33) совпадает с полученным выше условием устойчивости вертикального положения маятника. В качестве конкретного примера рассмотрим маятник, длина которого равна l , и который колеблется в поле тяжести g , а точка подвеса которого меняется с частотой $\omega \gg \Omega = \sqrt{l/g}$. Если при этом максимальное отклонение точки подвеса равно a , то условием устойчивости вертикального положения маятника будет:

$$\omega > \sqrt{2} \cdot \Omega \cdot \frac{l}{a}; \quad \Omega = \sqrt{l/g} \quad (34)$$

По определению (по постановке задачи) это большая величина. Если смотреть только на левую часть уравнения (31), то это уравнение описывает неустойчивую стационарную точку типа "седло". Наличие быстроосциллирующей параметрической силы (правая часть уравнения (31)), как мы видели, при условии (33) приводит к преобразованию седловой точки к устойчивой точке типа "центр". Такой сценарий стабилизации вертикального положения математического маятника удобен для сравнения его со сценарием стабилизации при использовании принципа юлы. Действительно, рассмотрим неустойчивую седловую точку, которая соответствует уравнению (31) в отсутствие правой стабилизирующей силы:

$$\dot{x}_0 = \Omega \cdot x_1 \quad \dot{x}_1 = \Omega \cdot x_0 \quad . \quad (35)$$

Предположим теперь, что переменная x_0 связана линейной связью с некоторой другой переменной x_2 . Система уравнений, которая описывает такую модифицированную систему, может иметь вид:

$$\begin{aligned} \dot{x}_0 &= \Omega \cdot x_1 + \delta \cdot x_2 \\ \dot{x}_1 &= \Omega \cdot x_0, \quad \dot{x}_2 = -\delta \cdot x_0 \quad . \end{aligned} \quad (36)$$

Система уравнений (36) эквивалентна уравнению линейного маятника:

$$\ddot{x}_0 + (\delta^2 - \Omega^2)x_0 = 0 \quad . \quad (37)$$

Из этого уравнения следует, что как только выполняется условие $\delta > \Omega$, то неустойчивая седловая точка становится устойчивой точкой типа "центр". Сравнивая это условие стабилизации с условием стабилизации вертикального положения маятника (33), видим, что использование принципа юлы для преобразования неустойчивой седловой точки в устойчивую точку значительно более эффективно. Следует, конечно, иметь в виду, что если речь идет об обычном математическом маятнике, который колеблется в гравитационном поле, то использование принципа юлы для стабилизации вертикального положения такого маятника физически выглядит не слишком удобным. Однако модель математического маятника является одной из наиболее распространенной, наиболее удобной моделью, к которой сводится описание динамики большого числа разнообразных физических систем. Поэтому во всех тех случаях, когда принцип юлы может быть использован - он оказывается эффективнее простого параметрического воздействия на параметры неустойчивой системы. Отметим еще одно различие в механизме стабилизации маятника Капицы и при использовании принципа юлы. Это различие легко увидеть, если сравнивать систему уравнений (31) и (36). В первом случае мы видим, что внешнее стабилизирующее возмущение является независимым параметром. Колебания самого стабилизируемого маятника не влияют на динамику этой внешней силы. В отличие от этого стабилизирующее воздействие в системе (36) является самосогласованным. Колебания стабилизируемой системы существенно влияют на динамику самой стабилизируемой силы.

ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРИНЦИПА ЮЛЫ ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ НЕУСТОЙЧИВЫХ СИСТЕМ

В этом разделе кратко опишем некоторые примеры использования принципа юлы. Более полное изложение описанных примеров можно найти в работах [3-8].

Подавление СИ

В работах [3,7] (смотри также [5,8]) было показано, что принцип юлы может быть использован для подавления синхротронного излучения (СИ), т.е. для стабилизации высоких уровней Ландау. Ниже мы опишем условия необходимые для подавления СИ. Особый интерес при этом представляет сравнение классического эффекта подавления с квантовым эффектом подавления.

Классическая оценка условий подавления СИ. Прежде всего, рассмотрим, как может быть подавлено СИ в рамках классической электродинамики. При этом будем считать, что если под действием внешней электромагнитной волны электрон будет выходить за пределы угла излучения СИ, то его излучение будет подавлено. Для оценки необходимой напряженности поля воспользуемся тем фактом, что длину формирования СИ можно оценить величиной $l \approx \lambda \gamma^2$ [13]. Здесь λ - длина излученной волны, γ - энергия частицы. Соответствующий угол излучения будет равен $\theta \approx 1/\gamma$. Время, за которое частица пройдет путь равный длине формирования, будет равно $\tau \approx l/c = \lambda \gamma^2 / c$. Для того, чтобы поле внешней стабилизирующей волны "выбивало" частицу из угла излучения, необходимо, чтобы частота этой волны была больше величины $\Omega > 2\pi / \tau = 2\pi c / \lambda \gamma^2$. С другой стороны угол, под которым движется частица, можно оценить величиной $\theta \approx r_{\perp} / r_{\parallel} = r_{\perp} / l \ll 1$. Поперечное отклонение частицы в поле внешней электромагнитной волны оценим величиной $r_{\perp} \approx \frac{eE}{m_{\perp}\Omega^2}$. Чтобы было подавление процесса излучения необходимо, чтобы частица вышла (под действием возмущения) за пределы конуса излучения: $r_{\perp} / l > 1/\gamma$. Из этого условия можно определить необходимую напряженность поля: $(eE / m_0 c \Omega) > 2\pi$.

Квантовая оценка условий подавления СИ. Оценим теперь, необходимую для стабилизации, напряженность электрического поля внешней электромагнитной волны, если будем учитывать квантовый эффект Зенона. В соответствии с принципом юлы первым шагом для определения условий подавления является определение времени жизни возбужденного состояния. Это время для СИ в синхротроне в отсутствии возмущения можно оценить формулой $T_L = \frac{\hbar \cdot R}{r_0 \cdot m c^2 \cdot \gamma}$ [14]. Здесь r_0 - классический радиус электрона; R - радиус орбиты электрона в синхротроне. Если в качестве примера обычные параметры синхротрона: $R = 100 \text{ м}$,

$E = mc^2 \cdot \gamma = 500MeV$, то время жизни окажется порядка 10^{-9} сек. Вторым шагом является нахождение частоты Раби. В уравнение Шредингера (Дирака) входит величина потенциала внешней волны. Этот потенциал оценим величиной $V \approx eE\lambda$. Соответственно, частота Раби будет равной $\Omega_R = V / \hbar = eE\lambda / \hbar$.

Мы видели, что для проявления эффекта подавления необходимо, чтобы эта частота была большей чем $2\pi / T_{LF}$ ($\Omega_R \gg 2\pi / T_{LF}$). Отсюда можно получить следующую оценку на величину напряженности поля, необходимой для подавления СИ:

$$E > \frac{10^{10} \hbar}{e\lambda} 300 \sim \frac{1}{\lambda} 10^{-5} (V/cm). \text{ Из этой оценки видно, что в квантовом случае величина напряженности}$$

поля, необходимая для стабилизации, на много порядков меньше, чем напряженность поля, полученная в рамках классической электродинамики. Этот результат легко объясняется тем фактом, что в квантово-механическом рассмотрении для подавления необходимо только, чтобы частота Раби была выше, чем обратное время жизни электронов в возбужденном состоянии. В рамках классической электродинамики такие процессы просто отсутствуют.

Описанный механизм (принцип юлы) может с успехом быть использован для стабилизации классических систем. Ниже это будет показано на примере подавления плазменно-пучковой неустойчивости и на примере подавления распадной неустойчивости при распространении потоков излучения в нелинейных средах, в частности, в плазме.

Подавление плазменно-пучковой неустойчивости

Пусть, у нас имеется плазменный цилиндр ($0 < r < R_p$). Он помещен в металлический кожух того же радиуса. Плазма помещена в сильное внешнее магнитное поле. Пучок проходит вдоль оси плазменного цилиндра. Радиус пучка совпадает с радиусом плазмы. В металлическом кожухе имеются элементы связи с внешней электродинамической структурой (например, отверстия (щели)). В качестве внешней электродинамической структуры может быть выбрана спираль радиуса R_H . Таким образом, у нас имеется три основных колебательных системы: это плазма (n_p), пучок (n) и внешняя колебательная структура (E_2). Для эффективного взаимодействия колебаний в плазме и колебаний во внешней электродинамической системе их частоты должны совпадать ($\omega_p = |k_{\perp}|c$). Должны совпадать и продольные волновые числа.

Система уравнений, которая описывает динамику такой колебательной системы, может быть представлена в виде системы трех связанных осцилляторов:

$$\begin{aligned} \ddot{n}_p + \omega_p^2 n_p &= -\omega_p^2 n + i\mu \frac{k_z n_{0p} e}{m} E_2 \\ \ddot{n} + \omega_b^2 n - 2ik_z \dot{n} - k_z^2 V^2 n &= -\omega_b^2 n_p + i\mu \frac{k_z n_0 \cdot e}{m} E_2 \\ \ddot{E}_2 - k_{\perp}^2 c^2 E_2 &= \mu_1 \frac{4\pi e}{ik_z} (n_p + n). \end{aligned} \quad (38)$$

Здесь $\mu_1 = \mu / G$, G - норма поля волны во внешней структуре, $k_{\perp}^2 = (\lambda_n^2 / R_H - k_z^2)$, E_2 - продольная компонента электрического поля волны во внешней электродинамической структуре λ_n - корни функций Бесселя ($J_0(\lambda_n) = 0$), μ - коэффициент связи плазменной волны с собственной волной внешней электродинамической структуры.

Из уравнений (38) можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{(\omega^*)^2} \right] - \frac{\mu\mu_1}{(\omega^2 + k_{\perp}^2 c^2)} \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \frac{\omega_b^2}{(\omega^*)^2} \right) = 0. \quad (39)$$

Из этого дисперсионного уравнения видно, что в отсутствии связи между полями в плазме и во внешней структуре ($\mu_k = 0$) получается обычное дисперсионное уравнение системы плазма-пучок. Наоборот, если пучок отсутствует ($\omega_b^2 = 0$), то оно переходит в дисперсионное уравнение, которое описывает перекачку энергии между плазменными волнами и волнами внешней структуры. Частота такой перекачки равна $\Omega = \sqrt{\mu\mu_1} / 2$. В соответствии с принципом юлы можно рассчитывать, что когда эта частота окажется больше инкремента пучковой неустойчивости, то такая неустойчивость будет подавлена. Аналитические и численные исследования показали, что как только выполняется неравенство $\sqrt{\mu\mu_1} / 2 > (\omega_b^2 \omega_p / 2)^{1/3}$ плазменно-пучковая неустойчивость не развивается.

Стабилизация потоков излучения в плазме

При распространении волн в плазме развивается неустойчивость (распадная неустойчивость). Она может быть полезной. Однако она может быть и нежелательной, вредной. Особенно в том случае, когда эта неустойчивость переходит в стохастический режим [15-16]. В этом случае с нею следует бороться. Ниже покажем, что такие неустойчивости могут быть подавлены. Для этого достаточно, чтобы одна из участвующих в трехволновом взаимодействии волн участвовала в некотором дополнительном периодическом процессе (стабилизирующем процессе). Простейшая система уравнений, которая описывает такие процессы, может быть представлена в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dA_0}{dt} &= -VA_1A_2 + \frac{\mu}{2i}A_3 & \frac{dA_3}{dt} &= \frac{\mu}{2i}A_0 \\ \frac{dA_1}{dt} &= VA_0A_2^* & \frac{dA_2}{dt} &= VA_1^*A_0. \end{aligned} \quad (40)$$

Эта система уравнений описывает взаимодействие четырех волн. Причем, две из них нулевая и третья в наших обозначениях связаны друг с другом линейной связью. Связь характеризуется коэффициентом связи μ . Если другие волны отсутствуют, то происходит периодическая перекачка энергии из основной волны в стабилизирующую (третью) волну и обратно. Частота такой перекачки равна $\Omega = \mu/2$. Три волны (нулевая, первая и вторая) взаимодействуют через нелинейность. Если коэффициент связи равен нулю ($\mu = 0$), то система (40) описывает обыкновенное трехволновое взаимодействие волн, динамика которого хорошо изучена [17,18]. Инкремент распадной неустойчивости равен $\delta = V|A_0(0)|$. Отметим, что если знак первого члена правой части первого уравнения с минуса поменять на плюс, то такая система будет описывать взрывную неустойчивость, которая также детально изучена.

При включении стабилизирующей волны при выполнении условия $\mu/2V > |A_0(0)|$ во всех случаях наблюдался процесс стабилизации распадной неустойчивости.

Подавление локальной неустойчивости

Ниже будет видно, что принцип юлы может быть полезным для решения проблемы подавления режимов с динамическим хаосом. Причиной возникновения режимов с динамическим хаосом является локальная неустойчивость. При этом в фазовом пространстве имеется большое число седловых точек. В частности, в гомоклинических структурах таких точек бесконечно много. В окрестности каждой такой точки близко расположенные траектории экспоненциально разбегаются друг от друга. Выше мы видели, что если одна из степеней свободы, которая участвует в нелинейном взаимодействии, окажется задействованной в некотором добавочном быстром процессе, то неустойчивая седловая точка может быть преобразована в устойчивую точку.

Можно ожидать, что аналогичное преобразование седловых точек можно реализовать в системах с динамическим хаосом. Для этого нужно организовать связь, по крайней мере, одной из зависимых переменных с некоторой дополнительной зависимой переменной. Ниже мы увидим, что действительно такой алгоритм может быть реализован.

В качестве примера рассмотрим несколько измененную модель Лоренца:

$$\dot{x} = \sigma(y - z) - \mu w \quad \dot{y} = r \cdot x - y - x \cdot z \quad \dot{z} = x \cdot y - b \cdot z \quad \dot{w} = \mu x \quad (41)$$

Если коэффициент связи равен нулю ($\mu = 0$), то система уравнений (41) описывает известную модель Лоренца. При значениях параметров $\sigma = 10$, $b = 8/3$, $r = 28$ эта система находится в режиме с динамическим хаосом. Динамика такой системы изучена очень подробно. Можно ожидать, что если любая из компонент системы Лоренца ($x; y; z$) окажется связанной с какой-то четвертой компонентой (w), и связь между этими компонентами будет такой, что период обмена энергиями между этими компонентами будет меньшим, чем обратный инкремент локальной неустойчивости, то динамика системы Лоренца будет сложной, но регулярной. Система (41) исследовалась численными методами. Ниже приведены некоторые результаты этого исследования. На рис. 7,8 представлена динамика классической системы Лоренца (без связи с внешним дополнительным компонентом).

Из рисунков видно, что наблюдается привычная динамика системы Лоренца: спектр этой динамики широкий и корреляционная функция быстро падает. Рассмотрим теперь ситуацию, когда внешняя динамическая переменная связана с первым компонентом системы Лоренца (41). Численные расчеты показывают, что увеличение коэффициента связи до величины порядка 5 мало сказывается на статистических характеристиках системы Лоренца. Однако, начиная где-то с пяти, шести, эта динамика становится регулярной. Эти утверждения иллюстрируются ниже приведенными рисунками.

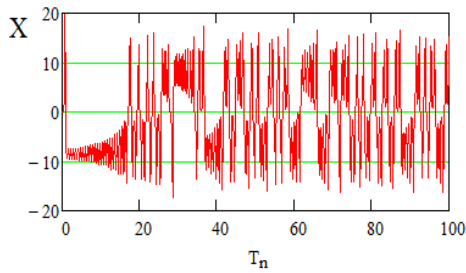


Рис. 7. Обычная динамика переменной x системы Лоренца без влияния стабилизирующей переменной $\mu = 0$

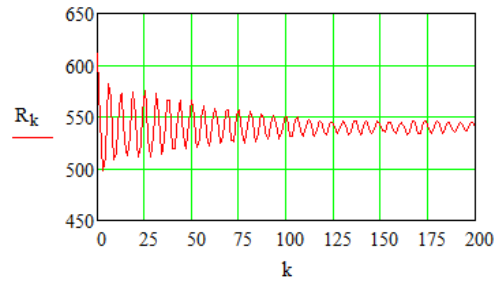


Рис. 8. Автокорреляционная функция переменной x при $\mu = 0$

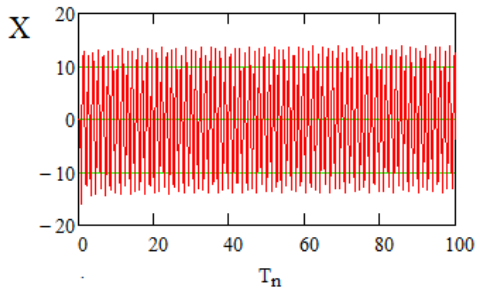


Рис. 9. Динамика переменной x системы Лоренца при наличии стабилизирующей переменной ($\mu = 6$)

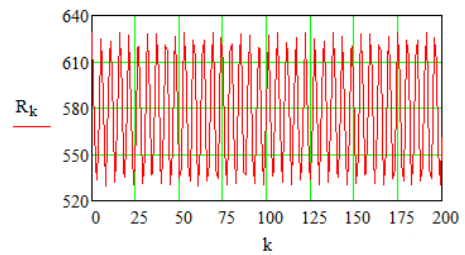


Рис. 10. Автокорреляционная функция переменной x при $\mu = 6$

Из рисунков видно, что динамика стала значительно более регулярной. Амплитуда корреляционной функции практически не меняется. Аналогичные результаты получаются и при связи внешнего стабилизирующего компонента с двумя другими компонентами (y, z) системы Лоренца. Во всех случаях при достаточно большой величине связи динамика системы Лоренца становится регулярной.

Следует отметить, что к системе (41) при $\mu = 0$ приводится большое количество разнообразных физических систем. Поэтому возникает вопрос о физической природе внешнего компонента, который может стабилизировать систему Лоренца. Ясно, что во всех конкретных случаях это будут разные физические переменные. В частности, укажем, что если система Лоренца описывает динамику одномодового лазера, то зависимая переменная x определяет амплитуду поля лазера. В этом случае легко себе представить практическую реализацию механизмов подавления. Достаточно связать поле одномодового лазера с некоторым полем другой моды. Связь может быть линейной и нелинейной. Если она окажется достаточно большой, то хаотическая динамика может стать регулярной динамикой.

Следует обратить внимание на тот факт, что коэффициент связи в рассмотренном случае, оказывается значительно большим, чем это было в предыдущих случаях ($\mu = 6$). Возникает вопрос: «Какой величины необходимо выбирать коэффициент связи для подавления режимов с динамическим хаосом?» Дело в том, что в каждой точке фазового пространства скорость разбегания фазовых траекторий различна (различны максимальные показатели Ляпунова). Анализировать все такие точки, в общем случае, малопродуктивно. Имеет смысл, по-видимому, ориентироваться на максимальные и минимальные значения показателей Ляпунова. В качестве примера найдем максимальные показания Ляпунова для невозмущенной системы Лоренца. Уравнение для этих показателей имеет вид:

$$\lambda^3 + \lambda^2(1+b) - \lambda[(b+x_0^2) + \sigma(r-z_0) - y_0] + \sigma[(r-z_0)(b-x_0) - y_0 - x_0 \cdot y_0] = 0.$$

Здесь $\{x_0, y_0, z_0\}$ - координаты точки фазового пространства, в которых определяются показатели Ляпунова.

Анализ этого уравнения показывает, что в окрестности нулевой стационарной $\{0;0;0\}$ точки максимальный показатель Ляпунова порядка 13. В окрестности стационарной точки $\{\sqrt{r-1}; \sqrt{r-1}; r-1\}$ он порядка 4.8, а в окрестности стационарной точки $\{-\sqrt{r-1}; -\sqrt{r-1}; r-1\}$ он порядка 6.6. Максимальные показатели Ляпунова при больших значениях фазовых координат $\{20;20;20\}$ порядка 21. Таким образом, мы видим, что в большинстве анализируемых точках показатели Ляпунова достаточно большие. Однако для подавления режима с динамическим хаосом оказалось достаточно ввести параметр связи равный 6 ($\mu = 6$).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В настоящее время имеется значительное количество экспериментальных доказательств существования квантового эффекта Зенона [19-22]. Кратко изложим основные идеи этих экспериментов и некоторые их результаты. В основном, рассматривается трехуровневая система. В большинстве случаев расстояние между нижним (первым) и вторым энергетическими уровнями находится в высокочастотном диапазоне (радиодиапазоне). Энергия третьего уровня значительно больше энергии нижних двух уровней. Переходы между третьим и вторым уровнями запрещены. В подавляющем большинстве случаев, переходы между первым и третьим уровнями находятся в оптическом диапазоне. Переходы же между первым и вторым уровнями находятся в высокочастотных диапазонах. В начальный момент времени населен только нижний основной уровень. На рассматриваемую квантовую систему начинают действовать ВЧ-излучением, частота которого соответствует переходам между первым и вторым уровнями. Характерное время перехода системы из первого на второй энергетический уровень в экспериментах стараются сделать как можно большим. В частности, в работе [22] между первым и вторым уровнями находится виртуальный уровень, а переходы между этими уровнями осуществляются воздействиями двумя высокочастотными импульсами. Через короткое время после воздействия высокочастотным сигналом система подвергается коротким лазерным π -импульсом. Такой импульс быстро переводит систему с первого энергетического уровня на высокий третий энергетический уровень. Время жизни на этом уровне составляет очень маленькую величину. В большинстве случаев этой величиной можно пренебречь. Поэтому система с третьего уровня практически мгновенно возвращается назад на первый исходный уровень. Предполагается, что такое воздействие лазерным импульсом представляет собой процесс измерения состояния изучаемой системы. Если оказывается, что за время перехода под воздействием высокочастотного сигнала с первого на второй уровень таких лазерных импульсов будет много, то населенность первого уровня оказывается практически неизменной. Такой сценарий проведения экспериментов, в которых был впервые обнаружен квантовый эффект Зенона, в других экспериментах отличается только несущественными деталями. Во всех случаях при обсуждении возможностей использования и реализации квантового эффекта Зенона делалось утверждение, что такие процессы не могут быть реализованы на ядерном уровне, например, на подавление или (ускорение) процессов радиоактивного распада.

В ННЦ "ХФТИ" были проведены две серии экспериментов, результаты которых могут быть объяснены на основе принципа юлы [23-24] (смотри также [5,8]). В первой серии экспериментов [23] в высокочастотном поле находился фотокатод ФЭУ. Было обнаружено достоверное, хорошо наблюдаемое уменьшение фототока при воздействии на фотокатод высокочастотного поля. Зависимость уменьшения фототока от мощности высокочастотного поля находится в хорошем качественном согласии с теоретическими предсказаниями. Причем, чем большей была мощность высокочастотного поля, тем меньшим был фототок. Этот эксперимент интересен тем, что воздействие оказывалось не на состояния электронов в потенциальной яме фотокатода, а на те состояния, на которые должен был перейти электрон в результате поглощения оптического кванта. Следует однако сказать, что в настоящее время нет строгого доказательства, что такое уменьшение фототока полностью связано с принципом юлы. Действительно, трудно оценить всю динамику электронов, которые движутся в высокочастотном поле и которые бомбардируют электроды ФЭУ.

Вторая серия экспериментов [24] относится к ядерным процессам. Суть экспериментов, которые были проведены в ННЦ "ХФТИ" и в Киевском институте ядерных исследований, заключалась в следующем. Образец материала, который содержал радиоактивный изотоп гафния-178, воздействовали потоками электронов с энергиями от 10 КэВ до 50 КэВ. На образце, как на мишени, энергия электронов конвертировалась в энергию рентгеновского излучения. По предположению несколько выше основного метастабильного состояния гафния-178 должен находиться короткоживущий триггерный уровень. Цель экспериментов заключалась в том, чтобы перевести метастабильное состояние гафния-178 на неустойчивый короткоживущий триггерный уровень. При успехе эксперимента в руках исследователей появляется идеальное ядерное топливо. Действительно, во многих экспериментах наблюдалось различное ускорение процесса радиоактивного распада под воздействием потока электронов на мишень, содержащую радиоактивный изотоп. Однако чаще авторы наблюдали противоположный эффект, когда процесс радиоактивного распада тормозился при воздействии пучка на мишень. Результаты этой серии экспериментов могут быть объяснены сформулированным выше механизмом стабилизации возбужденных состояний. Действительно, в рассматриваемой ядерной системе кроме триггерного уровня имеется большое количество других долгоживущих энергетических состояний. При воздействии пучка электронов на мишень возбуждается широкий спектр рентгеновского излучения. Такое излучение будет переводить ядерную систему не только на определенный энергетический (желательно триггерный) уровень, но и на многие другие долгоживущие уровни. Систему уравнений, которая будет описывать такие переходы, можно представить в виде:

$$i\dot{A}_0 = A_1, \quad i\dot{A}_1 = A_0 + \sum_{k=2}^N \mu_k A_k, \quad i\dot{A}_2 = \mu_2 A_1, \quad i\dot{A}_3 = \mu_3 A_1, \dots, i\dot{A}_N = \mu_N A_1. \quad (42)$$

Эта система уравнений описывает связь и переходы рассматриваемой системы с первого (A_1) метастабильного уровня на основной уровень (A_0) за счет спонтанных переходов и на другие уровни, близкорасполо-

женные к метастабильному уровню. Последние переходы являются индуцированными. Система (42) имеет аналитическое решение:

$$A_1 = \cos(\Omega \cdot t), \quad A_0 = \frac{1}{i \cdot \Omega} \sin(\Omega \cdot t), \quad A_k = \frac{\mu_k}{i \cdot \Omega} \sin(\Omega \cdot t), \quad k = 2, 3, \dots, N,$$

где $\Omega = \sqrt{1 + \sum_{k=2}^N \mu_k^2}$.

Из вида этих решений следует, что чем большим будет число энергетических уровней, на которые возможен индуцированный переход, тем меньшей будет вероятность спонтанного распада и меньшей будет вероятность перехода системы на триггерный короткоживущий уровень.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В заключение сформулируем и обсудим наиболее важные результаты, которые следует из проведенного выше сравнительного анализа механизмов стабилизации.

1. Полученные выше результаты демонстрируют тот факт, что имеется достаточно эффективный и простой механизм, который позволяет стабилизировать неустойчивые состояния. Этим механизмом является принцип юлы. Он прост, нагляден, достаточно универсален – он может быть использован как для стабилизации нестабильных квантовых систем, так и для стабилизации неустойчивых классических систем. Более того, этот принцип дает не только качественные рекомендации для стабилизации, но во многих случаях указывает и на необходимые количественные характеристики. Важным также является тот факт, что стабилизация на основе использования принципа юлы годится не только для систем с замедленным законом распада (неэкспоненциальным законом распада), но и для неустойчивых систем, для которых характерным является привычный экспоненциальный закон распада и даже для стабилизации взрывных неустойчивостей. Относительно последних – следует заметить, что в некоторых случаях численные расчеты показывают, что полной стабилизации не наступает. Происходит только задержка развития процесса неустойчивости. Иногда значительная задержка. Однако этот вопрос в настоящее время находится в состоянии изучения.

2. Как мы видели выше, стабилизация квантовых систем, прежде всего, обусловлена тем фактом, что процесс распада квантовых систем на малых интервалах времени неэкспоненциален. По-видимому, впервые этот результат был получен в работе [1]. Однако до настоящего времени автор не знает случая, когда при анализе квантового эффекта Зенона ссылались на эту работу. Второй фундаментальный процесс, который лежит в основе эффекта Зенона это процесс измерения. Описание процесса измерения в квантовой механике выходит за рамки традиционной квантовой механики. До настоящего времени нет единого мнения среди специалистов, которые занимаются основами квантовой механики, какую роль играет существующий математический аппарат, описывающий процесс измерения. Ярким примером такого неоднозначного мнения являются результаты опроса, который был проведен среди участников конференции "Quantum Physics and the Nature of Reality", которая проходила в июле 2011 в Австрии [25]. Организаторы опроса задавали вопрос: "Как Вы относитесь к существующему состоянию теории, которая описывает процесс измерения?" Ответы были самые разнообразные. От полного одобрения существующей теории до полного отрицания ее полезности.

3. Следует отметить, что многие авторы указывали на тот факт, что существующие экспериментальные результаты, которые подтверждают результаты теории квантового эффекта Зенона, могут быть объяснены в рамках традиционной квантовой механики. Так, в работе Пригожина и соавторов [26] авторам удалось сформулировать в рамках традиционной квантовой механики свойства проекционного оператора, которые оказались достаточными, чтобы объяснить основные экспериментальные результаты, полученные к тому времени относительно квантового эффекта Зенона. Как мы видели выше, стабилизация квантовых систем может вполне быть описана в рамках традиционной квантовой механики.

4. Следует отметить тот факт, что в известных экспериментальных исследованиях эффекта Зенона стабилизация осуществлялась лазерным излучением квантовых переходов, которые располагались в ВЧ-диапазоне (радиодиапазоне), т.е. осуществлялась стабилизация низкочастотных переходов с помощью излучения высоких частот. Важным результатом, полученным выше, является тот факт, что возможна наоборот стабилизация высокочастотных переходов (лазерных, рентгеновских и т.д.) с помощью воздействия низкочастотных полей. Необходимым условием для такой стабилизации является условие, чтобы частота Раби низкочастотных переходов была больше, а лучше значительно больше величины, которая равна обратному времени жизни возбужденных состояний. Это означает, что число низкочастотных квантов должно быть достаточно велико.

5. На наш взгляд, очень важным и необычным результатом является результат, представленный формулой (17а). Важность его заключается в том, что если в квантовом эффекте Зенона мы должны измерять (воздействовать) то состояние, в котором находится квантовая система, то в общем случае стабилизация может быть реализована путем воздействия и на те состояния, в которые система должна перейти. Таким образом, стабилизацию квантовой системы можно осуществить либо с помощью превращения стационарного неустойчивого состояния в устойчивое динамическое состояние, либо делать динамическими те состояния, в которые система должна перейти. Этот результат особенно важен для стабилизации таких состояний, на которые внешними си-

лами воздействовать либо затруднительно, либо просто невозможно. Примерами могут служить фотоэффект и ядерный бета-распад.

6. Стабилизация классических систем с использованием принципа юлы также оказалась достаточно эффективной. Выяснилось, что имеется разница между механизмом стабилизации неустойчивых классических систем путем воздействия на них или на их параметры внешнего высокочастотного поля и стабилизацией на основе принципа юлы. Главным различием оказался тот факт, что при стабилизации системы в быстроосциллирующем поле стабилизирующее воздействие оказывается не самосогласованным. Динамика стабилизирующей силы не зависит от динамики стабилизируемой системы. При использовании принципа юлы стабилизирующее воздействие является самосогласованным. Его динамика существенно зависит от динамики стабилизируемой системы. Их динамики самосогласованы. В результате в тех случаях, когда для стабилизации изучаемой системы можно использовать принцип юлы, он оказывается более эффективным, чем стабилизация в быстроосциллирующем поле. Этот результат был продемонстрирован на примере стабилизации верхнего (неустойчивого) положения математического маятника (маятника Капицы). Однако очевидно, что этот результат справедлив и в других случаях. Нужно, однако, отметить, что механизм стабилизации с помощью внешнего быстроосциллирующего поля в некотором смысле более универсален. Он проще при реализации и, похоже, может быть использован для более широкого круга физических систем, чем принцип юлы. Действительно, достаточно трудно представить себе физическую реализацию принципа юлы для конкретного математического маятника. В то время как физическая модель маятника Капицы эффективно работает.

7. Следует обратить внимание также на тот факт, что подавление некоторых неустойчивостей может быть объяснено не только механизмом юлы, но и другими механизмами. Так, если рассматривать подавление плазменно-пучковой неустойчивости путем наложения дополнительной связи возбуждаемой плазменной волны с волной внешней электродинамической структуры (38)-(39), то срыв неустойчивости может быть объяснен тем фактом, что такое взаимодействие приводит к расщеплению дисперсионной ветви плазменной волны. В той области, где ветви плазменной волны и волны внешней электродинамической структуры пересекаются, возникает щель, ширина которой пропорциональна коэффициенту связи между этими волнами. В результате, пучковая мода не пересекает ветвь плазменной волны. Это означает, что исчезают условия для черенковского механизма излучения частиц пучка в плазме. Это, в свою очередь, приводит к нарушению условий, необходимых для развития плазменно-пучковой неустойчивости [27]. Аналогичное объяснение можно привести и для процесса подавления распадной неустойчивости. В этом случае связь одной из волн, участвующих в трехволновом взаимодействии, нарушает условие синхронизма между ними. Это нарушение синхронизма приводит к срыву распадных неустойчивостей. Эти примеры можно продолжить. Привлекательность принципа юлы заключается в том, что он объединяет все эти, на первый взгляд, разрозненные процессы. Он позволяет подойти ко всем этим процессам с единой точки зрения.

8. Говоря о подавлении режимов с динамическим хаосом, следует обратить внимание на трудности, которые могут встретиться при определении конкретных физических механизмов, которые будут эквивалентны механизму вращения юлы. Действительно, если для системы Лоренца в том случае, когда она описывает динамику лазерного поля, найти такой механизм оказалось достаточно просто, то для случая, например, движения частиц в потенциале Хенона-Хейлиса это сделать трудно. Действительно, не составляет труда формально использовать принцип юлы, и сорвать режим динамического хаоса для частиц, которые движутся в кристалле (в потенциале Хенона-Хейлиса [28,29]). Однако, как только возникает вопрос, что представляет собой физическое содержание дополнительной стабилизирующей степени свободы, то здесь возникают трудности. Сделаем еще одно замечание. Очень часто режимы с динамическим хаосом анализируются с помощью сечения Пуанкаре. Однако такой способ не всегда дает правильный результат. Действительно, если посмотреть на сечение Пуанкаре для невозмущенной системы Лоренца и для возмущенной, то мы увидим, что произошло уменьшение фазового объема этих точек (в стабилизируемой системе). Однако утверждать, что динамика стала регулярной по этой картине трудно. По этой причине мы не привели ни вида фазового портрета, ни вида сечений Пуанкаре. Они могут указать только на тенденцию к регуляризации.

Автор благодарит Д.М. Ваврива, А.Л. Санина и Н.Ф.Шульгу за обсуждения результатов и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Krylov N.S., Fok V.A. O dvuh osnovnyh tolkovaniyah sootnoshenija neopredelennosti dlja energii i vremeni // ZhJeTF. – 1947. – Т.17. – Вып. 2. – С. 93–107.
2. <http://physics.stackexchange.com/questions/47252/simple-explanation-of-quantum-zeno-effect>
3. Buts V.A. Modifikacija kvantovogo effekta Zenona – kvantovaja jula // Elektromagnitnye volny i elektronnye sistemy. – 2010. – Т.15. – No.1 – С.58-65.
4. Buts V.A. Stabilization of instable states. MIKON // 20th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications. – 2014. – Gdansk, Poland. – P.681-685.
5. Buts V.A. Mehanizmy povyshenija chastoty i stepeni kogerentnosti izluchenija // Problemy teoreticheskoj fiziki. Serija: «Problemy teoreticheskoj i matematicheskoj fiziki. Sbornik trudov. Nauchnye trudy». HGU. – 2014. – Вып. 1. – С.82-247.

6. Buts V.A. Stabilization of classic and quantum systems //Problems of atomic science and technology. – 2012. – No.6(82). – P.146-148.
7. Buts V.A. The mechanism of suppression of quantum transitions (quantum whirligig) // Problems of atomic science and technology. – 2010. – No.4(68). – P.259-263.
8. Buts V.A. Novye mehanizmy vzbuzhdenija korotkovolnovogo kogerentnogo izluchenija. – Lambert: Academic Publishing, 2014. – 201s.
9. Haken Herman Synergetics. – Springer-Verlag, 1978. – 400 p. (Imeetsja perevod: Haken G. Sinergetika. – Moskva: Mir, 1980. – 404s.).
10. Kapitsa P.L. Dinamicheskaja ustojchivost' majatnika pri kolebljushhejsja tochke podvesa // ZhJeTF. -1951 – T. 21. – S. 588.
11. Kapitsa P.L. Majatnik s vibrirujushhim podvesom // UFN. – 1951. – T.44. – S. 7.
12. Landau L.D., Lifshits E.M. Mehanika. – M.: Nauka, 1965. – 204 s.
13. Bolotovskij B.M. Put' formirovanija i ego rol' v izluchanii dvizhushhihsja zarjadov // Tr. FIAN. – 1982. – T. 140. – S. 95-140.
14. Sokolov A. A., Ternov I. M. Reljativistskij elektron. – Moskva: Nauka, 1974. – 391 s.
15. Buts V.A., Koval'chuk I.K., Kornilov E.A., Tarasov D.V. Stabilization of Beam Instability by a Local Instability Developing due to a Wave-Wave Interaction // Plasma Physics Reports. – 2006. – Vol. 32. – No.7. – R. 563-571.
16. Antonov A.N., Buts V.A., Koval'chuk I.K., Kovpik O.F., Kornilov E.A., Svichenskij V.G., Tarasov D.V. Reguljarnye i stohasticheskie raspady voln v plazmennom rezonatore // Fizika plazmy. – 2012. – No.38. – T.8. –S. 693-708.
17. Kadomtsev B.B. Kollektivnye javlenija v plazme. – Moskva: Nauka, 1976. – 240 s.
18. Vil'hel'msson H., Vejland Ja. Kogerentnoe nelinejnoe vzaimodejstvie voln v plazme. – Moskva: Energoizdat, 1981. – 223 s.
19. Degasperis L., Fonda & Ghirardi G.C. Does the lifetime of an unstable system depend on the measuring apparatus? // Nuovo Cimento. – 1974. – Vol.A. 21 (3). – R. 471-484.
20. Itano W.M., Heinsen D.J., Bokkinger J.J., Wineland D.J. Quantum Zeno effect // PRA. – 1990. – Vol. 41. – R. 2295-2300.
21. Fischer M.C., Gutiérrez-Medina B., Raizen M.G. Observation of the Quantum Zeno and Anti-Zeno Effects in an Unstable System // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87. – 040402.
22. Eric W. Streed, Jongchul Mun, Micah Boyd, Gretchen K. Cambell, Patrick Medley, Wolfgang Ketterle, David E. Pritchard Continuous and Pulsed Quantum Zeno Effect // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97. – 260402-4.
23. Antonov A.N., Buts V.A., Kornilov E.A., Shherbina A.N. Podavlenie fototoka FEU vneshnim VCh-polem // Voprosy atomnoj nauki i tehniki: Serija: Jaderno-fizicheskie issledovanija. – 2012. – No. 4(80) – S.100-103.
24. Dovbnja A.N., Kandybej S.S., Kirishhuk V.I., Ranjuk Ju.N., Azhazha V.M., Kovtun K.V., Starolat M.P. Triggering dolgozhivushhih izomerov $^{178m2}\text{Hf}$ by 50 KeV // The Journal of Kharkiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields". – 2009. – No.880. – Iss.4(44). – S.56-62.
25. Schlosshauer M., Koer J., ZeilingerA. A Snapshot of Foundational Attitudes Toward Quantum Mechanics // Stud. Hist. Phil. Mod. Phys. – 2013. – Vol.44. – P.222 – 230. ([quant-ph] arXiv:1301.1069).
26. Petrosky T., Tasaki S., Prigogine I. Quantum Zeno effect // Physics Letters A. – 1990. – Vol.151. – No.3,4. – P.109-113.
27. Buts V.A., Lebedev A.N., Kurilko V.I. The Theory of Coherent Radiation by Intense Electron Beams. – Springer:Berlin, Heidelberg, New York, 2006. – R. 259.
28. Shul'ga N.F. Nekotorye voprosy teorii rassejanija bystryh chastic v veshhestve i vo vneshnih poljah. – Kiev: Naukova dumka, 2010. – 199 s.
29. Tabor M. Haos i integriruemost' v nelinejnoj dinamike. – Moskva: Editorial URSS, 2001. – 320 s.

PACS: 12.20.Ds

TRIPLET PRODUCTION BY A POLARIZED PHOTON BEAM ON A POLARIZED ELECTRON TARGET

G.I. Gakh^{1,2}, M.I. Konchatnij¹, N.P. Merenkov^{1,2}

¹NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Akademicheskaya, 1, 61108 Kharkov, Ukraine

²V.N. Karazin Kharkiv National University, 61022 Kharkov, Ukraine

e-mail: konchatnij@kipt.kharkov.ua

Received December 14, 2015

The cross section and polarization observables in the process of the electron-positron pair photoproduction on a free electron are calculated. The double differential distributions, over the square of the 4-momentum transfer to the recoil electron q^2 , and the square of the created e^+e^- -invariant mass, Q^2 are obtained in the target-electron rest frame taking into account the contributions of the so-called Borsellino and $(\gamma-e)$ diagrams. The integration of these distributions over q^2 (and over Q^2) is performed and the results are analyzed mainly in those kinematical regions where the $(\gamma-e)$ -contribution is larger (or the same order) than (as) the Borsellino one. Such calculations are motivated by the experiments in search of the possible dark matter candidate (light U-boson) in process of triplet photoproduction. The original analytical formulas for q^2 (and Q^2) distributions can be used to check the work of the corresponding Monte Carlo generators. We consider the following cases: particles are unpolarized, photon beam is linearly polarized, photon beam is circularly polarized at polarized electron target.

KEY WORDS: triplet, polarization, cross section, the Stokes parameters, photon beam

НАРОДЖЕННЯ ТРИПЛЕТА ПОЛЯРИЗОВАНИМ ФОТОННИМ ПУЧКОМ НА ПОЛЯРИЗОВАНИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ МІШЕНІ

Г.І. Гах^{1,2}, М.І. Кончатний¹, М.П. Меренков^{1,2}

¹ Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»

61108 Україна, м. Харків, вул. Академічна, 1

² Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

61022, Україна, м. Харків, пл. Свободи, 4

Обчислені переріз та поляризаційні спостережувані в процесі фотонародження електронно-позитронних пар на вільних електронах. З врахуванням вкладів так званих Борселіно- та $(\gamma-e)$ -діаграм отримані двічі диференціальні розподіли по квадрату 4-імпульсу q^2 , переданого електрону віддачі, та квадрату інваріантної маси Q^2 народженної e^+e^- -пари в системі спокою електрона-мішені. Виконано інтегрування цих розподілів по q^2 (або по Q^2) і результати проаналізовані в основному в тих кінематичних областях, де $(\gamma-e)$ -вклад більше (або одного порядку) вкладу (з вкладом) Борселіно. Такі розрахунки мотивовані експериментами по пошуку одного з претендентів на темну матерію – легкого U-бозону – в процесі фотонародження триплетів. Оригінальні аналітичні формули для q^2 (і Q^2) розподілів можуть бути використані для перевірки роботи відповідних Монте Карло генераторів. Нами розглянуті наступні випадки: частинки не поляризовані, фотонний пучок поляризований лінійно, фотонний пучок поляризований циркулярно при поляризованій електронній мішені.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: триплет, поляризація, переріз, параметри Стокса, фотонний пучок.

РОЖДЕНИЕ ТРИПЛЕТА ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ФОТОННЫМ ПУЧКОМ НА ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ МИШЕНИ

Г.И. Гах^{1,2}, М.И. Кончатный¹, Н.П. Меренков^{1,2}

¹ Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

61108, Украина, г. Харьков, ул. Академическая, 1

² Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

61022, Украина, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Вычислены сечение и поляризационные наблюдаемые в процессе фоторождения электронно-позитронных пар на свободных электронах. С учётом вкладов так называемых Борселлино- и $(\gamma-e)$ -диаграмм получены дважды дифференциальные распределения по квадрату 4-импульса q^2 , переданного электрону отдачи, и квадрату инвариантной массы Q^2 образованной e^+e^- -пары в системе покоя электрона-мишени. Выполнено интегрирование этих распределений по q^2 (или по Q^2) и результаты проанализированы в основном в тех кинематических областях, где $(\gamma-e)$ -вклад больше (или одного порядка) вклада (с вкладом) Борселлино. Такие расчёты мотивированы экспериментами по поиску одного из претендентов на темную материю – легкого U-бозона – в процессе фоторождения триплетов. Оригинальные аналитические

формулы для q^2 (и Q^2) распределений могут быть использованы для проверки работы соответствующих Монте Карло генераторов. Нами рассмотрены следующие случаи: частицы не поляризованы, фотонный пучок поляризован линейно, фотонный пучок поляризован циркулярно при поляризованной электронной мишени.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: триплет, поляризация, сечение, параметры Стокса, фотонный пучок

Many authors have studied theoretically the process of the triplet photoproduction (TPP) by an unpolarized photon on free electrons. This process is completely described by 8 Feynman diagrams. Therefore, the exact expressions for the differential and partly integrated cross sections of the TPP process are very cumbersome and exist in the complete form only in the unpolarized case [1]. That is why, the usual practice, in the calculations of various observables, was to use approximations: for example, to consider the high-energy limit or to neglect some of the Feynman diagrams. The approximation, when only the so-called Borsellino diagrams (Fig. 1a) are taken into account, is the most often used in the calculations.

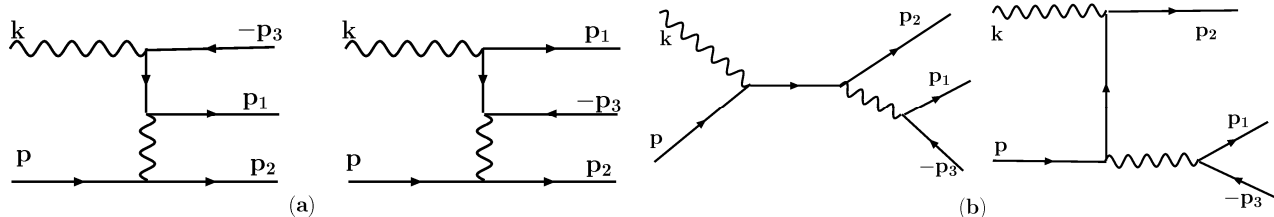


Fig.1. Feynman diagrams describing the process of the triplet photoproduction on free electrons (the exchange diagrams are omitted). The diagrams (a) are the Borsellino's ones, and the diagrams (b) are the $\gamma-e$ ones.

Borsellino [2] calculated the cross section of the TPP process by neglecting the exchange and $\gamma-e$ diagrams (Fig. 1b). He derived formula for the total cross section in the high-energy limit. Mork [3] calculated numerically the total cross section of the TPP reaction. He calculated separately the contributions to the total cross section from the full set of the Feynman diagrams (Borsellino, $\gamma-e$ and exchange terms). It was found that the Borsellino's calculation [2] for the total cross section is valid for $E_\gamma \geq 8$ MeV. The calculated recoil-electron momentum distribution is also agrees with the Borsellino result which is valid if the exchange and $\gamma-e$ terms can be neglected. Mork showed that the Borsellino's distribution is valid for $E_\gamma \geq 8$ MeV if the energy of the recoil electron is well below the energy of the electron produced. Because Mork took into account all diagrams, he has verified the accuracy and limitations of the previous calculations. Haug [1] took into account all diagrams and calculated analytically the angular distribution and energy spectra of the produced positron as well as the total cross section. Later [4], the total cross section is fitted to simple analytic expressions in four intervals of the incident photon energy which cover the entire range between threshold and infinity. Endo and Kobayashi [5] calculated numerically the differential cross section of the TPP on an electron target in the photon energy region $E_\gamma = 50-550$ MeV. They took into account all eight Feynman diagrams, i.e., the calculation was done without any approximation. For the recoil-electron momentum distribution, it turned out that the calculation with only the Borsellino diagrams agrees very well with the full calculation. The total cross sections for the process of n electron-positron pair production in photon-electron collisions have been calculated at high energy in the main logarithmic approximation [6]. In the work [7], the authors have analyzed 8 Feynman diagrams and have shown that for energies lower to ~ 500 MeV, the assumption about clear distinction between recoil and created electrons is not a good approximation. They proposed the way to solve this problem.

The authors of Ref. [8] obtained the expression for the Compton tensor of the fourth rank, which determines the Borsellino diagrams, in the case when the integration over the produced electron-positron pair variables has been performed using the method of the invariant integration. This calculation was done for the general case of two virtual photons.

A few papers were devoted to the investigation of the polarization effects in the triplet photoproduction on an electron. The authors of the paper [9] calculated the differential cross section in the azimuthal angle of the recoil electrons in the case of the linearly polarized photons taking into account the Borsellino diagrams only. The cross section asymmetry slowly decreases from 30% at the 10 MeV of the photon beam energy down to 14% in the far asymptotic. Later, they [10] investigated the influence on the asymmetry of the minimal detected recoil momentum. The possibility of the determination of the degree of a linearly polarized photon beam with the help of the triplet photoproduction was studied also in Refs. [11,12]. The differential cross section with respect to the azimuthal angle is determined [11] for extremely high photon energies in laboratory system. The distribution with respect to the polar angle of the recoil electrons is discussed also in this paper. The authors of Ref. [12] calculated the recoil electron distribution and the energy distribution of one of the pair components as well as the positron (electron) spectrum in the case when the recoil momentum is being fixed. The authors of Ref. [5] calculated the cross section as a function of azimuthal angle of the recoil electron and obtained the analyzing power for the polarimetry of linearly polarized photons. It was found that the analyzing power is greatly enhanced by selecting the events with small opening angles

between the forward going electron and positron. The detailed description of the various differential distributions, such as the dependence on the momentum value, on the polar angle and minimal recorded momentum of the recoil electron, dependence on the invariant mass of the created electron-positron pair, on the positron energy and others, has been investigated in Ref. [13]. The authors of Ref. [14] calculated the power corrections of the order of m/ω (m is the electron mass and ω is the energy of the photon beam in the laboratory system), but only due to the interferences of the Borsellino diagrams with all the rest ones, to the distribution of the recoil-electron momentum and azimuthal angle. They estimated the deviation from the asymptotic result [11] for various values of ω . The possibility of the determining the circular polarization of a high-energy photon beam by the measuring the created electron polarization was investigated in Ref. [15], taking into account the contribution of the Borsellino diagrams. Different double and single distributions of the created electron were calculated.

Note that the polarization effects in the TPP process were calculated, up to now, in the approximation when only the Borsellinos' diagrams were taken into account. Such approximation was checked by many authors for the calculated unpolarized observables such as the total cross section, the distribution over the recoil-electron variables. It was found that such approximation is valid for the photon-beam energies ≥ 10 MeV. But such verification was not performed for the investigated polarization observables in the TPP process. That is why, in this paper, we calculated the polarization observables taking into account not only the Borsellinos' diagrams but we take also into account the $\gamma-e$ diagrams.

The results of the paper [9] stimulated a search for the construction of a good polarimetry for high-energy photons above an energy of a few hundred MeV. So, for the measurement of the photon-beam linear polarization it was worthwhile to develop polarimetry on the basis of the detection of the recoil electrons from the TPP process. For example, the authors of Ref. [16] constructed a scintillation counting system for detecting the recoils electrons in TPP process. It was tested by using tagged photons with $E_\gamma = 120 \div 400$ MeV and probed to be capable of identifying the TPP events with recoil-electron momenta 1.92 - 10 MeV/c.

The astrophysics community shows interest in measuring the polarization of the cosmic gamma rays of the high energy: for example, the proposal Hard X and Gamma-ray Polarization (see references in [17]). The problem of the measurement of the $\gamma\gamma$ and γe luminosities and polarizations at photon colliders has been considered in Ref. [18]. There are two QED processes are of interest to measure the γe luminosity: the Compton scattering $\gamma + e \rightarrow \gamma + e$ and the TPP reaction on free electron $\gamma + e \rightarrow e + e + e$. At small angles the TPP cross section is even larger and this cross section only weakly depends on the polarization of the initial particles. The study of the TPP process on a free electron is a part of the proposed physics program at the planned high luminosity linac IRIDE (Interdisciplinary Research Infrastructure based on Dual Electron linac and laser), Frascati [19]. At IRIDE one can search for a new, beyond Standard Model, weakly interacting U boson (see, for example, [20]). Its existence can explain several puzzling astrophysical observations (PAMELA abundance of positrons and others). The mass of the U boson is expected to be at MeV or GeV scale. Thus, the QED triplet production is the main background in the search of U boson in the electron-photon scattering that requires the precise measurement of the triplet production. This, in its turn, needs the precise theoretical calculations for the various observables in the TPP process.

In this paper we calculate polarized and unpolarized observables in the TPP process on a free electron in the approximation when the Borsellino and $\gamma-e$ diagrams are taken into account. Integrating the differential cross section over the produced electron-positron pair variables, using the method of the invariant integration, we obtain the analytical form of the distribution over the recoil-electron variables. These are the squared invariant mass of the created e^+e^- pair $(p_1 + p_3)^2$, and squared momentum transferred $(p_2 - p)^2$. For the definition of the particle 4-momenta see Fig. 1. Really, our results describe the events with well separated created and recoil electrons. Otherwise, the effects due to the identity of the final electrons have to be taken into account. In this case, the investigation of double distributions over both $(p_1 + p_3)^2$ and $(p_2 + p_3)^2$ variables seems more natural. We believe that search for U-boson at IRIDE can be performed in the kinematical regions where the contribution of the $\gamma-e$ diagrams is at least of the same order as the Borsellino ones. Besides, we understand that at this condition the identity effects have become essential. Thus, for the U-boson search our results have to be recalculated. Nevertheless, they can be used to determine the optimal kinematical region and to test the Monte Carlo generators which used for analysis of the real experiments. In what follows we consider the following cases: unpolarized particles, the photon beam is linear polarized and circularly polarized photon beam interacts with a polarized electron target. The influence of the $\gamma-e$ terms on the azimuthal asymmetry, due to the linearly polarized beam, and on the double-spin asymmetry, caused by the circularly polarized photon beam and electron-target polarization, has been investigated. The analytical expressions are obtained for various observables and the numerical estimations of the polarization effects have been done. Most of our analytical results are absent in the literature.

The goal of the paper is to investigate the differential cross section and polarisation observables for the triplet photoproduction process in the kinematical region where the contribution $\gamma-e$ mechanism is the same order as of the contribution of the Borsellino diagrams.

In Section "MATRIX ELEMENT AND CROSS SECTION" the matrix element describing the Borsellino and

$\gamma-e$ diagrams is given. In Section “THE BORSELLINO CONTRIBUTION” the tensors defining the Borsellino diagrams were calculated and the distributions over the q^2, Q^2 and ϕ (the azimuthal angle of the recoil electron) variables were obtained for the following conditions: all particles are unpolarized, the photon beam is linearly polarized and circularly polarized photon beam interacts with a polarized electron target. In Section “THE $\gamma-e$ CONTRIBUTION” the similar calculations were done for the $\gamma-e$ diagrams. Section “DIFFERENT DISTRIBUTIONS” contains the results of calculation of the double (over the q^2 and Q^2 variables) and single (over the q^2 or Q^2 variable) distributions for the same polarization situations. The results and discussion are presented in one Section “RESULTS AND DISCUSSION”. Finally, in last Section we give some conclusions.

MATRIX ELEMENT AND CROSS SECTION

The reaction of the triplet production by a photon beam on an electron target

$$\gamma(k) + e^-(p) \rightarrow e^-(p_1) + e^+(p_3) + e^-(p_2), \quad (1)$$

where 4-momenta of the particles are shown in the parentheses, is described, in general, by eight Feynman diagrams. In the calculations we take into account four Feynman diagrams: the so-called Borsellino diagrams (see Fig. 1a) and the $\gamma-e$ ones (see Fig. 1b), i.e., we neglect the effects of the identity of the final electrons.

Therefore, in this approximation, the matrix element of the reaction (1) can be written as follows

$$M = M(B) + M(C), \quad (2)$$

where $M(B)(M(C))$ is the contribution of two Borsellino (($\gamma-e$) or Compton-like) diagrams. These contributions have the following form

$$M(B) = (4\pi\alpha)^{\frac{3}{2}} q^{-2} A_\mu j_\mu(B), \quad M(C) = (4\pi\alpha)^{\frac{3}{2}} Q^{-2} A_\mu j_\mu(C), \quad (3)$$

where $q = p - p_2, Q = p_1 + p_3, \alpha = e^2 / 4\pi = 1/137, A_\mu$ is the polarization 4-vector of the initial photon.

The currents corresponding to the Borsellino and the $\gamma-e$ diagrams can be written as

$$j_\mu(B) = \bar{u}(p_2)\gamma_\lambda u(p) \bar{u}(p_1)\hat{Q}_{\mu\lambda} u(-p_3), \quad \hat{Q}_{\mu\lambda} = \frac{1}{2d_1} \gamma_\mu \hat{k} \gamma_\lambda - \frac{1}{2d_3} \gamma_\lambda \hat{k} \gamma_\mu + e_\mu^{(31)} \gamma_\lambda, \quad (4)$$

$$j_\mu(C) = \bar{u}(p_1)\gamma_\lambda u(-p_3) \bar{u}(p_2)\hat{K}_{\mu\lambda} u(p), \quad \hat{K}_{\mu\lambda} = \frac{1}{2d_2} \gamma_\mu \hat{k} \gamma_\lambda + \frac{1}{2d} \gamma_\lambda \hat{k} \gamma_\mu - e_\mu^{(20)} \gamma_\lambda,$$

where we introduce the following notation

$$e_\mu^{(20)} = \frac{P_{2\mu}}{d_2} - \frac{P_\mu}{d}, \quad e_\mu^{(31)} = \frac{P_{3\mu}}{d_3} - \frac{P_{1\mu}}{d_1},$$

$$d = (kp), \quad d_i = (kp_i) \quad (i=1,2,3).$$

In the case when the polarization state of the photon beam is described by the spin-density matrix, the square of the matrix element can be written as follows

$$|M|^2 = (4\pi\alpha)^3 \rho_{\mu\nu}^\gamma [q^{-4} T_{\mu\nu}(B) + Q^{-4} T_{\mu\nu}(C) + q^{-2} Q^{-2} T_{\mu\nu}(BC)], \quad (5)$$

where $\rho_{\mu\nu}^\gamma$ is the photon-beam spin-density matrix and we use the following covariant expression for it

$$\rho_{\mu\nu}^\gamma = \frac{1}{2} ([e_{1\mu} e_{1\nu} + e_{2\mu} e_{2\nu}] + \xi_3 [e_{1\mu} e_{1\nu} - e_{2\mu} e_{2\nu}] + \xi_1 [e_{1\mu} e_{2\nu} + e_{2\mu} e_{1\nu}] - i\xi_2 [e_{1\mu} e_{2\nu} - e_{2\mu} e_{1\nu}]), \quad (6)$$

where ξ_i are the Stokes parameters and the mutually orthogonal space-like 4-vectors e_1 and e_2 , relative to which the

photon polarization properties are defined, have to satisfy the following relations

$$e_1^2 = e_2^2 = -1, \quad (e_1 k) = (e_2 k) = (e_1 e_2) = 0. \quad (7)$$

The first term inside the parentheses in r.h.s. of Eq. (6) corresponds to the events with unpolarized photon, the second and third ones are responsible for the events with linear photon polarization and the last one – for the events with the circular polarization. The Stokes parameters ξ_1 and ξ_3 , which define the linear polarization degree of the photon, depend on the choice of the 4-vectors e_1 and e_2 , whereas the parameter ξ_2 does not depend. As the 4-vectors e_i we choose the following:

$$e_1 = (0, \vec{e}_1), \quad e_2 = (0, \vec{e}_2), \quad \vec{e}_1^2 = \vec{e}_2^2 = 1, \quad (\vec{e}_1 \vec{e}_2) = 0. \quad (8)$$

In the laboratory system, we define a coordinate system with the z axis directed along the photon-beam momentum \vec{k} , and the $x(y)$ axis directed along the vector $\vec{e}_1(\vec{e}_2)$. In this case, the recoil-electron momentum \vec{p}_2 is determined by the polar and azimuthal angles θ and ϕ , respectively (Fig. 2).

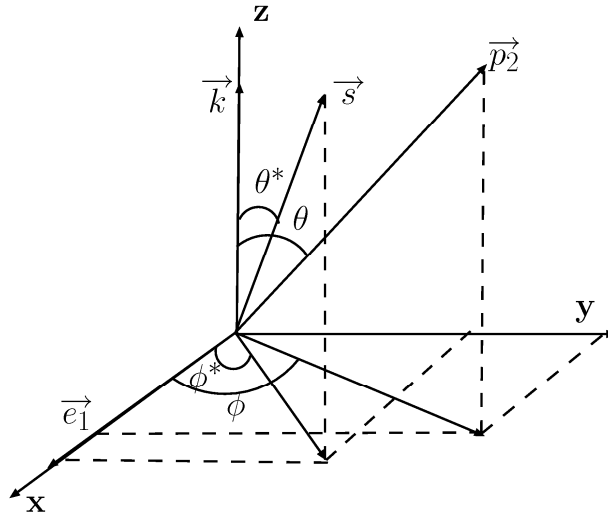


Fig. 2. The angles defining the kinematics of the triplet photoproduction process in the laboratory system. \vec{e}_1 is the photon-beam polarization vector, \vec{s} is the electron polarization vector, $\vec{k}(\vec{p}_2)$ is the photon-beam (recoil-electron) momentum.

If we define two orthogonal space-like unit four-vectors

$$A_{1\mu} = \frac{dp_{2\mu} - d_2 p_{\mu}}{N}, \quad A_{2\mu} = \frac{\langle \mu k p p_2 \rangle}{N}, \quad N^2 = 2d d_2 (p p_2) - m^2 (d^2 + d_2^2),$$

for the description of the photon polarization states, then up to the gauge transformation we can write

$$e_{1\mu} = A_{1\mu} \cos \phi - A_{2\mu} \sin \phi, \quad e_{2\mu} = A_{1\mu} \sin \phi + A_{2\mu} \cos \phi,$$

where $\langle \mu k p p_2 \rangle = \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} k_\alpha p_\beta p_{2\gamma}$, $\varepsilon_{1234} = 1$.

The tensors $T_{\mu\nu}(B)(T_{\mu\nu}(C))$ and $T_{\mu\nu}(BC)$ correspond to the contribution of the Borsellino ($\gamma - e$) diagrams and to the interference between the Borsellino and $\gamma - e$ diagrams. They are defined as follows

$$T_{\mu\nu}(B) = j_\mu(B) j_\nu^*(B), \quad T_{\mu\nu}(C) = j_\mu(C) j_\nu^*(C), \quad T_{\mu\nu}(BC) = j_\mu(B) j_\nu^*(C) + j_\mu(C) j_\nu^*(B). \quad (9)$$

The differential cross section can be written in the form

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^{-5}}{32I} |M|^2 \frac{d^3 p_1}{E_1} \frac{d^3 p_2}{E_2} \frac{d^3 p_3}{E_3} \delta^{(4)}(k + p - p_1 - p_2 - p_3), \quad (10)$$

where $I = (kp)$. The factors, which correspond to the averaging over the spins of the photon beam and initial electron, are included in $|M|^2$.

Consider the experimental setup when the produced electron-positron pair is not detected. In this case, it is necessary to integrate over the variables of this pair. The most convenient way to do this is to use the method of the invariant integration. In this experimental conditions, the contribution corresponding to the C- odd interference of the Borsellino and the $\gamma - e$ diagrams becomes zero. It is convenient to express the phase space of the recoil electron in terms of the invariant variables

$$\frac{d^3 p_2}{E_2} = \frac{d(-q^2)dQ^2 d\phi}{4(kp)} = \frac{d\Gamma}{4(kp)}, \quad d\Gamma = d\Phi d\phi,$$

where $q^2 = (p - p_2)^2$, $Q^2 = (p_1 + p_3)^2 = (k + q)^2$ is the square of the invariant mass of the produced electron-positron pair, ϕ is the azimuthal angle of the recoil electron (i.e., the angle between the photon polarization vector \vec{e}_1 and the plane containing the initial-photon and recoil-electron momenta, Fig. 2).

The limits of the integration over the Q^2 and q^2 variables are defined by the following relations

$$4m^2 \leq Q^2 \leq (\sqrt{W^2} - m)^2, \quad x_- \leq -q^2 \leq x_+, \quad W^2 = (k + p)^2 = m^2 + 2m\omega, \tag{11}$$

$$x_{\pm} = \frac{d}{W^2} (2d + Q^2) - Q^2 \pm \frac{d}{W^2} \sqrt{(2d - Q^2)^2 - 4m^2 Q^2};$$

$$4m^2 \leq Q^2 \leq -\frac{q^2}{m} (\omega \sqrt{1 - 4\frac{m^2}{q^2}} - m - \omega), \quad x_-(Q^2 = 4m^2) \leq -q^2 \leq x_+(Q^2 = 4m^2),$$

where ω is the photon-beam energy in the laboratory system. The accessible region of the Q^2 and q^2 variables is shown in Fig. 3.

Therefore, the distribution over the recoil-electron variables can be written as a sum of two contributions

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma} = \frac{d\sigma(B)}{d\Gamma} + \frac{d\sigma(C)}{d\Gamma}, \tag{12}$$

where the first (second) term is the contribution of the Borsellino ($\gamma - e$) diagrams.

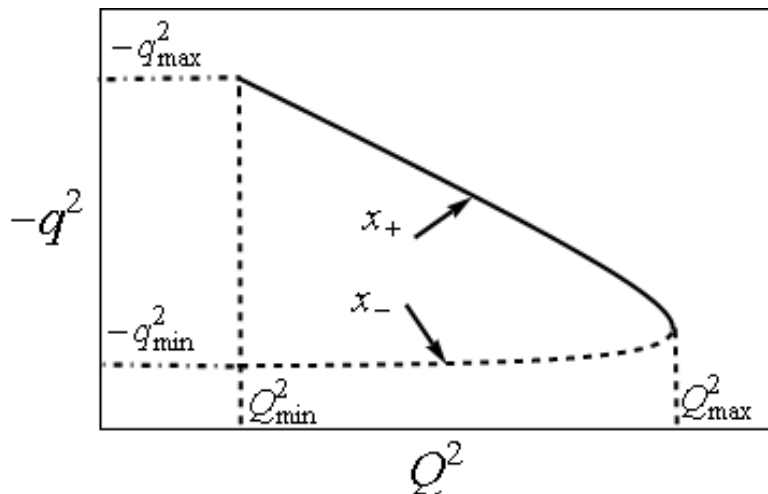


Fig 3. The allowed domain of the variables q^2 and Q^2 .

THE BORSELLINO CONTRIBUTION

The tensor $T_{\mu\nu}(B)$, which describes the contribution of the Borsellino diagrams, can be represented as a product of two tensors of the second and fourth rank

$$T_{\mu\nu}(B) = t_{\lambda\rho}(B)t_{\mu\nu\lambda\rho}(B), \tag{13}$$

where the current tensor $t_{\lambda\rho}(B)$ describes the transition $e^-(p) \rightarrow \gamma^*(q) + e^-(p_2)$ and the tensor $t_{\mu\nu\lambda\rho}(B)$ describes the process $\gamma(k) + \gamma^*(q) \rightarrow e^-(p_1) + e^+(p_3)$.

The part of the distribution, caused by the Borsellino diagrams, can be written as

$$\frac{d\sigma(B)}{d\Gamma} = \frac{\alpha^3}{16\pi^2 d^2} \frac{1}{q^4} \Sigma(B), \quad (14)$$

where we introduce

$$\Sigma(B) = \rho_{\mu\nu}^{\gamma} Q_{\mu\nu\lambda\rho} t_{\lambda\rho}(B), \quad Q_{\mu\nu\lambda\rho} = \int t_{\mu\nu\lambda\rho}(B) \frac{d^3 p_1 d^3 p_3}{2E_1 2E_3} \delta^{(4)}(k + q - p_1 - p_3). \quad (15)$$

The Borsellino tensor $t_{\mu\nu\lambda\rho}(B)$ in the case of unpolarized electron-positron pair was calculated in Ref. [15]. Note that the expression for this tensor in this paper contains some misprints. Correct expression has the following form

$$t_{\mu\nu\lambda\rho}(B, 0) = t_{(\mu\nu)(\lambda\rho)}(B) + t_{[\mu\nu][\lambda\rho]}(B), \quad (16)$$

where we use the index notation $(\alpha\beta)$ ($[\alpha\beta]$) to emphasize the symmetry (antisymmetry) under permutation of the indices α and β . Note that the first tensor, which is symmetric, contributes in the case of unpolarized or linearly polarized photon beam. The second tensor, which is antisymmetric, contributes in the case of a circularly polarized photon beam.

$$t_{(\mu\nu)(\lambda\rho)}(B) = \frac{2}{d_1 d_3} \{ g_{\lambda\rho} [(d_1 + d_3)^2 g_{\mu\nu} - d_1 d_3 q^2 e_{\mu}^{(31)} e_{\nu}^{(31)}] - 2d_1 d_3 (1 + \hat{P}_{\mu\nu}) g_{\lambda\nu} g_{\mu\rho} - 2(p_1 p_3)_{\mu\nu} k_{\lambda} k_{\rho} + \quad (17)$$

$$(1 + \hat{P}_{\mu\nu} + \hat{P}_{\lambda\rho} + \hat{P}_{\mu\nu} \hat{P}_{\lambda\rho}) g_{\rho\nu} [k_{\lambda} (d_3 p_{1\mu} + d_1 p_{3\mu}) + d_1 d_3 (p_{1\lambda} - p_{3\lambda}) e_{\mu}^{(31)}] + [d_3 (p_1 e^{(31)})_{\mu\nu} (k p_3)_{\lambda\rho} - d_1 (p_3 e^{(31)})_{\mu\nu} (k p_1)_{\lambda\rho}] -$$

$$- g_{\mu\nu} [(d_1 + d_3) (k p_1)_{\lambda\rho} + (d_1 + d_3) (k p_3)_{\lambda\rho} - 2(m^2 + (p_1 p_3)) k_{\lambda} k_{\rho}] + 2d_1 d_3 e_{\mu}^{(31)} e_{\nu}^{(31)} (p_1 p_3)_{\lambda\rho} \},$$

$$t_{[\mu\nu][\lambda\rho]}(B) = \frac{2}{d_1 d_3} \{ (1 - \hat{P}_{\lambda\rho}) [(d_1^2 + d_3^2) g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho} + \frac{(d_1^2 p_{3\mu} - d_3^2 p_{1\mu}) k_{\rho} [p_1 p_3]_{\mu\nu}}{d_1 d_3}] + \quad (18)$$

$$+ (1 - \hat{P}_{\mu\nu} - \hat{P}_{\lambda\rho} + \hat{P}_{\mu\nu} \hat{P}_{\lambda\rho}) [g_{\mu\rho} e_{\nu}^{(31)} (d_3^2 p_{1\mu} - d_1^2 p_{3\mu}) +$$

$$+ \frac{d_1^2 - (d_1 - d_3)(m^2 + (p_1 p_3))}{d_1} g_{\nu\alpha} k_{\rho} p_{1\mu} + \frac{d_3^2 - (d_3 - d_1)(m^2 + (p_1 p_3))}{d_3} g_{\nu\alpha} k_{\rho} p_{3\mu} \},$$

where we use notation $(ab)_{\lambda\rho} = a_{\lambda} b_{\rho} + b_{\lambda} a_{\rho}$ and $[ab]_{\alpha\beta} = a_{\alpha} b_{\beta} - a_{\beta} b_{\alpha}$.

The tensor $Q_{\mu\nu\lambda\rho}$ was calculated in Ref. [8] for the case of $k^2 \neq 0$ using the method of the invariant integration. The expression for this tensor in the case of $k^2 = 0$ is given in Ref. [9] and it can be written as

$$Q_{\mu\nu\lambda\rho} = 2\pi\beta [D_1 g_{\mu\lambda} g_{\nu\rho} + D_2 g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu} + D_3 g_{\nu\lambda} g_{\mu\rho} + \frac{D_4}{a^2} g_{\mu\nu} k_{\lambda} k_{\rho} + \frac{D_5}{a^2} g_{\lambda\rho} q_{\mu} q_{\nu} + \quad (19)$$

$$+ \frac{D_6}{a^3} (g_{\lambda\mu} q_{\nu} k_{\rho} + g_{\nu\rho} q_{\mu} k_{\lambda}) + \frac{D_7}{a^3} (g_{\lambda\nu} q_{\mu} k_{\rho} + g_{\mu\rho} q_{\nu} k_{\lambda}) + \frac{D_8}{a^4} q_{\mu} q_{\nu} k_{\lambda} k_{\rho}],$$

where $\beta = (1 - 4m^2 / Q^2)^{1/2}$, $a = (kq)$ and the structure functions $D_1 - D_8$ have the following form

$$D_1 = -2 - \frac{Q^4}{4a^2} + \frac{Q^2}{2a^2} (6a - m^2) + \frac{L}{a^2} [m^2 (Q^2 - 2a - m^2) + a(a - Q^2)], \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
 D_2 &= -\frac{Q^2}{4a^2}(3Q^2 - 4a + 2m^2) + \frac{L}{a^2}[a(a - Q^2 + 2m^2) + \frac{Q^4}{2} - m^4], \\
 D_3 &= -\frac{Q^2}{4a^2}(Q^2 + 4a + 2m^2) + \frac{L}{a^2}(a + m^2)(Q^2 - a - m^2), \\
 D_4 &= q^2(D_2 - \frac{Q^2 q^2}{a^2} + 2\frac{m^2 q^2}{a^2}L), \quad D_5 = 0, \quad D_6 = -a^2 D_1, \\
 D_7 &= -a^2 D_3, \quad D_8 = a^2(D_1 + D_3), \quad L = \frac{1}{\beta} \ln \frac{1+\beta}{1-\beta}.
 \end{aligned}$$

Unpolarized case.

In the case when all particles are unpolarized, we have

$$\Sigma(B; 0) = \frac{1}{2}(e_{1\mu}e_{1\nu} + e_{2\mu}e_{2\nu})t_{\lambda\rho}(B; 0)Q_{\mu\nu\lambda\rho}. \tag{21}$$

The current tensor in the case of unpolarized initial electron is given by

$$t_{\lambda\rho}(B; 0) = q^2 g_{\lambda\rho} + 2(pp_2)_{\lambda\rho}. \tag{22}$$

Performing the contraction of the tensors in the expression (21), one can obtain

$$\Sigma(B; 0) = -2\pi\beta\{2(q^2 + 2m^2)D_2 + 4dd_2 \frac{1}{a^2}D_4 + (D_1 + D_3)[2m^2 + \frac{d^2 + d_2^2}{a^2}q^2]\}. \tag{23}$$

A similar expression was calculated in Ref. [21] for the case of the lepton pair photoproduction on a proton target, $\gamma p \rightarrow l^+ l^- p$, taking into account the Bethe-Heitler mechanism. This process was proposed to test a lepton universality by detecting the recoil proton.

Note that the expression (23) for the unpolarized cross section, calculated by the authors in Ref. [9], is not correct. The reason is that they used for the unpolarized photon spin-density matrix the expression $g_{\mu\nu}/2$ and contracted it with the tensor $Q_{\mu\nu\lambda\rho}$. It is not correct procedure because the expression for the tensor $Q_{\mu\nu\lambda\rho}$ is not gauge invariant (here the terms proportional to k_μ and k_ν were omitted).

Linearly polarized photon beam.

In the case of the linearly polarized photon beam, we have

$$\Sigma(B; \xi) = \frac{1}{2}[\xi_1(e_{1\mu}e_{2\nu} + e_{2\mu}e_{1\nu}) + \xi_3(e_{1\mu}e_{1\nu} - e_{2\mu}e_{2\nu})]Q_{\mu\nu\lambda\rho}t_{\lambda\rho}(B; 0). \tag{24}$$

The contraction of these tensors in the above expression gives

$$\Sigma(B; \xi) = -4\pi\beta \frac{1}{a^2}(D_1 + D_3)(m^2 a^2 + dd_2 q^2)(\xi_1 \sin 2\phi + \xi_3 \cos 2\phi). \tag{25}$$

Circularly polarized photon beam.

In the case of the circularly polarized photon beam, we have

$$\Sigma(B; s, \xi_2) = -\frac{i}{2}\xi_2(e_{1\mu}e_{2\nu} - e_{2\mu}e_{1\nu})Q_{\mu\nu\lambda\rho}t_{\lambda\rho}(B; s). \tag{26}$$

The current tensor in the case of polarized initial electron is given by

$$t_{\lambda\rho}(B; s) = 2im \langle \lambda\rho qs \rangle, \tag{27}$$

where s is the polarization 4-vector of the initial electron which satisfies the following conditions: $(ps) = 0, s^2 = -1$. In the laboratory system this vector has the form: $s = (0, \vec{s})$, where the unit vector \vec{s} is determined by the polar and azimuthal angles θ^* and ϕ^* , respectively.

The contraction of these tensors in the above expression gives

$$\Sigma(B; s, \xi_2) = 4\pi\beta m\xi_2 (D_1 - D_3) [\langle e_1 e_2 q s \rangle - \frac{1}{a} ((q e_1) \langle k e_2 q s \rangle - (q e_2) \langle k e_1 q s \rangle)]. \quad (28)$$

As follows from this expression, the electron polarization vector normal to the plane (\vec{k}, \vec{p}_2) does not contribute to the polarization observable. Indeed, let us choose $s_\mu^N \sim \langle \mu k p p_2 \rangle$ (in the laboratory system we have $s_\mu^N = (0, \vec{s}^N)$, where $\vec{s}^N \sim (\vec{k} \times \vec{p}_2)$), then we have $\langle e_1 e_2 q s^N \rangle = 0$ and $(q e_1) \langle k e_2 q s^N \rangle = (q e_2) \langle k e_1 q s^N \rangle$. Thus, only components of the electron polarization vector which belong to the plane (\vec{k}, \vec{p}_2) give nonzero contribution to the polarization observables, namely they are s_x and the following combination $s_x \cos\phi + s_y \sin\phi$.

In the chosen coordinate system we can write

$$\Sigma(B; s, \xi_2) = 2\pi\beta\xi_2 (D_1 - D_3) [2m |\vec{p}_2| \sin\theta (s_x \cos\phi + s_y \sin\phi) + (q^2 \frac{d+d_2}{a} + 2m^2 \frac{a}{d}) s_z]. \quad (29)$$

Note that if the electron polarization vector is parallel or antiparallel to the photon beam momentum, then the cross section is not dependent on the azimuthal angle.

THE $\gamma - e$ CONTRIBUTION

The tensor $T_{\mu\nu}(C)$ can be represented as a product of two tensors of the second and fourth rank

$$T_{\mu\nu}(C) = t_{\lambda\rho}(C) t_{\mu\nu\lambda\rho}(C), \quad (30)$$

where the current tensor $t_{\lambda\rho}(C)$ describes the transition $\gamma^*(Q) \rightarrow e^+(p_3) + e^-(p_1)$ and the tensor $t_{\mu\nu\lambda\rho}(C)$ describes the process $\gamma(k) + e^-(p) \rightarrow \gamma^*(Q) + e^-(p_2)$.

We consider the case when the produced electron-positron pair is unpolarized. Then the current tensor is given by

$$t_{\lambda\rho}(C) = -2Q^2 g_{\lambda\rho} + 4(p_1 p_3)_{\lambda\rho}. \quad (31)$$

The part of the distribution, caused by the $\gamma - e$ diagrams, can be written as

$$\frac{d\sigma(C)}{dq^2 dQ^2 d\phi} = \frac{\alpha^3}{16\pi^2 d^2 Q^4} \rho_{\mu\nu}^\gamma t_{\mu\lambda\nu\rho}(C) C_{\lambda\rho}, \quad (32)$$

where we introduce

$$C_{\lambda\rho} = \int t_{\lambda\rho}(C) \frac{d^3 p_1 d^3 p_3}{2E_1 2E_3} \delta^{(4)}(Q - p_1 - p_3). \quad (33)$$

Taking into account that $Q_\lambda C_{\lambda\rho} = Q_\rho C_{\lambda\rho} = 0$ and that the tensor $C_{\lambda\rho}$ depends only on one variable Q_μ , we can write the general form for the tensor $C_{\lambda\rho}$ as

$$C_{\lambda\rho} = C(Q^2) (g_{\lambda\rho} - \frac{1}{Q^2} Q_\lambda Q_\rho). \quad (34)$$

The function $C(Q^2)$ can be easily calculated in the c.m.s. of the electron-positron pair. As a result we obtain

$$C(Q^2) = -\frac{2\pi}{3} \beta (Q^2 + 2m^2). \quad (35)$$

Write down the expression for the distribution, caused by the $\gamma - e$ diagrams, in the form

$$\frac{d\sigma(C)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3}{16\pi^2 Q^4} \frac{C(Q^2)}{d^2} \Sigma(C), \quad (36)$$

where

$$\Sigma(C) = \rho_{\mu\nu}^\gamma (g_{\lambda\rho} - \frac{1}{Q^2} Q_\lambda Q_\rho) t_{\mu\nu\lambda\rho}(C).$$

Unpolarized case.

In the case when all particles are unpolarized, we have

$$\Sigma(C; 0) = \frac{1}{2} (e_{1\mu} e_{1\nu} + e_{2\mu} e_{2\nu}) (g_{\lambda\rho} - \frac{1}{Q^2} Q_\lambda Q_\rho) t_{\mu\nu\lambda\rho}(C; 0). \quad (37)$$

The tensor $t_{\mu\nu\lambda\rho}(C)$, caused by the $\gamma - e$ diagrams, in the case of unpolarized particles has the following expression (we present here only symmetrical (over the λ, ρ indices) part of this tensor since the antisymmetrical part does not contribute in the case when the produced electron-positron pair is unpolarized)

$$\begin{aligned} t_{(\mu\nu)(\lambda\rho)}(C; 0) = & \frac{1}{dd_2} \{ g_{\lambda\rho} [(d-d_2)^2 g_{\mu\nu} + dd_2 Q^2 e_\mu^{(20)} e_\nu^{(20)}] + 2dd_2 (1 + \hat{P}_{\mu\nu}) g_{\lambda\nu} g_{\mu\rho} + 2(pp_2)_{\mu\nu} k_\lambda k_\rho + \\ & + (1 + \hat{P}_{\mu\nu} + \hat{P}_{\lambda\rho} + \hat{P}_{\mu\nu} \hat{P}_{\lambda\rho}) g_{\rho\nu} [-k_\lambda (dp_{2\mu} + d_2 p_\mu) + N(p_\lambda + p_{2\lambda}) e_{1\mu}] - N[\frac{1}{d_2} (p_2 e_1)_{\mu\nu} (kp)_{\lambda\rho} + \frac{1}{d} (p e_1)_{\mu\nu} (kp_2)_{\lambda\rho}] - \\ & - g_{\mu\nu} [(d_2 - d)(kp_2)_{\lambda\rho} + (d - d_2)(kp)_{\lambda\rho} - 2(m^2 - (pp_2)) k_\lambda k_\rho] + 2dd_2 e_\mu^{(20)} e_\nu^{(20)} (pp_2)_{\lambda\rho} \}, \end{aligned} \quad (38)$$

where $\hat{P}_{\mu\nu}$ is the $\mu \leftrightarrow \nu$ permutation operator, the averaging over the initial electron spin is taken into account in this tensor.

Performing the contraction of the tensors in the expression (37), one can obtain

$$\Sigma(C; 0) = -\frac{1}{dd_2} \{ 2(d^2 + d_2^2) + (Q^2 + 2m^2)[q^2 + \frac{m^2}{dd_2} (d - d_2)^2] \}. \quad (39)$$

Linearly polarized photon beam.

In the case of the linearly polarized photon beam, we have

$$\Sigma(C; \xi) = \frac{1}{2} [\xi_1 (e_{1\mu} e_{2\nu} + e_{2\mu} e_{1\nu}) + \xi_3 (e_{1\mu} e_{1\nu} - e_{2\mu} e_{2\nu})] (g_{\lambda\rho} - \frac{1}{Q^2} Q_\lambda Q_\rho) t_{\mu\nu\lambda\rho}(C; 0). \quad (40)$$

The contraction of these tensors in the above expression gives

$$\Sigma(C; \xi) = -\frac{1}{dd_2} (Q^2 + 2m^2) [q^2 + \frac{m^2}{dd_2} (d - d_2)^2] (\xi_1 \sin 2\phi + \xi_3 \cos 2\phi). \quad (41)$$

Circularly polarized photon beam.

The tensor $t_{\mu\nu\lambda\rho}(C; s)$, caused by the $\gamma - e$ diagrams, in the case of the polarized initial electron has the following expression

$$\begin{aligned} t_{\mu\nu\lambda\rho}(C; s) = & \frac{im}{2d^2 d_2^2} \{ 4dd_2 (p_\lambda p_\rho + p_{2\lambda} p_{2\rho}) - 2(d^2 + d_2^2) (pp_2)_{\lambda\rho} - [Q^2 (d + d_2)^2 - 2d(d^2 - d_2^2)] g_{\lambda\rho} \} \langle \mu\nu ks \rangle - \\ & - \frac{im}{dd_2^2} \langle \mu\nu kq \rangle [-dd_2 (se^{(20)})_{\lambda\rho} + (d + d_2) (p_2 s) g_{\lambda\rho}] - \\ & - \frac{im}{2d^2 d_2^2} (1 + \hat{P}_{\lambda\rho}) \langle \mu\nu \rho k \rangle [d(d + d_2) (Q^2 + 2d_2 - 2d) s_\lambda - 2(d(p_2 s) + d_2 (ks)) (d_2 p_{2\lambda} - dp_\lambda)]. \end{aligned} \quad (42)$$

The contraction of this tensor with the tensor $C_{\lambda\rho}$ leads to the following expression (we omit here the terms proportional to k_μ and k_ν since they do not contribute to the observables)

$$S_{\mu\nu}(C;s) = a_1 \langle \mu\nu ks \rangle + a_2 \langle \mu\nu pk \rangle, \quad (43)$$

where we introduce

$$a_1 = -im \frac{C(Q^2)}{d^2 d_2^2} [4dd_2(d-d_2) - d_2 Q^2(3d+d_2) - 2m^2(d-d_2)^2],$$

$$a_2 = 2im \frac{C(Q^2)}{d_2 d^2} (d-d_2)(p_2 s).$$

From the formula (43) one can conclude that if the electron polarization vector is perpendicular to the plane (\vec{k}, \vec{p}_2) then it does not contribute to the polarization observable. The coefficient $a_2 = 0$ since $(p_2 s^N) = 0$ and the expression $\langle \mu\nu ks^N \rangle \sim k_\mu(dp_{2\nu} - d_2 p_\nu) + k_\nu(d_2 p_{2\mu} - dp_{2\mu})$ and it also does not contribute to the polarization effects. Thus, only components of the electron polarization vector which belong to the plane (\vec{k}, \vec{p}_2) give nonzero contribution to the polarization observables, namely, they are s_z and the following combination $s_x \cos\phi + s_y \sin\phi$.

The contraction of this tensor with the photon spin-density matrix leads to non-zero result in the case when the photon beam is circularly polarized. The contraction is

$$\begin{aligned} \Sigma(C; s, \xi_2) = & -\xi_2 \frac{1}{dd_2} \{m |\vec{p}_2| \sin\theta d_2 (Q^2 - q^2) (s_x \cos\phi + s_y \sin\phi) + s_z [m |\vec{p}_2| \cos\theta d_2 (Q^2 - q^2) + \\ & + 2dd_2(Q^2 + q^2) + 2m^2(d-d_2)^2 + d_2(d_2-d)Q^2]\}, \end{aligned} \quad (44)$$

$$m |\vec{p}_2| \cos\theta = \frac{m^2}{2d} (Q^2 - q^2) - \frac{q^2}{2}, \quad \vec{p}_2^2 \sin^2\theta = -\frac{1}{d^2} [m^2(d-d_2)^2 + dd_2 q^2],$$

where $s_i, i = x, y, z$ are the components of the electron polarization vector in the laboratory system ($s_z = \cos\theta^*$, $s_x = \sin\theta^* \cos\phi^*$, $s_y = \sin\theta^* \sin\phi^*$). Note that if the electron polarization vector is parallel or antiparallel the photon beam momentum, then the cross section is not dependent on the azimuthal angle.

DIFFERENT DISTRIBUTIONS

The differential cross section of the reaction (1), in the case when the electron target and photon beam are polarized (the polarization state of the photon beam is described by the Stokes parameters) and the produced electron-positron pair is not detected, can be written as

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma} = \frac{d\sigma^{(U)}}{d\Phi} + (\xi_1 \sin 2\phi + \xi_3 \cos 2\phi) \frac{d\sigma^{(L)}}{d\Phi} + \xi_2 (s_x \cos\phi + s_y \sin\phi) \frac{d\sigma^{(CT)}}{d\Phi} + \xi_2 s_z \frac{d\sigma^{(CL)}}{d\Phi}, \quad (45)$$

where the first term describes the unpolarized differential cross section of the reaction (1), the second term corresponds to the part of the differential cross section caused by the linearly polarized photon beam. The third (fourth) term corresponds to the part of the differential cross section caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when the polarization vector of the target is orthogonal (parallel) to the photon momentum.

The azimuthal integration in (45) leads to multiplication of the $d\sigma^{(U)}$ and $d\sigma^{(CL)}$ by factor 2π , and to extract the part $d\sigma^{(CL)}$ we have to take the difference of the events number with two opposite values of z-component of the target electron polarization, s_z . To separate the part $d\sigma^{(CT)}$ at fixed electron polarization, it is enough to take difference between the events number in the forward ($0 < \phi < \pi/2, 3\pi/2 < \phi < 2\pi; \cos\phi > 0$) and backward ($\pi/2 < \phi < 3\pi/2; \cos\phi < 0$) hemispheres. To probe the part $d\sigma^{(L)}$, it is allowed to sum the events in the sectors

$(0 < \phi < \pi/4, 7\pi/4 < \phi < 2\pi); (3\pi/4 < \phi < 5\pi/4)$ and subtract the events number in the sectors $(\pi/4 < \phi < 3\pi/4); (5\pi/4 < \phi < 7\pi/4)$.

Double differential distributions

The unpolarized part of the differential cross section can be read as

$$\frac{d\sigma^{(U)}}{d\Phi} = \frac{d\sigma^{(U)}(B)}{d\Phi} + \frac{d\sigma^{(U)}(C)}{d\Phi}, \tag{46}$$

$$\frac{d\sigma^{(U)}(B)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3 \beta}{2\pi q^4 m^2 \omega^2} (A - \frac{B}{r_1^2} L), \tag{47}$$

where the functions A and B are

$$A = m^2 + \frac{q^2}{2} + \frac{2}{r_1} (q^4 + 3m^2 q^2 + 2m^4 - m\omega q^2) + \frac{2q^2}{r_1^2} [q^4 + m^2 (2m^2 + 3q^2 + 2\omega^2) - 4m\omega(m^2 + 2q^2)] + 8m\omega(2m\omega - q^2)(m^2 + 2q^2) \frac{q^2}{r_1^3} + 16m^2 \omega^2 \frac{q^4}{r_1^4} (m^2 + 2q^2), \tag{48}$$

$$B = 8m^2 \omega^2 \frac{q^2}{r_1^2} (q^4 + 6m^2 q^2 - 4m^4) + 4m\omega \frac{q^2}{r_1} [4m^3 (m + \omega) + 2mq^2 (\omega - 3m) - q^4] + \tag{49}$$

$$+ 2r_1 [4m^4 + q^4 + 2m(2m - \omega)q^2] + \frac{r_1^2}{2} (q^2 + 2m^2) + 4m(m - \omega)q^4 - 8m^6 + q^6 - 2m^2 q^2 (4m\omega - 2\omega^2),$$

$$\frac{d\sigma^{(U)}(C)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3 \beta}{12\pi Q^4 m^3 \omega^3} \frac{1}{r_2} (Q^2 + 2m^2) \{ 2m^2 (2\omega^2 - m^2) - \frac{m}{\omega} (2\omega^2 + m^2 + m\omega) Q^2 + \tag{50}$$

$$+ \frac{m}{\omega} [m^2 + 2\omega(m + \omega)] q^2 + \frac{m}{2\omega} Q^2 q^2 + \frac{1}{2} (1 - \frac{m}{\omega}) Q^4 + \frac{1}{2} q^4 + \frac{2}{r_2} m^3 \omega (Q^2 + 2m^2) \},$$

where $r_1 = Q^2 - q^2$ and $r_2 = 2m\omega + q^2 - Q^2$.

The part of the differential cross section caused by the linearly polarized photon beam can be read as

$$\frac{d\sigma^{(L)}}{d\Phi} = \frac{d\sigma^{(L)}(B)}{d\Phi} + \frac{d\sigma^{(L)}(C)}{d\Phi}, \tag{51}$$

$$\frac{d\sigma^{(L)}(B)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3 \beta}{\pi q^4 m \omega^2} \frac{1}{r_1^4} [\frac{1}{2} q^4 + m^2 Q^2 + 2m^2 (m^2 - q^2) L] \{ (m + 2\omega) q^4 + m Q^4 + 2q^2 [2m\omega^2 - (m + \omega) Q^2] \}, \tag{52}$$

$$\frac{d\sigma^{(L)}(C)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3 \beta}{12\pi Q^4 m^3 \omega^3} \frac{1}{r_2} (Q^2 + 2m^2)^2 [-m^2 + \frac{2\omega + m}{2\omega} q^2 - \frac{m}{2\omega} Q^2 + 2m^3 \frac{\omega}{r_2}]. \tag{53}$$

The part of the differential cross section, caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when its polarization vector is orthogonal to the photon momentum, can be written as

$$\frac{d\sigma^{(CT)}}{d\Phi} = \frac{d\sigma^{(CT)}(B)}{d\Phi} + \frac{d\sigma^{(CT)}(C)}{d\Phi}, \tag{54}$$

$$\frac{d\sigma^{(CT)}(B)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3}{2\pi} \frac{\beta}{q^4} \frac{|\vec{p}_2|}{m\omega^2} \frac{1}{r_1} \sin\theta [3Q^2 + q^2 - (Q^2 + q^2)L], \quad (55)$$

$$\frac{d\sigma^{(CT)}(C)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3}{12\pi} \frac{\beta}{Q^4} \frac{|\vec{p}_2|}{m^2\omega^3} \frac{1}{r_2} \sin\theta (Q^2 - q^2)(Q^2 + 2m^2). \quad (56)$$

The part of the differential cross section, caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when its polarization vector is parallel to the photon momentum, can be written as

$$\frac{d\sigma^{(CL)}}{d\Phi} = \frac{d\sigma^{(CL)}(B)}{d\Phi} + \frac{d\sigma^{(CL)}(C)}{d\Phi}, \quad (57)$$

$$\frac{d\sigma^{(CL)}(B)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3}{4\pi} \frac{\beta}{r_1 q^4} \frac{1}{m^2\omega^2} [3Q^2 + q^2 - (Q^2 + q^2)L] \left[\frac{m}{\omega} Q^2 - q^2 \left(1 + \frac{m}{\omega} - 4 \frac{m\omega}{r_1} \right) \right], \quad (58)$$

$$\frac{d\sigma^{(CL)}(C)}{d\Phi} = \frac{\alpha^3}{24\pi} \frac{\beta}{r_2 Q^4} \frac{1}{m^3\omega^3} (Q^2 + 2m^2) \left[\frac{m}{\omega} \left(1 + 2 \frac{m\omega}{r_2} \right) (Q^2 - q^2)^2 + q^4 - Q^4 + 4m\omega(Q^2 + q^2) \right]. \quad (59)$$

Distributions over Q^2 variable

Let us obtain the distributions over the square of the invariant mass of the produced electron-positron pair, i.e., over the Q^2 variable. To do this, it is necessary to integrate the distributions (46) - (59) over the q^2 variable. As a result, we have for the unpolarized part of the differential cross section

$$\frac{d\sigma^{(U)}}{dQ^2} = \frac{d\sigma^{(U)}(B)}{dQ^2} + \frac{d\sigma^{(U)}(C)}{dQ^2}, \quad (60)$$

$$\frac{d\sigma^{(U)}(B)}{dQ^2} = \frac{\alpha^3}{2\pi} \frac{\beta}{Q^6} \frac{1}{m^2\omega^2} \left[D_1 + D_2 \text{Ln} \left(\frac{V-\Delta}{V+\Delta} \right) + D_3 \text{Ln} \left[\frac{Q^2(m+2\omega) + \omega(\Delta-V)}{Q^2(m+2\omega) - \omega(\Delta+V)} \right] \right], \quad (61)$$

$$D_1 = \frac{\Delta}{3m\omega} \{ Q^6 - 4m\omega Q^4 - 8m^3\omega Q^2 + 4m^2 Q^2 (Q^2 + 7\omega^2) + 4m^4 (Q^2 + 17\omega^2) +$$

$$+ \frac{L}{Q^2} [-Q^8 + m\omega Q^6 + 12m^3\omega Q^4 - 2m^2 Q^4 (Q^2 + 8\omega^2) - 16\omega m^5 Q^2 + 4m^4 Q^2 (Q^2 - 21\omega^2) + 8m^6 (Q^2 + 17\omega^2)] \},$$

$$D_2 = 2m \{ RQ^2 (\omega - 3m) - 2m^3 (5Q^2 + 4\omega^2) + \frac{L}{Q^2} [RQ^4 (2m - \omega) + 2m^2 RQ^2 (3m - \omega) + 4m^3 Q^2 (m^2 + 4m\omega + \omega^2) - 16m^5 \omega^2] \},$$

$$D_3 = \frac{1}{2} [Q^4 (Q^2 - 4m\omega + 12m^2) + 8m^2 Q^2 (2m^2 - 2m\omega + \omega^2) + 32m^4 \omega^2 - \frac{L}{Q^2} (Q^4 + 4m^2 Q^2 - 8m^4) (Q^4 - 4m\omega Q^2 + 4m^2 Q^2 + 8m^2 \omega^2)],$$

$$\frac{d\sigma^{(U)}(C)}{dQ^2} = \frac{\alpha^3}{12\pi} \frac{\beta}{Q^4} \frac{Q^2 + 2m^2}{m^3\omega^3} \left\{ \frac{\Delta}{(m+2\omega)^2} [2m\omega(4Q^2 + \omega^2) + 2m^2(Q^2 + 9\omega^2)] + \right. \quad (62)$$

$$\left. + 16m^3\omega + 4m^4 + 7Q^2\omega^2 \right\} - [R(Q^2 + 2m^2) + 2m^2\omega^2] \text{Ln} \left(\frac{R+\Delta}{R-\Delta} \right),$$

where symbol Ln stands for natural logarithm and we introduce the following notation

$$\Delta = \sqrt{(Q^2 - 2m\omega)^2 - 4m^2Q^2}, R = Q^2 - 2m\omega - 2m^2, V = Q^2 + 2m\omega.$$

The Q^2 distribution of the differential cross section caused by the linearly polarized photon beam can be read as

$$\frac{d\sigma^{(L)}}{dQ^2} = \frac{d\sigma^{(L)}(B)}{dQ^2} + \frac{d\sigma^{(L)}(C)}{dQ^2}, \quad (63)$$

$$\frac{d\sigma^{(L)}(B)}{dQ^2} = \frac{\alpha^3 \beta}{\pi Q^6 m\omega^2} \frac{1}{6\omega} \left\{ \frac{\Delta}{Q^4} \left(L - \frac{Q^2}{4m^2} \right) + 2m \left(\frac{Q^2}{2m^2} + L \right) (\omega Q^2 + 2m^3 (1 + 17 \frac{\omega^2}{Q^2}) - 4\omega m^2) - \right. \quad (64)$$

$$\left. - m^2 L (5Q^2 + 8\omega^2) + \frac{Q^2}{2} (Q^2 - 2\omega^2) \right\} + 2m^2 [R(\omega + m(L-1)) - 2m^3 + 4m^2 \omega L (1 - \frac{m\omega}{Q^2})] Ln \left[\frac{Q^2 - 2m\omega - \Delta}{Q^2 - 2m\omega + \Delta} \right],$$

$$\frac{d\sigma^{(L)}(C)}{dQ^2} = \frac{\alpha^3 \beta}{12\pi Q^4} \frac{(Q^2 + 2m^2)^2}{m^3 \omega^3} (2\Delta - R Ln(\frac{R + \Delta}{R - \Delta})). \quad (65)$$

The Q^2 distribution of the differential cross section, caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when its polarization vector is orthogonal to the photon momentum, can be written as

$$\frac{d\sigma^{(CT)}}{dQ^2} = \frac{d\sigma^{(CT)}(B)}{dQ^2} + \frac{d\sigma^{(CT)}(C)}{dQ^2}, \quad (66)$$

$$\frac{d\sigma^{(CT)}(B)}{dQ^2} = \frac{\alpha^3 \beta}{4Q^2 m^2 \omega^3} \left\{ Q^2 (1-L) \sqrt{m^2 + 2m\omega} + Q^2 [m - 3\omega + (\omega - m)L] + 2m\omega [\omega(3-L) + 2\sqrt{Q^2} (L-2)] \right\}, \quad (67)$$

$$\frac{d\sigma^{(CT)}(C)}{dQ^2} = -\frac{\alpha^3 \beta}{48 Q^4} \frac{(Q^2 + 2m^2)}{m^2 \omega^2} \left\{ 8m^2 + \frac{1}{\sqrt{m}} (m + 2\omega)^{-3/2} [\Delta^2 + 4mR(m + 2\omega)] \right\}. \quad (68)$$

The Q^2 distribution of the differential cross section, caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when its polarization vector is parallel to the photon momentum, can be written as

$$\frac{d\sigma^{(CL)}}{dQ^2} = \frac{d\sigma^{(CL)}(B)}{dQ^2} + \frac{d\sigma^{(CL)}(C)}{dQ^2}, \quad (69)$$

$$\frac{d\sigma^{(CL)}(B)}{dQ^2} = \frac{\alpha^3 \beta}{4\pi Q^2 m^2 \omega^2} \left\{ 2\Delta(7-3L) + 2[2(Q^2 - 3m\omega) - L(Q^2 - 2m\omega)] Ln \left(\frac{V - \Delta}{V + \Delta} \right) + \right. \quad (70)$$

$$\left. + \frac{1}{\omega} [\omega(L-3)(Q^2 - 4m\omega) + mQ^2(1-L)] Ln \left[\frac{Q^2(m + \omega) - 2m\omega^2 + \omega\Delta}{Q^2(m + \omega) - 2m\omega^2 - \omega\Delta} \right] \right\},$$

$$\frac{d\sigma^{(CL)}(C)}{dQ^2} = \frac{\alpha^3 \beta}{12\pi Q^4} \frac{Q^2 + 2m^2}{m^3 \omega^2} \left\{ \frac{\Delta}{(m + 2\omega)^2} [(m + 3\omega)R + 4m(m + 2\omega)^2] + 2m(m\omega + m^2 - Q^2) Ln \left(\frac{R + \Delta}{R - \Delta} \right) \right\}. \quad (71)$$

Distributions over q^2 variable

Let us obtain the distributions over the q^2 variable. To do this, it is necessary to integrate the distributions (46) - (59) over the Q^2 variable. As a result, we have for the unpolarized part of the differential cross section

$$\frac{d\sigma^{(U)}}{dq_m^2} = \frac{d\sigma^{(U)}(B)}{dq_m^2} + \frac{d\sigma^{(U)}(C)}{dq_m^2}, q_m^2 = -q^2, \quad (72)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(U)}(B)}{dq_m^2} = & \frac{\alpha^3}{2\pi} \frac{1}{m^2 \omega^2} \left\{ \frac{1}{2q^4} (q^4 - 2m\omega q^2 + 4m^2 q^2 + 4m^4) \text{Ln} \left(\frac{1+r}{1-r} \right) \text{Ln} \left[\frac{m^3 Y}{q^2 \omega^2} (1-\bar{\beta})^{-2} \right] + \right. \\ & \left. + \frac{1}{q^4} [2q^4 - 2m\omega q^2 + 5m^2 q^2 + 2m^4] \text{Ln} G_1 + \frac{2}{q^4 \bar{\beta}^5} \text{Ln} \left[\frac{2m^2(Y+m) - Yq^2(1-r\bar{\beta})}{2m^2(Y-m)} \right] \right\} \\ [8 \frac{m^7}{q^4} (\omega - 4m - 2 \frac{m}{q^2} (4m^2 + 2m\omega - \omega^2)) - 4m^3 \frac{\omega^2}{q^4} + 4 \frac{m^4}{q^2} (\omega^2 - 8m\omega + 11m^2) + q^2 (q^2 - m\omega - 7m^2) + 4m^3 (3\omega + m)] + \\ & + 2\bar{\beta}^{-5} \text{ArcTan}h(r\bar{\beta}^{-1}) [1 - 64 \frac{\omega^2 m^{10}}{q^{12}} - 2m \frac{\omega + 2m}{q^2} - \frac{8m^4}{3q^6} (4\omega^2 + 24m\omega - 21m^2) + \frac{32m^8}{3q^{10}} (7\omega^2 - 6m\omega - 12m^2) + \\ & + \frac{8m^2}{3q^4} (\omega^2 + 9m\omega - 6m^2) + \frac{16m^6}{3q^8} (4\omega^2 + 3m\omega + 12m^2)] - r [2 - \frac{Y}{m} + 2 \frac{m}{q^2} (3m - 3\omega - Y) + \frac{4m^2}{3q^4} (3m^2 - \omega^2) + \\ & + \frac{16m^5(m^2 + 2q^2)}{3\omega q^6} (1-\bar{\beta})^{-3} - \frac{4m^3}{3\omega q^6} (1-\bar{\beta})^{-2} (q^2(6q^2 - 11m\omega + 3m^2) - 4\omega m^3) + \frac{2m}{3\omega q^4} (1-\bar{\beta})^{-1} (3q^4 - 21m\omega q^2 + \\ & + m^2(4\omega^2 + 9q^2 - 6m\omega + 6m^2))] - \text{Ln} \left(\frac{1+r}{1-r} \right) \left[\frac{1}{2mq^4} (q^2 + 2m^2)(Yq^2 - 2m^3) - \frac{8m^5}{3\omega q^8 (1-\bar{\beta})^3} (q^4 + 6m^2 q^2 - 4m^4) + \right. \\ & \left. + 2 \frac{m^3}{\omega q^6} (1-\bar{\beta})^{-2} (q^2(q^2 - 2m\omega + 6m^2) - 4m^3(\omega + m)) + \frac{m}{\omega q^6} (1-\bar{\beta})^{-1} (-q^6 + 4m\omega q^4 + 4m^2 q^2 (2m\omega - q^2 - \omega^2) + 8m^6) \right] - \\ & - \frac{1}{q^4} (q^4 - 2m\omega q^2 + 4m^2 q^2 + 4m^4) \left[\text{Li}_2 \left(\frac{1-r}{2} \right) - \text{Li}_2 \left(\frac{1-r}{1-\bar{\beta}} \right) - \text{Li}_2 \left(\frac{1-r}{1+\bar{\beta}} \right) + \text{Li}_2 \left(\frac{1+r}{1+\bar{\beta}} \right) + \text{Li}_2 \left(\frac{1+r}{1-\bar{\beta}} \right) - \text{Li}_2 \left(\frac{1+r}{2} \right) \right] \}, \end{aligned} \quad (73)$$

$$\frac{d\sigma^{(U)}(C)}{dq_m^2} = \frac{\alpha^3}{12\pi} \frac{1}{m^3 \omega^3} \left\{ \frac{r}{6m\omega y^3} [48\omega^2 m^8 + 96\omega m^7 (\omega^2 - q^2) + 48m^6 (3\omega^2 q^2 + \omega^4) + \right. \quad (74)$$

$$+ 4m^5 (26\omega^3 q^2 + 40\omega^5 + 23\omega q^4) + 2m^4 q^2 (11q^4 + 40\omega^2 q^2 + 120\omega^4) + 2\omega q^2 m^3 (12\omega^4 + 70q^2 \omega^2 + 7q^4) +$$

$$+ q^4 m^2 (-3q^4 + 40\omega^2 q^2 + 36\omega^4) + m\omega q^6 (5q^2 + 18\omega^2) + 3\omega^2 q^8 + 3\bar{\beta}\omega q^2 y^3 (\omega - m) + 12y\omega m^5 \frac{(y + 2m^2)^2}{2m^2 + (\bar{\beta} - 1)q^2} \Big] -$$

$$- \frac{2}{3} \frac{rm^3}{\omega Y q^2 y^2} [\omega q^4 (q^2 + 6m\omega) + 4\omega m^2 q^2 (q^2 + 4\omega^2) + 2m^3 (q^4 + 4q^2 \omega^2 + 8\omega^4)] + \frac{1}{2\omega} [2m(m + \omega)^2 - \omega q^2] \text{Ln} G_1 -$$

$$- \frac{\text{Ln} G_2}{y^3 \sqrt{y(y - 4m^2)}} [16\omega m^7 (m - \omega)^2 - 32q^2 m^7 (m + \omega) + 4m^4 q^4 (2m^2 + 3q^2) - 8m^4 \omega^4 (5q^2 - 6m^2) +$$

$$+ 4m^4 \omega^2 q^2 (12m^2 + 13q^2) + 16m^5 \omega^3 (5q^2 - \omega^2) + 4\omega q^4 m^3 (11m^2 - 11\omega^2 + 4q^2) - q^8 (8m\omega + q^2) - 2m^2 q^6 (13\omega^2 - q^2) \Big] \},$$

where

$$\bar{\beta}^2 = 1 - \frac{4m^2}{q^2}, Y = m + \omega(1 - \bar{\beta}), r = \sqrt{1 - \frac{4m^3}{Yq^2}}, y = q^2 + 2m\omega, G_1 = \frac{q^2}{2m^3} (1+r)Y - 1,$$

$$Li_2(x) = -\int_0^x \frac{dt}{t} \ln(1-t), \quad G_2 = \frac{1}{2m^2\omega} [2m^2 + q^2(\bar{\beta} - 1)]^{-1} \{q^2 Y [r\sqrt{y(y-4m^2)} + y - 2m^2] - 2ym^3\}.$$

The q^2 distribution of the differential cross section caused by the linearly polarized photon beam can be read as

$$\frac{d\sigma^{(L)}}{dq_m^2} = \frac{d\sigma^{(L)}(B)}{dq_m^2} + \frac{d\sigma^{(L)}(C)}{dq_m^2}, \tag{75}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(L)}(B)}{dq_m^2} = & \frac{\alpha^3}{\pi} \frac{1}{m\omega^2 q^4} \left\{ -\frac{r}{6} [3q^2(m+\omega) + 4m\omega^2 - 3\frac{m^2\bar{\beta}}{\omega(1-\bar{\beta})^2} (q^2 + 2mY) + 8\frac{m^5}{q^2} (1-\bar{\beta})^{-2} + 4\frac{m^4}{\omega q^2} \frac{(q^2 + 2m^2)}{(1-\bar{\beta})^3}] + \right. \\ & \left. + m^3 \text{Ln}G_1 + 2\frac{m^4(m^2 - q^2)}{\omega q^2 (1-\bar{\beta})^2} \left[\frac{8}{3} \frac{m^2}{q^2} (1-\bar{\beta})^{-1} - 1 \right] \text{Ln}\left(\frac{1+r}{1-r}\right) + \frac{4}{3} \frac{\omega^2 m^3}{\bar{\beta} q^2} \text{Ln}\left[\frac{2m^2(Y+m) - Yq^2(1-r\bar{\beta})}{2m^2\omega(1-\bar{\beta})}\right] \right\}, \tag{76} \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma^{(L)}(C)}{dq_m^2} = \frac{\alpha^3}{12\pi} \frac{1}{m^3\omega^3} \left\{ -\frac{2m^2 r}{6\omega y^3} [24\omega^2 m^5 + 48\omega m^4(\omega^2 - q^2) + 24\omega^2 m^3(\omega^2 + 3q^2) + 2\omega q^2 m^2(23q^2 + 56\omega^2) + \right. \tag{77}$$

$$\left. + m q^4(11q^2 + 94\omega^2) + 22\omega q^6 - \frac{3q^2 y^3}{2m^2} (m + \omega(1-\bar{\beta})) + 4ym^3 \frac{mq^2 + 2y\omega}{m + \omega(1-\bar{\beta})} - 6y\omega m^2 \frac{(y + 2m^2)^2}{2m^2 + q^2(\bar{\beta} - 1)} \right] +$$

$$+ \frac{1}{\omega} (m^3 + 2m^2\omega - \omega q^2) \text{Ln}G_1 - \frac{\text{Ln}G_2}{y^3 \sqrt{y(y-4m^2)}} [16\omega m^9 - 32m^8(q^2 + \omega^2) - 16\omega m^7(2q^2 + \omega^2) - 8m^6(q^4 - 4\omega^2 q^2 - 4\omega^4) +$$

$$\left. + 4\omega q^2 m^5(11q^2 + 16\omega^2) - 4m^4 q^2(4\omega^4 - 12\omega^2 q^2 - 3q^4) - 16\omega m^3 q^4(2\omega^2 - q^2) - 2m^2 q^6(12\omega^2 - q^2) - 8m\omega q^8 - q^{10} \right] \}.$$

The q^2 distribution of the differential cross section, caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when its polarization vector is orthogonal to the photon momentum, can be written as

$$\frac{d\sigma^{(CT)}}{dq_m^2} = \frac{d\sigma^{(CT)}(B)}{dq_m^2} + \frac{d\sigma^{(CT)}(C)}{dq_m^2}, \tag{78}$$

$$\frac{d\sigma^{(CT)}(C)}{dq_m^2} = \frac{\alpha^3}{12\pi} \frac{1}{m^2\omega^3} \frac{1}{\sqrt{b(a+c)}} \left\{ \frac{\bar{\beta} q^2}{3my} \frac{a+c}{a} (3ay + 4m^2 q^2) K\left(\frac{a(b-c)}{b(a+c)}\right) + \right. \tag{79}$$

$$\left. + \frac{2m^2}{3\omega y^2} \frac{a+c}{ac} E\left(\frac{a(b-c)}{b(a+c)}\right) [3ab(3q^4 + 4m\omega(m\omega - 2m^2 + 2q^2)) - yq^2(a(b+c) - bc)] - \right.$$

$$\left. - 4\frac{\omega\bar{\beta}}{y^2} q^2 (2m^2 + y)(4m^2 - y) \Pi\left(\frac{(a+y)(b-c)}{(a+c)(b-y)} \middle| \frac{a(b-c)}{b(a+c)}\right) + 2\frac{\bar{\beta}}{m^2} q^2 [(m+\omega)q^2 - 2m^2\omega] \Pi\left(\frac{(c-b)}{(a+c)} \middle| \frac{a(b-c)}{b(a+c)}\right) \right\},$$

where K, E , and Π are the standard elliptic functions [22] and

$$a = -\frac{q^2}{m} (m + \omega + \omega\bar{\beta}), \quad b = \frac{q^2}{m} (m + \omega - \omega\bar{\beta}), \quad c = 4m^2.$$

Note that we can not represent the analytic expression for the contribution $d\sigma^{(CT)}(B)/dq_m^2$ in terms of the elementary or known special functions.

The q^2 distribution of the differential cross section, caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when its polarization vector is parallel to the photon momentum, can be written as

$$\frac{d\sigma^{(CL)}}{dq_m^2} = \frac{d\sigma^{(CL)}(B)}{dq_m^2} + \frac{d\sigma^{(CL)}(C)}{dq_m^2}, \quad (80)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(CL)}(B)}{dq_m^2} = & \frac{\alpha^3}{4\pi} \frac{1}{m^2 \omega^2 q^4} \left\{ \frac{rYq^2}{4m\omega} [q^2(7Y+8m-16\omega)-6m^3] - 8q^2 \bar{\beta}(m\omega-q^2) \text{ArcTanh} \frac{r}{(1-\bar{\beta})} + 8q^2 \frac{mY}{1-\bar{\beta}} \left(\text{Ln} \left(\frac{1+r}{1-r} \right) - 2r \right) - \right. \\ & \left. - \text{Ln} \left(\frac{1+r}{1-r} \right) \left[\frac{m^2}{\omega} (3m^3 - 4\omega q^2) + \frac{Yq^4}{2m\omega} (Y+2m-2\omega) + 4m\omega q^2 + q^2 (q^2 - 2m\omega) \left(\text{Ln} \left[\frac{\omega^2 q^2 (1-\bar{\beta})^2}{m^3 Y} \right] + 4 \right) \right] + \right. \end{aligned} \quad (81)$$

$$\left. + 2q^2 (q^2 - 2m\omega) \left[\text{Li}_2 \left(\frac{1+r}{1-\bar{\beta}} \right) - \text{Li}_2 \left(\frac{1-r}{1-\bar{\beta}} \right) + \text{Li}_2 \left(\frac{1+r}{1+\bar{\beta}} \right) - \text{Li}_2 \left(\frac{1-r}{1+\bar{\beta}} \right) + \text{Li}_2 \left(\frac{1-r}{2} \right) - \text{Li}_2 \left(\frac{1+r}{2} \right) \right] \right\},$$

$$\frac{d\sigma^{(CL)}(C)}{dq_m^2} = \frac{\alpha^3}{24\pi} \frac{1}{m^3 \omega^3} \left\{ \frac{1}{\omega} [q^2(\omega+m) - 2m\omega^2] \text{Ln} G_1 + 4 \frac{m\omega}{\sqrt{y(y-4m^2)}} [q^2 + m(\omega-3m) - \right. \quad (82)$$

$$\left. - 40 \frac{\omega m^7}{y^3} + 4 \frac{m^5}{y^2} (\omega+2m) + 2 \frac{m^3}{y} (2\omega-3m) \right] \text{Ln} \left[\frac{\omega G_2 [2m^2 + q^2(\bar{\beta}-1)]}{Yq^2 - my} \right] - r \left[\frac{\omega-m}{m\omega} (4m^3 - Yq^2) + 80 \frac{\omega^2 m^6}{y^3} + \right.$$

$$\left. + \frac{16}{3} \frac{\omega m^4}{y^2} (\omega-3m) - \frac{4}{3} \frac{\omega m^2}{y} (5\omega-7m) + \frac{5}{3} \frac{(y\omega+m q^2)}{\omega} + 8 \frac{\omega^2 m^5}{y^2} \frac{y+2m^2}{Yq^2-my} + \frac{4}{3} \frac{m^3}{Y} \left(1 + \frac{m}{\omega} + 2 \frac{m\omega}{y^2} (y-2m^2) \right) \right\}.$$

RESULTS AND DISCUSSION

There are a few reasons to investigate process of the triplet photoproduction in the framework of a more elaborative approach. Our analysis of the triplet production is caused mainly by the search for a physics beyond SM in the frame of the project IRIDE [19]. It is assumed that there is a new light particle (U-boson [20] which is one of the possible dark-matter candidate) that does not interact with the matter fields of the SM but can mix with a photon. In the last time there were a number of the experiments on the measuring of the electron-positron invariant mass distributions in different processes. The inclusive dielectron spectra, measured by the HADES (Darmstadt) in the collisions of the 3.5 GeV proton with the hydrogen, niobium and other targets, were presented in the paper [23]. The mass range $M(U)=20 - 550$ MeV has been investigated. The results of a search for a dark photon in the reaction $e^+e^- \rightarrow \gamma U, U \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ using the BABAR detector were given in [24]. The dark photon masses in the range 0.02 - 10.2 GeV were investigated. Strong constraints on sub-GeV dark photon from SLAC beam-dump experiment were given in the paper [25]. Similar experiments were performed at KEK and Orsay [26]. The physics motivation for a search of the dark photon at JLab are presented in [27]. This is not a complete list of the current and planned experiments to search for a dark photon. A review of the theoretical and experimental activity related to the search for the particles in various scenarios of the physics beyond the SM can be found in Ref. [28].

We think that the measurement of the distribution over the invariant mass of the created electron-positron pair in the process (1) would be a good method to search for a light dark photon. The contribution of the Borsellino diagrams is a background in search of this effect, so, it is necessary to separate the contribution of the Compton-like diagrams (Fig. 1b) when the scattered virtual photon converts into the electron-positron pair and where the signal from the dark photon may be measured. Because this contribution, in contrast to the Borsellino one, decreases with the growth of the photon-beam energy, it is reasonable, in such investigation, to restrict yourselves to the low and intermediate photon-beam energies. Besides, one has to have the precise knowledge of the background due to the double-photon e^+e^- - system (in fact the contribution of the Borsellino diagrams) and to try to find the kinematic regions where this background is smaller or the same order as the Compton contribution.

The next reason is the investigation of the possibility of determining the circular polarization degree of a high energy photon by measuring the asymmetry in the triplet production by a circularly polarized photon beam on a polarized electron target. It is necessary also to analyze the influence of the $(\gamma - e^-)$ diagrams contribution on the calculated observables.

The authors of Ref. [9] calculated the cross section asymmetry caused by the azimuthal angle of the recoil electrons in the reaction (1) for the case of the linearly polarized photons. They suggested to use this effect for the analysis of the photon beam polarization. The authors took into account only the Borsellino diagrams, and, up to now, there are no calculations beyond this approach. We consider the influence of the $(\gamma - e^-)$ diagrams contribution on the

asymmetry as a function of the q_m^2 variable and calculate its dependence on the Q^2 variable.

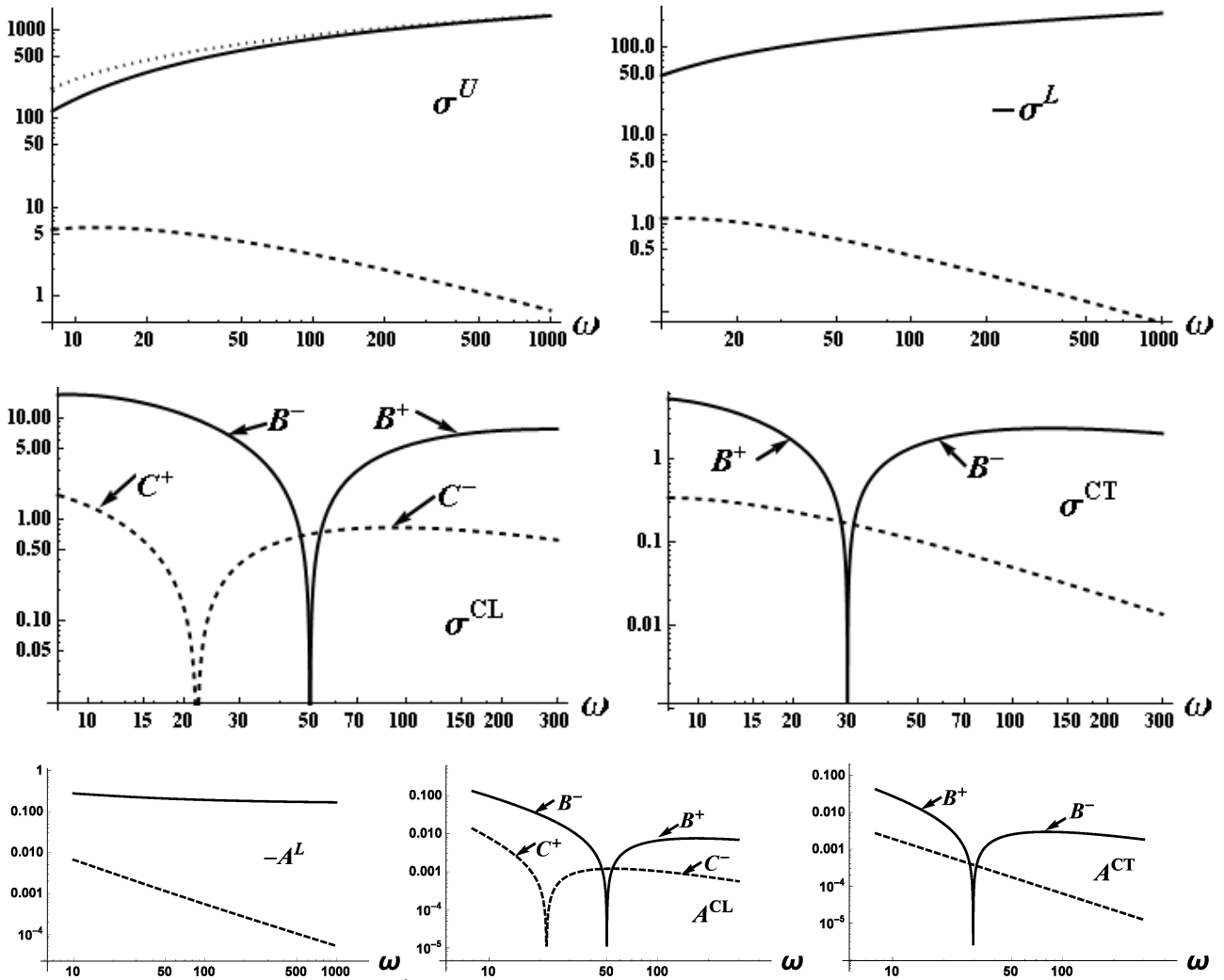


Fig. 4. The parts of the cross section (45) (the first and second rows) integrated numerically over all the phase space except the azimuthal angle, in μb , as a function of the photon-beam energy ω , in MeV. The solid (dashed) curves correspond to the contribution of the Borsellino ($\gamma - e^-$) diagrams. The asymmetries (84) are shown in the third row. The dotted curve in the upper left panel is the nondecreasing (with the increase of the photon-beam energy) contribution caused by the Borsellino diagrams that is defined by Eq.(83). The upper indices in the second and third rows (\pm) denote the positive (+) or negative (-) value of the corresponding observables. For the negative value of the observable the logarithm of its modulus is shown.

In Fig. 4 we present the integrated over Q^2 and q_m^2 (in the limits (11)) parts of the cross section, given in the r.h.s. of Eq. (45), and corresponding polarization asymmetries. They are obtained by the numerical integration over Q^2 of our analytic distributions, derived in subsection “Distributions over Q^2 variable” of the Section “DIFFERENT DISTRIBUTIONS”. For unpolarized case we show also the well known asymptotic cross section (at large photon-beam energy $\omega \gg m$), caused by the Borsellino diagrams only, which in our normalization reads [29]

$$\sigma = \frac{\alpha^3}{2\pi m^2} \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2\omega}{m} - \frac{218}{27} \right). \tag{83}$$

The asymmetries, as functions of the photon beam energy (Fig. 4), are defined as follows

$$A^I = \frac{\sigma^I}{\sigma}, I = L, CL, CT, \tag{84}$$

where σ^u is unpolarized cross section caused by a sum of the Borsellino and $(\gamma - e^-)$ contributions.

The differential asymmetries, as functions of the q_m^2 or Q^2 variables and photon-beam energy, are defined as

$$A'_{q_m^2} = \frac{d\sigma^i / dq_m^2}{d\sigma^u / dq_m^2}, \quad A'_{Q^2} = \frac{d\sigma^i / dQ^2}{d\sigma^u / dQ^2}. \quad (85)$$

We see that the $(\gamma - e^-)$ diagrams contribute to the unpolarized part at $100 \text{ MeV} < \omega < 200 \text{ MeV}$ on the level of a few μb (remind that we consider the ϕ -distribution, and integration over the angle ϕ increases the unpolarized part σ^u , as well as the polarization-dependent part σ^{cl} , by a factor 2π). The Borsellino contribution to the total cross section is more than two orders larger.

As regards the polarization-dependent parts at these energies, the $(\gamma - e^-)$ contribution is the largest for the circularly polarized photon and the longitudinally polarized (along the direction (\mathbf{q})) target electron (CL-part). It is negative and amounts to about $0.5 \mu b$ in the absolute value at $\omega = 100 \text{ MeV}$, which very slowly decreases with the growth of the photon-beam energy. If the target electron is polarized transversally (in the plane (\mathbf{q}, \mathbf{p}_2)) (CT-part), the corresponding part of the cross section is positive and equals to about $5 \cdot 10^{-2} \mu b$ at $\omega = 100 \text{ MeV}$ and decreases up to $2 \cdot 10^{-2} \mu b$ at $\omega = 200 \text{ MeV}$. In the first case, the Borsellino contribution exceeds the $(\gamma - e^-)$ one (in absolute value) by an order, and in the second case – by two orders. The part, caused by the linear polarization of the photon (L-part), is negative for both the $(\gamma - e^-)$ and Borsellino contributions (this agrees with previous calculations). The $(\gamma - e^-)$ contribution is less than one percent of the Borsellino one at $\omega = 100 \text{ MeV}$ and decreases with the rise of the energy whereas the Borsellino contribution increases.

Thus, to separate the effect due to the $(\gamma - e^-)$ diagrams using the total cross section, even in the frame of the pure QED, the radiative corrections (RC) to the Borsellino contribution have to be taken into account. At present, we know such RC to the positron spectrum and to the total cross section in the Weizsacker-Williams approximation only [30] (in unpolarized case). This correction covers the region $q_m^2 \leq m^2$ and amounts to about one percent. It means that for our goal we have to compute RC more accurately and consider in the first order the contribution of the region of the $q_m^2 \sim$ a few tens of m^2 and even the leading (enhanced by a large logarithm) terms of the second order. Such calculations are absent at present.

The asymmetry A^l (caused by the linear polarization of the photon beam), as a function of the photon energy ω , is noticeable and depends weakly on ω . The contribution of the $\gamma - e^-$ diagrams is small ($\sim 1\%$ at $\omega \leq 10 \text{ MeV}$) and decreases rapidly as the photon energy increases. The asymmetry A^{CL} is of the order of $10-15\%$ in the region $\omega \leq 20 \text{ MeV}$ and decreases as a function of ω . The contribution of the $\gamma - e^-$ diagrams is less than 1% in the region $\omega \leq 10 \text{ MeV}$ and decreases very rapidly. The behavior of the asymmetry A^{CT} is similar to the asymmetry A^{CL} but it is somewhat less. The circular polarization of the photon beam can be determined, in principle, by means of the measurement of the asymmetry A^{CL} for the photon energies $\leq 20 \text{ MeV}$.

The main contribution to the triplet total cross section, given by Eq. (83), arises due to the region of a very small values of $q_m^2 \sim m^2$. To reduce this contribution kinematically, we have to select events with large values of $q_m^2 \gg m^2$. The different distributions over the q_m^2 variable (at large enough values of q_m^2) and the ratio R of the Borsellino contribution to the $(\gamma - e^-)$ one are shown in Figs. 5, 6, and the polarization asymmetries defined by Eq. (84) are given in Fig. 7.

We see from Figs. 5, 6 that the $(\gamma - e^-)$ contribution increases with the rise of q_m^2 whereas the Borsellino one decreases. Such behaviour ensures the suppression of the Borsellino contribution at large q_m^2 near its maximal possible values, where the corresponding parts of the cross section is determined, almost completely, by the $(\gamma - e^-)$ contribution. The unpolarized part equals more than $0.1 \mu b$ at $\omega = 100 \text{ MeV}$ and two times smaller at $\omega = 200 \text{ MeV}$. At $\omega = 100 \text{ MeV}$ the CL-part reaches, in absolute value, $0.04 \mu b$, the CT-part – $0.001 \mu b$ and the L-part – about $0.01 \mu b$.

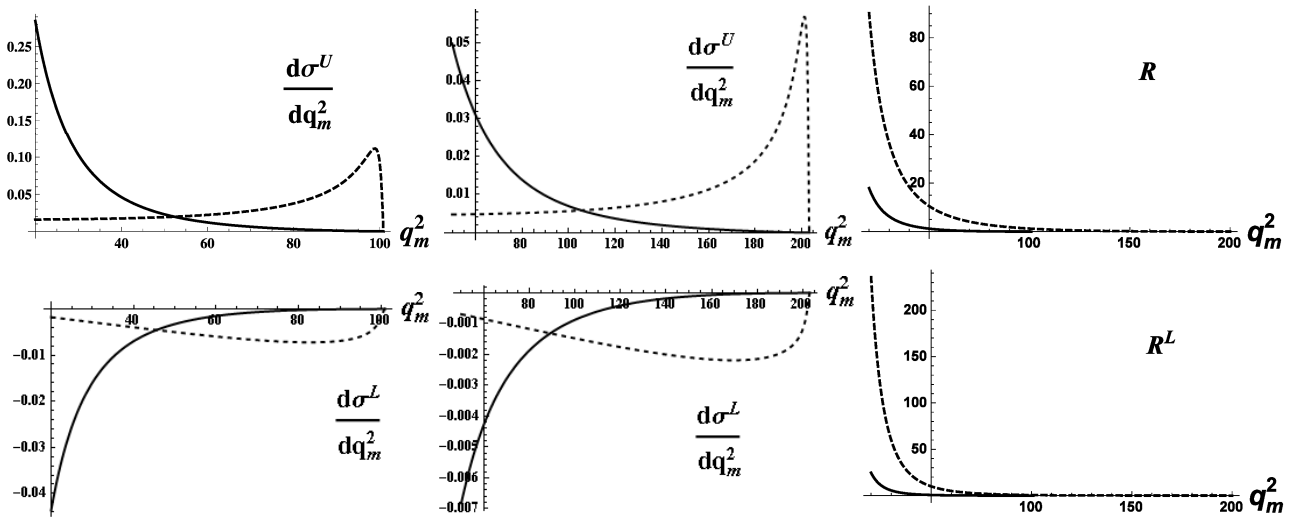


Fig.5. The parts of the differential cross section (in $\mu b \cdot \text{MeV}^{-2}$) for the photon-beam energy 100 MeV and 200 MeV versus q_m^2 (in MeV^2) integrated over all the possible values of the created pair invariant mass squared Q^2 . The upper row is the polarization independent part, and the lower one corresponds to the linearly polarized photon. The solid curves in the left and middle panels describe the Borsellino contribution and the dashed curves – the $(\gamma - e^-)$ one. In the right panels we show ratio R and R^L of the Borsellino contributions to the $(\gamma - e^-)$ one at $\omega = 100$ MeV (solid curves) and 200 MeV (dashed curves).

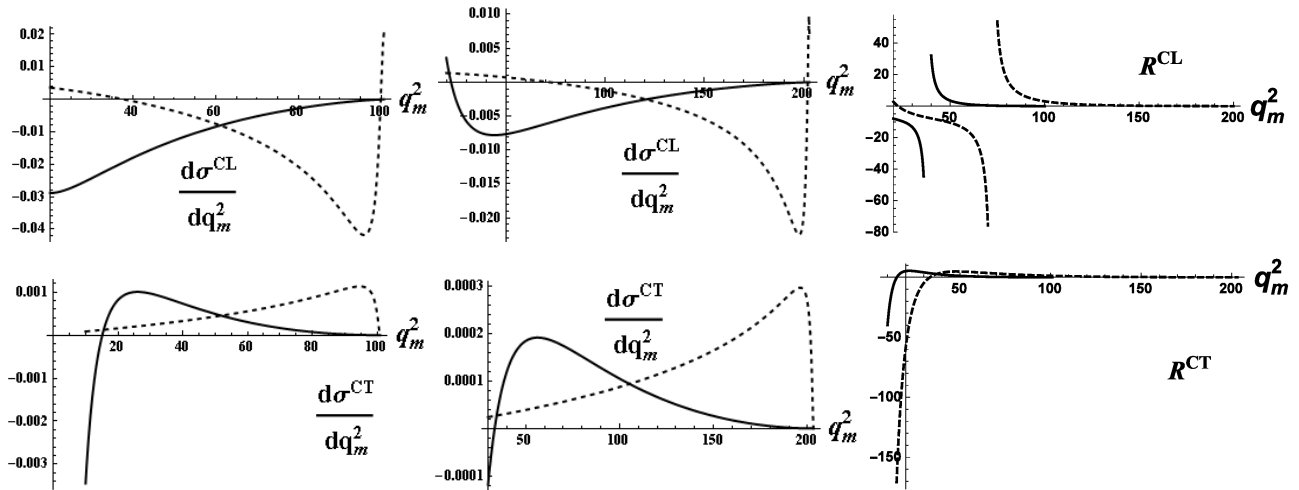


Fig 6. The same as in Fig. 5 but for the case of the circularly polarized photon and longitudinally (the upper row) and transversely (the lower row) polarized electron.

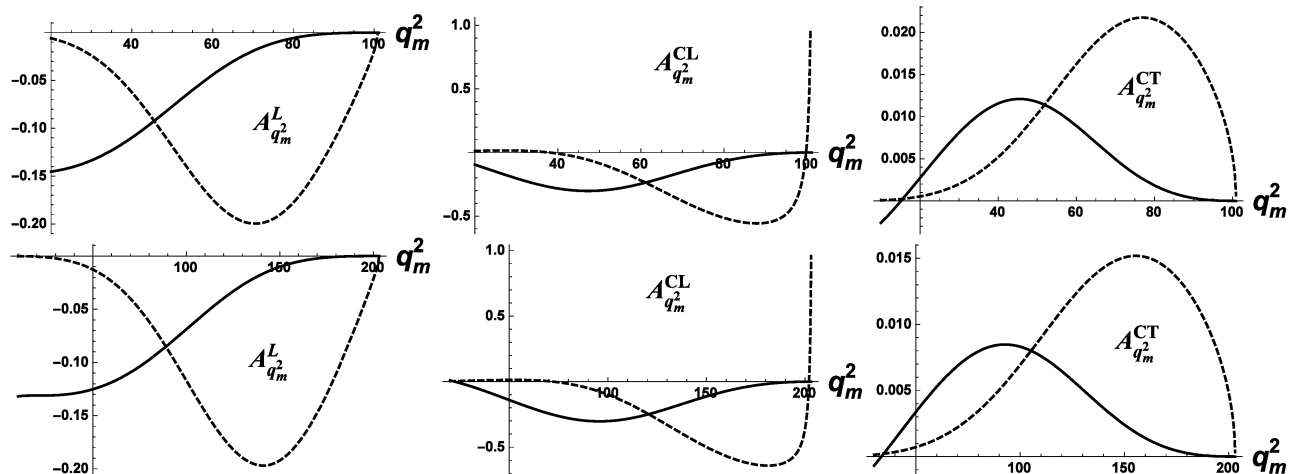


Fig 7. The differential asymmetries as function of the q_m^2 variable at $\omega = 100$ MeV (the upper row) and $\omega = 200$ MeV (the lower row). The solid (dashed) curves describe the Borsellino $(\gamma - e^-)$ contribution.

The Fig. 7 shows that the asymmetry $A_{q_m^2}^L$ is of the order of 15–20% in the region $q_m^2 \leq 90(160)$ MeV² at $\omega=100$ (200) MeV. The Borsellino contribution decreases and the $\gamma-e^-$ one increases. The asymmetry $A_{q_m^2}^{CL}$ is of the order of 40-50%. The $\gamma-e^-$ contribution is small in the region $q_m^2 \leq 50(100)$ MeV² at $\omega=100$ (200) MeV and beyond this region its contribution is dominated. The magnitudes of the asymmetry $A_{q_m^2}^{CT}$ is less than 1% in entire considered region. We see that the asymmetry $A_{q_m^2}^{CL}$ is appreciable and can be measured, in principle. So, it is possible to determine the circular polarization of the photon beam at more higher energies than for the case of the asymmetry A^{CL} since the general picture of the behavior of these asymmetries depends weakly on the photon energy.

To search for the deviation from SM due to the possible mixing of a photon with the light dark matter candidate (U-boson), it is necessary to study the distribution over the created pair invariant mass Q^2 . In Figs.8-11 we show such distributions which derived by the integration over the restricted region of q_m^2 , including the events with $q_m^2 > 10, 20$ and 40 MeV² and analyse the corresponding effects. In contrast to the Borsellino contribution, the $(\gamma-e^-)$ one depends not very strong on the value of the q_m^2 cut.

In Fig. 8 we show the unpolarized part of the cross section caused by the $(\gamma-e^-)$ diagrams with chosen restrictions and the ratio R^{-1} of the $(\gamma-e^-)$ to the Borsellino contributions. We see that for $\omega=100$ MeV, even for the events with $q_m^2 > 20$ MeV², there exist regions of the relative small and large values of Q^2 where the $(\gamma-e^-)$ contribution is greater than the Borsellino one (but the event number is larger at small Q^2). For the events with $q_m^2 > 40$ MeV², this effect manifests itself more significantly. The more sizeable restriction on the minimal values of q_m^2 is required at larger photon-beam energies to decrease the Borsellino contribution, as it is seen even for $\omega=200$ MeV.

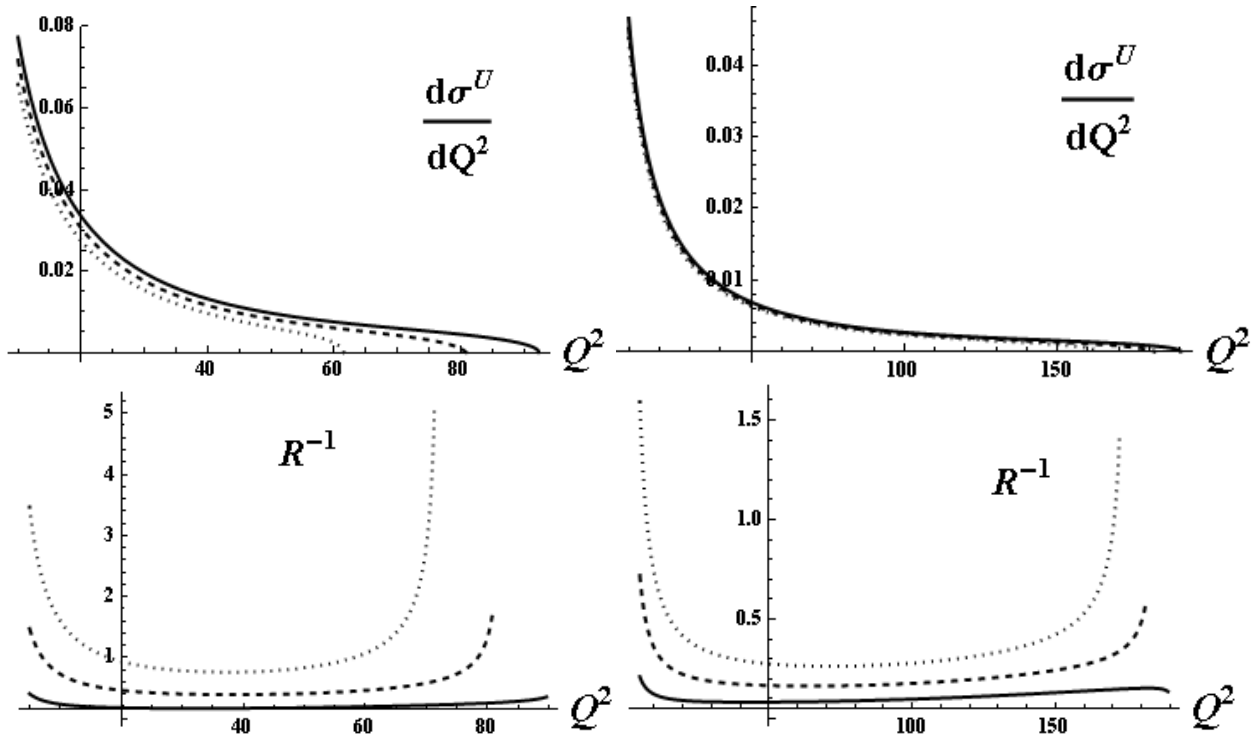


Fig 8. The $(\gamma-e^-)$ contribution to the polarization-independent part of the cross section as a function of Q^2 , in $\mu b \cdot \text{MeV}^{-2}$, at different restrictions on the event selection (the upper row) at $\omega=100$ MeV (the left panel) and 200 MeV (the right panel). The solid line corresponds to the events with $q_m^2 > 10$ MeV², the dashed line – $q_m^2 > 20$ MeV² and the dotted one – $q_m^2 > 40$ MeV². In the lower row we show the respective ratio R^{-1} of the $(\gamma-e^-)$ contribution to the Borsellino one.

In Figs. 9, 10 we show the effect caused by the restriction on the minimal values of q_m^2 for the polarized parts of the cross section for both the $(\gamma-e^-)$ and Borsellino contributions. The corresponding polarization asymmetries, defined by Eq. (85), are given in Fig. 11. Again, we see that the $(\gamma-e^-)$ diagrams give the dominant contribution in the region of the large values of Q^2 and at large enough cuts on the q_m^2 variable.

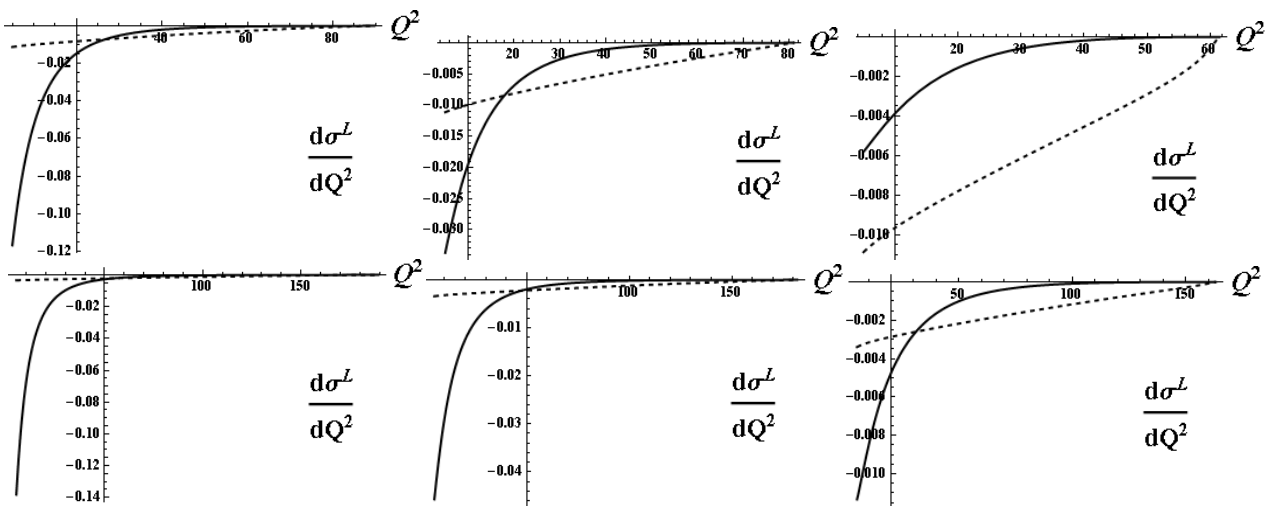


Fig 9. The part of cross section which depends on the linear polarization of the photon, in $\mu b \cdot \text{MeV}^{-2}$, for $\omega=100$ MeV (the upper row) and $\omega = 200$ MeV (the lower row). The left (middle, right) panel corresponds to the events with $q_m^2 > 10$ (20, 40) MeV^2 . The solid (dashed) line describes the Borsellino ($(\gamma - e^-)$) contribution.

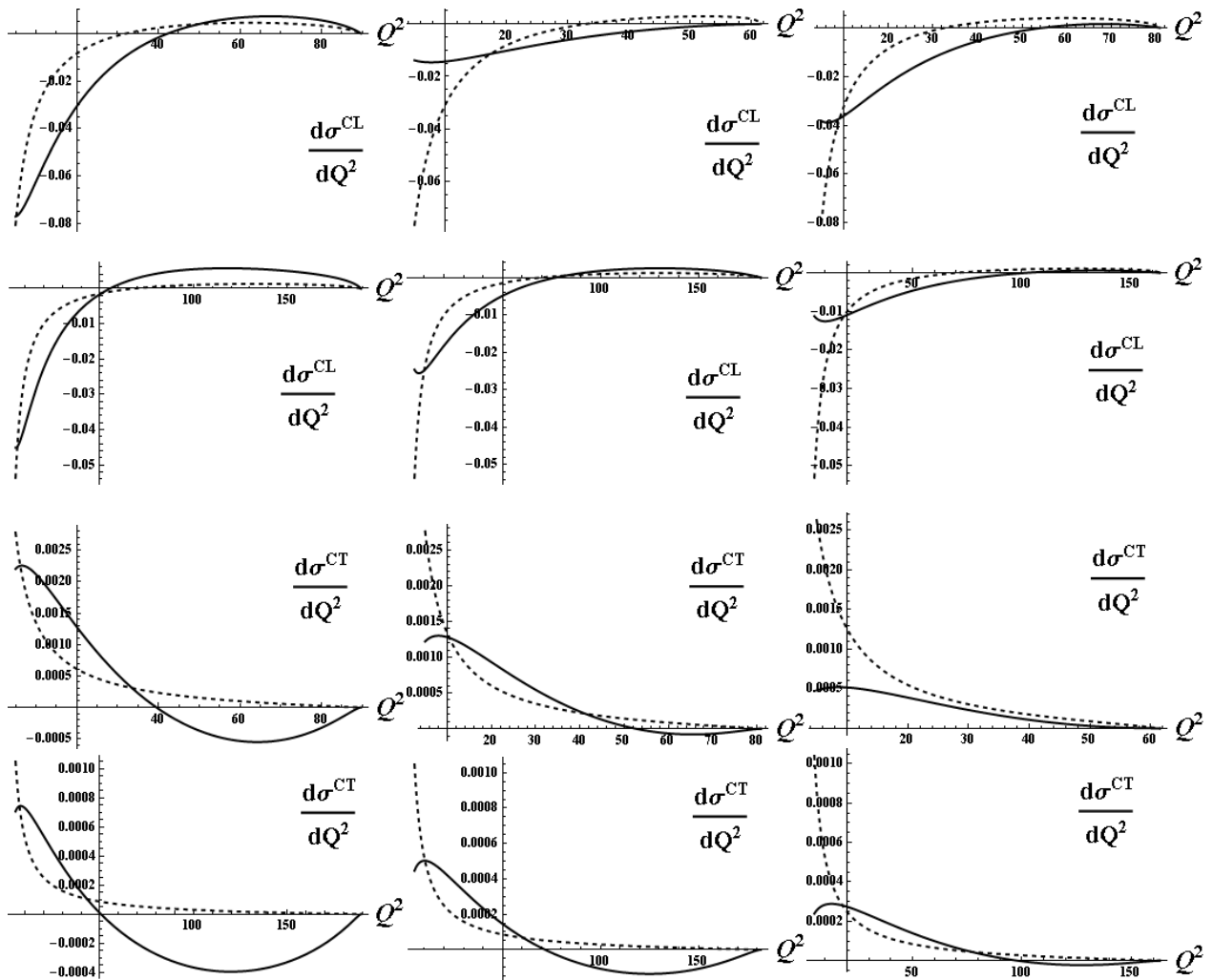


Fig 10. The same as in Fig. 9 but for the parts of the cross section which depend on the circular polarization of the photon. The first and second rows correspond to the longitudinal polarization of the target electron, the third and fourth rows – to the transversal one.

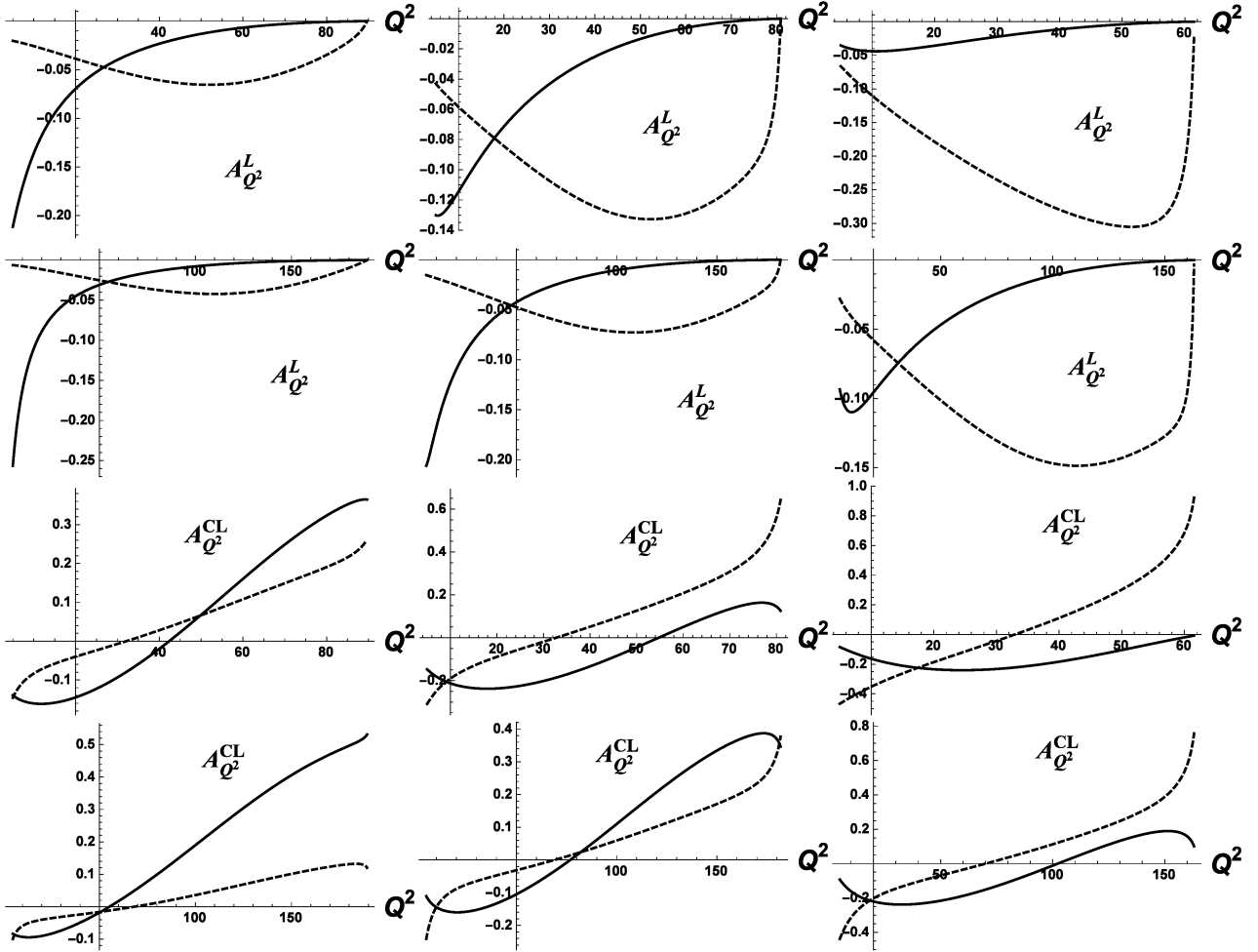


Fig 11. The L – and CL – asymmetries as functions of the created e^+e^- -pair invariant mass squared Q^2 at $\omega = 100$ MeV (the first and third rows) and $\omega = 200$ MeV (the second and fourth rows). The left (middle, right) panels correspond to the events with $q_m^2 < 10$ (20, 40) MeV^2 . The dashed (solid) lines describe the $(\gamma - e^-)$ (Borsellino) contribution.

CONCLUSION

In this paper, we analyzed the process of the triplet photoproduction on a polarized electron target by a polarized photon beam. The calculation of various observables has been done in the approach when four Feynman diagrams were taken into account. Besides the two Borsellino diagrams we took into account the two $(\gamma - e^-)$ (or Compton-like) diagrams. So, we neglect the effects of the final electron identity. The results obtained in a such approximation describe the events with well separated created and recoil electrons. Otherwise, it is necessary to take into account the identity effects. The numerical calculations were performed in the laboratory system for the photon energy less than 200 MeV. We investigated the possibility of determining the circular polarization degree of a high energy photon by measuring the asymmetry in the triplet production by a circularly polarized photon beam on a polarized electron target. The influence of the $(\gamma - e^-)$ diagrams contribution on the calculated observables are also analysed.

We think that the measuring the distribution over the invariant mass of the created electron-positron pair in the process of the triplet photoproduction would be a good method to search for a dark photon. So, we search for the kinematical regions where the contribution of the dominated background mechanism (the Borsellino diagrams) can be suppressed as compared with the useful Compton-like diagrams where the signal from the dark photon may be measured. Besides, the contribution of the Borsellino diagrams can be calculated with the necessary accuracy.

For the first time, the different distributions were obtained in the analytical form. We obtain the double distribution over the q^2 (the square of the four-momentum transfer to the recoil electron) and Q^2 (the created e^+e^- -pair invariant mass squared) variables, and single distributions over the q^2 or Q^2 variables.

We obtain the expressions for the asymmetry A^L caused by the linear polarization of the photon beam as a function of the photon energy ω and as a function of q_m^2 at fixed ω . The asymmetries A^{CL} (A^{CT}), caused by the circularly polarized photon beam and polarized initial electron in the case when the polarization vector of the target is parallel (orthogonal) to the photon momentum, have been also calculated as a functions of q_m^2 and ω . Although the

final expressions for all the observables are given in the laboratory system but until this step all the expressions are given in the invariant form and it is easy to transform the final expressions to the invariant form by the substitution $\omega = (W^2 - 2m^2)/2m$. It was found that the measurement of the A^{CL} or $A_{q_m}^{CL}$ asymmetries can be used for the determination of the circular polarization of the photon beam for the $\omega \leq 20$ (200) MeV for the case of A^{CL} ($A_{q_m}^{CL}$).

Acknowledgments

This work was partially supported by the Ministry of Education and Science of Ukraine (project no. 0115U000474).

REFERENCES

1. Haug. E. Bremsstrahlung and Pair Production in the Field of Free Electrons // *Z. Naturforsch.* – 1975. – Vol. 30a. – P.1099-1113.
2. Borsellino A. Sulle coppie di elettroni create da raggi in presenza di elettroni // *Nuovo. Cim.* – 1947. – Vol.4. – P.112-130.
3. Mork K.J. Pair Production by Photons on Electrons // *Phys. Rev.* – 1967. – Vol.160. – P.1065-1071.
4. Haug. E. Simple Analytic Expressions for the Total Cross Section for γ - e Pair Production // *Z. Naturforsch.* – 1981. – Vol. 36a. – P.413-414.
5. Endo I., Kobayashi T. Exact evaluation of triplet photoproduction // *Nucl. Instr. and Meth.* – 1993. – Vol.A328. – P.517-521.
6. Ahmadvov A.I., Galynskii M.V., Bystritskiy Yu.M. et al. QED peripheral mechanism of pair production at colliders // *Phys. Rev.* – 2008. – Vol.D78. – 074015.
7. Iparraguirre M.L., Depaola G.O. About Electrons in Triplet Production // arXiv; 1406.3001 v1. – 2014. – [hep-ph].
8. Baier V.N., Fadin V.S. Khoze V.A. Electromagnetic pair production // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1966. – Vol.50. – P.156-168.
9. Boldyshev V.F., Peresun'ko Yu.P. Electron-positron pair production on electrons and analysis of photon beam polarization // *Yad. Fiz.* – 1971. – Vol.14. – P.1027-1032.
10. Boldyshev V.F., Peresun'ko Yu.P. On determination of photon polarization from asymmetry of the recoil electrons in triplets // *Yad. Fiz.* – 1974. – Vol.19. – P.144-147.
11. Vinokurov E.A., Kuraev E.A. Production of Triplets by Polarized Photons // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1973. – Vol.63. – P.1142-1150.
12. Vinokurov E.A., Merenkov. N.P. On Production of Triplets by High-Energy Polarized Photons // *Yad. Fiz.* – 1975. – Vol.21. – P.781-784.
13. Boldyshev V.F., Vinokurov E.A., Peresun'ko Yu.P., Merenkov N.P. A Method for Measurement of the Photon Beam Linear Polarization by Means of Recoil Electron Asymmetry in the e^+e^- -Pair Photoproduction on Electrons // *Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei* – 1994. – Vol.25. – P.696-778.
14. Akushevich I.V. et al. Triplet production by linearly polarized photons // *Phys. Rev.* – 2000. – Vol.A61. – 032703.
15. Gakh G.I., Konchatnij M.I., Levandovsky I.S., Merenkov N.P. Analysis of Triplet Production by a Circularly Polarized Photon at High Energies // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 2013. – Vol.144. – P60-74.
16. Endo I. et al. Detection of recoil electrons in triplet photoproduction // *Nucl. Instr. and Meth.*-1989. – Vol.A280. – P.144-146.
17. Depaola G.O., Iparraguirre M.L. Angular distribution for the electron recoil in pair production by linearly polarized γ -rays on electrons // *Nucl. Instr. and Meth.* – 2009. – Vol.A611. – P.84-92.
18. Pak A.V., Pavluchenko D.V., Petrosyan S.S., et al. Measurement of $\gamma\gamma$ and γe luminosities and polarizations at photon colliders // *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)*. – 2004. – Vol.B126. – P.379-385.
19. IRIDE. Interdisciplinary Research Infrastructure based on Dual Electron linac and lasers // *Nucl. Instr. and Meth.*-2014. – Vol.A740. – P.138-146; Alesini D. et al. IRIDE White Book, An Interdisciplinary Research Infrastructure based on Dual Electron linac & lasers // arXiv:1307.7967v1 [physics.ins-det], 270 PP.
20. Fayet P. U-boson production in e^+e^- annihilation, Ψ and Y decays - *Phys. Rev.* – 2007. – Vol.D75. – 115017; Arkani-Hamed N. et al. A theory of dark matter // *Phys. Rev.* – 2009. – Vol.D79. – 015014; Pospelov M. Secluded U(1) below the weak scale // *Phys. Rev.* – 2009. – Vol.D80. – 095002.
21. Pauk Vladislav and Vanderhaegen Marc. Lepton Universality Test in the Photoproduction of e^+e^- versus $\mu^+\mu^-$ Pairs on a Proton Target // *Phys. Rev. Lett.* – 2015. – Vol.115. – 221804.
22. Byrd Paul F., Friedman Morris D. Handbook of Elliptic Integrals for Engineers and Scientists, Second Edition, Springer-Verlag New York Heidelberg Berlin, 1971.
23. HADES Collaboration. Searching a Dark Photon with HADES // *Phys. Lett.* -.2014. – Vol.B731.- P.265-271.
24. Lees J.P. et al. Search for a Dark Photon in e^+e^- - Collisions at BaBar // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – Vol.113. – 201801.
25. Batell B. Strong Constraints on Sub-GeV Dark Sector from SLAC Beam Dump E137 // *Phys. Rev. Lett.* – 2014. – Vol.113. – 171802.
26. Andreas S. Hidden Photons in beam dump experiments and in connection with Dark Matter // *Frascati Phys. Ser.* – 2012. – Vol.56. – P. 23-32.
27. Izaguirre E. et al. Physics motivation for a pilot dark matter search at Jefferson Laboratory // *Phys. Rev.* – 2014. – Vol.D90. – 014052.
28. Soffer A. Search for Light Scalars, Pseudoscalars, and Gauge Bosons // arXiv: 1507.0233v1. – 2015. – [hep-ex].
29. Berestetskii V.B., Lifshitz E.M., Pitaevskii. Quantum Electrodynamics, Moscow: Nauka, 1989; Oxford: Pergamon, 1994. – P.221.
30. Mork K., Olsen H. Radiative Corrections. I. High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production // *Phys. Rev.* – 1965. – Vol.B140. – P.1661-1674; Vinokurov E.A., Kuraev E.A., Merenkov N.P. Radiative corrections to e^+e^- pair production by a high-energy photon in the field of an electron or a nucleus // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1974. – Vol.66. – P.1916-1925

PACS: 29.27.Fh

DETERMINATION OF THE STANDARD CHARACTERISTICS OF DEPTH-DOSE DISTRIBUTIONS ON THE BASE OF SEMIEMPIRICAL MODEL OF ELECTRONS ENERGY DEPOSITION

V.T. Lazurik*, G.F. Popov*, Z. Zimek, R.V. Lazurik***, Sovan Salah Ibrahim***

**V.N. Karasin Kharkiv National University
4 Svobody Sq., 61022, Kharkiv, Ukraine*

***Institute of Nuclear Chemistry and Technology
Dorodna 16, 03-195, Warsaw, Poland*

****O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics
12, Ak. Proskura Str., Kharkov, 61085, Ukraine
E-mail: popov@univer.kharkov.ua*

Received December 14, 2015

In this paper it was performed a comparison the standard characteristics of depth-dose distributions of electrons such as practical range R_p and half-value depth R_{50} , which were calculated with the semi-empirical model (SEM) and Monte Carlo (MC) method using the detailed physical model. It was shown, that SEM of electrons energy deposition allows with good accuracy (<2%) to determine in aluminum target the values of standard characteristics for depth dose distributions in the energy range of electrons that provides the main practical interest for industrial radiation technologies. On the base of the SEM of electrons energy deposition, it was calculated a systematic set of values the standard characteristics of $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ in an aluminum target in the area of relativistic energies - from 1 MeV to the border of the estimated accuracy of the semi-empirical model – 20 MeV. These data were approximated using linear and quadratic functions and obtained empirical formulas for dependences $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ as function of electrons energy E . It was performed approbation of empirical formulas at processing the measurement results for depth dose dependencies obtained in the radiation-technological center – Institute of Nuclear Chemistry and Technologies, Warsaw, Poland.

KEY WORDS: electron beam energy, dosimetry wedge, semi-empirical model, Monte-Carlo method.

ВИЗНАЧЕННЯ СТАНДАРТНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЛИБИННИХ РОЗПОДІЛІВ ДОЗИ НА ОСНОВІ НАПІВЕМПІРИЧНОЇ МОДЕЛІ ПОГЛИНЕННЯ ЕНЕРГІЇ ЕЛЕКТРОНІВ

В.Т. Лазурик*, Г.Ф. Попов*, З. Зімек, Р.В. Лазурик***, Саван Салах Ібрахім***

**Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
пл. Свободи 4, 61022, Харків, Україна*

***Інститут Ядерної Хімії та Технологій
03195, Варшава, Польща, вул. Дородна 16*

****Інститут Радіофізики та Електроніки ім. О.Я. Усікова НАН України
вул. Ак. Проскури 12, Харків, 61085, Україна*

У роботі проведено порівняння стандартних характеристик розподілів поглиненої дози електронів, таких як практичний пробіг R_p і глибина половинного зменшення дози R_{50} , розрахованих в напівемпіричній моделі (ПЕМ) і методом Монте-Карло (МК) з використанням детальної фізичної моделі. Було показано, що ПЕМ поглинення енергії електронів дозволяє з хорошою точністю (<2%) визначати значення стандартних характеристик глибинних розподілів дози електронів в алюмінієвій мішені в діапазоні енергій електронів, який забезпечує основний практичний інтерес для промислових радіаційних технологій. На основі ПЕМ поглинення енергії електронів був розрахований систематичний набір величин характеристик $R_p(E)$ і $R_{50}(E)$ в алюмінієвій мішені в області релятивістських енергій від 1 MeV до кордону оцінки точності напівемпіричній моделі – 20 MeV. Ці дані були апроксимовані з використанням лінійної та квадратичної функцій, у результаті були отримані емпіричні формули для залежностей цих характеристик $R_p(E)$ і $R_{50}(E)$ від енергії електронів E . Проведено апробацію емпіричних формул при обробці результатів вимірювань глибинної залежності дози, виконаних у радіаційно-технологічному центрі Інституту Ядерної Хімії і Технологій, Варшава, Польща.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: енергія пучку електронів, дозиметричний клин, напівемпірична модель, метод Монте-Карло.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТАНДАРТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЛУБИННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДОЗЫ НА ОСНОВЕ ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Т. Лазурик*, Г.Ф. Попов*, З. Зимек, Р.В. Лазурик***, Саван Салах Ибрахим***

**Харьковский Национальный Университет им. В.Н. Каразина
Харьков, Украина пл. Свободы 4, 61022, Харьков, Украина*

*** Институт Ядерной Химии и Технологий
03195, Варшава, Польша, ул. Дородна 16*

****Институт Радиофизики и Электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины
ул. Ак. Проскуры 12, Харьков, 61085, Украина*

В работе проведено сравнение стандартных характеристик распределений поглощенной дозы электронов, таких как практический пробег R_p и глубина половинного уменьшения дозы R_{50} , рассчитанных в полуэмпирической модели (ПЭМ) и методом Монте-Карло (МК) с использованием детальной физической модели. Было показано, что ПЭМ поглощения энергии электронов позволяет с хорошей точностью (<2%) определять значения стандартных характеристик глубинных

распределений дозы электронов в алюминиевой мишени в диапазоне энергий электронов, который обеспечивает основной практический интерес для промышленных радиационных технологий. На основе ПЭМ поглощения энергии электронов был рассчитан систематический набор величин характеристик $R_p(E)$ и $R_{50}(E)$ в алюминиевой мишени в области релятивистских энергий от 1 МэВ до границы оценки точности полуэмпирической модели – 20 МэВ. Эти данные были аппроксимированы с использованием линейной и квадратичной функций, в результате были получены эмпирические формулы для зависимостей этих характеристик $R_p(E)$ и $R_{50}(E)$ от энергии электронов E . Проведена апробация эмпирических формул при обработке результатов измерений глубинной зависимости дозы, выполненных в радиационно-технологическом центре Института Ядерной Химии и Технологий, Варшава, Польша.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: энергия пучка электронов, дозиметрический клин, полуэмпирическая модель, метод Монте-Карло

The expansion of the range of practical use of radiation technologies, makes it necessary to improve existing today and to develop new methods for determination and audit of parameters of the radiation-technological processes [1,2]. One opportunity to increase the accuracy and informativeness of methods is development of software for processing measurement results, carried out in the composition of these methods [2,3].

Note, that increasing of accuracy and informativeness of computational methods is based on usage of physical laws in algorithms of computations. Therefore, an actual task is to study the possibilities to use the approximate physical models, such as the empirical model for the development of improved (enhanced) algorithms of processing the measurement results [4,5].

It is required the new modern methods of electron energy determination through depth-dose distribution to ensure the practical realization of radiation-technological processes with electron beams. Traditionally, the standard characteristics for depth-dose distributions, such as the practical range R_p and half-value depth R_{50} determine during radiation treatment. These characteristics are used for determination and audit of the energy characteristics of electron beams.

In connection with said above, it is interesting the approach proposed in [4,6,7]: to use the software EMID [8] for approximation the measuring results of the depth-dose distributions. The software EMID realizes a semi-empirical model (SEM) for the depth-dose distribution of a monoenergetic electrons beam which is normally incident on a semi-infinite target. This semi-empirical model describes well the values of the depth-dose distributions in the targets and therefore for half-value depth R_{50} , we should expect good agreement, calculated by SEM with the measurements results. However, to calculate the values of practical range R_p in according with the definition of this value, it is necessary to calculate the point of maximum slope of depth-dose distribution and the value of the derivative at this point [2]. As a rule, the models built on the empirical relationships do not provide the correct description of the derivative from these relationships. Therefore, the evaluation of the accuracy of modeling the spatial characteristics of R_p and R_{50} dose distributions, on the base of the semiempirical model of electrons energy deposition is of interest for the development of new computational methods for determining the energy of the electrons in the radiation technologies.

In this study it was performed a comparison of values of R_p and R_{50} which were calculated in the semi-empirical model and the Monte Carlo method with the data given in the standard [1]. Because the depth-dose distributions which were calculated in the semi-empirical model and by Monte Carlo method are the sets of discrete data, it was performed estimation of uncertainty for obtained R_p values through the use of two computational methods based on traditional approximation of linear function data and approximation with use of fourth-degree polynomial [9]. For dependencies of spatial characteristics $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ of the electrons dose as functions of the electron energy E , the data sets and empirical formulas were obtained. On the base of received formulas, the method of determining the standard characteristics such as - practical range R_p and half-value depth R_{50} with use the two-parameter fitting of measurement results the depth-dose distributions, and of the empirical formulas, was tested.

The main objectives of the present paper are the following:

- To get a set of spatial characteristics such as the practical range R_p and the depth of the half dose reduction R_{50} and to obtain empirical formulas describing the spatial characteristics of $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ in an aluminum target as a function of electron energy E .
- On basis of the obtained empirical formulas, to estimate the errors of method for determining the standard characteristics R_p and R_{50} for the depth-dose distribution, on the base of two-parametric fitting semi-empirical model to the measurement results.

ESTIMATION OF ERRORS AT MODELLING OF THE STANDARD CHARACTERISTICS FOR DEPTH-DOSE DISTRIBUTIONS IN ALUMINUM TARGET ON BASE OF THE SEMIEMPIRICAL MODEL OF THE ELECTRONS ENERGY DEPOSITION

The values $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ were determined with use of two stages in calculating:

At the first stage: the depth-dose distributions of monoenergetic electrons with energy E in the semi-infinite aluminum target on the basis of semi-empirical model according to [8] and with use Monte Carlo method were calculated. The computing blocks "Analytics" and "Monte Carlo" in software ModeRTL [3] were used for calculations. As a result, the values of dose $D_e(x,E)$ were obtained into 50 basis space points, which uniformly covered the interval of depths x , from the surface of the target up to $R_0(E)$ -continuous slowing-down approximation range of electrons.

At the second stage: two computational methods based on approximations of discrete data with use linear functions and a fourth-degree polynomial [9] were used to determine the practical range of electrons $R_p(E)$. In accordance with the recommendations of standards, area of recession dose, where change the dose to between 0.2 and 0.8 of the maximum dose in the target, was to selected for the approximations of discrete data. In this area, the number of spatial points, at which carried out an approximation, was in the range 10 – 14 points.

Presented in the Table 1 $R_p(E)$ values were obtained on the basis of semi-empirical model with using approximations of data by linear functions (values in column R_p -Line) and polynoms of 4th degree (values in column R_p -Pol). Values in column R_p -MC were obtained on the basis of Monte Carlo method and calculated as average results obtained with use of the data approximation by linear functions and polynoms of 4th degree.

The accuracy estimation of the calculation results was based on comparison of the results which were obtained by approximation of discrete data, with use the linear function or polynom of 4th degree. Depths at which the dose is two times smaller than the maximum value – $R_{50}(E)$ was determined by the values of absorbed dose $D_e(x,E)$ energy deposition obtained in the first stage.

The maximum dose in the target is presumed equal to the maximum value in data set. The values $R_{50}(E)$ (data in column R_{50} -Mod) were determined by using linear interpolation of the dose values between the reference points.

On the basis of the data in Table 1 it was estimated the uncertainty of the results obtained on the basis of the semiempirical model of electrons energy deposition. Relative uncertainty is a few percent for the low-energy electrons (for 0.2 MeV is equal 2.8%) and reduced up to 1% with increasing electron energy up to 20 MeV. Note, that errors of the semiempirical model of electrons energy deposition is not more than 4% [8]. Uncertainty values for practical range R_p and half-value depth R_{50} obtained with using the various methods of approximation of the data was estimated by value of less than 2% for the data obtained on the basis of semi-empirical model and with use Monte Carlo method.

Table 1.

Values of the practical range R_p and half-value depth R_{50} for depth-dose distributions in aluminum target.

E , MeV	R_p -Line, cm	R_p -Pol.,cm	R_p -MC, cm	R_p -St,cm	R_{50} -Mod,cm	R_{50} -St, cm
0.2	0.0160	0.0158	0.0168	0.0161	0.0114	0.0116
0.5	0.0628	0.0622	0.0641	0.063	0.0448	0.0448
1	0.1564	0.1547	0.159	0.152	0.1115	0.111
2	0.3558	0.3516	0.360	0.356	0.2576	0.259
5	0.9748	0.9617	0.983	0.971	0.7370	0.741
10	2.028	2.007	2.021	2.00	1.5904	1.59
20	4.107	4.075	4.037	4.04	3.3152	3.28

The data in the Table 1 show, that the results for practical range R_p and half-value depth R_{50} , obtained on the basis of the semiempirical model of electrons energy deposition and by Monte Carlo method, are agreed with data from ASTM Standard E 1649-94. In the energy range that provides the main practical interest for radiation technologies, the relative uncertainty of the simulation do not exceed 2% and corresponds to the values of uncertainty of the results processing of measured data with use of aluminum wedge dosimetry. Note that there is a systematic overestimation of R_p values obtained on the base of the linear approximation of discrete data (column R_p -Line) with respect to the values obtained using a polynomial approximation (column R_p -Pol).

Based on the above estimates of the uncertainties values, we can conclude that used computational methods allow to accurately simulate the standard characteristics of depth-dose distributions in an aluminum target, such as the practical range R_p and half-value depth R_{50} on the base of the semiempirical model of electrons energy deposition.

DEPENDENCES OF THE SPATIAL CHARACTERISTICS $R_p(E)$ AND $R_{50}(E)$ OF ELECTRON RADIATION DOSE AS FUNCTIONS OF THE ELECTRON ENERGY E

For obtaining empirical formulas describing the dependence of $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$, a series of calculations on the base of the semi-empirical model of electrons energy deposition was performed. Calculation procedures described in the previous section. Results calculation are presented in Table 2 and Figure 1.

R_p data were obtained using the method of linear approximation of values the depth-dose distributions. Values of the electrons energy, were selected in the field of relativistic energies – from 1 MeV to the border of the estimated accuracy of the semi-empirical model – 20 MeV.

The values of the spatial characteristics of $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ for electron radiation dose were approximated using linear and quadratic functions. Approximation polynomial 2nd degree have the form:

$$\begin{aligned}
 R_p(E) &= 8 \times 10^{-6} \times E^2 + 0.2089 \times E - 0.0641 \\
 R_{50}(E) &= 0.0004 \times E^2 + 0.1628 \times E - 0.0736
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

As follows from (1), the contribution of the quadratic term in this energy range is not great. Therefore, it is of interest linear approximation:

$$\begin{aligned}
 R_p(E) &= 0.209 \times E - 0.0647 \\
 R_{50}(E) &= 0.1704 \times E - 0.1007
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

Table 2.

Values of practical range R_p and half-value depth R_{50} obtained on the base of the semi-empirical model of electrons energy deposition

E , MeV	R_p , cm.	R_{50} , cm.	E , MeV	R_p , cm.	R_{50} , cm.
1	0.156	0.112	9	1.81	1.42
2	0.356	0.258	10	2.03	1.59
3	0.561	0.412	11	2.23	1.76
4	0.767	0.574	12	2.44	1.96
5	0.975	0.737	14	2.87	2.29
6	1.18	0.91	16	3.29	2.65
7	1.40	1.075	18	3.70	2.98
8	1.60	1.25	20	4.11	3.32

Empirical dependencies (1) and (2) are shown in Figure 1 with continuous curves. As can be seen from the Figure 1, the difference from the values of the linear and quadratic approximations are small and simple empirical formula obtained fairly well describes the dependence of the spatial characteristics of $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ dose of electron radiation as function of the electron energy E . The formulas of approximation curves 1st and 2nd degree are presented in the Fig. 1.

The accuracy of empirical formulas will be estimated using the spatial characteristics of $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ dose of electron radiation as functions of the electron energy E in the methods of processing the results of measurements in the next section.

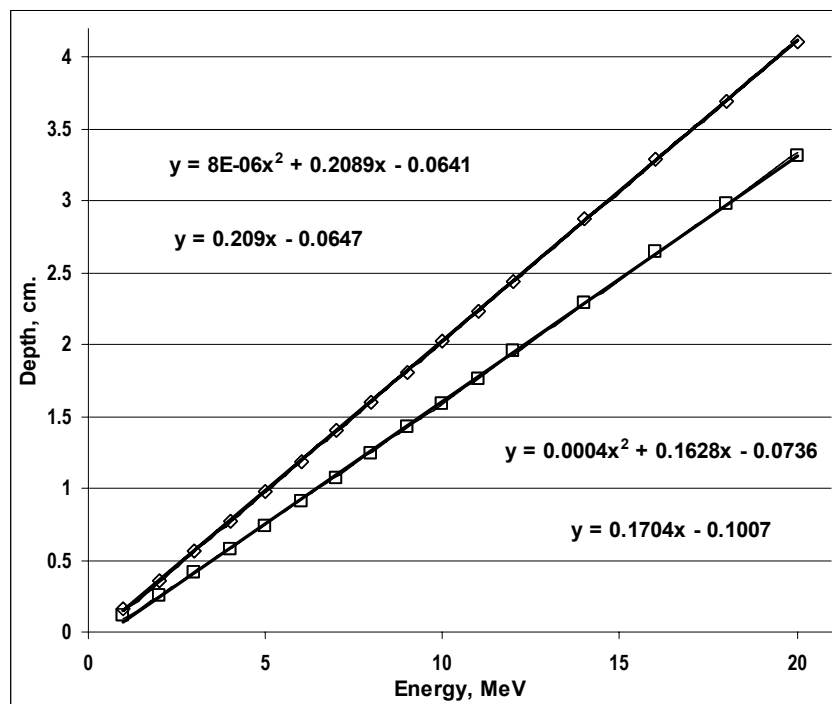


Fig. 1. Dependences of the spatial characteristics of $R_p(E)$ and $R_{50}(E)$ for dose of electron radiation as function of the electron energy E . Points - data from Table 2, the rhombus - the values of $R_p(E)$, the squares - the value $R_{50}(E)$. Solid curves - linear and quadratic approximations of tabular data.

APPROBATION OF EMPIRICAL RELATIONSHIPS $R_p(E)$ AND $R_{50}(E)$ AT PROCESSING THE RESULTS OF MEASUREMENTS PERFORMED WITH A DOSIMETRIC WEDGE

Irradiation of 2 standard Al wedges with CTA dosimetric films was performed on the electron linear accelerator Elektronika 10/10 at INCT, Warsaw with electron beam energy of 10 MeV [10]. Al wedge with CTA dosimetric films in form of strips were located in one Al box irradiated with a scanned electron beam of energy 10 MeV, pulse duration 5.6 μ s, pulse frequency 370 Hz, average beam current 1.04 mA, scan width 58 cm, conveyer speed was in the range 1-0.1 m/min, scan frequency 5 Hz. Electron beam energy was measured with two Al wedges. Control of dose delivered to the wedges in time irradiation was performed with RISO polystyrene calorimeter [11].

The absorbed dose of irradiated materials was delivered in the range of 10-50 kGy. The maximum of combined uncertainty related to dose determination in the Al wedges with CTA dosimetric films for values of doses greater than 5 kGy did not exceed 8% ($k=2$). The uncertainty is a combination of the uncertainties related with dosimetric film calibration, in reproducibility of the series of experiments, the dose given at electron accelerator, spectrophotometer reader variability. The uncertainty of the length value measurement of dosimetric strips is 0.1 cm.

CTA dosimetric films were calibrated against alanine dosimeter which is traceable to National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex, UK [12].

Characteristics of dosimetric films are the following: CTA – Cellulose Triacetate film: density 1.32 g/cm³, thickness 0.125 mm, width 8mm. The FDR001 spectrophotometer in automatic mode was used for reading the optical density for CTA strip films using a wavelength 280 nm.

Preliminary processing of measurement results was performed. The initial points of the depth-dose curves in CTA dosimetric films located in dosimetric wedges were determined. Systematic inaccuracies for values of absorbed dose were eliminated. Results of preliminary processing of experiments data for the depth-dose curves of EBs into CTA dosimetric films are presented in Fig. 2.

As you can see at Fig. 2, experimental data for the depth-dose curves are not suitable for calculation with use the standard numerical methods, values "rate of dose reduction" (first derivative) and "the points of maximum rate of dose reduction" (second derivative) as is required by the standard for calculating the values of practical range R_p .

For processing the measurement results of the depth-dose curve obtained with dosimetric wedge it was used the method of parameter fitting of semi-empirical model [7].

Herewith, the parameters of semi-empirical model are the following: electron energy (E_0) and displacement of initial point (dX) on depth-dose curve.

$$Q^2 = \sum_{i=1}^N [D_e(x_i + dX, E_0) - D_i]^2 \tag{3}$$

Here $D_e(x, E)$ - a dose of electrons with energy E on the distance x from surface target, N – the numbers of spatial points in one measurement, (D_i, x_i) - normalized measurement results for a set of dose values and spatial coordinates at the measuring points $i = 1 \dots N$.

The method of coordinate descent was used for determination with prescribed accuracy the value of energy E_0 and displacement the initial point dX for the depth-dose curve. These characteristics ensure of minimum square deviation Q^2 between $D_e(x_i + dX, E_0)$ normalized calculated data and D_i measurement data.

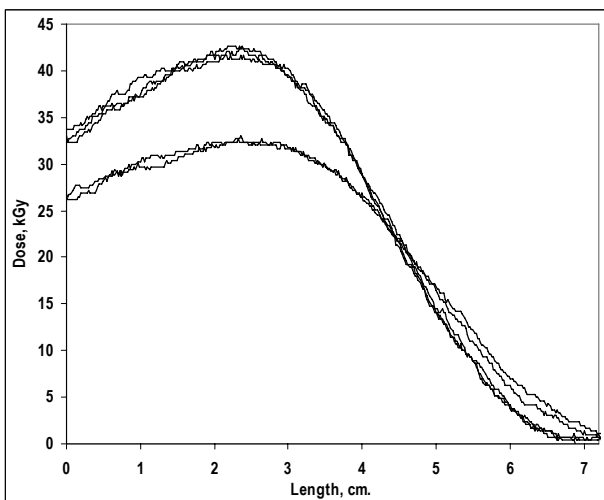


Fig. 2. The depth-dose curves of electrons in CTA dosimetric films located in the standard dosimetric wedges.

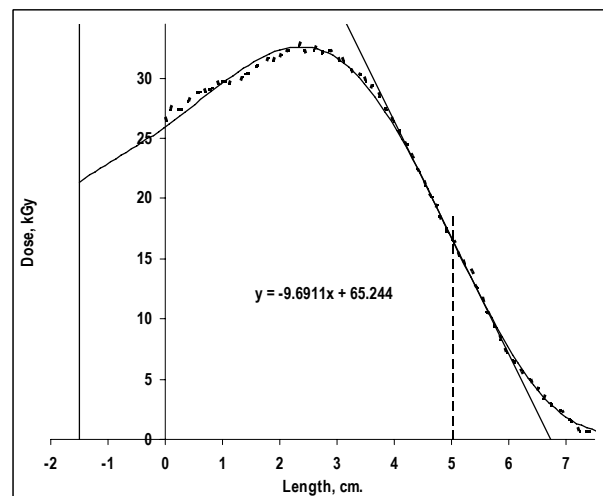


Fig. 3. Two-parameter fitting of measurement results. Points - results of measurement. The solid curve – calculation of the dose in the semi-empirical model with fitted model parameters.

The calculations results of EB characteristics with use of method PFSEM [7] and methods of polynomial approximations DELEN [6] are presented in the Table 3. Values in column R_p were calculated as average results obtained with use of the measurement data approximation by linear functions and polynoms of 4th degree.

Uncertainty assessment for values R_p was performed on the basis of a comparison of the results obtained using two computational methods for determining the tangent (derivative) on the measurement data. The results of uncertainty evaluation of quantity values R_p are shown in column Unc. Uncertainty assessment for values R_{50} was determined with taking into account the spatial resolution of measurements and compose value that do not exceeding 0.5% for all of the measurement results shown in Table 3.

It should be noted that the values of R_p obtained with using linear approximation of measurement results (column R_p – Line) with respect to the values obtained using a polynomial of 4-th degree (column R_p – Pol) systematically overestimated. A similar fact was found in the processing of the calculated depth-dose dependencies based on semi-empirical model (Table 1.)

A geometric interpretation of the displacement parameter dX in the method of two-parameter fitting (Fig. 3), and established fact, in the first section of this work, that using computational methods allow accurately simulate practical range R_p and half-value depth R_{50} allow us to write the following relations:

$$\begin{aligned} R_p &= R_p(E_0) - dX \\ R_{50} &= R_{50}(E_0) - dX \end{aligned} \tag{4}$$

where R_p , R_{50} - spatial parameters for measurement results of the depth-dose distribution, $R_p(E)$, $R_{50}(E)$ - empirical spatial parameters of the depth-dose distribution as function of electron energy E obtained on the base of the semiempirical model of electrons energy deposition, E_0 , dX - the values of model parameters defined by PFSEM method.

Table 3.

The calculations results of electron beam characteristics with use of method PFSEM and methods of polynomial approximations (DELEN)

Samples	PFSEM		DELEN		R_p , cm.	Unc. %	R_{50} , cm.
	E_0 , MeV	dX , cm.	R_p -Line	R_p -Pol			
R1_1	10.95	0.370	1.83	1.81	1.82	0.79	1.41
R1_2	11.39	0.423	1.89	1.88	1.88	0.53	1.42
R2_1	10.03	0.336	1.69	1.65	1.67	2.56	1.26
R2_2	9.96	0.308	1.72	1.68	1.70	2.09	1.28
R2_3	9.93	0.311	1.70	1.65	1.67	2.62	1.27

For measured depth-dose distributions by parameters calculated with use of PFSEM method (Table 3), there were determined also the spatial parameters R_p and R_{50} in according to relations (4) and the empirical formulas (2). The calculations results of values of R_p and R_{50} are shown in Table 4 in the columns Mod. For comparison, in columns Exp were transfer data from columns R_p and R_{50} of Table 3. The relative deviation of the results presented in columns Mod and Exp were placed in the column Error.

Table 4.

The values of R_p and R_{50} obtained with standard (DELEN) and PFSEM methods by using empirical formulas.

	R_p , cm.			R_{50} , cm.		
	Exp.	Mod.	Error, %	Exp.	Mod.	Error, %
R1_1	1.82	1.85	1.77	1.41	1.40	1.12
R1_2	1.88	1.89	0.62	1.42	1.42	0.09
R2_1	1.67	1.70	1.52	1.26	1.27	1.13
R2_2	1.70	1.71	0.42	1.28	1.29	0.48
R2-3	1.67	1.70	1.54	1.27	1.28	0.75

It should be noted that for the electrons energy used in the experiments (column E_0 in Table 3), difference between obtained results with using linear empirical relationships (2) and empirical relationships (1) does not exceed 0.05% for the values of $R_p(E)$ and 0.5% for the values of $R_{50}(E)$.

Comparison of the data in the Table 4 shows that the values R_p in column Mod are systematically larger than the values in the column Exp and close to the values given in the Table 3 in the column R_p - Line. This is due to the fact that when determining the empirical relationships there were used data from the Table 2, which are obtained on the base of the linear approximation of calculation results for the depth-dose dependence. As can be seen from Table 4, the differences between the spatial characteristics of dose distributions, such as the practical range R_p and half-value depth R_{50} , calculated using the equations (2) and (4) derived from the traditional calculation methods coincide up to an estimated error of the measurement results.

Thereby, processing of measurement results with PFSEM method allows to obtain the data by which you can with high accuracy (<2%) determine the spatial characteristics of dose distributions, such as the practical range R_p and half-value depth R_{50} .

CONCLUSIONS

In this paper it was studied the possibility to use the semiempirical model of electrons energy deposition for determination of the practical range $R_p(E)$ and half-value depth $R_{50}(E)$ (standard characteristics) of depth-dose distributions in aluminum target. Selection of aluminum target for performing investigations is connected with great interest to the development of enhanced methods of radiation monitoring conducted with use of standard dosimetry aluminum wedges, which are distributed in dosimetry of radiation technological centers.

The investigation results indicate the possibility of increasing the accuracy and informativeness of the dosimetry monitoring, through the use of the new algorithm for processing the results of measurements performed with the use of aluminum dosimetric wedge. In practical dosimetry, together with dosimetric wedges for measuring of depth-dose distributions is used the stack (Stack Energy Measurement Device) consisting of a set of flat layers of suitable reference material interleaved with dosimeter films. In particular, water and polystyrene as suitable materials for the dosimetric stack, were discussed in [1]. Therefore, investigations of the possibilities of using the semiempirical model of electrons energy deposition for determination of the characteristics of depth-dose distributions in the materials, which are recommended in standards, are of interest.

REFERENCES

1. ISO/ASTM Standard 51649, Practice for dosimetry in an e-beam facility for radiation processing at energies between 300 keV and 25 MeV / Annual Book of ASTM Standards. – Vol. 12.02. – 2005.
2. ICRU REPORT 35. Radiation dosimetry: electron beams with energies between 1 and 50 MeV. – 1984. – 160 c.
3. Lazurik V.T., Lazurik V.M., Popov G., Rogov Yu., Zimek Z. Information System and Software for Quality Control of Radiation Processing // IAEA: Collaborating Center for Radiation Processing and Industrial Dosimetry, Warsaw: Poland. – 2011. – 220 p.
4. Lazurik V.T., Pochynok A.V. Dosimetry of electrons on the base of computer modeling the depth-dose distribution of irradiation // Journal of Kharkiv University. Mathematical modeling. Information technologies series. – 2010. – No.925. – P.114 – 122.
5. Lazurik V.T., Lazurik V.M., Popov G., Zimek Z. Determination of electron beam parameters on radiation-technological facility for simulation of radiation processing // East European Journal of Physics. – 2014. – Vol.1. – No.3. – P. 76-81.
6. Pochynok A.V., Lazurik V.T., Baiev O.U. Modeling the characteristics of uncertainty of the electron beam energy, obtained by the dosimetric wedge method // Bulletin of Kherson National Technical University. – 2010. – Vol. 3(39). – P.386 - 390.
7. Pochynok A.V., Lazurik V.T., Sarukhanyan G.E. The parametric method of the determination of electron energy on the data obtained by the method of a dosimetric wedge // Bulletin Kherson National Technical University. – 2012. – Vol. 2(45). – P. 298-302.
8. Lazurik V.M., Tabata T., Lazurik V.T. A Database for Electron-Material Interactions // Radiation Physics and Chemistry. – 2001. – Vol.60. – P. 161-162.
9. Lisanti T.F. Calculating electron range values mathematically // Radiation Physics and Chemistry. – 2004. – Vol. 71. – P. 581 - 584.
10. Zimek Z., Walis L., Chmielewski A.G. EB Industrial Facility for Radiation Sterilization of Medical Devices // Radiation Physics and Chemistry. – 1993. – Vol. 42. – P.571-572.
11. Miller A. Polystyrene calorimeter for electron beam dose measurements // Radiation Physics and Chemistry. – 1993. – Vol.46. – P.1243–1246.
12. National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex, UK [www.npl.co.uk].

PACS: 44.25.+f, 47.20.Bp

ANALYTICAL SOLUTION AND NEUTRAL CURVES OF THE STATIONARY LINEAR RAYLEIGH PROBLEM WITH RIGID OR MIXED BOUNDARY CONDITIONS IN CYLINDRICAL GEOMETRY

O.L. Andreeva^{1,3}, V.I. Tkachenko^{1,2}

¹ «Kharkov Institute of Physics and Technology» of NAS of Ukraine
Akademicheskaya str. 1, 61108, Kharkov, Ukraine

² V.N. Karazin Kharkiv National University
Svobody sq. 4, 61022, Kharkov, Ukraine

³ «A.N. Podgorny Institute for Mechanical Engineering Problems» of NAS of Ukraine
Pozharsky str. 2/10, 61046, Kharkov, Ukraine

e-mail: tkachenko@kipt.kharkov.ua

Received December 5, 2015

On the basis of the Navier-Stokes equations in the Boussinesq approximation in the linear approximation the classical problem of Rayleigh, dedicated to the study of stable stationary solutions to the horizontal plane layer of a viscous, incompressible fluid heated from below in the case of execution on the upper and lower boundaries of the layer of solid boundary conditions is considered. The analytical solutions describing the perturbed velocity and temperature of the fluid in a cylindrical convection cell with solid boundary conditions are obtained. The obtained analytical solution to build similar solutions of the problem with mixed boundary conditions is used. The analytical expressions for the neutral curves in the case of solid and mixed boundary conditions based on the obtained solutions are built. A comparison of the analytically constructed neutral curves with numerical simulations obtained by other authors is carried out. The derived analytical expressions for the neutral curves of solid and mixed boundary conditions with sufficient accuracy correspond to the numerical calculations is shown.

KEYWORDS: stationary linear of Rayleigh problem, cylindrical geometry, rigid or mixed boundary conditions, analytic solution, neutral curves.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ КРИВЫЕ СТАЦИОНАРНОЙ ЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧИ РЭЛЕЯ С ТВЕРДЫМИ ИЛИ СМЕШАННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

О.Л. Андреева^{1,3}, В.И. Ткаченко^{1,2}

¹ «Харьковский физико-технический институт» НАН Украины
ул. Академическая, 1, 61108, г. Харьков, Украина

² Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, 61022, г. Харьков, Украина

³ «Институт проблем машиностроения имени А.Н. Подгорного» НАН Украины
ул. Пожарского, 2/10, 61046, г. Харьков, Украина

На основе уравнений Навье - Стокса в приближении Буссинеска в линейном приближении рассмотрена классическая задача Рэлея, посвященная исследованию устойчивых стационарных решений для горизонтального плоского слоя вязкой, несжимаемой, подогреваемой снизу жидкости в случае выполнения на верхней и нижней границах слоя твердых граничных условий. Для рассмотренной задачи получены аналитические решения, описывающие возмущенные скорость и температуру жидкости в цилиндрической конвективной ячейке с твердыми граничными условиями. Найденное аналитическое решение использовано для построения решений аналогичной задачи со смешанными граничными условиями. На основе найденных решений построены аналитические выражения для нейтральных кривых в случае твердых и смешанных граничных условий. Проведено сравнение аналитически построенных нейтральных кривых с результатами численного моделирования, которые получены другими авторами. Показано, что аналитические выражения для нейтральных кривых с твердыми и смешанными граничными условиями с достаточной степенью точности соответствуют численным расчетам.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: стационарная линейная задача Рэлея, цилиндрическая геометрия, твердые или смешанные граничные условия, аналитическое решение, нейтральные кривые.

АНАЛІТИЧНЕ РІШЕННЯ І НЕЙТРАЛЬНІ КРИВІ СТАЦІОНАРНОЇ ЛІНІЙНОЇ ЗАДАЧІ РЕЛЕЯ З ТВЕРДИМИ АБО ЗМІШАНИМИ ГРАНИЧНИМИ УМОВАМИ В ЦИЛИНДРИЧНІЙ ГЕОМЕТРІЇ

О.Л. Андреева^{1,3}, В.И. Ткаченко^{1,2}

¹ «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України
вул. Академічна, 1, 61108, м. Харків, Україна

² Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
майдан Свободи, 4, 61022, м. Харків, Україна

³ «Інститут проблем машинобудування імені А.М. Підгорного» НАН України
вул. Пожарського, 2/10, 61046, м. Харків, Україна

На основі рівнянь Нав'є - Стокса в наближенні Буссінеска в лінійному наближенні розглянута класична задача Релея, присвячена дослідженню стійких стаціонарних рішень для горизонтального плоского шару в'язкої, нестисливої рідини, що підігрівається знизу, в разі виконання на верхній і нижній межах шару твердих граничних умов. Для розглянутої задачі отримані аналітичні рішення, що описують збурені швидкість і температуру рідини в циліндричному конвективному

осередку з твердими граничними умовами. Знайдене аналітичне рішення використано для побудови рішень аналогічної задачі зі змішаними граничними умовами. На основі знайдених рішень побудовані аналітичні вирази для нейтральних кривих в разі твердих і змішаних граничних умов. Проведено порівняння аналітично побудованих нейтральних кривих з результатами чисельного моделювання, які отримані іншими авторами. Показано, що аналітичні вирази для нейтральних кривих з твердими і змішаними граничними умовами з достатнім ступенем точності відповідають чисельним розрахункам.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: стаціонарна лінійна задача Релея, циліндрична геометрія, тверді або змішані граничні умови, аналітичне рішення, нейтральні криві.

Thermal convection occurs in nature [1,2], and in many technological processes [3]. For example, the convective mass transfer of air is used in agriculture [4], in the process of crystals growth in microelectronics [5]. Description of the cellular structures formation is important for applications of laser processing of materials [6].

Navier-Stokes equations in the Boussinesq approximation (NSBA) are used to describe the convection processes in the layers of the viscous incompressible fluid heated from below. There are three types of convection problems which differ by the boundary conditions: “free” with no tangential stresses at the layer boundaries; rigid or mixed (non-free) when the vertical velocity and its gradient are equal to zero [1,7-9].

The solutions of the stationary linearized NSBA equations with non-free boundary conditions for the normal perturbed velocity and temperature, in contrast to the free boundary conditions, have no analytical form and are obtained by numerical methods [6,8]. Therefore the search for analytical solutions of stationary linearized NSBA equations with non-free boundary conditions has certain scientific and practical interest.

The aim of this work is to obtain analytical solutions and neutral curves for linear stationary system of equations consisting of the Navier-Stokes equations in the Boussinesq approximation and the heat conduction equation in the presence of rigid or mixed boundary conditions.

THE THEORY OF CYLINDRICAL CELL WITH RIGID BOUNDARY CONDITIONS

In the problem of heat convection in the viscous medium with rigid boundaries [1] there was studied viscous liquid layer with the thickness h and it was infinite in both axis x and y directions. Axis z was directed upwards perpendicularly to the layer boundaries $z = 0$ and $z = h$. Distribution of temperature inside the layer $T_0(z)$ was given in such a way that the lower boundary temperature was higher the one of the upper boundary: $T_0(0) = T_2$, $T_0(h) = T_1$, ($T_2 > T_1$). Let's consider, that in equilibrium state the dependence of the layer temperature on z coordinate is described by linear function:

$$\nabla T_0(z) = -\frac{\Theta}{h} \vec{e}_z, \quad (1)$$

where $\Theta = T_2 - T_1$ - the difference of temperatures between lower and upper planes, \vec{e}_z - unit vector directed along the axis z .

Basing on the experiment results one can make two conclusions [10]:

- the form of convection cells is a cylindrical one;
- the internal velocity distribution in the convection cell doesn't depend on azimuthal angle ϕ .

On the ground of these conclusions we'll search for the solutions of linearized NSBA [7] in cylindrical geometry. In this case in the layer with flat boundaries the initial equations for perturbed vertical velocity v_z and temperature T have the form:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta v_z = \Delta \Delta v_z + R \Delta_{\perp} T, \quad (2)$$

$$P \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + v_z, \quad (3)$$

where $\Delta = \Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - Laplacian operator, $\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right)$ - transverse Laplacian in which on the basis of the axial symmetry of the cells is not a term that characterizes the dependence of the perturbations of the azimuthal angle is missing, i.e. everywhere we suppose $\partial \dots / \partial \phi = 0$, $R = g \beta h^3 \Theta / (\nu \chi)$ - Rayleigh number, g - gravitational acceleration directed against axis z , $P = \nu / \chi$ - Prandtl number, ν and χ - coefficients of kinematic viscosity and thermal conductivity of liquid correspondingly, β - volumetric coefficient of thermal expansion of the liquid, v_z, T - perturbations of vertical velocity and temperature correspondingly.

For reducing the system of equations (2) - (3) to the dimensionless type there were used the following characteristic measurement units: unit of length - layer thickness h ; unit of time - $\tau = h^2 \nu^{-1}$; unit of temperature - Θ . It has to be mentioned that for the chosen unit of length z coordinate changes within the interval $0 \leq z \leq 1$.

System of equations (2) - (3) can be applied to define "normal" perturbations in the viscous liquid layer heated from below under the condition that this system has to be complemented by the boundary conditions. In the current study we'll consider rigid boundary conditions – the case when on the boundaries at $z = 0$ and $z = 1$ perturbed velocity projections, temperature and vertical speed derivatives have the satisfies next conditions [1,7]:

$$v_r = v_z = 0; T = 0; \frac{dv_z}{dz} = 0. \tag{4}$$

RECEIVING OF ANALYTICAL SOLUTIONS

The solutions of the linearized NSBA equations for the perturbations of vertical velocity and temperature in the cylindrical geometry have the form of the cylindrical cell [9]:

$$\begin{aligned} v_z(r, z, t) &= v(z)J_0(k_r r)\exp(-\lambda t), \\ T(r, z, t) &= g(z)J_0(k_r r)\exp(-\lambda t), \end{aligned} \tag{5}$$

where λ - the stability parameter [1,7]; $v(z)$ and $g(z)$ - amplitude of perturbations of vertical velocity and temperature, $J_0(x)$ - the Bessel function of the first kind of zero order of the argument x , k_r - the radial wave number.

In the steady state ($\lambda = 0$) substitution of (5) in the linearized NSBA equations leads to the characteristic equation [7]:

$$(q^2 - b)^3 = -a^3, \tag{6}$$

where $a = (k_r^2 R)^{\frac{1}{3}}$, $b = k_r^2$.

The roots of the characteristic equation (6) are given by

$$q_{1,2} = \pm\sqrt{b-a}; q_{3,4} = \sqrt{b+0.5a(1+i\sqrt{3})} = \pm(X_+ + iX_-), q_{5,6} = \sqrt{b+0.5a(1-i\sqrt{3})} = \pm(X_+ - iX_-), \tag{7}$$

where $X_{\pm} = \left[0.5\left(\sqrt{\chi^2 + 0.75a^2} \pm \chi\right)\right]^{\frac{1}{2}}$, $\chi = 0.5a + b$, $i = \sqrt{-1}$ - the imaginary unit.

The amplitude of the vertical speed in (5) is expressed in the terms of the characteristic equation roots, and describes neutral perturbations. We'll seek for it in the form of:

$$v(z) = \sum_{m=1}^6 C_m \exp(q_m z), \tag{8}$$

where C_m - constants defined by the boundary conditions:

$$v(0) = v(1) = 0, \partial v(0)/\partial z = \partial v(1)/\partial z = 0, g(0) = g(1) = 0 \tag{9}$$

Equation (8) determines the critical Rayleigh numbers and an amplitude of neutral perturbation which can be found only as an approximate numerical solution of transcendental equations [7].

The method obtaining of solution (8) with (9) in a simple analytical form is submitted below [10].

To do this, in (8) let's suppose given the following relationships between the constants C_m : $C_1 = C_2 = A_1/2$, $C_3 = C_4 = C_5 = C_6 = -A_1/(4ch(z_0 X_+))$, where A_1 - arbitrary constant, $z_0 = 0.5$ - layer's half-width coordinate. In this case (8) takes the form:

$$v(z) = A_1 \left[ch(q_1(z - z_0)) - \cos(X_-(z - z_0))ch(X_+(z - z_0))ch^{-1}(z_0 X_+) \right].$$

By setting $q_1 = i\sqrt{a-b} = in\pi$ and demanding the equality $X_- = \sqrt{a-b} = n\pi$, the amplitude of the vertical velocity should be determined by the formula:

$$v(z) = A_1 \left[1 - ch((z - z_0)X_+) ch^{-1}(z_0 X_+) \right] \sin(z\sqrt{a-b}). \quad (10)$$

It is easily to show that the expression (6) satisfies the boundary conditions (9).

The equality of $X_- = \sqrt{a-b}$ is valid for $a = 8(n\pi)^2$ and $b = 7(n\pi)^2$. Since the solution (6) describes the cylindrical cell's steady state ($\lambda = 0$), the parameters a and b , or their scale-shift counterparts (see below.) should determine the point k_r lying on the neutral curve $R_n^{rigid}(k_r)$.

Solution (10), as well as received on its basis the expression for the amplitude of perturbed temperature $\mathcal{G}(z)$ (see (5)) can be used for comparison with heat and mass transfer indexes in the convective cell with free boundaries [11].

THE CONSTRUCTION OF THE NEUTRAL CURVES FOR THE PROBLEM WITH RIGID BOUNDARY CONDITIONS

Let's use the solution (10) for the construction of the neutral curves $R_n^{rigid}(k_r)$ of the cylindrical cell's stationary ($\lambda = 0$) states. The neutral curves for a given n split the plane (R_n^{rigid}, k_r) and separate stable solutions (5) (below the curve) and unstable ones (above the curve) [7].

In order to construct the neutral curves let's use the solutions (10) invariance with respect to the scale-shift transformation of the problem's parameters: a, b . The term "invariance with respect to the scale-shift transformation" responds to the immutability of the solutions (10) and boundary conditions form (9) to addition to a and b of a constant (shear invariance) and multiplication on a constant (scale invariance).

The shift invariance. Shift of the parameters a and b on an arbitrary value x_0 :

$$a - x_0 = 8(n\pi)^2, \quad b - x_0 = 7(n\pi)^2, \quad (11)$$

where $-7(n\pi)^2 \leq x_0 < \infty$ - arbitrary number, does not change the expression $\sqrt{a-b}$ in (6). It does not change the values X_{\pm} as according to (11) changed parameters $a - x_0$ and $b - x_0$ retain their values. Thus, the use of shift transformation provides an analytical expression for the Rayleigh number:

$$R_n^{rigid} = \frac{a^3}{b} = \frac{(n^2\pi^2 + (\beta_n \cdot k_r)^{\mu_n})^3}{(\beta_n \cdot k_r)^{\mu_n}}, \quad (12)$$

where $7(n\pi)^2 - x_0 = (\beta_n \cdot k_r)^{\mu_n}$, β_n and μ_n - the positive integers which depend on the modes' number.

The scale invariance. The solution (10) is characterized by the scale invariance in relation to a and b . To confirm this, let's perform following replacement: $(z, z_0) \rightarrow \alpha_n^{-1} \cdot (z, z_0)$ in (10). Such replacement can be interpreted as a change in the layer's thickness $h \rightarrow \alpha_n \cdot h$, where $\alpha_n \neq 0$ - arbitrary positive number depending on the mode's number, $n \geq 1, 2, 3, \dots$. Then, to ensure the scale invariance of the expression (10) should be satisfied following conditions of parameter's change: $a \rightarrow \alpha_n^2 \cdot a$ and $b \rightarrow \alpha_n^2 \cdot b$. As a result of the described above scale-shift transformation, the expression (12) can be written as:

$$R_n^{rigid} = \frac{(a\alpha_n^2)^3}{b\alpha_n^5} = \alpha_n \frac{(n^2\pi^2 + (\beta_n \cdot k_r)^{\mu_n})^3}{(\beta_n \cdot k_r)^{\mu_n}}. \quad (13)$$

Comparing the neutral curve (13) $n=1$ (curve 1, Fig. 1) to the numerical data obtained by other authors [7] (points on the curve 1) shows good quantitative agreement. It allows to reliably determine the value of the constants in the expression (13): $\alpha_1 = 2.597$, $\alpha_2 = 1.674$, $\beta_1 = 0.7$, $\mu_1 = 2.085$. Herewith the maximum relative deviation of the Rayleigh number (13) of the numerical results [7] is about percent (lays in the range from -1.35% to 0.67%).

The circle (o) in Fig. 1 marks the point $k_r = \pi\sqrt{7}/1.038 = 8$,

$R_1^{rigid} = \alpha_1^{-3} (8\pi^2 - 5.087)^3 / (7\pi^2 - 5.087) = 7062.177$ corresponding to the parameters $a = 8\pi^2$ and $b = 7\pi^2$ after scale-shift transformations, where: $\alpha_1 = 0.963, x_0 = 5.087$. It shows a fairly accurate location of points on the neutral curve.

Thus, the expression (13) for $n = 1$ defines the functional dependence of the neutral curve on the wave number.

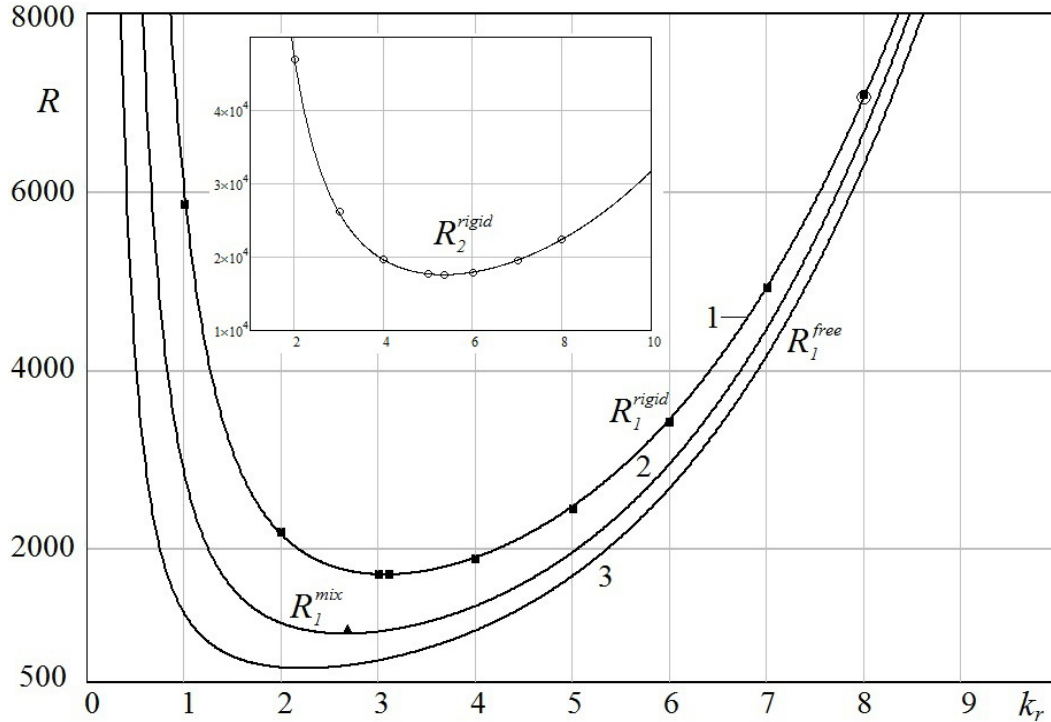


Fig. 1. Neutral curves for mode number $n = 1$.

1 – two boundaries are rigid, 2 – rigid and free boundaries, 3 – two boundaries are free.

For the mode numbers $n > 1$, using the minimum critical Rayleigh numbers for the horizontal layer with rigid boundaries [7], one can show that the neutral curves are determined by the expression (13), wherein the constants α_n and β_n should be given in the form:

$$\alpha_n = \alpha_2 \left(\frac{2}{n}\right)^{0.37} \quad (n \geq 2), \quad \beta_n = \frac{\beta_1 n^{\frac{2}{\mu_n}} \left(\frac{\pi}{\sqrt{2}}\right)^{\frac{2}{\mu_n} - \frac{2}{\mu_1}}}{1 + \beta_1 (n-1) \left(\frac{\pi}{\sqrt{2}}\right)^{\frac{\mu_n - 2}{\mu_1}}}. \tag{14}$$

Let's define the exponent μ_n in the expression for β_n .

It is known that for large mode numbers n the difference in the critical number of cell with solid boundaries and free cell decreases, i.e. the exponent μ_n with the mode numbers n increase should aspire to the exponent for the free cell $\mu_n = 2$ [7]. There under the exponent μ_n can be approximated by the expression:

$$\mu_n = \frac{49.06n}{24.53n - 1}. \tag{15}$$

For $n = 1, 2$ the expression (15) provides $\mu_1 = 2.085$ and $\mu_2 = 2.04$ that with sufficient degree of accuracy corresponds to the results of numerical calculations in [7]. If $n \rightarrow \infty$, as noted above, the exponent μ_n aspires from above to 2. Fig. 1 shows good agreement between the numerical calculations of the neutral curve points for $n = 2$ and its theoretical estimation (13):

$$R_2^{rigid} = \alpha_2 \frac{\left(2^2 \pi^2 + (\beta_2 \cdot k_r)^{\mu_2}\right)^3}{(\beta_2 \cdot k_r)^{\mu_2}}, \beta_2 = 0.814. \quad (16)$$

In this section, using the analytical solutions of the stationary linear Rayleigh problem with rigid boundary conditions a family of neutral curves is built for the mode numbers $n \geq 1$ which with high degree of accuracy correspond to the results of numerical calculations performed by other authors.

THE CONSTRUCTION OF THE NEUTRAL CURVES FOR THE PROBLEM WITH MIXED BOUNDARY CONDITIONS

Basing on the analytical dependence (13) let's find the form of the neutral curve for the case of mixed boundary conditions, when the upper boundary is free, and the bottom one is rigid. It can be shown that the form of the curve

(curve 2 in Figure 1) is given by: $R_1^{mix} = \alpha_2 \frac{\left(2^2 \pi^2 + (\beta_2 \cdot k_r)^{\mu_2}\right)^3}{2^4 (\beta_2 \cdot k_r)^{\mu_2}}$. Curve 2 has minimal value $(R_1^{mix})_{\min} = 1045.60$ that

accurately (up to 5%) corresponds to the critical point, calculated by numerical method $R_m = 1100.657$ [7].

To compare the analytical dependences for neutral curves with rigid boundary conditions with neutral curves with free boundaries the curve 3 in Fig.1 of Rayleigh problem is presented. It is shown that the analytical dependencies (13), (16) (curves 1 and 2 respectively) for large arguments k_r do not intersect, and asymptotically aspire to the neutral curve of the cell with free boundaries.

In conclusion, we'll note that obtained results are useful in solving the stationary Rayleigh problem with rigid boundaries in the Cartesian coordinate system. To do this, one should replaced in (5) the k_r by $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ and the $J_0(k, r)$ by $\exp(ik_x x + ik_y y)$.

CONCLUSION

Thus, in present paper analytical solutions of the stationary linear Rayleigh problem with rigid boundary conditions are submitted. On the basis of those solutions the analytical dependencies are built for the families of neutral curves of considered problem with rigid and mixed boundary conditions.

REFERENCES

1. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability, 1970. – 657 p.
2. Neklyudov I.M., Borts B.V., Tkachenko V.I. Opisaniye Lengmuurovskikh cirkulyaciy uporyadochennim naborom konvektivnih kubicheskikh yacheek // Prikladnaya gidromekhanika. – 2012. – T. 14(86). – No.2. – S.29–40.
3. Shchuka A.A. Nanoelektronika. – M.: Binom. Laboratoriya znaniy, 2012. – 342 s.
4. Sazhin B.S., Reutskiy V.A. Sushka i promivka tekstilnih materialov: teoriya i raschet processov. – M.: Legpromizdat, 1990. – 224 s.
5. Muller G. Virashchivanie kristalov iz rasplava. – M.: Mir, 1991. – 143 s.
6. Rykalin N.N., Uglov A.A., Kokora A.N. Lazernaya obrabotka materialov. – M.: Mashinostroyeniye, 1975. – 296 s.
7. Gershuny G.Z., Zhuhovickiy E.M. Convective stability of incompressible fluid. – Moscow: Nauka, 1972. – 393 p.
8. Strutt J. W. (Lord Rayleigh) // Phil. Mag. – 1916. – Vol. 32. – P. 529 – 546.
9. Bozbiei L., Borts B., Kazarinov Y., Kostikov A., Tkachenko V. Experimental Study of Liquid Movement in Free Elementary Convective Sells // Energetika. – 2015. – T.61. – No.2. – P. 45 – 56.
10. Patochkina O.L., Borts B.V., Tkachenko V.I. Elementary Convection Cell in the Horizontal Layer of Viscous Incompressible Liquid with Rigid and Mixed Boundary Conditions // East Eur. J. Phys. – 2015. – Vol. 2. – No. 1. – P. 23 – 31.
11. Bozbey L.S., Borts B.V., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Formation of Elementary Convective Cell in Horizontal Layer of Viscous Incompressible Fluid // East Eur. J. Phys. – 2014. – Vol. 1. – No.4. – P. 49 – 56.

PACS: 68.49.Sf, 82.80.Ms, 61.66.Hq

ABOUT USING OF SECONDARY ION MASS SPECTROMETRY METHOD FOR RESEARCH OF BIOORGANIC OBJECTS

V.A. Litvinov, V.T. Koppe, V.V. Bobkov

V.N. Karazin Kharkiv National University

4 Svoboda Sq., Kharkiv, 61022

E-mail: vbobkov@mail.ru

Received December 11, 2015

The problems of application of secondary ion mass spectrometry (SIMS) with a liquid matrix for the study of objects of organic origin, as well as some aspects of the methodology of the liquid matrix using, in particular, for minimizing the effect of ion probe on the investigated object were considered. It was shown that the use of SIMS with the liquid matrix allowed to analyze reactions in a rather complicated bioorganic systems, including intermediate products of reactions, from the behavior of secondary ions characteristic for system components. Furthermore, after the necessary calibration procedure, the method permitted to determine the concentration of components during the reaction. The results of the study of the enzymatic oxidation of glucose were presented. It was shown that the use of SIMS with a liquid matrix allowed investigating the influence of radiation on materials of organic origin. The results of the study of radiation damage of molecules of arginine amino acids, glutamic acid and tryptophan under ultraviolet irradiation were represented.

KEY WORDS: secondary ion mass spectrometry, liquid matrix, biosensor for glucose, ultraviolet irradiation

ПРО ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДУ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ ВТОРИННИХ ІОНІВ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ БІООРГАНІЧНИХ ОБ'ЄКТІВ

В.О. Літвінов, В.Т. Коппе, В.В. Бобков

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

м. Свободи 4, 61022, Харків

Розглянуто питання застосування методу мас-спектрометрії вторинних іонів (МСВІ) з використанням рідкої матриці для дослідження об'єктів органічного походження, а також деякі аспекти застосування методики рідкої матриці зокрема, питання мінімізації впливу іонного зонда на досліджувані об'єкти. Показано, що використання МСВІ з рідкою матрицею дозволяє аналізувати протікання реакцій у досить складних біоорганічних системах по поведінню вторинних іонів, характерних для компонентів системи, у тому числі для проміжних продуктів реакції. Крім того, після необхідних калібрувань методика дозволяє визначати концентрації компонентів у ході реакції. Наведено результати дослідження процесів ферментативного окислювання глюкози. Показано, що використання методу МСВІ з рідкою матрицею дозволяє досліджувати радіаційний вплив на матеріали органічного походження. Приводяться результати дослідження радіаційних ушкоджень молекул амінокислот аргініну, глутамінової кислоти й триптофану при ультрафіолетовому опроміненні.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: мас-спектрометрія вторинних іонів, рідка матриця, біосенсор на глюкозу, ультрафіолетове опромінення.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА МАСС-СПЕКТРОМЕТРИИ ВТОРИЧНЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИООРГАНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В.А. Литвинов, В.Т. Коппе, В.В. Бобков

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

пл. Свободы, 4, Харьков 61022

Рассмотрены вопросы применения метода масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ) с использованием жидкой матрицы для исследования объектов органического происхождения, а также некоторые аспекты применения методики жидкой матрицы, в частности, вопросы минимизации влияния ионного зонда на исследуемые объекты. Показано, что использование МСВИ с жидкой матрицей позволяет анализировать протекание реакций в достаточно сложных биоорганических системах по поведению вторичных ионов характерных для компонентов системы, в том числе для промежуточных продуктов реакции. Кроме того, после необходимых калибровок методика позволяет определять концентрации компонентов в ходе реакции. Приведены результаты исследования процессов ферментативного окисления глюкозы. Показано, что использование метода МСВИ с жидкой матрицей позволяет исследовать радиационное воздействие на материалы органического происхождения. Приводятся результаты исследования радиационных повреждений молекул аминокислот аргинина, глутаминовой кислоты и триптофана при ультрафиолетовом облучении.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: масс-спектрометрия вторичных ионов, жидкая матрица, биосенсор на глюкозу, ультрафиолетовое облучение.

Метод анализа, основан на явлении вторичной ионной эмиссии – масс-спектрометрия вторичных ионов (МСВИ) с успехом используется для исследования поверхности твердых тел уже несколько десятков лет. Анализ ионной компоненты продуктов распыления (атомов, кластеров, молекул и молекулярных фрагментов), образующихся при бомбардировке твердых тел пучком ускоренных ионов (атомов), позволяет получать информацию, как об элементном, так и химическом составе поверхности. При этом можно исследовать физико-химические процессы, которые имеют место при воздействии различных факторов, как например, изменение

температуры образца или параметров окружающей газовой среды. Применение МСВИ в аналитических целях базируется на высокой чувствительности, селективности и относительной простоте метода. Данный метод позволяет регистрировать наличие атомов в количестве 10^{-4} - 10^{-6} атомных процентов, что дает возможность исследовать самые начальные стадии разнообразных физико-химических процессов. Это адсорбция, диффузия, сегрегация примесей, разные типы газовой коррозии и др. [1,2]. Способность интенсивных ионных пучков производить значительное распыляющее действие, позволяет решать ряд задач по определению профилей залегания примесей по глубине (ионный послойный анализ).

В числе отличительных особенностей метода – возможность определения молекулярной массы (элементного, изотопного состава), что в значительной мере исключает неоднозначности при идентификации химических соединений; высокая чувствительность, позволяющая анализировать весьма малые концентрации вещества; возможность определения абсолютных значений концентраций анализируемых компонентов после соответствующей калибровки. Метод МСВИ позволяет анализировать нелетучие и термически нестойкие соединения после помещения их в жидкую матрицу, что для ряда аналитических методов представляет серьезную проблему [3].

Наиболее широкое применение МСВИ получило при исследовании поверхности твердых тел – металлов, полупроводников, диэлектриков [4,5]. Однако более 30 лет назад была показана возможность применения метода для исследования органических соединений различного происхождения [6]. Так в настоящее время различные модификации метода МСВИ с успехом используются при исследовании белков, липидов, углеводов, нуклеиновых кислот и пр. [7-18].

Одним из способов анализа биологических материалов методом МСВИ является способ, когда на металлической подложке создается мономолекулярный слой исследуемого вещества, а измерение ведется в статическом режиме. Такой режим характеризуется очень низкой плотностью тока первичного пучка и, соответственно, низкой распыляющей способностью. В статическом режиме отсутствует перекрытие столкновительных каскадов, порождаемых первичными частицами, что является необходимым условием того, чтобы вторичные ионы распылились из исходного, не нарушенного поверхностного слоя. За время измерения в статическом режиме, как правило, распыляется лишь малая часть исследуемого монослоя, соответственно, не происходит значительного накопления радиационных повреждений исследуемых молекул [1].

Другим способом анализа биологических материалов является способ, когда исследуемое вещество предварительно растворяется в слабо летучей жидкости (жидкой матрице) и анализу подвергается раствор. В качестве жидкой матрицы обычно используется глицерин, триглицерин или м-нитробензиловый спирт. Выбор именно этих материалов обусловлен тремя основными факторами: они имеют довольно малую упругость паров (при комнатной температуре 10^{-2} - 10^{-3} Па), являются хорошим растворителем многих органических веществ, а также обладают достаточно низкой вязкостью, чтобы не препятствовать диффузии.

Для зондирования жидкой матрицы, как правило, используют нейтральные ускоренные частицы (бомбардировка быстрыми атомами) [19-21]. Применение именно нейтральных частиц для бомбардировки диктуется необходимостью исключить возможность накопления заряда на исследуемой поверхности, что может иметь место при использовании заряженных бомбардирующих частиц. Такой заряд может исказить измеряемые масс-спектры, привнося дополнительный, трудно контролируемый, часто непостоянный потенциал в систему формирования пучка вторичных ионов. Однако, снимая вопрос о накоплении заряда, применение нейтральных частиц в качестве бомбардирующих, делает невозможным надежный контроль и управление параметрами первичного пучка. Вместе с тем, при условии достаточной проводимости жидкой матрицы с растворенной в ней пробой исследуемого вещества вместо бомбардировки быстрыми атомами вполне можно применять бомбардировку заряженными частицами – первичными ионами. Это значительно упрощает диагностику и управление первичным пучком, что в некоторых случаях имеет существенное значение для получения корректных результатов. К тому же механизмы образования вторичных ионов в случае бомбардировки и нейтральными и заряженными частицами считаются сходными [22]. Такая методика масс-спектрометрического анализа получила название вторичная ионная масс-спектрометрия с жидкой матрицей [23].

Использование МСВИ с жидкой матрицей позволяет применять существенно большие плотности тока первичного пучка (динамический режим) по сравнению со статическим режимом измерения, что позволяет значительно увеличить количество распыляемых вторичных ионов, а, следовательно, и повысить чувствительность методики. Возможность увеличения плотности тока первичного пучка обусловлена тем, что в жидкой матрице приповерхностный слой образца достаточно быстро обновляется за счет процессов диффузии. Устранение эффекта накопления фрагментов в анализируемой области выгодно отличает анализ жидкой матрицы от анализа тонких слоев на твердой подложке.

Применение методики МСВИ с жидкой матрицей, давая ряд преимуществ и положительных моментов, требует, однако, учета ряда факторов методического характера. Как показывает практика, при анализе вещества в жидкой матрице необходимо учитывать ряд специфических моментов, которые характерны для исследуемых органических систем. В частности, необходимо учитывать нелинейные эффекты влияния концентрации исследуемого вещества на вторичную ионную эмиссию. Кроме того, не всегда снимаются вопросы влияния

ионного зонда на изучаемый объект. При определенных, отличающихся для разных исследуемых объектов, плотностях тока первичных частиц процессы, приводящие к разрушению анализируемого слоя образца, могут стать весьма ощутимыми. При отработке методики измерений этим вопросам необходимо уделять серьезное внимание. Учет этих факторов при соответствующей нормировке позволяет проводить количественные измерения, что существенно повышает ценность получаемой информации при проведении исследований методом МСВИ с жидкой матрицей. Необходимо также учитывать конечное время жизни образца в вакуумных условиях, т.к. испарение материала матрицы ограничивает время корректных измерений.

Ниже рассмотрены различные аспекты использования методики МСВИ с жидкой матрицей для исследования органических объектов. Приведены результаты исследования процессов, протекающих в глицериновых растворах органических красителей при МСВИ анализе, рассмотрено влияние концентрационных эффектов и влияние плотности тока первичного пучка на вторичную ионную эмиссию. Приведены результаты исследования процессов взаимодействия компонентов в растворах, моделирующих биосенсор на глюкозу, а также результаты исследования влияния ультрафиолетового облучения на аминокислоты.

Цель работы - изучение объектов органического происхождения методом МСВИ с использованием жидкой матрицы, а также методических особенностей проведения подобных исследований.

МЕТОДЫ И ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Эксперименты проводились на вторично эмиссионной масс-спектрометрической установке, включающей в себя в качестве основных функциональных элементов: ионную пушку, камеру мишени, электростатическую систему формирования пучка распыленных ионов, масс-анализатор, энергетический фильтр и систему регистрации. Энергетический фильтр, установленный после масс-анализатора, предназначен для выделения ионов в узком энергетическом диапазоне (на уровне нескольких эВ), что увеличивает разрешающую способность. Это позволяет с высокой точностью определять массовое число зарегистрированных вторичных ионов. В настоящей работе в качестве бомбардирующих частиц использовались ионы Ag^+ с энергией 8 кэВ при анализе положительных и 16 кэВ при анализе отрицательных вторичных ионов. Плотность тока первичных ионов в зависимости от требований эксперимента варьировалась в диапазоне 0,075 – 3,0 мкА/см². Исследуемый раствор наносился на фильтровальную бумагу, закрепленную на металлической подложке, и помещался в рабочую камеру.

При исследовании действия ультрафиолетового излучения на аминокислоты, образцы глицериновых растворов аминокислот, помещались в кварцевую кювету и облучались ртутной лампой ДРК-120, в спектре которой наиболее интенсивные линии расположены в спектральном диапазоне 2500-4000 Å (2654, 2895, 2967, 3016, 3126, 3343, 3667 Å). Доза регулировалась временем облучения. Далее, образцы подвергались МСВИ анализу.

Исследовались масс-спектры положительных и отрицательных вторичных ионов, распыленных из глицериновых растворов различных классов следующих органических веществ. Индикаторные красители, которые являются перспективными с точки зрения создания флуоресцентных биосенсоров: бромтимоловый синий, бромфеноловый синий, феноловый красный, родамин 6Ж, нейтральный красный, метиловый оранжевый, метиловый синий. Компоненты раствора, моделирующего биосенсор на глюкозу: глюкоза, глюкозооксидаза из *Aspergillus niger*, Na-фосфатный буфер, глюконолактон, глюконовая кислота. При изучении влияния ультрафиолетового облучения на биологические объекты в качестве примера исследовались аминокислоты аргинин, триптофан и глутаминовая кислота.

АНАЛИЗ МАСС-СПЕКТРОВ

Суть анализа биоорганических материалов методом МСВИ с жидкой матрицей заключается в измерении масс-спектров как положительных, так и отрицательных вторичных ионов, образующихся при бомбардировке пучком первичных ионов. Анализ полученных масс-спектров, интенсивностей эмиссий, а также зависимостей различных эмиссий от ряда параметров дает возможность судить о составе, структуре и концентрации вещества в исследуемом растворе. Естественно, что при бомбардировке растворов исследуемых объектов в жидкой матрице распыляются не только вторичные ионы, связанные с исследуемыми объектами, но и ионы, связанные с матрицей. А поскольку метод является деструктивным, то наряду с молекулярными ионами распыляется большое количество ионов фрагментов и матрицы и анализируемого вещества. Это является основанием для применения данной методики при исследовании химической структуры сложных молекул [1]. В результате, масс-спектры вторичных ионов представляют собой суперпозицию очень большого количества эмиссий, интерпретация которых иногда представляет немалую трудность. Как правило, масс-спектры положительных вторичных ионов содержат эмиссии протонированных молекул анализируемого вещества $[M+H]^+$, матрицы и их фрагментов, а масс-спектры отрицательных вторичных ионов содержат эмиссии депротонированных молекул $[M-H]^-$, матрицы и их фрагментов [24-26].

Выделить пики, характерные исключительно для анализируемого вещества, можно определив отношение нормированных интенсивностей эмиссий в масс-спектре исследуемого раствора к нормированным

интенсивностям соответствующих эмиссий в масс-спектре чистой жидкой матрицы. При этом масс-спектр чистой жидкой матрицы должен быть измерен в идентичных экспериментальных условиях. Нормировка производится на сумму интенсивностей всех эмиссий в рассматриваемом диапазоне масс. В результате этой операции для каждой массы определяется значение т.н. “коэффициента превышения” K . Коэффициент превышения – это фактически отношение процентных вкладов эмиссий для конкретного значения m/z . Чем больше величина такого коэффициента, тем в большей степени происхождение вторичного иона с данной массой связано именно с растворенным веществом. Такая обработка позволяет существенным образом упростить анализ масс-спектров [27]. Необходимо иметь в виду, что процедура определения характерных эмиссий, приведенная выше, дает правильные результаты только в случае отсутствия взаимодействия между анализируемым веществом и материалом матрицы. На рис. 1 приведены примеры такой обработки для масс-спектра положительных вторичных ионов раствора органического красителя нейтрального красного $C_{15}H_{17}ClN_4$ в глицерине (30 ммоль/л).

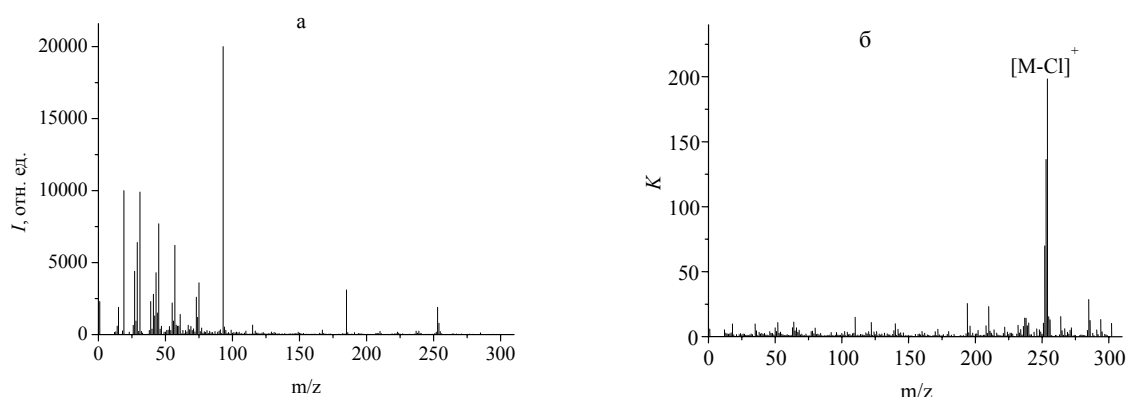


Рис. 1. Масс-спектр положительных вторичных ионов, распыленных из раствора нейтрального красного в глицерине (а) и коэффициенты превышения нейтрального красного (б).

Как видно из рис. 1а, эмиссии, характерные для растворенного материала, совершенно не выделяются среди эмиссий из материала матрицы. Однако после вышеуказанной процедуры (рис. 1б) появляется возможность совершенно однозначно определить характерные для органического красителя эмиссии. В приведенном случае это молекула красителя без хлора $[C_{15}H_{17}N_4]^+$ ($m=253$ а.е.м.). Видно также, что наряду с эмиссией родительских молекул в спектре имеются эмиссии вторичных ионов, соответствующих фрагментам (осколкам) родительских молекул. Необходимо иметь в виду, что такие фрагменты образуются в процессе распыления, в результате разрушающего действия первичного пучка.

Что касается собственно глицерина, то соответствующие масс-спектры и положительных и отрицательных вторичных ионов содержат эмиссии, соответствующие как целой молекуле (кластерам целых молекул), так и фрагментам целых молекул (кластеров). В качестве характерной для глицерина эмиссии, как правило, выбирали протонированную молекулу глицерина $[C_3H_8O_3+H]^+$ для положительного спектра и депротонированную молекулу $[C_3H_7O_3-H]^-$ для отрицательного.

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Как отмечалось выше, методика МСВИ с жидкой матрицей после соответствующей калибровки дает возможность определения абсолютных значений концентраций анализируемого вещества в растворе. Определение концентрации может быть как самостоятельной задачей, так и необходимым условием при количественных исследованиях различных химических процессов. Диапазон концентраций глицериновых растворов, доступных для МСВИ анализа в зависимости от исследуемого органического объекта, составляет от сотых долей до сотен миллимоль на литр. Концентрация растворенного вещества определяется по интенсивности эмиссий характерных вторичных ионов. Однако необходимо иметь в виду, что линейная зависимость между концентрацией и интенсивностью имеет место не всегда. При достаточно высоких концентрациях может наблюдаться отклонение от линейности концентрационной зависимости выхода характерных (для растворенного вещества) вторичных ионов. В качестве примера ниже приведены результаты исследования концентрационных зависимостей для глицериновых растворов органических красителей бромфеноловый синий – $C_{19}H_{10}O_5Br_4S$ и бромтимоловый синий – $C_{27}H_{28}O_5Br_2S$. Концентрации растворов составляли от 0,02 ммоль/л до 100 ммоль/л (в зависимости от красителя). Наиболее интенсивными характерными эмиссиями для обоих красителей в отрицательном спектре являются Br^- , SO_3^- , SO_2^- и SO^- . На рис. 2 приведены зависимости интенсивности эмиссий характерных ионов красителя, а также эмиссии иона глицерина $C_3H_7O_3^-$ от концентрации C красителя в растворе [28, 29].

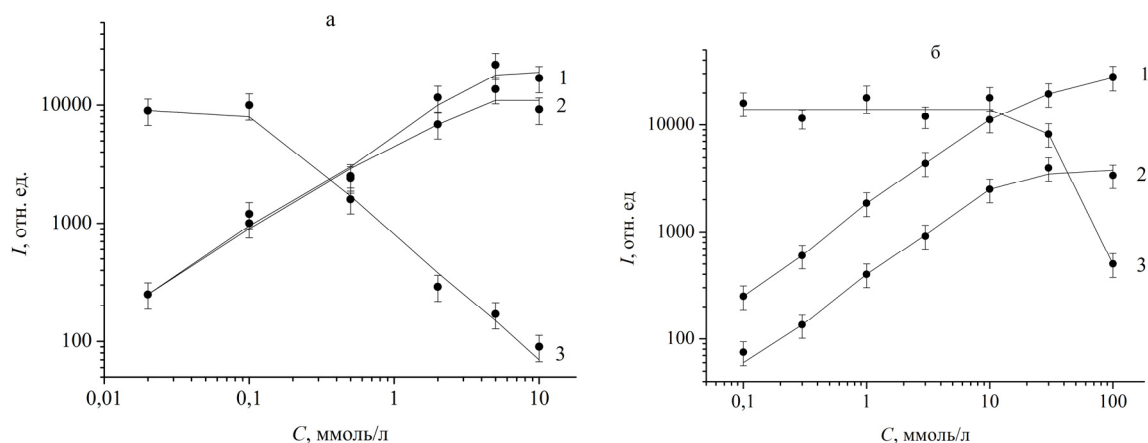


Рис. 2. Концентрационные зависимости интенсивностей эмиссии для раствора бромфенолового синего (а) и бромтимолового синего (б) в глицерине. Ионы: 1 – Br^- , 2 – SO_3^- , 3 – $\text{C}_3\text{H}_7\text{O}_3^-$

Анализ показывает, что для бромтимолового синего (рис. 2а) характерные эмиссии Br^- и SO_3^- имеют заметную интенсивность уже при концентрации красителя 0,02 ммоль/л. При малых концентрациях красителя ($C < 0,1$ ммоль/л), выход ионов, характерных для глицерина, не зависит от концентрации растворенного материала. Затем, в диапазоне концентраций от 0,1 ммоль/л до 10 ммоль/л выход ионов, характерных для матрицы уменьшается пропорционально $1/C$ и при $C = 10$ ммоль/л уже на два порядка меньше, чем для чистого глицерина. В то же время, выход ионов Br^- и SO_3^- в достаточно широком интервале изменяется пропорционально концентрации красителя. Лишь при концентрациях красителя в растворе 5-10 ммоль/л наблюдается отклонение от линейности. Для бромфенолового синего (рис. 2б) ситуация подобна. Имеется диапазон, где наблюдается примерная пропорциональность между выходом ионов, характерных для красителя, и концентрацией. Для ионов глицерина, имеется диапазон, где выход не зависит от концентрации и диапазон, обратной пропорциональности от концентрации. Для других ионов, характеризующих краситель (SO_2^- , SO^-), концентрационные зависимости подобны. В случае растворов других органических красителей, изменения выходов характерных вторичных ионов при изменении концентрации раствора качественно подобны рассмотренным выше. Однако, в каждом конкретном случае для каждого конкретного красителя, имеются свои особенности в том числе и по диапазону концентраций.

Таким образом, для каждого из исследованных красителей имеется область концентраций раствора, при которых взаимное влияние красителя и матрицы невелико. В этой области изменение выхода ионов, характеризующих краситель, с концентрацией близко к прямо пропорциональному, а выход ионов, характеризующих матрицу, слабо зависит от концентрации. Эта область наиболее благоприятна для исследования методом МСВИ с жидкой матрицей. При концентрации раствора больше некоторой пороговой растворенное вещество начинает оказывать влияние на выход вторичных ионов матрицы. Причем, для различных материалов пороговые концентрации разные. Такое влияние свидетельствует либо о взаимодействии растворенного вещества с материалом растворителя, либо об изменении механизмов образования вторичных ионов. Результатом этого является уменьшение выхода ионов, характеризующих матрицу, а также отклонение от линейности выхода ионов красителя в зависимости от концентрации. Практика показывает, что возможность нелинейного изменения выхода вторичных ионов при изменении концентрации анализируемого вещества в растворе следует учитывать даже при миллимолярных концентрациях раствора.

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА ПУЧКА БОМБАРДИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

Поскольку методика МСВИ является принципиально разрушающей, то весьма важным моментом применения этой методики является минимизация влияния ионного зонда на исследуемые объекты. С одной стороны, для повышения чувствительности МСВИ анализа плотность тока бомбардирующих ионов нужно выбирать как можно более высокую. При этом необходимо контролировать возможность накопления заряда на поверхности. С другой стороны, плотность тока первичного пучка не может быть слишком высокой, поскольку приповерхностная область, откуда эмитируются вторичные ионы, может быть настолько модифицирована первичными частицами, что полученные результаты нельзя будет относить к исследуемому объекту.

Критерием отсутствия влияния зонда на параметры исследуемого образца служит пропорциональность выхода характерных вторичных ионов плотности тока первичных ионов. В случае жидкой матрицы влияние зонда можно оценить несколько иным способом, позволяющим получить более полное представление о процессах, сопровождающих бомбардировку жидкой матрицы. В настоящей работе степень влияния первичного пучка определялась следующим образом [30-32]. При различных значениях плотности тока j_0

первичных ионов и установившемся значении тока характерных вторичных ионов первичный пучок отклонялся от образца на фиксированное время Δt_i (обычно 15 с). Затем пучок возвращался на мишень, и проводилось измерение зависимости тока вторичных ионов от времени $I(t)$ вплоть до установления стационарного (или близкого к нему) значения. При этом фиксировались: I_0 – величина тока вторичных ионов в момент подачи пучка на образец, I_{st} – величина стационарного тока вторичных ионов и вид зависимости $I(t)$. На рис. 3 приведены результаты таких измерений для раствора органического красителя метилового оранжевого $C_{14}H_{14}N_3O_3SNa$ в глицерине (концентрация 30 ммоль/л). Зависимости построены для одного из характерных положительных вторичных ионов для метилового оранжевого $C_{14}H_{14}N_3O_3S^+$ ($m = 306$ а.е.м.).

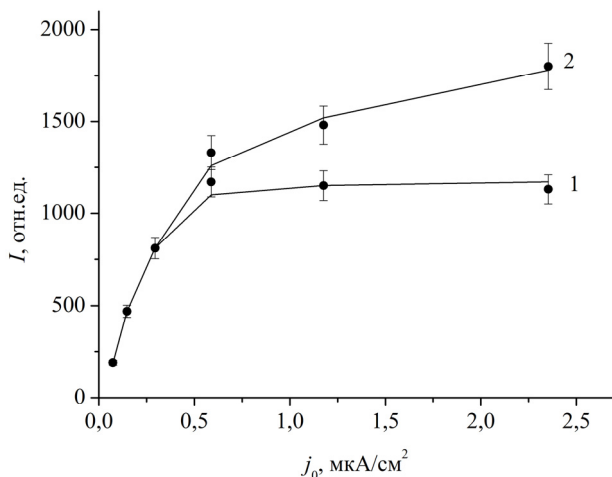


Рис. 3. Зависимости токов I_{st} (1) и I_0 (2) вторичных ионов $C_{14}H_{14}N_3O_3S^+$ от плотности тока первичных ионов для раствора метилового оранжевого в глицерине.

В области малых плотностей тока первичных ионов ($j_0 < 0.3$ мкА/см²) величины токов вторичных ионов I_0 и I_{st} совпадают, зависимость от плотности близка к прямо пропорциональной. При более высоких плотностях тока наблюдается различный ход зависимостей $I_0(j_0)$ и $I_{st}(j_0)$. Зависимость стационарного значения тока вторичных ионов выходит на насыщение, в то время как зависимость тока вторичных ионов в момент подачи пучка на мишень имеет растущий характер. Обработка временных зависимостей $I(t)$ при плотностях $j_0 > 0.3$ мкА/см² показывает, что переход от начальных значений I_0 к стационарным I_{st} происходит по экспоненциальному закону. Подобные результаты были получены и для ряда органических красителей: родамин 6Ж – $C_{28}H_{31}N_2O_3Cl$, нейтральный красный – $C_{15}H_{17}N_4Cl$, метиленовый синий – $C_{16}H_{18}N_3SCl$, феноловый красный – $C_{19}H_{14}O_5S$.

Полученные экспериментальные результаты можно интерпретировать следующим образом. Концентрация молекул исследуемого вещества в приповерхностном слое образца-раствора определяется конкуренцией процессов разрушения молекул исследуемого вещества первичным пучком и обновления этого слоя неповрежденными молекулами, диффундирующими из объема раствора. Фрагменты разрушенных молекул в свою очередь диффундируют в объем раствора. При малых плотностях тока пучка первичных ионов процессы диффузии превалируют над процессами разрушения молекул растворенного вещества, анализируемая зона раствора успевает полностью обновляться, качество раствора практически не меняется. В этом случае можно считать, что анализу подвергаются преимущественно неповрежденные молекулы растворенного вещества. Существует критическая плотность, выше которой процессы восстановления анализируемой зоны начинают отставать от разрушающего воздействия первичных ионов, при этом состав приповерхностного слоя раствора начинает изменяться. Концентрация неповрежденных молекул в растворе уменьшается, количество фрагментов целых молекул увеличивается. Так, при плотности тока первичных ионов 3.0 мкА/см² концентрация неповрежденных молекул в растворе родамина 6Ж и нейтрального красного уменьшается на порядок и более. Прекращение ионной бомбардировки приводит к восстановлению раствора в приповерхностном слое образца, тем более полному, чем больше время, на которое прекращена бомбардировка. Необходимо отметить, что аналогичная картина наблюдается и для молекул жидкой матрицы, в нашем случае глицерина.

Таким образом, при проведении МСВИ исследований с использованием жидкой матрицы для получения корректных результатов необходимо правильно выбирать рабочую плотность тока первичных ионов. Это позволит избежать эффектов изменения концентрации растворенного вещества в процессе анализа.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФЕРМЕНТАТИВНОГО ОКИСЛЕНИЯ ГЛЮКОЗЫ В СИСТЕМЕ, МОДЕЛИРУЮЩЕЙ БИОСЕНСОР НА ГЛЮКОЗУ

За последнее десятилетие биосенсорика стала объектом большого числа исследований как фундаментального, так и прикладного характера [33]. Работа биосенсоров, как одного из многообещающих классов биомолекулярных устройств, основывается на распознавании анализируемого вещества с помощью биологического элемента, связанного с трансдуктором (преобразователем сигнала) [34]. Одним из важных направлений разработки биосенсоров является создание анализаторов глюкозы, что, в частности, связано с постоянным ростом количества больных диабетом [35-37]. Несмотря на значительные усилия, направленные на создание биосенсоров для контроля глюкозы, до настоящего времени остается актуальной проблема разработки недорогих и простых в применении устройств. Для выяснения механизмов работы биосенсоров, желательна разработка новых методов диагностики, позволяющих прямо и однозначно анализировать взаимодействие компонентов в биосенсоре или в ячейке, моделирующей работу биосенсора.

Обычно в биосенсорах на глюкозу используется реакция окисления глюкозы. Эта реакция катализируется ферментом глюкозооксидазой. Промежуточным продуктом реакции окисления β -D-глюкозы в присутствии глюкозооксидазы является D-глюконолактон, который в последующем в результате спонтанного гидролиза, превращается в глюконовую кислоту. Ниже приведены результаты исследования взаимодействия компонентов в системе, моделирующей взаимодействие между компонентами биосенсора “глюкоза + глюкозооксидаза” в Na-фосфатном буфере, а также гидролиз глюконолактона [38-41]. Моделирование взаимодействия компонентов биосенсора на глюкозу осуществлялось в Na-фосфатном буфере с pH 7,3–7,4.

Предварительным этапом исследования процессов окисления глюкозы в модельной системе явилось измерение масс-спектров компонентов растворов, моделирующих биосенсор на глюкозу и определение характерных для каждой компоненты эмиссий. Как показали результаты предварительных измерений, масс-спектр положительных вторичных ионов относительно процессов, протекающих с образованием глюконовой кислоты, менее информативен по сравнению с масс-спектром отрицательных ионов, поэтому в ходе основных экспериментов измерялись и анализировались эмиссии отрицательных вторичных ионов.

Были измерены масс-спектры отрицательных вторичных ионов для собственно Na-фосфатного буфера (100 ммоль/л, pH 7,3–7,4.), для растворов в буфере глюкозооксидазы из *Aspergillus niger* (активность фермента – 181,5 ед./мг, концентрация $1,86 \cdot 10^{-3}$ г/мл), глюкозы $C_6H_{12}O_6$ (300 ммоль/л), а также глюконовой кислоты $C_6H_{12}O_7$ (300 ммоль/л). Во всех случаях пробы модельных растворов, а также растворов его компонентов в буфере для исследований методом МСВИ помещались в глицериновую матрицу в соотношении 1 : 5,6. Приготовление рабочих растворов и моделирование процессов в них выполнялись при комнатной температуре или при температуре 34°C, в зависимости от задачи исследования. Измерения во всех случаях выполнялись при комнатной температуре.

Наиболее информативными характерными отрицательными вторичными ионами для буфера, имеющими достаточно большие интенсивности пиков, являются ионы с $m = 63$ а.е.м. – PO_2^- , $m = 79$ а.е.м. – PO_3^- , $m = 97$ а.е.м. – $H_2PO_4^-$ (фрагменты молекул составляющих буферный раствор), а также ионы с $m = 189$ а.е.м. – $(C_3H_8O_3)H_2PO_4^-$, (комбинация молекулы глицерина и фрагмента $H_2PO_4^-$). Подчеркнем важную роль анализа масс-спектра вторичных ионов пробы буфера, поскольку при последующих измерениях масс-спектры вторичных ионов для тех или иных систем будут сравниваться преимущественно именно с этим масс-спектром [42].

Для глюкозооксидазы (масса целой молекулы более 160000 а.е.м.) к характерным отрицательным вторичным ионам в области малых масс можно отнести серию ионов, основными из которых являются ионы CN^- ($m = 26$ а.е.м.) и CON^- ($m = 42$ а.е.м.) [27,43]. В масс-спектре раствора глюкозы можно отметить только одну достаточно интенсивную эмиссию, связанную с глюкозой. Это эмиссия ионов $[(C_6H_{12}O_6) - H]^-$ ($m = 179$ а.е.м.) – депротонированная молекула глюкозы. Для глюконовой кислоты характерными вторичными ионами, наиболее подходящими для определения ее в модельном растворе, являются вторичные ионы депротонированной молекулы кислоты $[(C_6H_{12}O_7) - H]^-$ ($m = 195$ а.е.м.).

Важным моментом является то, что интенсивности эмиссий ионов с массой 195 а.е.м. в масс-спектре буферного раствора глюкозооксидазы и в масс-спектре буферного раствора глюкозы находятся на уровне их интенсивности в масс-спектре буфера. Таким образом, при исследовании реакции окисления глюкозы в присутствии глюкозооксидазы о ходе реакции можно судить по изменению интенсивностей эмиссий ионов с массой 195 а.е.м., характеризующих для рассматриваемой системы продукт реакции – глюконовую кислоту.

Модельный раствор создавался смешиванием буферных растворов глюкозооксидазы и глюкозы с заданными концентрациями, экспозицией полученного раствора при постоянной температуре и помещением его в глицериновую матрицу (в заданном соотношении). Исходный раствор D-глюкозы получали растворением навески глюкозы в Na-фосфатном буфере и выдерживанием раствора при комнатной температуре в течение 24 часов для полной мутаротации D-глюкозы [44].

Предварительно было исследовано влияние глицерина на протекание реакции в модельных системах. При этом смешивание буферных растворов компонентов проводилось непосредственно в глицерине. Полученная смесь выдерживалась при комнатной температуре в течение 60 мин и затем исследовалась с помощью метода МСВИ. В результате выяснилось, что интенсивность эмиссии ионов с $m = 195$ а.е.м. находится на уровне фоновых. Это свидетельствует о том, что реакция окисления глюкозы в среде глицерина не идет. Этот важный факт позволил фиксировать определенные времена взаимодействия между компонентами в модельной системе растворением пробы модельного раствора в глицерине.

Важным методическим моментом при анализе результатов является следующее. В наших исследованиях многочисленные измерения масс-спектров вторичных ионов глицериновых растворов различных органических материалов (при малых их концентрациях) показали, что выход ионов C^\pm ($m = 12$ а.е.м.) и CH^\pm ($m = 13$ а.е.м.) определяется глицериновой матрицей. Он очень слабо зависит от вида растворенного вещества и его концентрации (здесь и далее имеются в виду основные изотопы элементов) [39]. Для уменьшения влияния

неконтролируемых факторов на измеренные интенсивности эмиссий, а также с целью более корректного определения количественных изменений интенсивностей исследуемых эмиссий в зависимости от экспериментальных параметров проводилось нормирование масс-спектров по интенсивностям пиков для ионов с $m = 12$ а.е.м. и $m = 13$ а.е.м. Были измерены зависимости выхода продукта реакции (глюконовой кислоты) от времени экспозиции модельного раствора, т.е. от продолжительности реакции окисления глюкозы. На рис. 4 представлены результаты измерений. Увеличение времени реакции приводило к увеличению количества глюконовой кислоты с дальнейшим выходом на постоянный или близкий к нему уровень. Построение полученных кривых в полулогарифмическом масштабе позволяет показать, что увеличение концентрации продукта реакции со временем происходит по экспоненциальному закону, $C = C_0(1 - e^{-kt})$, где t – время выдержки раствора; C_0 и C – концентрации глюконовой кислоты при больших экспозициях раствора ($t \rightarrow \infty$) и при экспозиции, равной t . Величина коэффициента k в этом уравнении зависит от концентрации глюкозы в растворе. Если считать, что на участке насыщения вся глюкоза в результате реакции переходит в глюконовую кислоту, то приведение в соответствие интенсивности эмиссии с $m = 195$ а.е.м. концентрации (кривая 1 – 50 ммоль/л) позволяет определить концентрацию глюконовой кислоты на разных этапах взаимодействия.

На рис. 5 приведена зависимость выхода глюконовой кислоты от концентрации глюкозы. Видно, что количество глюконовой кислоты практически прямо пропорционально концентрации глюкозы в растворе (в измеренном диапазоне концентраций). Поскольку выход продукта ферментативной реакции подчиняется уравнению Михаэлиса – Ментен [45], то данный факт может свидетельствовать о том, что при данных экспериментальных условиях практически вся глюкоза успевает вступить в реакцию.

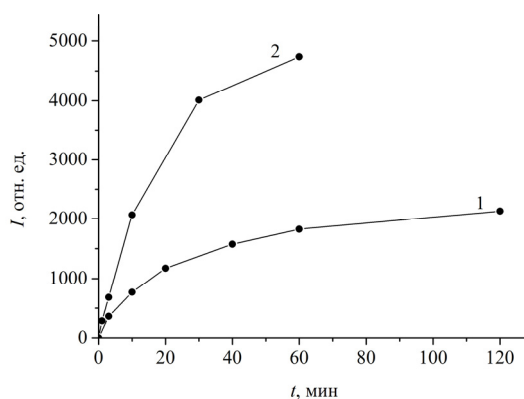


Рис. 4. Зависимость выхода глюконовой кислоты от времени выдержки модельного раствора при температуре 20-22°C. Концентрация глюкозооксидазы в растворе 12 мкмоль/л; глюкозы: 1 – 50 ммоль/л, 2 – 300 ммоль/л.

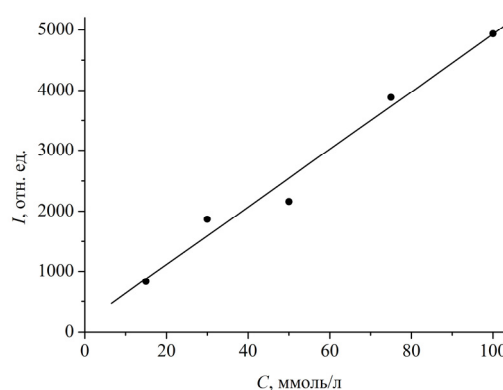


Рис. 5. Зависимость выхода глюконовой кислоты от концентрации глюкозы в модельном растворе. Концентрация глюкозооксидазы 12 мкмоль/л, время выдержки раствора 60 мин при температуре 20-22°C.

На рис. 6 приведена измеренная зависимость выхода глюконовой кислоты от концентрации глюкозооксидазы. Изменение концентрации глюкозооксидазы от 6 до 24 мкмоль/л (концентрация глюкозы – 50 ммоль/л, время экспозиции модельного раствора – 60 мин) приводит к незначительному изменению выхода глюконовой кислоты. Результаты измерений свидетельствуют о том, что для данной концентрации глюкозы используемых концентраций глюкозооксидазы вполне достаточно для того, чтобы реакция окисления прошла практически полностью.

Как было отмечено ранее, используемая нами методика позволяет исследовать не только конечный результат реакции окисления глюкозы, но также дает возможность получать информацию о промежуточной стадии рассматриваемой реакции. Как следует из схемы реакции ферментативного окисления глюкозы, промежуточным продуктом реакции окисления β -D-глюкозы в присутствии глюкозооксидазы является D-глюконолактон [46]. Таким образом, наличие или отсутствие в растворе глюконолактона (в частности, его количество) является хорошим индикатором промежуточной стадии реакции.

Предварительное измерение масс-спектра отрицательных ионов буферного раствора глюконолактона $C_6H_{10}O_6$ показало, что характерной эмиссией можно считать эмиссию, соответствующую депротонированным молекулам глюконолактона ($[C_6H_{10}O_6 - H]^-$, $m = 177$ а.е.м.).

Для этих экспериментов подготовка образцов проводилась следующим образом. Навеска глюконолактона растворялась в 100 ммоль/л Na-фосфатном буфере (pH 7,3–7,4) до концентрации 100 ммоль/л; раствор выдерживался в течение определенного времени при температуре 20-22°C и помещался в глицериновую матрицу. Полученный раствор и подвергался анализу. Результаты измерений зависимостей концентраций глюконолактона и глюконовой кислоты от времени выдержки глюконолактона в буферном растворе приведены

на рис. 7. Как видно, концентрация глюконолактона в буферном растворе снижается по мере роста экспозиции; концентрация глюконовой кислоты при этом возрастает. Это совершенно определенно свидетельствует о том, что при этих условиях происходит гидролиз глюконолактона с образованием глюконовой кислоты.

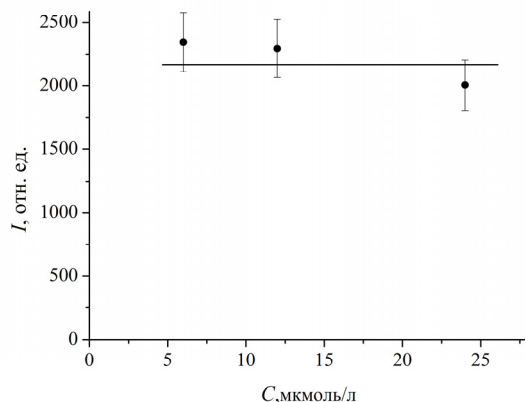


Рис.6. Зависимость выхода глюконовой кислоты от концентрации глюкозооксидазы в модельном растворе. Концентрация глюкозы 50 ммоль/л, время выдержки раствора 60 мин, температура 20-22°C.

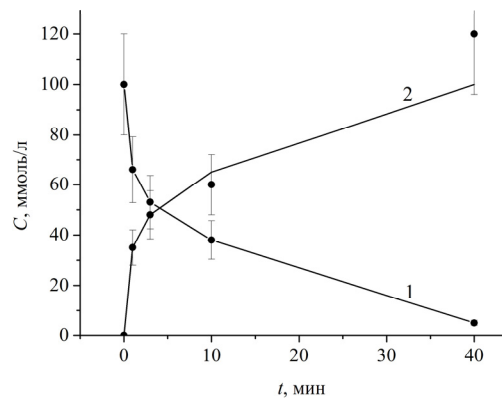


Рис.7. Зависимость концентрации глюконолактона (1) и глюконовой кислоты (2) от времени экспозиции в буферном растворе.

Таким образом, проведенные исследования показали, что методика, основанная на масс-спектрометрии вторичных ионов с применением жидкой матрицы, перспективна для исследования процессов в сложных биоорганических системах. Она позволяет анализировать протекание реакций в таких системах по поведению характерных вторичных ионов для компонентов системы, в том числе для промежуточных продуктов реакции. Кроме того, после необходимых калибровок такая методика позволяет проводить количественные измерения, т. е. определять концентрации компонентов в ходе реакции

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ОБЛУЧЕНИИ АМИНОКИСЛОТ

В основе биологического действия ультрафиолетового излучения (УФ) лежат химические изменения молекул биополимеров, вызванные поглощением ими квантов излучения. УФ облучение оказывает бактерицидное, мутагенное и канцерогенное действие, которое может привести к серьезному нарушению жизнедеятельности. В связи с этим механизмы влияния УФ излучения на объекты биологической природы является объектом постоянного изучения.

Ниже приведены результаты исследования методом МСВИ с жидкой матрицей радиационных повреждений молекул аминокислот аргинина, глутаминовой кислоты и триптофана при ультрафиолетовом облучении. В качестве жидкой матрицы был использован глицерин.

Исследовались образцы глицериновых растворов аминокислот аргинина - $C_6H_{14}N_4O_2$, триптофана - $C_{11}H_{12}N_2O_2$ и глутаминовой кислоты - $C_5H_9NO_4$ (концентрация растворов составляла 30, 30 и 50 ммоль/л соответственно). После облучения исследуемый раствор помещался в камеру анализатора. Измерения выполнялись при комнатной температуре. Записывались характерные участки масс-спектров положительных вторичных ионов, как исходных не облученных образцов, так и образцов после каждой дозы облучения [47, 48]. Плотность тока первичных ионов составляла $0.15 \text{ мкА}\cdot\text{см}^{-2}$. Масс-спектры отрицательных вторичных ионов для подобного рода исследований, как показали предварительные измерения, оказались менее информативными.

В процессе УФ облучения радиационному воздействию подвергаются не только молекулы исследуемого объекта (в данном случае аминокислот), но и молекулы глицериновой матрицы [49]. Это необходимо учитывать при интерпретации результатов. В связи с этим предварительно было изучено влияние УФ облучения на глицериновую матрицу, т.е. на чистый глицерин. Влияние УФ облучения на исследуемые объекты выяснялось путем сравнения масс-спектров положительных вторичных ионов, распыленных из растворов, подверженных облучению до различных доз, и исходного необлученного раствора, а также облученного до тех же доз чистого глицерина [50].

На первом этапе были определены вторичные ионы, характерные для каждой из исследованных аминокислот. На рис. 8-10 приведены характерные вторичные ионы (коэффициенты превышения) для исходных (не облученных) растворов аргинина, триптофана и глутаминовой кислоты.

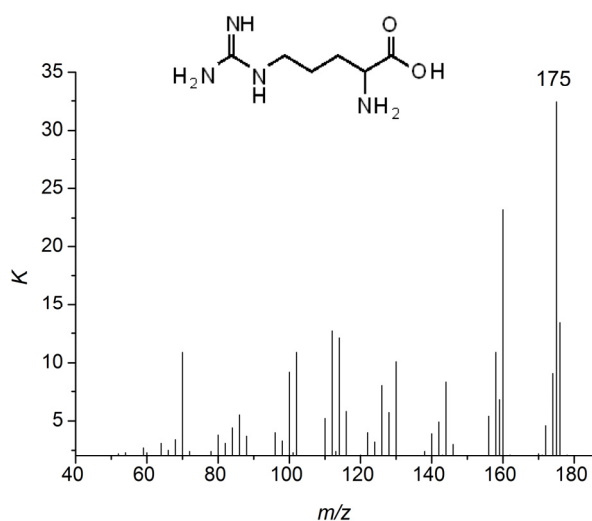


Рис. 8. Характерные вторичные ионы исходного раствора аргинина

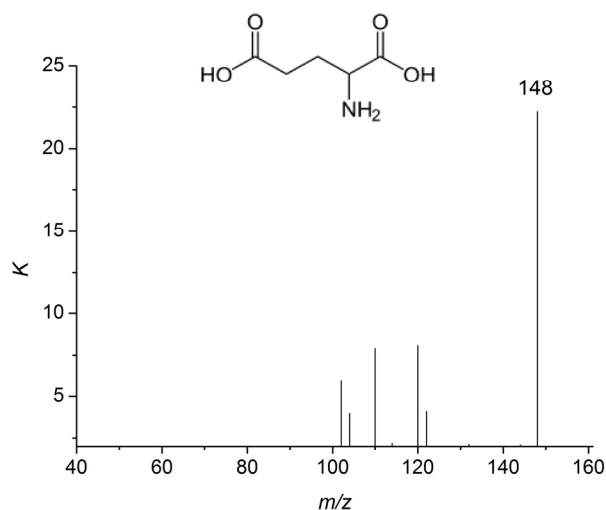


Рис. 9. Характерные вторичные ионы исходного раствора глутаминовой кислоты

Характерными вторичными ионами для исследованных аминокислот являются ионы, соответствующие как целой протонированной молекуле $[M+H]^+$ ($m=175$, 205 и 148 а.е.м. для аргинина, триптофана и глутаминовой кислоты соответственно), так и фрагментам целой молекулы. Среди характерных вторичных ионов, соответствующих фрагментам целой молекулы, для аргинина являются ионы с массами $m=160-158$, 156, 144, 142, 130, 128, 126, 116, 114, 112, 102, 86, 70 а.е.м., для глутаминовой кислоты - $m=122$, 120, 110, 102 а.е.м., для триптофана - $m=188$, 160-158, 156, 144-142, 132-130, 118 а.е.м. Массовый состав спектров характерных ионов зависит от возможности фрагментации молекул аминокислот в результате разрыва связей с миграцией атомов водорода. Эмиссии с четными значениями массы достаточно уверенно могут быть интерпретированы как азотсодержащие (четноэлектронные) фрагменты целых молекул [51]. Примечательно, что большинство характерных ионов имеют четные значения массы, такая ситуация характерна для объектов биологической природы [52-54].

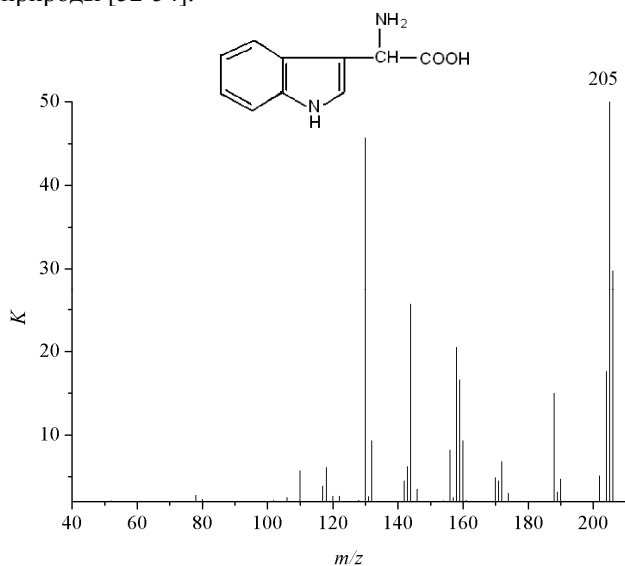


Рис. 10. Характерные вторичные ионы исходного раствора триптофана

Далее исследовалось собственно влияние ультрафиолетового облучения, т.е. измерялись и анализировались масс-спектры облученных растворов. Анализ результатов показал, что облучение чистого глицерина приводит к значительному уменьшению интенсивностей эмиссий, соответствующих целым протонированным молекулам глицерина $[C_3H_8O_3+H]^+$ ($m = 93$ а.е.м.), а также глицериновым комплексам $[(C_3H_8O_3)_2+H]^+$, $[(C_3H_8O_3)_3+H]^+$ ($m = 185$, 277 а.е.м.). Так облучение в течение 300 мин. приводит к снижению абсолютного вклада в общий спектр эмиссий, соответствующих целым протонированным молекулам глицерина, в 5 раз, а эмиссий, соответствующих целым глицериновым комплексам – в 10-12 раз. Одновременно имеет место увеличение (в разной степени) абсолютного вклада в общий спектр эмиссий, соответствующих

осколкам целой молекулы глицерина или глицериновых комплексов. Это свидетельствует об уменьшении концентрации целых молекул глицерина и об увеличении концентрации, т.е. накоплении фрагментов целых молекул.

В случае глицериновых растворов аминокислот ультрафиолетовое облучение, как и в случае чистого глицерина, приводит, прежде всего, к уменьшению абсолютного вклада в масс-спектр эмиссий вторичных ионов, соответствующих, как целым молекулам аргинина, триптофана и глутаминовой кислоты, так и их характерным фрагментам. Это прямо свидетельствует об уменьшении в растворе количества целых молекул

аминокислот, фрагментация которых первичным пучком и дает характерный спектр. На рис. 11 приведено изменение коэффициентов превышения характерных вторичных ионов аргинина от времени УФ облучения.

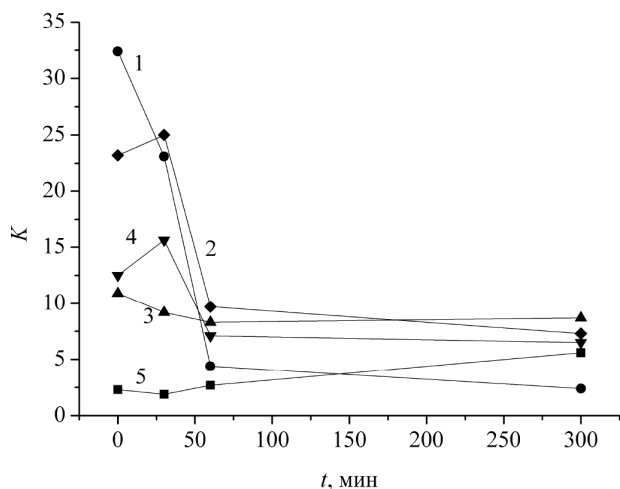


Рис. 11. Зависимость величины коэффициентов превышения от времени УФ облучения для характерных вторичных ионов аргинина с массами: 1 – 175, 2 – 160, 3 – 102, 4 – 70, 5 – 60 а.е.м

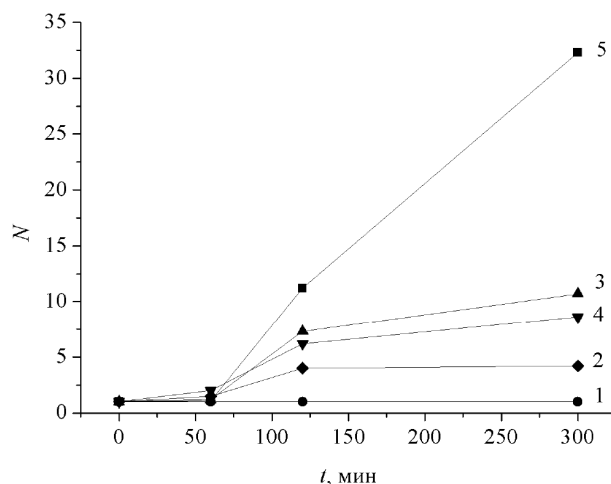


Рис. 12. Изменение удельного вклада в масс-спектр в зависимости от времени УФ облучения для характерных вторичных ионов аргинина с массами: 1 – 175, 2 – 160, 3 – 102, 4 – 70, 5 – 60 а.е.м.

Коэффициенты превышения получены делением нормированных интенсивностей эмиссий из облученного глицеринового раствора аргинина на нормированные интенсивности эмиссии из чистого глицерина, облученного до тех же доз. Из приведенных данных видно, что практически для всех характерных вторичных ионов коэффициенты превышения в конечном итоге падают. Исключение составляет фрагмент с массой $m = 60$ а.е.м. (CH_6N_3^+). Для этого фрагмента коэффициент превышения вырастает вдвое.

Уменьшение абсолютного вклада в спектр различных характерных ионов происходит в разной мере, вклад одних характерных ионов падает быстрее, других медленнее, а для некоторых проходит через максимум. В результате для максимальной из исследованных доз в спектре характерных вторичных ионов доминирующей становится эмиссия ионов с $m = 102$ а.е.м. ($\text{C}_4\text{H}_{12}\text{N}_3^+$).

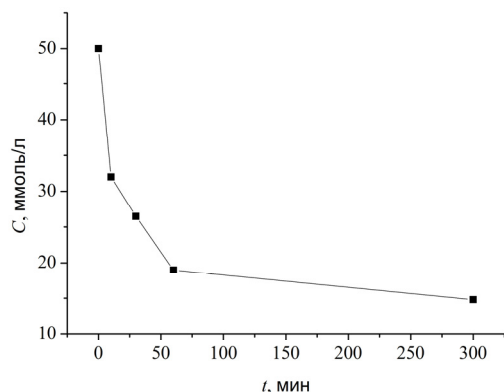


Рис. 13. Зависимость концентрации глутаминовой кислоты в глицерине от времени УФ облучения

удельной, по отношению к целым молекулам, концентрации фрагментов целых молекул. Если интенсивность эмиссии ионов, соответствующих целым молекулам, пропорциональна концентрации этих молекул в растворе (что не всегда справедливо), то после соответствующей нормировки можно проследить изменение их концентрации по мере облучения. На рис. 13 в качестве примера приведена зависимость концентрации целых молекул глутаминовой кислоты от времени облучения, здесь интенсивность эмиссии ионов $[\text{C}_5\text{H}_9\text{NO}_4 + \text{H}]^+$ (протонированная молекула глутаминовой кислоты) из исходного раствора сопоставлена с исходной концентрацией (50 ммоль/л).

Таким образом, облучение ультрафиолетом глицериновых растворов аминокислот аргинина, триптофана и глутаминовой кислоты приводит к существенному изменению масс-спектров вторичных ионов этих растворов.

За время облучения 300 мин. интенсивность эмиссий, соответствующих целым молекулам падает в

Перераспределение удельного вклада в характерный масс-спектр аргинина различных эмиссий хорошо видно на рис. 12, где приведено изменение удельного вклада N ряда характерных фрагментов по отношению к протонированной молекуле $m = 175$ а.е.м. Похожая картина наблюдается для растворов триптофана и глутаминовой кислоты. Здесь необходимо подчеркнуть, что способ обработки экспериментальных результатов, а именно, деление нормированных интенсивностей эмиссии из облученных растворов аминокислот на таковые из облученного глицерина, позволяет учесть имеющийся вклад в эффект собственно глицериновой матрицы. Наблюдаемые изменения в спектрах вторичной ионной эмиссии растворов аминокислот свидетельствуют об уменьшении абсолютной концентрации целых молекул аминокислот по мере УФ облучения. Одновременно УФ облучение приводит к увеличению

несколько раз. Поскольку интенсивность соответствующих эмиссий в данном диапазоне концентраций пропорциональна концентрации исследуемых объектов в растворе, то соответственно в несколько раз падает и концентрация этих аминокислот в растворе при облучении. Одновременно с уменьшением абсолютной концентрации целых молекул увеличивается удельная концентрация фрагментов целых молекул по отношению к концентрации целых молекул, т.е. наблюдается обогащение глицеринового раствора продуктами диссоциации аминокислот при УФ облучении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты наглядно показывают, что методика масс-спектрометрии вторичных ионов с применением жидкой матрицы, может быть с успехом использована для исследования, как собственно материалов органического происхождения, так и процессов в сложных биоорганических системах. При этом, однако, необходимо учитывать ряд факторов методического характера.

Проведенные исследования показали, что необходимо правильно выбирать плотность тока первичного пучка. Первичный пучок, оказывая разрушающее действие на образец, вносит изменения концентрации нефрагментированных (целых) молекул исследуемого объекта в растворе. Для получения корректных результатов необходимо, чтобы процессы диффузии фрагментов разрушенных молекул в объем раствора и диффузии неповрежденных молекул из объема раствора к поверхности превалировали над процессами разрушения молекул первичным пучком. Величина плотности тока первичного пучка для каждого исследуемого материала должна выбираться индивидуально.

Исследования также показали, что в экспериментах с жидкой матрицей необходимо обеспечить отсутствие взаимного влияния исследуемого материала и матрицы (в нашем случае глицерина). Необходимо выбирать диапазон концентраций исследуемого материала, в котором имеется линейная зависимость выхода ионов, характеризующих материал, от его концентрации, а выход ионов, характеризующих матрицу, от концентрации не зависит. При концентрации раствора больше некоторой пороговой растворенное вещество начинает оказывать влияние на выход вторичных ионов матрицы, что свидетельствует либо о взаимодействии растворенного вещества с материалом растворителя, либо об изменении механизмов образования вторичных ионов. Для различных материалов пороговые концентрации разные.

Как пример возможности использования методики МСВИ с жидкой матрицей для исследования сложных биоорганических систем, в работе приведены результаты исследования процессов ферментативного окисления глюкозы в системе, моделирующей биосенсор на глюкозу. В ходе исследований проводилось измерение масс-спектров компонентов растворов, моделирующих биосенсор на глюкозу и определение характерных для каждой компоненты эмиссий. Были измерены масс-спектры отрицательных вторичных ионов для Na-фосфатного буфера, для растворов в буфере глюкозооксидазы из *Aspergillus niger*, глюкозы, а также глюконовой кислоты. О ходе реакции окисления глюкозы в присутствии глюкозооксидазы судили по изменению интенсивностей эмиссий ионов, характеризующих продукт реакции – глюконовую кислоту. Были измерены зависимости выхода глюконовой кислоты от концентрации глюкозы, а также зависимости выхода глюконовой кислоты от концентрации глюкозооксидазы. О протекании реакции можно также судить по поведению вторичных ионов характерных для других компонентов системы, в том числе для промежуточных продуктов реакции.

Структурная чувствительность методики МСВИ делает ее полезной не только для определения состава материалов органического происхождения, но и для изучения процессов при радиационных воздействиях на органические и биоорганические объекты. Проведенные при помощи методики МСВИ с глицериновой матрицей исследования радиационных повреждений аминокислот при ультрафиолетовом облучении показали, что одним из механизмов влияния УФ излучения на объекты биологической природы является разрушение молекул аминокислот. Измерения показали, что УФ облучение приводит к уменьшению абсолютной концентрации целых, неповрежденных облучением молекул и одновременному увеличению концентрации фрагментов целых молекул, т.е. наблюдается обогащение глицеринового раствора продуктами диссоциации аминокислот при УФ облучении.

Авторы выражают благодарность канд. ф.-м. наук В.Н. Мельникову за большой вклад в масс-спектрометрические исследования объектов органического происхождения с использованием жидкой матрицы, которые в значительной степени использованы в настоящей работе. Авторы считают также отметить существенную роль проф. В.В. Товстяка в проведение совместных исследований, результаты которых используются в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Benninghoven A., Rüdenauer F.G., Werner H.W. Secondary Ion Mass Spectrometry: Basic Concepts, Instrumental Aspects, Applications, and Trends. - New York: Wiley, 1987. - 1227 p.
2. Fogel' Ya. M. Ion-ion emission - a new tool for mass-spectrometric investigation of processes on the surface and in the bulk of solids. // International Journal of Mass Spectrometry and Ion Physics. – 1972. - Vol. 9. - P. 109-125.
3. Kljuev N.A., Brodskij E.S. Sovremennye metody mass-spektrometricheskogo analiza organicheskikh soedinenij // Ros. Him. Zhurn. - 2002. - T. XLVI. – No. 4. - S. 57-63.

4. Mak-H'ju I.A. *Metody analiza poverhnosti*. Pod red. Zanderni. – M.: Mir, 1979. – S. 276-336.
5. Cherepin V.T. *Ionnyj mikrozonodovyy analiz*. – Kiev: Naukova Dumka, 1992. – 344 s.
6. Benninghoven A., Sichtermann W.K. Detection, identification and structural investigation of biologically important compounds by secondary ion mass spectrometry // *Anal. Chem.* - 1978. - Vol. 50. – No. 8. - P. 1180-1184.
7. Kempson I.M., Martin A.L., Denman J.A., French P.W., Prestidge C.A., Barnes T.J. Detecting the Presence of Denatured Human Serum Albumin in an Adsorbed Protein Monolayer Using TOF-SIMS // *Langmuir*. - 2010. - Vol. 26. – No. 14. - P. 12075-12080.
8. Saleem M., Galla H.J. Surface view of the lateral organization of lipids and proteins in lung surfactant model systems-A ToF-SIMS approach // *Biochim. Biophys. Acta*. - 2010. - Vol. 1798. – No. 4. - P. 730-740.
9. Kim Y.P., Hong M.Y., Kim J., Oh E., Shon H.K., Moon D.W., Kim H.S., Lee T.G. Quantitative analysis of surface-immobilized protein by TOF-SIMS: effects of protein orientation and trehalose additive. // *Anal. Chem.* - 2007. - Vol. 79. – No. 4. - P. 1377-1385.
10. Mahoney C.M., Yub L., Faheya A., Gardella J.A. Jr. SIMS depth profiling of polymer blends with protein based drugs // *Applied Surface Science*. - 2006. - Vol. 252. – No. 19. - P. 6609-6614.
11. Volandri G., Menichetti L., Matteucci M., Kusmic C., Consumi M, Magnani A., L'Abbate A., Landini L., Positanof V. An image formation model for Secondary Ion Mass Spectrometry imaging of biological tissue samples // *Applied Surface Science*. - 2010. - Vol. 257. – No. 4. - P. 1267-1275.
12. Green F.M., Gilmorea I.S., Seah M.P. G-SIMS and SMILES: Simulated fragmentation pathways for identification of complex molecules, amino acids and peptides // *Applied Surface Science*. - 2008. - Vol. 255. – No. 4. - P. 852-855.
13. Aoyagi S., Inoue M. An orientation analysis method for protein immobilized on quantum dot particles // *Applied Surface Science*. - 2009 - Vol. 256. – No. 4. - P. 995-997.
14. Hellweg S., Jacob A., Hoheisel J.D., Grehl T., Arlinghaus H.F. Mass spectrometric characterization of DNA microarrays as a function of primary ion species // *Applied Surface Science*. - 2006. - Vol. 252. – No. 19. - P. 6742-6745.
15. Zheng L., McQuaw C.M., Baker M.J., Lockyer N.P., Vickerman J.C., Ewing A.G., Winograd N. Investigating lipid–lipid and lipid–protein interactions in model membranes by ToF-SIMS // *Applied Surface Science*. - 2008. - Vol. 255. – No. 4. - P. 1190-1192.
16. Chandra S. Subcellular imaging of RNA distribution and DNA replication in single mammalian cells with SIMS: the localization of heat shock induced RNA in relation to the distribution of intranuclear bound calcium // *J. of Microscopy*. - 2008. - Vol. 232. – No. 1. - P. 27-35.
17. Amaya K.R., Monroe E.B., Sweedler J.V., Clayton D.F. Lipid imaging in the zebra finch brain with secondary ion mass spectrometry // *Int. J. of Mass Spectrometry*. - 2007. - Vol. 260. – No. 2-3. - P. 121-127.
18. Cole M.A., Jasieniak M., Thissen H., Voelcker N.H., Griesser H.J. Time-of-flight-secondary ion mass spectrometry study of the temperature dependence of protein adsorption onto poly (N-isopropylacrylamide) graft coatings. // *Anal. Chem.* - 2009. - Vol. 81. – No. 16. - P. 6905-6912.
19. Tantsyrev G.D., Povolotskaja M.I. Vlijanie strukturi polimernih molekul na vtorichno-emiccionnie macc-spektri. Sbornik "Vzaimodejstvie atomnyh chastic s tverdim telom". Kharkov. – 1976. – S. 18-21.
20. Pokrovskii V.A., Mosin V.V. Fast atom bombardment in mass spectrometry: Method and applications // *Theoretical and Experimental Chemistry*. – 1987. – Vol. 23. – No. 1. – P. 58-73,
21. Barber M., Bordoli R.S., Elliott G.J., Sedgwick R.D., Tyler A.N. Fast atom bombardment mass spectrometry // *Anal. Chem.* - 1982. - Vol. 54. – No. 4. - P. 645A-657A.
22. Bertrand P., Delcorte A., Garrison B.J. Molecular SIMS for organic layers: new insights // *Applied Surface Science*. - 2003. - Vol. 203-204. - P. 160-165.
23. Surman D.J., Vickerman J.C. Fast atom bombardment quadrupole mass spectrometry // *J. Chem. Soc., Chem. Commun.* - 1981. – No. 7. - P. 324-325.
24. Benninghoven A. Some aspects of secondary ion mass spectrometry of organic compounds // *Int. J. of Mass Spectrometry and Ion Physics*. - 1983. - Vol. 53. - P. 85-99.
25. Adriaensen L., Vangaever F., Lenaerts J., Gijbels R. Comparative study of organic dyes with time-of-flight static secondary ion mass spectrometry and related techniques // *J. of Mass Spectrometry*. - 2005. - Vol. 40. – No. 5. - P. 615-627.
26. Takayama M., Tanaka Y., Nomura T. Competitive formation of M^+ and $[M + H]^+$ ions under fast atom bombardment conditions // *Organic Mass Spectrometry*. - 1993. - Vol. 28. – No. 12. - P. 1529-1535.
27. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Tovstyak V.V. Issledovanie gljukozooksidazy metodom MSVI s ispol'zovaniem glicerinovej matricy // *Vzaimodejstvie ionov s poverhnost'ju (VIP-2005)*. Mater. XVII Mezhdunar. konf. M.: Izd. MAI, 2005. – T. 1. – S. 411-414.
28. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Tovstyak V.V. Concentration effects in secondary ion emission for solutions of organic dyes in glycerol // 4th European Workshop on Secondary Ion Mass Spectrometry "SIMS Europe 2004". – Münster, September 26-29, 2004. – P. 91.
29. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Koppe V.T., Tovstyak V.V. Issledovanie koncentracionnyh efektov pri analize rastvorov organicheskikh krasitelej v glicerine metodom VIMS//*Vzaimodejstvie ionov s poverhnost'ju (VIP-2005)*. Mater. XVII Mezhdunar. konf. M.: Izd. MAI, 2005. – T. 1. – C. 415-418.
30. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Tovstyak V.V. Issledovanie processov, protekajushhijh v glicerinovyh rastvorah organicheskikh krasitelej pri MSVI analize // *Visnyk HNU. Ser. Fizychna "Jadra, chastinki, polja"*. – 2005. – No. 657. – S. 63-68.
31. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Alimov S.S. Some aspects of SIMS investigations of organic materials with use of glycerol matrix // *Proc. of the 22nd International Conference on Atomic Collisions in Solids*. 21st to 26th July 2006, Berlin. – P. 59.
32. Mel'nikov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V. Secondary Ion Mass Spectrometry of Organic Materials with the Use of a Glycerol Matrix // *Russian Journal of Physical Chemistry A*. – 2009. - Vol. 83. – No. 6, - P. 979-983.

33. Rich R.L., Myszk D.G. Survey of the year 2007 commercial optical biosensor literature // *J. of Molecular Recognition*. - 2008. - Vol. 21. – No. 6 - P. 355-400.
34. Vo-Dinh T., Cullum B. Biosensors and biochips: advances in biological and medical diagnostics // *Fresenius' J. of Anal. Chem.* - 2000. - Vol. 366. – No. 6-7. - P. 540-551.
35. Mehrvar M., Bis C., Scharer J.M., Moo M., Luong J. H. Fiber-Optic Biosensors-Trends and Advances // *Analytical Sciences*. - 2000. - Vol. 16. – No. 7. - P. 677-692.
36. Kong T., Chen Y., Ye Y., Zhang K., Wang Z., Wang X. An amperometric glucose biosensor based on the immobilization of glucose oxidase on the ZnO nanotubes // *Sensors and Actuators B: Chemical*. - 2009. - Vol. 138. – No. 1. - P. 344-350.
37. Nenkova R., Ivanova D., Vladimirova J., Godjevargova T. New amperometric glucose biosensor based on cross-linking of glucose oxidase on silica gel/multiwalled carbon nanotubes/polyacrylonitrile nanocomposite film // *Sensors and Actuators B: Chemical*. - 2010. - Vol. 148. – No. 1. - P. 59-65.
38. Melnikov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V. SIMS Study of the Processes in Buffer Solutions of Bioorganic Systems // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. - 2008. - Vol. 72. – No. 7. - P. 929-933.
39. Melnikov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Tovstiyak V.V. Ob ispol'zovanii metoda MSVI dlja issledovanija vzaimodejstvija komponentov biosensora na gljukožu // *Vestnik HNU. Ser. "Jadra, chasticy, polja"*. - 2006. – No. 721. - S. 95-100.
40. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Tovstiyak V.V. SIMS study of processes in a system modeling glucose biosensor // *5th European Workshop on Secondary Ion Mass Spectrometry "SIMS Europe 2006"*, Münster, 2006. - P. 81.
41. Melnikov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V. Issledovanie processov v bufernyh rastvorah bioorganicheskikh sistem metodom MSVI // *Tr. XVIII Mezhdunar. Konf. VIP. M.: Izd-vo MAI, 2007. - T. 2. - C. 185-188.*
42. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V. SIMS investigations of multicomponent bioorganic systems // *5th European Workshop on Secondary Ion Mass Spectrometry "SIMS Europe 2006"*, Münster, 2006. - P. 21.
43. Melnykov V.N., Litvinov V.A., Koppe V.T., Gamayunova L.A., Tovstiyak V.V. SIMS investigations of Glucose Oxidase, Rhodamine 6G and Glucose Oxidase + Rhodamine 6G system in the glycerol matrix // *4th European Workshop on Secondary Ion Mass Spectrometry "SIMS Europe 2004"*, Münster, 2004. - P. 95.
44. Davydova M.E., Kurova V.S., Suhacheva M.V., Kupletskaja M.B., Riabov A.D., Netrusov A.I. Stabil'nost' i kataliticheskie svoystva gljukožooksidazy iz penicillium funiculosum G-15 // *Vestn. Mosk. univ-ta. Ser.2 Himija*. - 2002. - T. 43. – No. 6. - S. 366-370.
45. Levi A., Sikevic S. *Struktura i funkcii kletki*. – M.: Mir, 1971. – 584c.
46. Peters D., Hayes J., Hieftje G. *Chimicheskoe razdelenie i izmerenie. Teorija i praktika analiticheskoj chimii*. – M.: Chimija, 1978. – 816 s.
47. Litvinov V.A., Koppe V.T., Bobkov V.V., Gamayunova L.A. Radiation damages of biological objects during SIMS studies // *6th European Workshop on Secondary Ion Mass Spectrometry "SIMS Europe 2008"*, Münster, 2008. - P. 81.
48. Litvinov V.A., Koppe V.T., Logachev Yu.E., Bobkov V.V. SIMS Investigation of the Influence of Ultraviolet Irradiation on Amino Acids // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. - 2010. - Vol. 74. – No. 2. - P. 183-187.
49. Keough T., Ezra F.S., Russell A.F. et al. Comparison of the stable products formed by fast atom bombardment and γ -irradiation of glycerol // *Org. Mass Spectrom.* – 1987. – Vol. 22. – No. 5. – P. 241-247.
50. Litvinov V.A., Koppe V.T., Logachev Ju.E., Bobkov V.V. Issledovanie metodom VIMS vlijanija ul'traioletovogo obluchenija na aminokisloty // *Tr. XIX Mezhdunar. Konf. VIP. M.: Izd-vo MAI, 2009. - T. 1. - C. 410-413.*
51. Zenkevich I.G., Ioffe B.V. *Interpretacija mass-spektrov organicheskikh soedinenij*. – Leningrad: Himija, 1986. 176 s.
52. Henry M., Dupont-Gillain C., Bertrand P. Conformation change of albumin adsorbed on polycarbonate membranes as revealed by ToF-SIMS // *Langmuir*. - 2003. - Vol. 19. - P. 6271-6276.
53. Benninghoven A., Jaspers D., Sichtermann W. Secondary ion emission of amino acids // *Applied Physics B*. - 1976. - Vol. 11. – No. 1. - P. 35-39.
54. Tamaki S., Sichtermann W., Benninghoven A. Static SIMS Investigation of Ag-Supported Amino Acids // *Jpn. J. Appl. Phys.* - 1984. - Vol. 23. - P. 544-549.

PACS: 61.72.Cc, 68.55.Ln

MICROSTRUCTURE EVOLUTION AND DEUTERIUM RETENTION IN SS316 STEEL IRRADIATED WITH HEAVY IONS, HELIUM AND HYDROGEN

S.A. Karpov, I.E. Kopanets, B.S. Sungurov, G.D. Tolstolutsкая, A.S. Kalchenko

National Science Center "Kharkov Institute of physics and technology"

1, Academicheskaya Str., 61108, Kharkov, Ukraine

e-mail: karpoff@kipt.kharkov.ua

Received December 1, 2015

Using the methods of ion implantation, electron microscopy and nuclear reactions the data on defect microstructure evolution, accumulation levels and temperature ranges of retention of hydrogen isotope - deuterium in austenitic steel SS316 have been obtained. Implantation of 15 keV deuterium ions to a dose of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, 30 keV helium ions to a dose of $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, as well as steel irradiation with 1.4 MeV argon ions to a dose of $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ were carried out at room and elevated temperatures. The formation of dislocation structure, vacancy and gas-filled pores, and the nature of their size distribution were studied. The dependence of amount of trapped deuterium atoms on the defect structure evolution during annealing has been established. A considerable content of hydrogen in the traps associated with helium and argon bubbles was found, that confirms the data obtained for stainless steels irradiated in a light water reactors.

KEYWORDS: implantation, deuterium, helium, argon, defects, microstructure, distribution, accumulation

ЭВОЛЮЦІЯ МІКРОСТРУКТУРИ ТА УТРИМАННЯ ДЕЙТЕРІЯ В СТАЛІ SS316 ПРИ ОПРОМІНЕННІ ВАЖКИМИ ІОНАМИ, ГЕЛІЄМ І ВОДОРОДОМ

С.О. Карпов, І.Є. Копанець, Б.С. Сунгуров, Г.Д. Толстолуцька, О.С. Кальченко

Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"

Інститут фізики твердого тіла матеріалознавства та технологій

61108, м. Харків, вул. Академічна, 1

З використанням методик іонної імплантації, електронної мікроскопії та ядерних реакцій отримано дані щодо еволюції дефектної мікроструктури та рівнів накопичення і температурних інтервалів утримання ізотопу водню – дейтерію в аустенітній сталі SS316. Імплантація іонів дейтерію з енергією 15 кеВ до дози $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, гелію з енергією 30 кеВ до дози $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, а також опромінення сталі SS316 іонами аргону з енергією 1,4 МеВ до дози $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ здійснювались при кімнатній і підвищених температурах. Показано розвиток дислокаційних структур, вакансійних і газонаповнених пор та визначено характер їх розподілу за розмірами. Визначена залежність кількості захоплених атомів дейтерію від розвитку дефектної структури при відпалі. Встановлено істотне утримання водню в пастках, пов'язаних з гелієвими і аргоновими бульбашками, що підтверджує дані отримані для нержавіючих сталей, опромінених в реакторах на легкій воді.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імплантація, дейтерій, гелій, аргон, дефекти, мікроструктура, розподіл, накопичення

ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ И УДЕРЖАНИЕ ДЕЙТЕРИЯ В СТАЛИ SS316 ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ, ГЕЛИЕМ И ВОДОРОДОМ

С.А. Карпов, И.Е. Копанец, Б.С. Сунгуров, Г.Д. Толстолуцкая, А.С. Кальченко

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"

Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий

61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1

С использованием методик ионной имплантации, электронной микроскопии и ядерных реакций получены данные об эволюции дефектной микроструктуры, уровнях накопления и температурных интервалов удержания изотопа водорода – дейтерия в аустенитной стали SS316. Имплантация ионов дейтерия с энергией 15 кэВ до дозы $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, гелия с энергией 30 кэВ до дозы $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, а также облучение стали SS316 ионами аргона с энергией 1,4 МэВ до дозы $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ осуществлялись при комнатной и повышенных температурах. Показано развитие дислокационных структур, вакансионных и газонаполненных пор, и определен характер их распределения по размерам. Определена зависимость числа захваченных атомов дейтерия от развития дефектной структуры при отжиге. Установлено существенное содержание водорода в ловушках, связанных с гелиевыми и аргоновыми пузырьками, что подтверждает данные, полученные для нержавеющей сталей, облученных в реакторах на легкой воде.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: имплантация, дейтерий, гелий, аргон, дефекты, микроструктура, распределение, накопление

The effect of helium and hydrogen on the properties of structural materials in fission and fusion reactors is currently under consideration as a special topic of radiation damage physics and radiation materials science. The atoms of gas impurities are formed in stainless steels, as well as in other metals and alloys, by neutron-induced transmutation. Hydrogen is also introduced into metals by a variety of other mechanisms (corrosion, recoil injection of protons after neutron-water collisions, radiolytic decomposition of water, etc.). In recent years, the research results indicates the increasing negative role of helium and hydrogen at a joint their introduction into material.

Helium, having the greatest inertness and extremely low solubility in metals, when introduced into the material by ion implantation, diffuses rapidly via interstitials, easily binds with vacancies forming helium-vacancy complexes and

bubbles, and retained to a high temperatures. Although essentially all of the helium is retained in the steel, it is commonly assumed that most of the hydrogen due to its high mobility cannot be retained at high concentrations and will therefore diffuse out of the steel. Certain fraction of hydrogen can be stored in structural materials in the presence of a sufficient concentration of trapping sites. A review of published data showed that the hydrogen can be captured in the traps both radiation and non-radiation origin. In [1,2] it is shown that radiation-induced Frank loops and dislocation microstructure contribute to the retention of significant amounts of hydrogen. The formation of cavities may increase the trapping, especially if hydrogen located in the cavities in the molecular state. Furthermore, hydrogen retention appears to be accelerated when large amounts of helium are cogenerated [3].

Thus, the contribution to the processes of hydrogen accumulation and retention in metals and alloys provides a spectrum of radiation-induced defects (point defects and their clusters, dislocation loops of vacancy and interstitial types, precipitates of a new phase, vacancy and gas-filled pores). However, the contribution of each defect type in these processes so far not yet completely determined.

Austenitic stainless steel SS316, in addition to its wide practical application as a structural material of II and III generation reactors, ITER, «spallation» neutron sources and others, is a representative object for studying the hydrogen behavior in austenitic steels of 300 series due to the initial virtually defect-free structure.

The aim of this work was an investigation of evolution of SS316 steel microstructure after irradiation with helium or argon ions that simulate displacement damages resulting in structural materials under the influence of high-energy neutrons, and also the impact of radiation-induced defects on the accumulation and spatial distribution of ion-implanted hydrogen isotope – deuterium.

MATERIAL AND EXPERIMENTAL METHODS

Specimens of SS316 steel with dimensions 27x7x0.1 mm, previously solution annealed at 1340 K in a vacuum of 10^{-4} Pa for one hour were used for investigations. Steel composition is shown in Table.

Table.

SS316 steel composition, wt.%

C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	Mo	Ti	Fe
0.056	0.68	1.6	0.034	0.014	16.68	12.03	2.40	<0.01	бал.

The initial microstructure of SS316 steel is shown in Fig. 1. Austenitic grains with a size of about 30 microns were observed in the steel structure. Total dislocation density was $\sim 10^8$ cm⁻².



Fig. 1. The initial microstructure of SS316 steel after heat treatment at 1340 K/1 hour.

Implantation of steel with 15 keV deuterium, 30 keV helium and 1.4 MeV argon ions was carried out using accelerating system ESU-2 at room and elevated (780-1050 K) temperatures. The irradiation temperature was controlled by chromel-alumel thermocouple. The annealing of samples in the temperature range of 300-700 K were performed at a rate of temperature increasing and decreasing of 7 Ks⁻¹. After irradiation samples have been in situ examined by means of nuclear reaction analysis or transferred to the EM-125 electron microscope for the microstructure changes observation.

Thinning of specimens to a thickness suitable for TEM studies was conducted by standard jet electro-polishing from un-irradiated surface. Herewith a protective layer of varnish was applied on the irradiated surface of the sample to protect it from etching. Polishing was stopped as soon as the hole appeared in the sample. The sample was removed from the Teflon holder, washed in ethanol and then in acetone to dissolve the protective varnish film. Final washing was carried out in dehydrated ethanol. Analysis of TEM micrographs was performed using image processing software. In some cases samples were thinned from both sides. To remove a specified depth layer of material from irradiated side of the sample the electro-pulse technique was used.

The depth distribution of implanted particles was measured by a nuclear reaction $D(^3\text{He,p})^4\text{He}$ with using analyzing beams of ^3He ($E = 0.3\text{-}1.4$ MeV). Measurements were performed in backscattering geometry. ^3He ion beam was incident to the normal of sample surface. Products of nuclear reactions were registered at an angle of 160° with respect to the analyzing beam. The diameter of the beam at the irradiation was 3 mm, during analysis – 2 mm. Depth resolution in the backscattering geometry was 150 nm. Details of method are described elsewhere [4].

RESULTS AND DISCUSSION

Deuterium only. Fig. 2 shows the measured depth distribution profiles of deuterium implanted to a dose of 1×10^{16} cm^{-2} in SS316 steel at room temperature immediately after irradiation and after subsequent annealing at 373 K. Calculated ranges and damage profiles of deuterium with energy of 15 keV in SS316 steel are presented in the insert. All calculations were performed using SRIM 2006 code [5] with the Kinchin-Pease damage energy model and displacement energy of 40 eV for Fe and Cr. Calculated deuterium concentration in this case is about 0.9 at.%, and calculated damage – 0.02 displacement per atom (dpa).

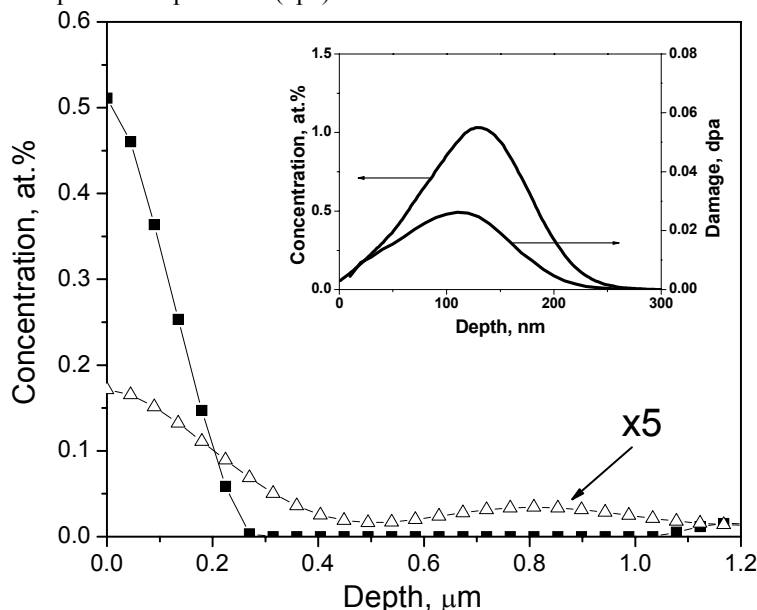


Fig. 2. Depth distribution profiles of deuterium implanted into SS316 steel at room temperature (■) and after annealing up to 373 K (Δ). Insert: Calculated (SRIM 2006) ranges and damage profiles of 15 keV deuterium in SS316 steel.

The microstructure of SS316 steel virtually did not change after irradiation compared to the initial structure. Apparently, non-equilibrium concentration of deuterium-induced defects is insufficient to develop a visible defect microstructure at fluence less than 0.1 dpa. The dose of appearance of smallest visible radiation defects depends on many factors (alloy composition, type and energy of ions, dpa rate, etc.) and estimates as 0.005-0.3 dpa at room temperature irradiation [6,7].

Depth distribution profile of deuterium after irradiation at room temperature has a maximum in the near-surface region (Fig. 2). The profile width corresponds to the calculated value. The amount of deuterium retained in the samples at room temperature is ~80% with respect to the irradiation dose. These data indicate the trapping of the implanted deuterium by radiation-induced traps, because in the absence of such defect-traps hydrogen must leave the implanted area during irradiation due to its high diffusivity in austenitic steels at room temperature $D \sim 1 \cdot 10^{-12}$ cm^2s^{-1} [8].

Annealing at 373 K causes a decreasing of deuterium retention in the near-surface area to 15% with respect to irradiation dose. In addition, the small second peak appears in deuterium distribution at a depths corresponding to the ion range of ^3He analyzing beam with energy of 0.3-1.4 MeV [9]. The observed features of deuterium interaction with SS316 austenitic stainless steel indicate a weak deuterium capturing in traps created at irradiation dose less than 0.1 dpa.

It can be assumed that the deuterium trapping occurs on radiation-induced point defects. In considering of interaction of FCC-metals with hydrogen the lowest binding energy, accordingly to the theoretical calculations, has a complex “H – self interstitial atom” (SIA). The binding energies of D-SIA according to experimental data are 0.16 eV for Pd, 0.21 eV for Cu and 0.24 eV for Ni. However, in most publications the interstitials do not considered as probable traps for hydrogen for the reason that the diffusivity of SIAs, especially in FCC- metals, is very high, and they disappear on sinks at temperatures much lower than required for hydrogen de-trapping [10,11]. Analysis of the literature shows that the most probable hydrogen traps in metals are vacancy type defects [12]. The binding energies of D atoms with vacancies are 0.48 eV in α -Fe, 0.43 eV in Ni, 0.41 eV in Cu. The temperatures of corresponding annealing stages of deuterium are very close to that obtained in the present study.

Helium pre-irradiation + deuterium. Irradiation of SS316 steel with 30 keV helium ions to a dose of $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at room temperature leads to the formation of gas bubbles with an average diameter of 1 nm (Fig. 3). Fig. 4 shows the distribution profile of deuterium after sequent implantation at room temperature into samples pre-irradiated with helium, and after subsequent annealing. As seen from the insert, calculated damage dose and helium concentration are $\sim 0.9 \text{ dpa}$ and 5 at.%, respectively.

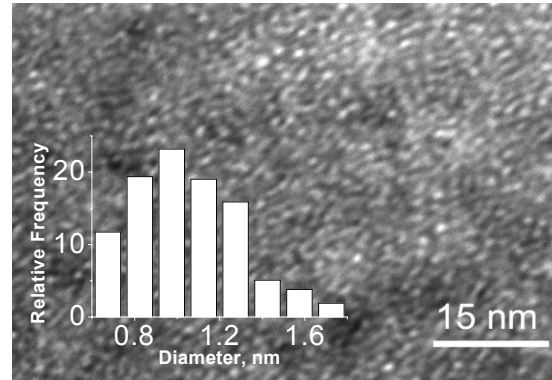


Fig. 3. Microstructure of SS316 steel after irradiation with 30 keV helium ions to a dose of $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at room temperature.

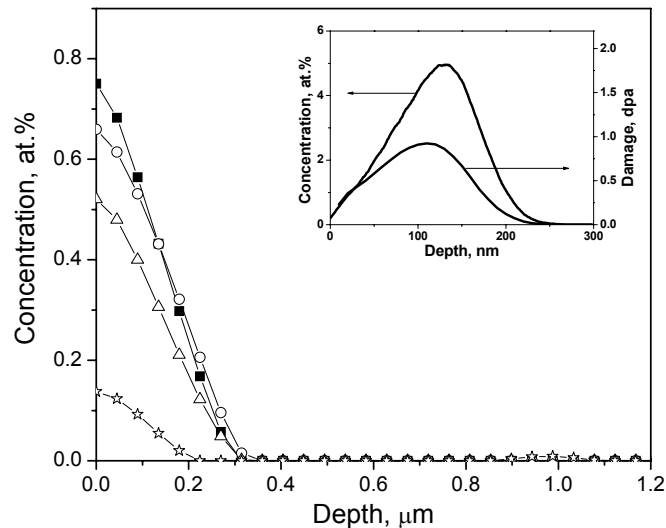


Fig. 4. Distribution profiles of deuterium implanted at room temperature (■) to a dose of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ in steel SS316, pre-irradiated with helium (30 keV, $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) and after subsequent annealing 373 (○), 500 (Δ) and 600 K (☆). Calculated (SRIM 2006) ranges and damage profiles of 30 keV helium ions in SS316 steel are shown in the insert.

In this case, the distribution profile of deuterium remains unchanged (within experimental error) up to a temperature of 373 K. At annealing temperatures of 500 and 600 K the deuterium concentration reduced to 70 and 15% of the radiation dose, respectively. The observed increasing of deuterium retention can be attributed to the influence of preliminary implanted helium. On the basis of electron microscopic studies (Fig. 3), it is believed that helium bubbles are effective deuterium traps.

Results of the study of helium porosity are well represented in the literature [13]. The formation of microscopic gas bubbles was observed after irradiation of metals and alloys with inert gas ions even at room temperature [14]. At helium implanted concentration of $0.6 < C_{\text{He}} < 3 \text{ at. %}$ the dominant microstructure in copper was a high density of small bubbles, and their growth and coalescence was observed at 573 K [15]. The influence of helium porosity on enhancement of hydrogen retention is confirmed by the results of numerous studies. Nevertheless, it still remains unclear the trapping mechanism. Some authors believe that trapping occurs as a result of deuterium atoms chemisorption on the helium bubbles walls, while others believe that traps are the elastic stress fields around the bubbles.

Argon pre-irradiation at room temperature + deuterium. The microstructure of SS316 steel irradiated with high energy argon ions to a dose of $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ is shown in Fig. 5. Fig. 6 shows the evolution of depth profiles of deuterium post-implanted at room temperature to a dose of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ in steel previously irradiated with argon. It should be noted that the sample temperature during irradiation with argon ions is exceeded the room temperature by 20-40 K.

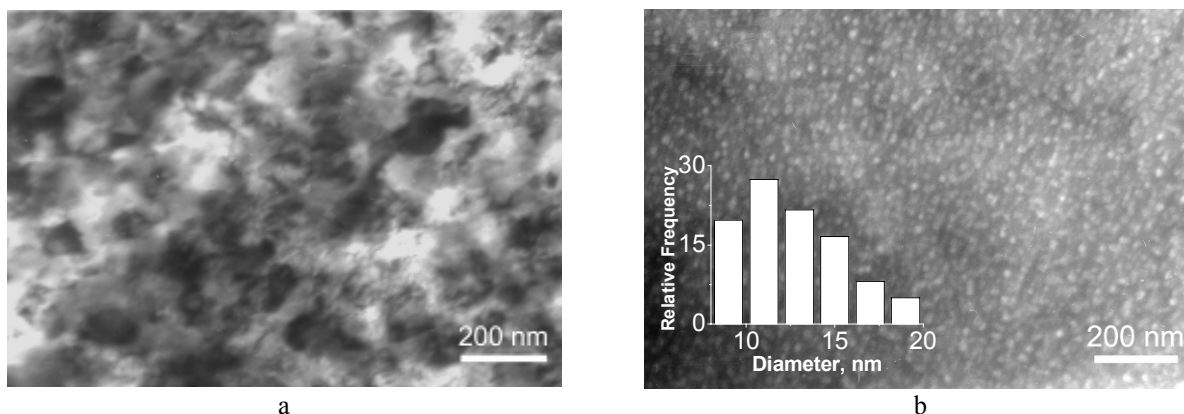


Fig. 5. The microstructure of SS316 steel at a depth of ~100 (a) and ~450 nm (b) after irradiation of samples with 1.4 MeV argon ions (dose of $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) at room temperature.

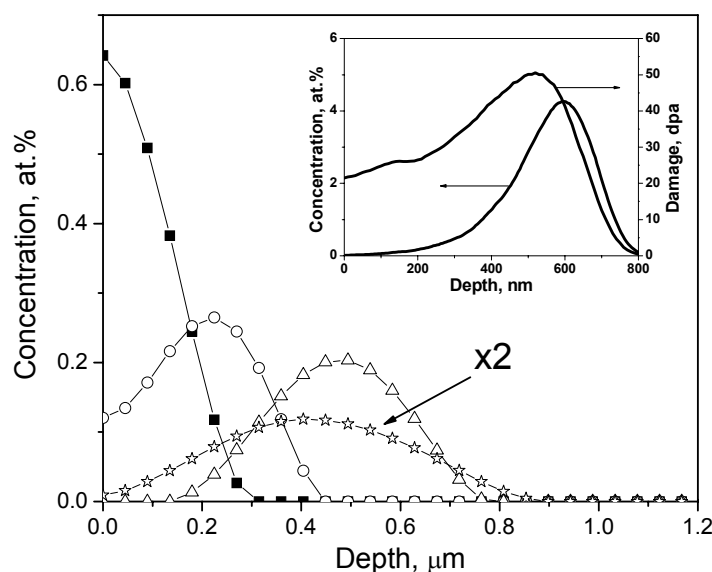


Fig. 6. Distribution profiles of deuterium implanted to a dose of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at T_{room} (■) in steel SS316 pre-irradiated with argon ions (1.4 MeV , $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$), and after subsequent annealing at 373 (○), 500 (Δ) and 600 K (☆). In the insert: calculated (SRIM 2006) ranges and damage profiles of 1.4 MeV argon in SS316 steel.

Irradiation of steel with high-energy gas ions having a relatively large average projected range causes the formation of depth-layers with different combinations of damage and concentrations of implanted particles. In present case, for simplicity, it seems appropriate to consider two virtual zones. In the first zone (0-200 nm), accordingly to SRIM 2006 calculations (see insert in Fig.6), there are mainly displacement damages at a level of 25 dpa and negligible amount of implanted argon atoms. The second zone (400-600 nm) is characterized by damage level up to 50 dpa and the argon concentration reaching 4 at.%. TEM examinations of the first zone have shown the formation of dislocation tangles (Fig. 5a). Despite the extremely high dislocation density ($\rho = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), separate dislocation loops have been observed, indicating the prolongation of processes of loops nucleation and growth. Meanwhile, the bubble structure with a density of $8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ and an average bubble diameter of 12 nm has been formed in a layer of 400-600 nm (Fig. 5b).

During irradiation at room temperature deuterium stops in the sample at the depths corresponding to the ranges of 15 keV/D^+ ions and within the region of defect structure previously created by argon irradiation (Fig.6, curve with a marker ■). At subsequent annealing one portion of deuterium has moved deeper into the specimen towards the zone of bubble structure (Fig.6, curve with a marker Δ), while another part has desorbed from surface. With increasing of annealing temperature the deuterium retention gradually decreases, and after annealing at 600 K in the sample remains approximately 30% of deuterium from the implant dose.

Argon pre-irradiation at elevated temperatures + deuterium. In experiments with cold-deformed and porous (in particular, electro-deposited) metals it was established surely that hydrogen is efficiently captured and strongly retained in cavities [16]. Microcavities can be formed in irradiated metals by combining of non-equilibrium radiation-induced vacancies both during irradiation and subsequent annealing.

In present study, a porous structure was formed by irradiation of SS316 steel with 1.4 MeV argon ions at elevated temperatures (Fig. 7a-c). It was found that the voids grow in the near surface region (0-200 nm).

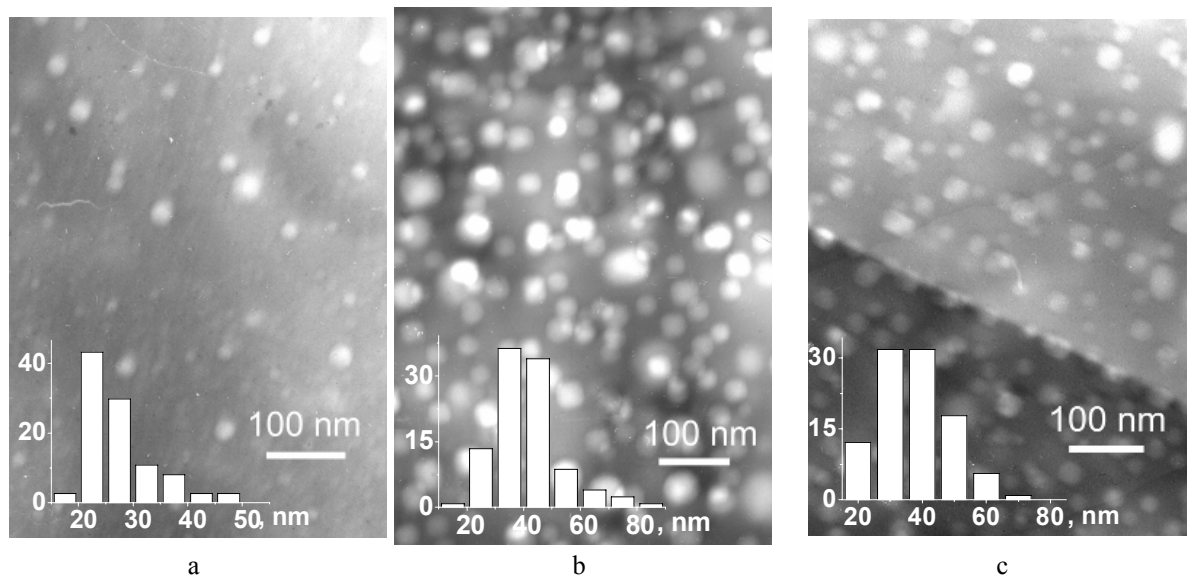


Fig. 7. Void microstructure in SS316 irradiated with argon ions to a dose of $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ at temperatures of 950 (a), 970 (b) and 1000 K (c).

Temperature dependence of the swelling, presented in Fig. 8, has a typical bell-shaped form. An increasing of swelling occurs in the temperature range of 910-940 K. With rising irradiation temperature up to 1000 K the swelling decreases. Swelling curve maximum is located at 940 K and shifted towards higher temperatures by ~ 20 K in comparison with the irradiation of austenitic steels with metallic ions [17]. Apparently, this may be due to the presence of argon atoms in voids. It is known that the atoms of inert gases are stabilizers of very small vacancy clusters, which have a very short lifetime without such stabilization. On the other hand, at a low temperature irradiation the void formation can be substantially suppressed by a high concentration of ultrafine bubbles [18]. In addition, parameters of steels swelling depend on the mode of an inert gas introducing. At simultaneous irradiation with heavy ions and inert gas implantation a shift of swelling curve to higher temperatures is occurred.

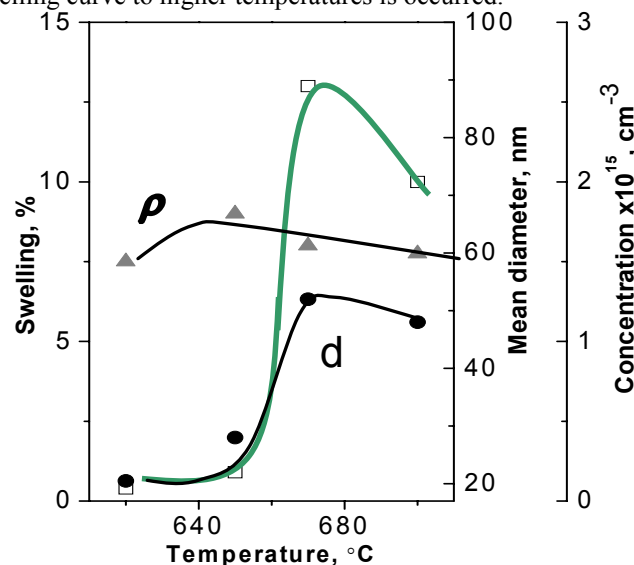


Fig. 8. Temperature dependences of swelling, void concentration (ρ) and mean void diameter (d).

Typical depth profiles of deuterium implanted to a dose of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at room temperature and after annealing of steel with previously created void structure are shown in Fig. 9. The behavior of deuterium in this case are qualitatively similar to its behavior after implantation into the structure created by argon pre-irradiation at room temperature: with temperature increasing the deuterium is redistributed from the zone of introduction and location of void structure towards the zone of larger damages and argon concentration, where TEM observations showed the formation of bubble structure.

Fig. 10 shows the temperature dependences of retained deuterium concentration for all above mentioned irradiation conditions. Data was obtained by processing of depth profiles. Fig. 10a represents the total amount of deuterium throughout the probing depth, and Fig. 10b – deuterium content (normalized per unit) in two layers 0-200 nm and 400-600 nm.

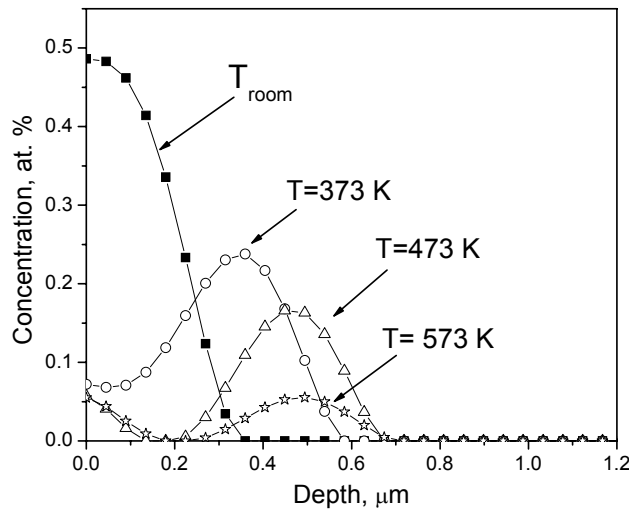


Fig. 9. Depth profiles of deuterium implanted to a dose of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ at room temperature and after annealing in the samples with a previously created void structure by 1.4 MeV Ar irradiation to a dose of $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ at 950 K.

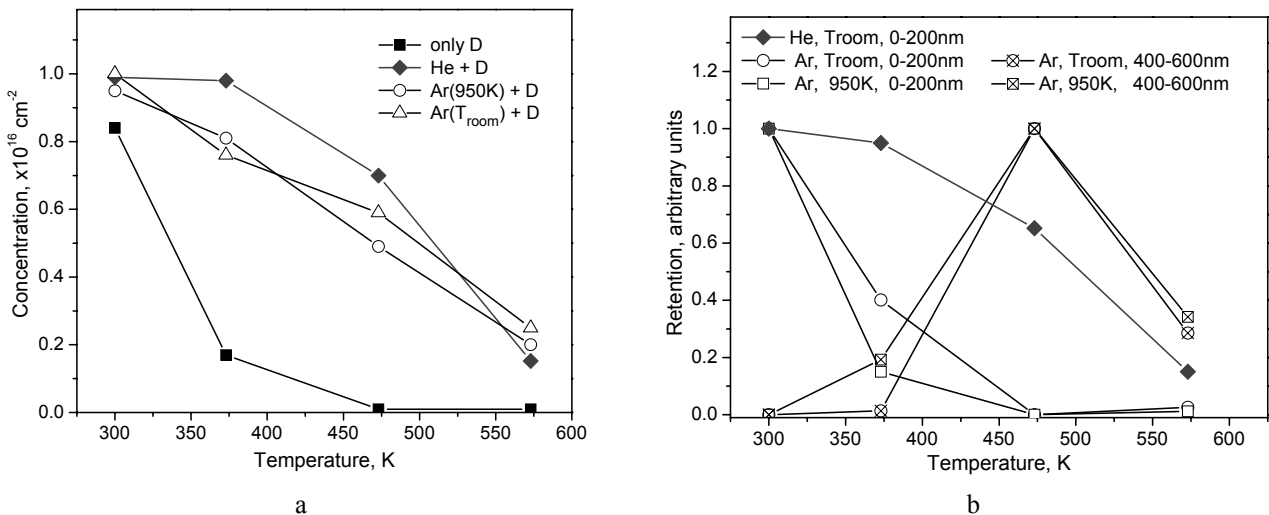


Fig. 10. The amount of retained deuterium implanted to a dose of $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ in SS316 steel having various irradiation pre-treatments.

Changes of the total deuterium amount at annealing (Fig. 10a) indicates almost identical deuterium retention in the defect structures induced by helium or argon ions pre-irradiation. However, the temperature ranges of actual retention of each trap system are differ (Fig. 10b). In the case of argon pre-irradiation the reducing of concentration of deuterium that has been primarily trapped in the void-type or dislocation-type defects occurs at 373 K (Fig. 6, Fig. 9). At the same time, the de-trapped deuterium migrates into the bulk where the re-trapping of deuterium by argon gas bubbles takes place. Besides, at this stage a part of deuterium is desorbed out of specimen. Note, that at the same temperature (373 K) the deuterium retention in helium pre-irradiated steel remains unchanged.

All above implies that the inert (helium or argon) gas-filled bubbles appear to be the strongest traps of implanted deuterium in stainless steel. The de-trapping of deuterium from these bubble-type defects observed during annealing to $\sim 600 \text{ K}$. What is the reason for deuterium de-trapping from these traps?

Analysis of the published data indicates that in the temperature range of 500-700 K in structural steels a significant increase of vacancies mobility occurs. In [19] the positron annihilation method was used to study the formation and annealing of vacancy clusters in austenitic steels and Fe-36% Ni alloy. Defects were induced by electron (5 MeV) irradiation at room temperature and subsequent stepwise annealing. It has been shown that the small vacancy clusters are formed in these materials. Vacancy clusters were thermally stable up to 450 K. For solution annealed samples, it was found that the stage associated with dissociation of vacancy type clusters is observed in the temperature range of 500-650 K.

It can be assumed that similar as it occurs at the high temperature implantation [14], the processes of growth and coalescence of inert gas bubbles are also take place during annealing of implanted samples. Transformation of bubbles during annealing assists the deuterium de-trapping from them.

CONCLUSIONS

Using the methods of ion implantation, transmission electron microscopy and nuclear reactions the examination of microstructure evolution and the influence of radiation-induced defects on the accumulation and the spatial distribution of ion-implanted deuterium in the SS316 austenitic stainless steel have been performed.

Data obtained in this paper show that irradiation of 316 steel in the dose range from 0.02 to 50 dpa at temperatures 300-1050 K depending on the irradiation mode results in the formation of dislocation structure (loops, dislocation tangles), voids and/or gas-filled bubbles. The characteristics of trapping and the temperature range of deuterium retention in traps formed by prior implantation of helium or argon depends on the type of developed defects.

Ion implanted deuterium is weakly trapped by vacancy-type defects produced in 15 keV D⁺ displacement cascades. Deuterium retention is reduced five times after annealing up to 373 K.

Radiation-induced dislocation and porous structures promotes the deuterium retention in the range 300-450 K.

Inert gas bubbles are the strongest traps of implanted deuterium in stainless steel. The bubble structure can retain the deuterium up to 600 K. Trapping of significant amounts of hydrogen can influence the onset and amount of void swelling, development of hardening and possibly on corrosion and cracking.

REFERENCES

1. Tolstolutskaia G.D., Rushytskiy V.V., Kopanets I.E., Karpov S.A., Bryk V.V., Voyevodin V.N., Garner F.A. Displacement and helium-induced enhancement of hydrogen and deuterium retention in ion-irradiated 18Cr10NiTi stainless steel // *J. Nucl. Mater.* - 2006. - Vol. 356. - P.136-142.
2. Garner F.A., Oliver B.M., Greenwood L.R., Edwards D.J., Bruemer S.M. Generation and Retention of Helium and Hydrogen in Austenitic Steels Irradiated in a Variety of and Test Reactor Spectral Environments // 9th Meeting on Environmental Degradation of Materials. – Tahoe, Utah, 2001. - P.54-72.
3. Karpov S.A., Kopanets I.E., Ruzhytskiy V.V., Sungurov B.S., Tolstolutskaia G.D. Cooperative effect of displacement damage and inert gas impurities on deuterium retention in austenitic and ferritic-martensitic steels // *Problems of Atomic Science and Technology.* - 2014. - Vol. 4(92). - P.31-37.
4. Tolstolutskaia G.D., Ruzhytskiy V.V., Karpov S.A., Kopanets I.E. Features of retention and release of deuterium out of radiation-induced damages in steels // *Problems of atomic science and technology. Series "Physics of Radiation Damages and Effects in Solids"*. - 2009. - Vol. 4-1(62). - P.29-41.
5. <http://www.srim.org/>
6. Muroga T., Fukuya K., Kawanishi H., Ishino Sh. Direct comparison of electron and self-ion damage in aluminum as a fusion neutron simulation study // *J. Nucl. Mater.* - 2006. - Vol. 104. - P.1349-1353.
7. Iwakir H., Tani M., Watanabe Y., Yoshida N. Radiation damage and deuterium trapping in deuterium-ion-irradiated Fe-9Cr alloy // *J. Nucl. Mater.* - 2014. - Vol. 444. - P.138-141.
8. Shvachko V.I. Model vodorodnogo ohrupchivaniya konstruktsionnyh stalej // *Metallophys i novejshe tehnol.* - 2001. - Vol. 23. – No.11. - P.1501-1512.
9. Sungurov B.S., Tolstolutskaia G.D., Karpov S.A., Kopanets I.E., Ruzhytskiy V.V., Nikitin A.V., Tolmachova G.N. Interaction of deuterium with SS316 austenitic stainless steel // *Problems of Atomic Science and Technology.* - 2015. - Vol. 2. - P.29-34.
10. Farrell G., Donnelly S.E. Thermal desorption and bombardment-induced release of deuterium implanted into stainless steels at low energy // *J. Nucl. Mater.* - 1978. - Vol. 76/77. - P.322-327.
11. Bugeat J.P., Chami A.C., Ligeon E. A study of hydrogen implanted in aluminium // *Phys. Lett. A.* - 1976. - Vol. 58. – No.2. - P.127-130.
12. Myers S.M. Trapping and Surface Recombination of Deuterium in Fusion Reactor Metals // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* - 1983. - Vol. 30. – No.2. - P.1175-1178.
13. Ullmaier H. The influence of helium on the bulk properties of fusion reactor structural materials // *Nuclear fusion.* - 1984. - Vol. 24. – No.8. - P.1039-1083.
14. Wang P., Li Y., Liu J., Zhang G., Ma R., Zhu P., Qiu C., Xu T. A study of helium trapping, bubble structures and helium migration in type 316L stainless steel under helium implantation // *J. Nucl. Mater.* - 1989. - Vol. 169. - P.167-172.
15. Gadalla A.A., Jäger W., Ehrhart P. TEM investigation of the microstructural evolution during mev helium implantation in copper // *J. Nucl. Mater.* - 1985. - Vol. 137. - P.73-76.
16. Escobar D.P., Duprez L., Verbeken K., Verhaege M. Study of the Hydrogen Traps in a High Strength TRIP Steel by Thermal Desorption Spectroscopy // *Mater. Sci. Forum.* – Vol. 706-709. – P.2253-2258.?
17. Borodin O.V., Bryk V.V., Kalchenko A.S., Melnichenko V.V., Voyevodin V.N., Garner F.A. Synergistic effects of helium and hydrogen on self-ion-induced swelling of austenitic 18Cr10NiTi stainless steel // *J. Nucl. Mater.* - 2013. - Vol. 442. - P.S817-S820.
18. Stoller R.E., Maziasz P.J., Rowcliffe A.F., Tanaka M.P. Swelling behavior of austenitic stainless steels in a spectrally tailored reactor experiment: implications for near-term fusion machines // *J. Nucl. Mater.* - 1988. - Vol. 155-157. - P.1328–1334.
19. Druzhkov A.P., Arbuзов V.L., Perminov D.A. Positron annihilation study of effects of Ti and plastic deformation on defect accumulation and annealing in electron-irradiated austenitic steels and alloys // *J. Nucl. Mater.* - 2005. - Vol. 341. - P.153-163.

(blank line)

(blank line)

PACS: Here you must specify PACS codes

(blank line)

INSTRUCTIONS FOR PREPARING MANUSCRIPT (TITLE)

(blank line)

N.N. Author¹, N.N. Co-author(s)²

¹*Affiliation*

²*Affiliation (if different from Authors affiliation)*

e-mail: corresponding_authors@mail.com

Received January 14, 2014

(blank line)

Each paper must begin with an abstract. The abstract should be typed in the same manner as the body text (see below). Please note that these Instructions are typed just like the manuscripts should be. The abstract must have at least 500 phonetic symbols, supplying general information about the achievements, and objectives of the paper, experimental technique, methods applied, significant results and conclusions. Page layout: the text should be printed on the paper A4 format, at least 3 pages, with margins of: Top - 3, Bottom, Left and Right - 2 cm. The abstract should be presented in English (only for foreign authors), Ukraine and Russian.

KEYWORDS: there, must, be, at least, 5 keywords

(blank line)

This is introduction section. This paper contains instructions for preparing the manuscripts. The text should be prepared in .doc format (using MS Word).

(blank line)

INSTRUCTIONS

The text should be typed as follows:

- title: Times New Roman, 12 pt, ALL CAPS, bold, 1 spacing, centered;
- authors: name, initials and family names; Times New Roman, 12 pt, bold, 1 spacing, centered;
- affiliation(s): Times New Roman, 9 pt, italic, 1 spacing, centered;
- abstract: Times New Roman, 9 pt, 1 spacing, justified;
- body text: Times New Roman, 10 pt, 1 spacing, justified; paragraphs in sections should be indented right (tabulated) for 0.75 cm;
- section titles: Times New Roman, 10 pt, bold, 1 spacing, centered, without numbering, one line should be left, blank above section title;
- subsection titles: Times New Roman, 10 pt, bold, 1 spacing, centered, without numbering in accordance to the section (see below), one line should be left blank above subsection title;
- figure captions: width of the figure should be 85 or 170 mm, figures should be numbered (Fig. 1) and titled below figures using sentence format, Times New Roman, 9 pt, 1 spacing, centered (if one line) or justified (if more than one line); one line should be left blank below figure captions;
- table captions: width of the table should be 85 or 170 mm, tables should be numbered (Table 1.) and titled above tables using sentence format, Times New Roman, 10 pt, 1 spacing, centered (if one line) or justified (if more than one line), tables should be formatted with a single-line box around the outside border and single ruling lines between rows and columns; one line should be left blank below tables;
- equations: place equations centered, numbered in Arabic (1), flush right, equations should be specially prepared in MathType; one line should be left blank below and above equation.

(blank line)

Additional instructions

Numerated figures and tables should be embedded in your text and placed after they are cited. Only black and white drawings and sharp photographs are acceptable. Letters in the figures should be 3 mm high. The figures should be presented in one of the following graphic formats: jpg, gif, pcx, bmp, tif.

(blank line)

REFERENCES

Titles of journals, articles and author names in references should be given in Roman script. References should be numbered in the order of referring in the text, e.g. [1], [2-5], etc. Do not superscript your reference numbers. Cite references as in journal format. The full references should be listed in numerical order of citation in the text at the end of the paper (justified), Times New Roman, 9 pt, 1 spacing. References should be given in the following form:

Journals

1. Holzwarth G., Eckart G. Fluid-dynamical approximation for finite Fermi systems // Nucl. Phys. - 1979. - Vol. A325. - P.1-30.

Books

2. Bertsch G.F., Broglia R.A. Oscillations in finite quantum systems. Ch. 6. - Cambridge: Cambridge University, 1994. - 150 p.

Chapters

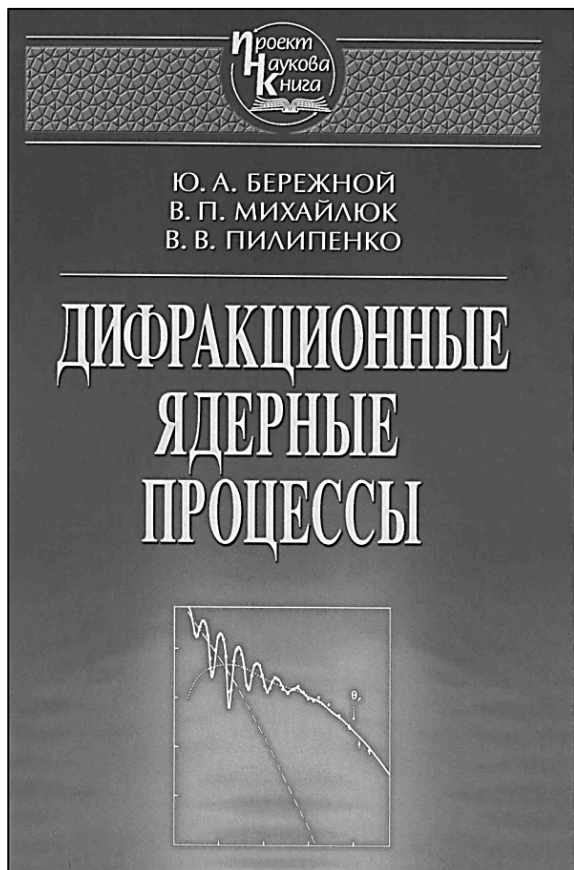
3. Van der Woude A. The electric giant resonances // Electric and magnetic giant resonances in nuclei / Ed. by J. Speth. - Singapore: World Scientific P.C., 1991. - P. 99-232.

Conference or symposium proceedings

4. Smolanzuk R., Skalski J., Sobiczewski A. Masses and half-life of superheavy elements // Proc. of the International Workshop 24 on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations / Ed. by H. Feldmeier et al. - GSI, Darmstadt, 1996. - P.35-42.

Special Notes

1. Use International System of Units (SI system). 2. It is undesirable to use acronyms in the titles. Please define the acronym on its first use in the paper. 3. Refer to isotopes as ¹⁴C, ³H, ⁶⁰Co, etc.



Бережной Ю. А. Дифракционные ядерные процессы : [монография] / Ю. А. Бережной, В. П. Михайлюк, В. В. Пилипенко ; Нац. акад. наук Украины, Ин-т ядер. исслед. – Киев: Наукова думка, 2014. – 258 с. ISBN 978-966-00-1434-3

В монографии изложена теория взаимодействия нуклонов и легких ядер с ядрами в области промежуточных энергий. Рассмотрены фраунгоферовская и френелевская картины ядерного рассеяния, радужное рассеяние в ядерных столкновениях, разложение амплитуды рассеяния на ближнюю и дальнюю части, квантовая интерференция в рассеянии микрообъектов, влияние внутренней структуры легких ядер на величины сечений, модель многократного дифракционного рассеяния и ее приложение к рассеянию адронов ядрами, имеющими кластерную структуру. Приведены результаты анализа различных экспериментальных данных.

Для научных работников, преподавателей и аспирантов высшей школы.

© Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 2014

© Бережной Ю. А., Михайлюк В. П., Пилипенко В. В., 2014

© НВП "Видавництво "Наукова думка" НАН України", дизайн, 2014

У монографії викладено теорію взаємодії нуклонів і легких ядер з ядрами в області проміжних енергій. Розглянуто фраунгоферову і френелеву картини ядерного розсіяння, райдужне розсіяння в ядерних зіткненнях, розвинення амплітуди розсіяння на ближню та дальню частини, квантова інтерференція в розсіянні мікрооб'єктів, вплив внутрішньої структури легких ядер на величини перерізів, модель багаторазового дифракційного розсіяння та її застосування до розсіяння адронів ядрами, що мають кластерну структуру. Наведено результати аналізу різних експериментальних даних.

Для наукових працівників, викладачів та аспірантів вищої школи.

* * * * *



Бережной Ю.А. Лекції з квантової механіки: підручник / Ю. А. Бережной. – Х. – ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2014. – 432с.
ISBN 978-966-285-073-4

Викладено нерелятивістську квантову механіку як розділ сучасної теоретичної фізики. Докладно розглянуто ідеї та методи квантової механіки, основи її математичного апарату та застосування квантової фізики до теорії структури атомів, молекул, атомних ядер і до задач розсіяння мікрооб'єктів.

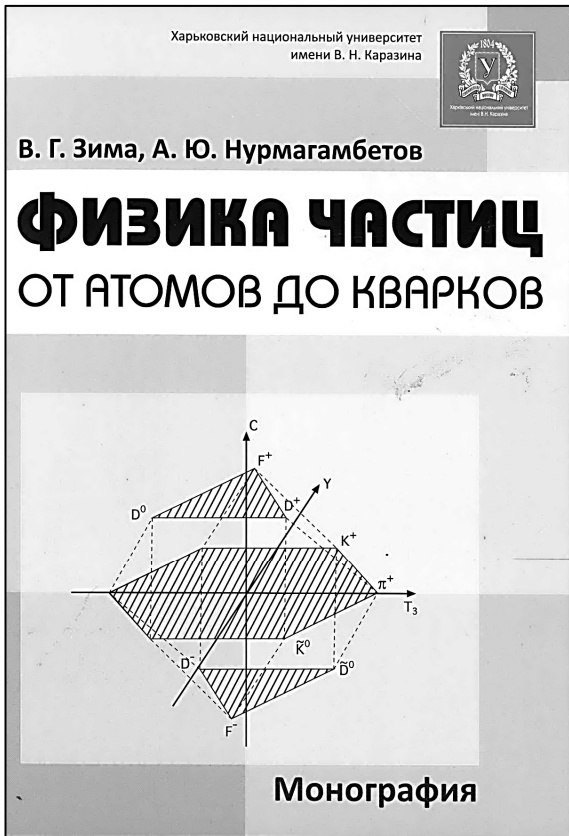
Для студентів, аспірантів і викладачів вищих навчальних закладів.

© Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
2014

© Бережной Ю.А., 2014

© Літвінова О.О., макет обкладинки, 2014

* * * * *



Зима В. Г. Физика частиц от атомов до кварков: монография / В.Г. Зима, А.Ю. Нурмагамбетов. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 268 с. ISBN 978-966-285-042-0

Изложены основные идеи и методы исследования физики элементарных частиц. Рассмотрены типы фундаментальных взаимодействий, свойства элементарных частиц, симметричный подход к их классификации. Приводится анализ феноменологических моделей, приведших к кварковой схеме строения адронов, обсуждаются свойства теории электрослабых взаимодействий и механизмы нарушения калибровочных симметрий, лежащих в основе Стандартной модели элементарных частиц. Для студентов и аспирантов физических специальностей высших учебных заведений, преподавателей и научных работников, специализирующихся в физике элементарных частиц и высоких энергий.

- © Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, 2014
- © ИТФ ННЦ ХФТИ, 2014
- © Зима В. Г., Нурмагамбетов А. Ю., 2014
- © О. А. Литвинова, макет обложки, 2014

Зима В. Г. Фізика частинок від атомів до кварків: монографія / В. Г. Зима, О. Ю. Нурмагамбетов. – Х. – ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. - 268 с.

Викладено основні ідеї та методи дослідження фізики елементарних частинок. Розглянуто типи фундаментальних взаємодій, властивості елементарних частинок, симетрійний підхід до їх класифікації. Наводиться аналіз феноменологічних моделей, що призвели до кваркової схеми побудови адронів, обговорюються властивості теорії електрослабких взаємодій і механізми порушення калібрувальних симетрій, що лежать в основі Стандартної моделі елементарних частинок. Для студентів та аспірантів фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів, викладачів і наукових працівників, що спеціалізуються у фізиці елементарних частинок і високих енергій.

Zima V. G. Particle physics from atoms to quarks: monograph / V. G. Zima, A. J. Nurmagamбетov. Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University, 2014. – 268 p.

Monograph contains basic ideas and methods of studying elementary particle physics. We review types of fundamental interactions, properties of elementary particles, symmetry approach to their classification. We give the analysis of phenomenological models resulted in the quark scheme of hadrons, discuss properties of the electroweak interactions and mechanisms of breaking the gauge symmetries lying in the basis of the Standard model of elementary particles.

For students and post-graduates of physical specialities of High Education Institutions, as well as for lecturers and scientific researchers specialized in elementary particle physics and high energy physics.

* * * * *

Наукове видання

СХІДНО-ЄВРОПЕЙСЬКИЙ ФІЗИЧНИЙ ЖУРНАЛ

Том 2 Номер 4

EAST EUROPEAN JOURNAL OF PHYSICS

Volume 2 Number 4

Збірник наукових праць
англійською, українською, російською мовами

Коректор – Коваленко Т.О.
Технічний редактор – Гірник С.А.
Комп'ютерне верстання – Гірник С.А.

Підписано до друку 31.12.2015. Формат 60×84 /8. Папір офсетний.

Друк ризографічний.

Ум. друк. арк. 11,7. Обл.-вид. арк. 9,36
Тираж 300 пр. Зам. № Ціна договірна

61022, Харків, майдан Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Видавництво

Надруковано Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
61022, Харків, майдан Свободи, 4, тел. +380-057-705-24-32
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09