
СОДЕРЖАНИЕ

Том 12, номер 4, 2021

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Оптимизация алгоритма поиска первичной вершины для эксперимента $BM@N$ с учетом топологии событий

Н. Е. Кахановская, С. П. Мерц, С. А. Немнюгин 201

Структура карликовой галактики Fornax с преобладанием Темной Материи в самосогласованной модели

Г. А. Щелканова 207

Волновые функции дважды тяжелых барионов на световом конусе

А. К. Шухтина 214

Линейные поперечные, угловые и временные характеристики конверсии электронов в позитроны в оптимальных мишенях при $E^- = 55, 220, 1000$ МэВ

Л. З. Джилавян, С. С. Бельшев 220

Сэмплинг-флуктуации в электромагнитных калориметрах

В. Н. Горячев, С. П. Денисов 229

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Подготовка и проведение облучательных экспериментов для экспресс-анализа конструкционных материалов реакторов на ускорителе ТИПр

К. Е. Прянишников, П. А. Федин, Р. П. Куйбида, А. Ю. Лукашин, Т. В. Кулевой 233

Проект комптоновского источника фотонов с энергией до 2500 МэВ на источнике синхротронного излучения СКИФ

В. В. Каминский, О. И. Мешков, Н. Ю. Мучной 238

ФИЗИКА НАНОСТРУКТУР

Применение нано- и микрочастиц для интенсификации опреснения воды с помощью солнечного излучения

*А. В. Ольховский, В. С. Юнин, Д. М. Кузьменков, П. Г. Стручалин,
К. В. Куценко, Б. В. Балакин* 246

Contents

Vol. 12, No. 4, 2021

Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

- Optimization of the Primary Vertex Reconstruction Algorithm
for the BM@N Experiments with Regard to Topology of Events
N. E. Kakhanovskaya, S. P. Merts, and S. A. Nemnyugin 201
- The Fornax Dwarf Galaxy Structure According to the Dark Matter Dominated
Self-Consistent Modelling
G. A. Shchelkanova 207
- Wave Functions of Doubly Heavy Baryons on the Light Cone
A. K. Shukhtina 214
- Linear Transversal, Angular, and Time Characteristics of Electron-to-Positron
Conversion in Optimal Targets at $E^- = 55, 220, 1000$ MeV
L. Z. Dzhilavyan and S. S. Belyshev 220
- Sampling-Fluctuations in Electromagnetic Calorimeters
V. N. Goryachev and S. P. Denisov 229
-

Charged Particle Accelerators for Nuclear Technologies

- Preparation and Performance of Irradiation Experiments
for Express Analysis of Reactor Structural Materials at Accelerator HIPr
K. E. Pryanishnikov, P. A. Fedin, R. P. Kuibeda, A. Y. Lukashin, and T. V. Kulevoy 233
- Project for a Compton Photon Source with an Energy up to 2500 MeV
at the SKIF Synchrotron Radiation Facility
V. V. Kaminskiy, O. I. Meshkov, and N. Yu. Muchnoi 238
-

Physics of Nanostructures

- Application of Fine Dispersion of Particles to Intensify
Water Desalination Using Solar Radiation
*A. V. Olkhovskii, V. S. Yunin, D. M. Kuzmenkov, P. G. Struchalin,
K. V. Kutsenko, and B. V. Balakin* 246
-
-

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.1.05

ОПТИМИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ПОИСКА ПЕРВИЧНОЙ ВЕРШИНЫ
ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА $BM@N$ С УЧЕТОМ ТОПОЛОГИИ СОБЫТИЙ

© 2021 г. Н. Е. Кахановская^а, *, С. П. Мерц^б, С. А. Немнюгин^а

^аСанкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034 Россия

^бОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

*E-mail: kakhanovskaya.natalia@gmail.com

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 24.02.2021 г.

Принята к публикации 04.03.2021 г.

$BM@N$ (Baryonic Matter at Nuclotron) – это первый действующий эксперимент в рамках проекта NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). В 2018 году на пучках аргона, криптона и углерода были проведены первые запуски эксперимента с набором физических данных. Одна из необходимых задач для проведения анализа экспериментальных данных – это восстановление первичной вершины взаимодействия (пространственной точки, в которой произошло столкновения пучка с мишенью). Настоящая работа посвящена анализу и оптимизации существующего алгоритма поиска первичной вершины, основанного на методе виртуальных плоскостей. Проведен анализ зависимости качества работы алгоритма от его параметров. Приводятся результаты для разных мишеней и триггеров.

Ключевые слова: $BM@N$, VmnRoot, первичная вершина, метод виртуальных плоскостей, фильтр калмана, реконструкция событий, оптимизация алгоритма, анализ зависимости от параметров

DOI: 10.56304/S2079562920060299

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперимент $BM@N$ (Baryonic Matter at Nuclotron) является частью создаваемого в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна, Московская область) ускорительно-накопительно-го комплекса NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) [1]. Его основная цель – исследование взаимодействия релятивистских пучков тяжелых ионов с фиксированными мишенями в диапазоне энергий до 6 ГэВ/нуклон.

Эксперимент $BM@N$ – это первая действующая установка в рамках ускорительного комплекса NICA. Первые запуски с набором физических данных прошли в 2018 году. К настоящему моменту было осуществлено 7 запусков [2].

На рис. 1 показана схема установки эксперимента $BM@N$. Геометрия экспериментальной установки довольно типична для эксперимента с фиксированной мишенью: прямо за мишенью располагается набор детекторов, необходимых для реконструкции траекторий заряженных частиц и ионизационный калориметр, за ними располагаются времяпролетные детекторы и в конце установки – ZDC калориметр [3].

Одной из важных и актуальных задач эксперимента является исследование рождения странных короткоживущих частиц (гиперонов), информацию о которых восстанавливают по их продуктам

распада. Для вычисления длины пробега гиперона важно иметь максимально точное положение первичной вершины. Существующий алгоритм дает возможность восстанавливать первичную вершину, однако, анализ зависимости точности восстановления вершины от параметров алгоритма не производился [4].

Целью этого исследования было оценить границы применимости алгоритма восстановления вершины, учесть влияние его параметров на результат работы и провести настройку алгоритма с целью повышения его эффективности. В качестве данных для проведения исследования использовались полученные в 2018 году события столкновения ионов аргона с пятью различными мишенями.

Данная работа была направлена на исследование алгоритма восстановления именно первичной вершины взаимодействия. При этом, частицы в событиях рождались и на материалах детекторных подсистем, и во время распадов гиперонов, порождая так называемые вторичные частицы. Для отделения траекторий, принадлежащих первичным частицам от тех, что принадлежат вторичным, используется предобработка данных. Описание ее работы выходит за рамки данной статьи.

В качестве траекторий, по которым восстанавливались первичные вершины событий, используются так называемые “глобальные треки”, по-

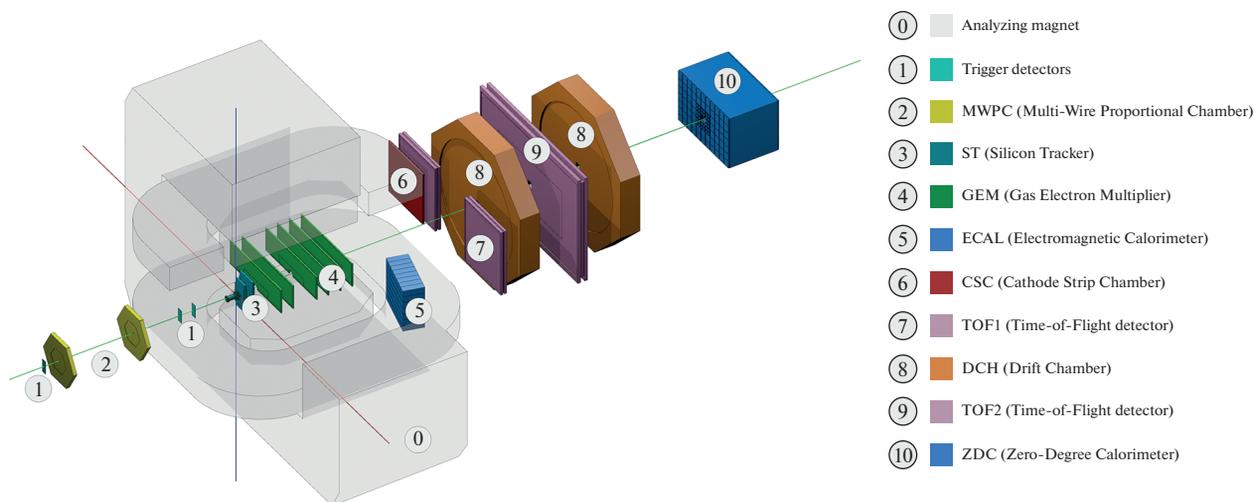


Рис. 1. Схема установки эксперимента BM@N.

лучаемые после объединения сегментов траекторий частиц в разных детекторных подсистемах. Глобальные треки имеют более точные параметры, а число ложных глобальных треков значительно меньше, чем число ложных треков, восстановленных только внутри магнита.

2. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

Исследуемый в данной работе алгоритм поиска первичной вершины представляет собой реализацию метода виртуальных плоскостей, основные шаги которого представлены ниже:

1. Строится набор из M эквидистантных виртуальных плоскостей, перпендикулярных оси Z в диапазоне $(Z_v - R, Z_v + R)$, где Z_v – приблизительная координата первичной вершины, полученная исходя из физического расположения мишени.

2. Реконструированные треки заряженных частиц экстраполируются к каждой виртуальной плоскости с применением фильтра Калмана [5].

3. Для каждой виртуальной плоскости k считается среднее расстояние между всеми парами точек (i, j) от треков, попавших на данную плоскость, по формуле:

$$d_k = \frac{1}{C_N^2} \sum_{i=0}^{N-2} \sum_{j=i+1}^{N-1} \sqrt{(x_i^k - x_j^k)^2 + (y_i^k - y_j^k)^2},$$

где N – число точек на плоскости; x_i, y_i, x_j, y_j – поперечные координаты точек i и j ; C_N^2 – число возможных пар точек.

Данное среднее расстояние выбрано в качестве меры плотности точек на плоскости. Оно не учитывает погрешности точек и может плохо работать при наличии “выбросов”, то есть треков, далеко отстоящих от основной массы точек. Вы-

бор наиболее оптимальной оценки плотности точек на виртуальной плоскости может быть отдельным важным исследованием.

4. Среди всего количества средних расстояний d_k определяется минимальное значение d_{\min} . После чего Z_v пересчитывается в соответствии с виртуальной плоскостью, которой принадлежит минимальное значение среднего расстояния.

5. Диапазон поиска R сужается в S раз и весь цикл повторяется заново до тех пор, пока диапазон поиска не станет равен предельному значению R_{\min} . В данном исследовании R_{\min} было выбрано 100 мкм.

В результате работы алгоритма определяется значение Z_v – координата первичной вершины. На рис. 2 показана иллюстрация работы алгоритма по методу виртуальных плоскостей:

В алгоритме имеется ряд параметров, которые могут влиять на его работу и качество восстановления первичной вершины.

Такими параметрами являются:

- количество виртуальных плоскостей M ;
- ширина исходного диапазона измерения R ;
- фактор сближения плоскостей в конце каждой итерации S .

До настоящего момента зависимость точности восстановления первичной вершины от данных параметров не была исследована. В данной работе приводятся результаты эффективности работы алгоритма в зависимости от изменения входных параметров для разных пар мишень-триггер.

Эффективность работы алгоритма оценивается по следующим параметрам:

- количество восстановленных вершин, найденное в области мишени I ;

– ширина распределения первичной вершины по оси Z_v – σ ;

– время работы алгоритма – T .

Целью оптимизации исходного алгоритма является увеличение точности расчета координаты первичной вершины (уменьшение σ) и одновременное увеличение количества восстановленных вершин в искомом диапазоне (увеличение I) путем перебора начальных параметров в широком диапазоне.

Увеличение I важно, так как в полученных экспериментальных данных есть много пустых событий, из-за чего в процессе реконструкции восстанавливается около 10% от всего количества треков.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАСТРОЙКИ АЛГОРИТМА

Во время сеанса 2018 года в эксперименте использовались различные комбинации триггерных условий, то есть условий по отбору событий по множественности. Для этих целей использовались триггерные детекторы BD (Barrel Detector) и FD (Forward Silicon Detector). В данной работе для анализа были отобраны данные для трех комбинаций триггеров: BD3 – три и более пролетевшие частицы через детектор BD, FD3 – три и более пролетевшие частицы через детектор FD, BD1&FD2 – хотя бы одна пролетевшая через детектор BD частица и хотя бы 2 пролетевшие через детектор FD частицы в одном событии. Для каждой комбинации триггерных условий было отобрано по миллиону событий для каждой из мишеней: углерод (C), алюминий (Al), медь (Cu), олово (Sn), свинец (Pb).

Приблизительная координата первичной вершины $Z_v = -1.0$ см.

Для получения значения ширины восстановленной вершины σ применялась аппроксимация гистограммы нормальным распределением в диапазоне от -1.8 до -0.6 см.

Для каждой пары мишень-триггер было проведено вычисление первичной вершины при следующих параметрах:

$M = \{5, 20, 50, 100\}$; $R = \{50, 60, 70, 80, 90, 100, 110, 120, 130, 140, 150\}$; $S = \{1.5, 2, 5, 10\}$.

Диапазоны параметров специально выбираются очень широкими, “не физическими”, чтобы исследовать границы применимости алгоритма. Так, значения $M = 100$, $R = 150$ см, $S = 10$ используются, как предельные, чтобы исследовать поведение алгоритма при экстремальных параметрах.

Значения параметров, используемые в алгоритме по умолчанию, были следующие: $M = 5$, $R = 50$, $S = 2$.

Для каждого набора параметров вычисленные значения выходных параметров записывались в файл, после чего строились графики, наглядно показывающие зависимость эффективности вос-

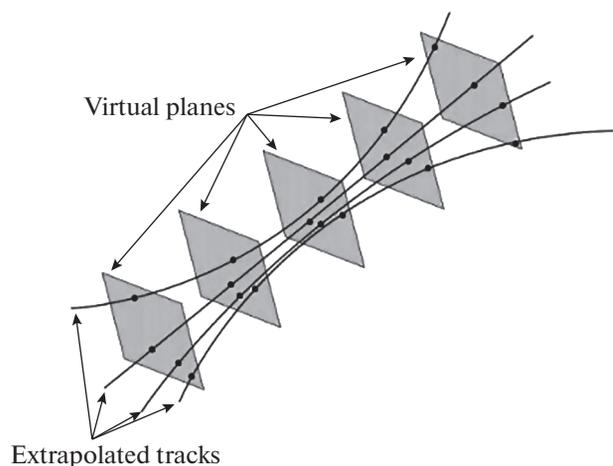


Рис. 2. Иллюстрация работы метода виртуальных плоскостей.

становления первичной вершины от изменения входных параметров.

На рис. 3 показаны получившиеся после вычисления первичной вершины графики зависимости I , σ и T от R для нескольких пар мишень-триггер:

По результатам вычисления и приведенным графикам можно выделить несколько общих характеристик, которые сохраняются при изменении мишени или триггера:

1. Значение характеристики I увеличивается при $S = \{1.5, 2\}$ и уменьшается при $S = \{5, 10\}$ при увеличении R , причем при $S = \{10\}$ он уменьшается сильнее. Таким образом значения при $S = \{1.5, 2\}$ являются более предпочтительными, так как при них значение I максимально. Видно также, что значения при $S = 1.5$ и $S = 2$ различаются очень слабо.

2. На графиках зависимости σ от R видно, что при $S = \{1.5, 2\}$ значение σ меньше, чем при $S = \{5, 10\}$ и данная характеристика меняется меньше при изменении R , угол наклона графиков становится меньше. Значение σ уменьшается при увеличении количества плоскостей, однако, значение σ при $M = 100$, почти не уменьшается, по сравнению с $M = 50$.

3. Графики зависимости T от R позволяют оценить степень различия времени, затрачиваемого на вычисление первичной вершины в зависимости от задаваемых параметров. Из них видно, что уменьшение параметра S сильно влияет на увеличение времени расчета, так как при этом требуется больше шагов, для достижения заданной точности. Увеличение количества виртуальных плоскостей M увеличивает время расчета алгоритма, однако, меньше, чем при уменьшении S .

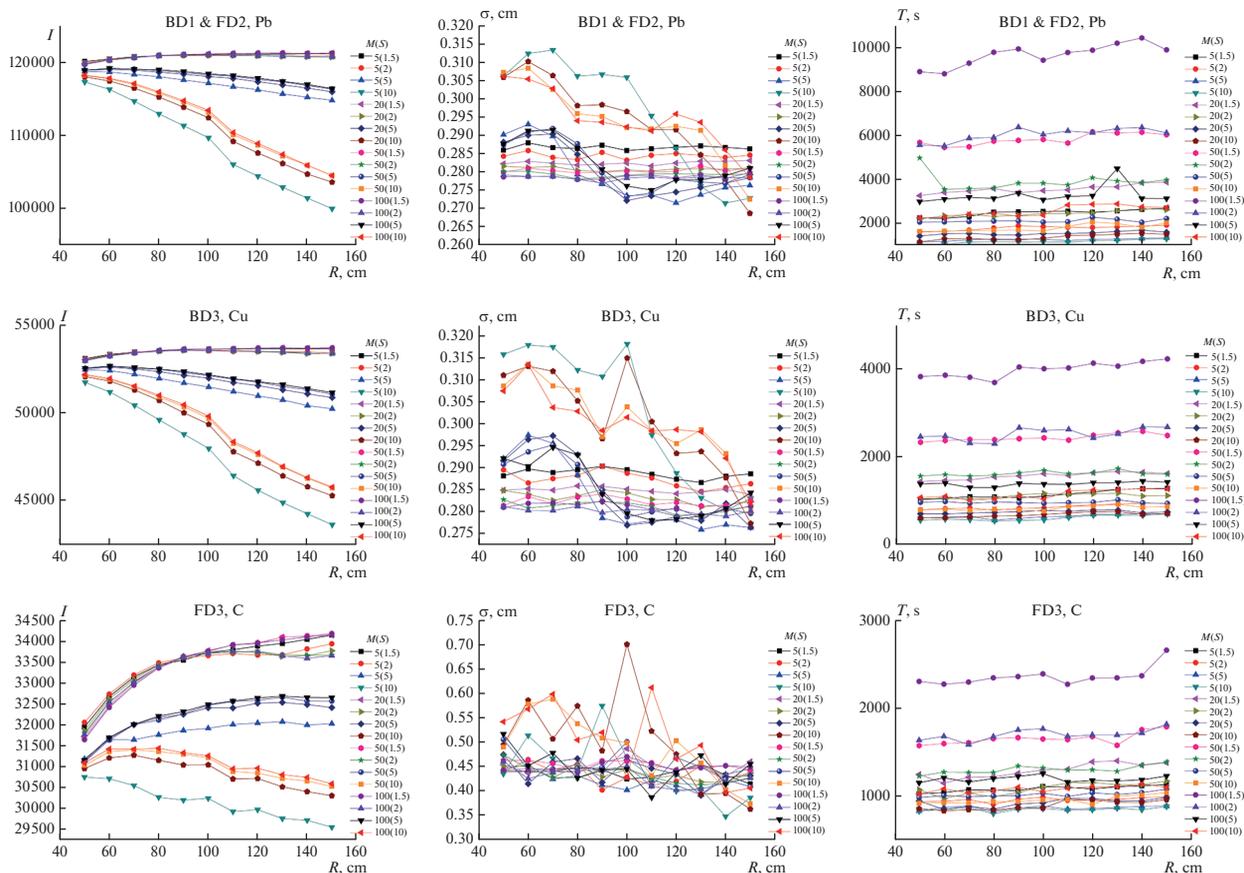


Рис. 3. Зависимости параметров эффективности I , σ и T от изменения параметров R , M и S для разных пар мишень-триггер.

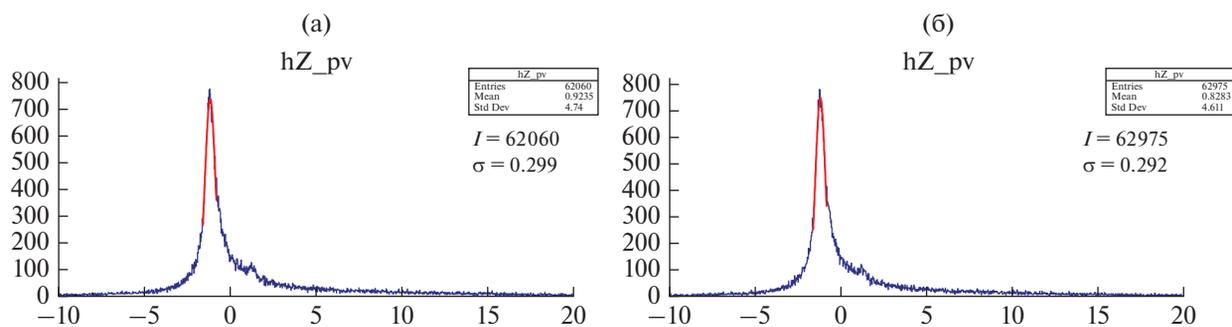


Рис. 4. Распределения вершины по Z -координате: (а) $M = 5$, $R = 50$, $S = 2$; (б) $M = 50$, $R = 100$, $S = 2$.

Таким образом, исходя из полученных результатов, можно выбрать набор параметров, позволяющий улучшить точность вычисления первичной вершины по сравнению со значением, используемым по умолчанию:

$$M = 50, R = 100, S = 2.$$

Для сравнения на рис. 4 были построены гистограммы распределения по Z -координате вершины для триггера BD3 мишени Sn:

Установлены некоторые закономерности изменения выходных параметров в зависимости от используемого триггера или мишени. Чем больше атомный номер элемента, используемого в каче-

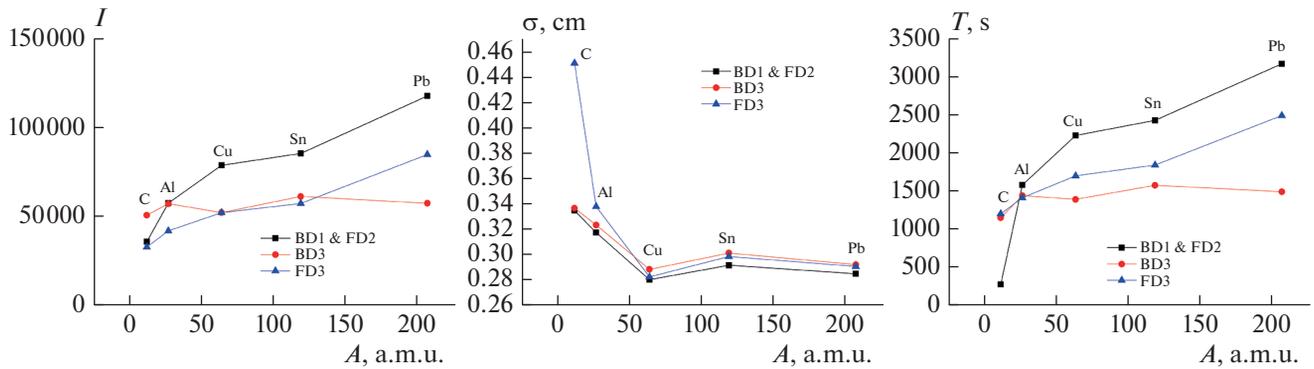


Рис. 5. Зависимости I , σ и T от атомной массы элемента-мишени и типа используемого триггера.

стве мишени, тем больше значение I , и как следствие, тем меньше значение σ , график получается более сглаженным и требуется больше времени для расчета алгоритма. Это связано с тем, что в экспериментальных запусках с более тяжелой мишенью рождается больше треков. Тогда в алгоритме появляется больше треков для восстановления, благодаря чему вычисление первичной вершины становится более точным. Это хорошо видно на графиках зависимости I , σ и T от атомной массы элемента, который используется в качестве мишени, и типа используемого триггера (рис. 5):

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы было проведено вычисление первичной вершины для эксперимента BM@N с помощью алгоритма, основанного на методе виртуальных плоскостей, при разных значениях входных параметров — количество плоскостей (M), начальный диапазон измерения (R) и фактор сближения плоскостей в конце каждого шага (S) — для разных пар мишень-триггер.

Было проведено сравнение полученных после вычисления первичной вершины при разных значениях входных параметров для разных пар ми-

шень-триггер выходных параметров — количество восстановленных вершин в области мишени (I), ширина распределения первичной вершины (σ) и время, требуемое для вычисления первичной вершины на данном диапазоне (T).

В результате выполненного исследования определен набор параметров, позволяющий точнее вычислять координату первичной вершины взаимодействия по сравнению со стандартным набором параметров, используемых по умолчанию.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана грантом РФФИ №18-02-40104.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Kekelidze V. // J. Instrum. 2017. V. 12. P. 06012.
2. Baranov D. et al. // KnE Energ. Phys. 2018. V. 3. P. 291.
3. Baranov D. et al. // EPJ Web Conf. 2020. V. 226. P. 03003.
4. Kapishin M., Kolesnikov V., Vasendina V., Zinchenko A. // JINR News. No. 3. 2014.
5. Fruhwirth R. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1987. V. 262. P. 444.

Optimization of the Primary Vertex Reconstruction Algorithm for the BM@N Experiments with Regard to Topology of Events

N. E. Kakhanovskaya^{1, *}, S. P. Merts², and S. A. Nemnyugin¹

¹Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, 199034 Russia

²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

*e-mail: kakhanovskaya.natalia@gmail.com

Received December 24, 2020; revised February 24, 2021; accepted March 4, 2021

BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) is the first working experiment performed on the NICA accelerating complex. It is a fixed target experiment. To this moment there have been seven runs of the experiment, most of which are technical. In 2018 the first run of the experimental facility with physics data collection took

place. One of the prerequisites for physics analysis of experimental data is the existence of the primary vertex position estimation. Current report describes the proposed algorithm to reconstruct the primary vertex using the virtual planes method. The results of this algorithm for different targets, beams and trigger conditions are presented. The sensitivity of presented method is considered.

Keywords: BM@N, BmnRoot, primary vertex, virtual planes method, kalman filter, events reconstruction, algorithm optimisation, parameter dependency analysis

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 524.728

СТРУКТУРА КАРЛИКОВОЙ ГАЛАКТИКИ FORNAX С ПРЕОБЛАДАНИЕМ
ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В САМОСОГЛАСОВАННОЙ МОДЕЛИ

© 2021 г. Г. А. Щелканова*

Научно-исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: mikgalina@gmail.com

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 24.02.2021 г.

Принята к публикации 04.03.2021 г.

В работе рассматривается построение квазиравновесной самосогласованной двухкомпонентной модели карликовой галактики-спутника Млечного Пути в созвездии Fornax (Печь). В таких галактиках наблюдается преобладание темной материи и в них практически нет газовой составляющей. Эти объекты идеальны для моделирования N тел, учитывающего две компоненты: звездную и гало темной материи. Мы строим модель, где каждая из N частиц следует по своей орбите в самосогласованном потенциале, который этими частицами и создается. В работе использован код, который включен в среду AGAMA и рассчитывает орбиты движения частиц в самосогласованном потенциале, используя метод Швардшильда. Для построения компонент в работе в качестве начального приближения была использована гидродинамическая модель галактики, учитывающая анизотропию дисперсии скоростей. Изначально гидродинамическими моделями, т.е. уравнениями Джинса, в литературе и ограничивались для этого объекта, но пробеги частиц темной материи и звезд в галактиках огромны и применимость гидродинамического приближения сомнительна. Дальнейшие исследования карликовых сфероидальных галактик-спутников Млечного Пути предполагали не самосогласованные (т.е. движения звезд в поле темного гало) модели этих объектов на основе функций распределения, зависящих от интегралов действия, либо самосогласованное моделирование проводилось для сферически симметричных моделей. Наша модель является самосогласованной и осесимметричной, т.е. учитывает вытянутость гало темной материи. По данным распределениям плотностей компонент мы получили модельный профиль дисперсии скоростей звездной составляющей галактики. Этот профиль согласуется с наблюдательными данными по звездной компоненте. Таким образом, взятое нами распределение плотности гало может использоваться для предсказаний аннигиляционного сигнала для темной материи. Мы также провели расчеты динамической эволюции полученной модели в самосогласованном гравитационном поле N тел. Модель оказалась достаточно устойчива на протяжении нескольких десятков динамических времен.

Ключевые слова: галактики, карликовые сфероидальные галактики, кинематика и динамика, темная материя

DOI: 10.56304/S2079562920060524

1. ВВЕДЕНИЕ

Карликовые галактики местной группы – системы с огромным преобладанием темной материи (ТМ) и отношением масса-светимость от 10 до 1000 [1–3]. Нам достаточно хорошо известны динамические характеристики этих систем, чтобы исследовать профиль плотности ТМ в них по наблюдаемой дисперсии скоростей. Более того, в парадигме темной энергии и холодной темной материи (Λ CDM) рост структур происходит иерархически и сколлапсировавшие под действием самогравитации малые объекты сливаются в более крупные структуры, т.е. из объектов, подобных карликовым сфероидам, строятся более крупные галактики. Таким образом, изучение формирова-

ния и эволюции карликовых сфероидов важно для понимания механизма образования галактик [4].

Теория Λ CDM является на сегодняшний день ведущей теорией современной космологии, которая превосходно описывает реликтовое излучение, крупномасштабную структуру и ускоренное расширение Вселенной [5]. Наблюдения в масштабах галактик подняли несколько проблем, которые продолжают испытывать теорию Λ CDM до сих пор. Проблема центрального каспа – один из открытых вопросов Λ CDM: космологическое моделирование, учитывающее только ТМ, предсказывает сингулярность профилей плотности гало ТМ на любых масштабах. С другой стороны, наблюдательные данные говорят в пользу сглажен-

ных, не сингулярных профилей плотности гало ТМ в галактиках [2, 6].

Другой способ объяснения недостатка видимой материи, заключающийся в предположении о неверности закона тяготения для малых ускорений, предложил М. Милгром [7]. Это один из вариантов модифицированной гравитации (MG), которую в последующем развивал Я. Бекенштейн [8], как тензорно-векторно-скалярную теорию (TeVeS). Были разработаны различные теории модифицированной гравитации, но теория холодной темной материи Λ CDM остается основной для современной космологии, поскольку MG не объясняет всю совокупность наблюдательных данных.

Методы нахождения профиля плотности гало ТМ для карликовых сфероидальных галактик представлены в обзоре [9]. Наиболее простой метод получения распределения массы ТМ в сфероидальных галактиках на основе радиального профиля дисперсии скоростей звезд — это уравнения Джинса. Таким образом сферически симметричные не самосогласованные модели (движение звезд в поле гало ТМ) были получены [2, 10–13] вплоть до 2019 года [14]. Аксиально симметричное моделирование было выполнено К. Хаяши и др. [15, 16].

Моделирование на основе функции распределения (ФР) для не самосогласованных моделей, где рассматривали ФР звезд в поле тяготения ТМ, выполнялось в работах [17, 18]. Для звездных скоплений был разработан метод моделирования на основе ФР, зависящих от интегралов действий (обзор см. [19]; модели для шаровых скоплений [20]). Е. Васильев [21] создал среду разработки AGAMA для такого самосогласованного моделирования. Используя этот код, Паскаль и др. [22] построили сферически симметричные модели галактики в созвездии Печь.

Расчет и взвешивание орбит звезд и ТМ по методу Швардшильда, разработанные им в 1979 году [23], представляет собой самосогласованное моделирование. Данный метод был применен к карликовым сфероидальным галактикам местной группы, наблюдаемым в созвездиях Печь, Скульптор, Киль и Секстант в работе М. Бредделса и А. Хелми [24] в предположении сферически симметричных гало ТМ. Не сферическое распределение звезд в сферически-симметричном гало ТМ было учтено в работе [25] методом Швардшильда. Сферически симметричное моделирование орбитами Швардшильда для галактики, наблюдаемой в созвездии Печь, было произведено в работе [26]. Но исследования кривых вращения спиральных галактик показывают улучшения согласия с кинематическими данными при учете вытянутости гало ТМ для значительной доли исследованных в работе [27] галактик. Аксиально-симметричная модель по методу Швардшильда для галактики в созвездии Скульптора была построена в работе [28].

Цель нашей работы — построение самосогласованной аксиально симметричной модели карликовой сфероидальной галактики, наблюдаемой в созвездии Fornax (Печь). В настоящее время влияние Млечного Пути на динамику этой галактики незначительно (см. работу [29]), поэтому мы можем пользоваться независимым моделированием для нее. Мы также проследим численную эволюцию полученной модели и убедимся в стабильности полученных параметров на протяжении нескольких динамических времен. В качестве начального приближения мы использовали измененные профили плотности гидродинамической модели К. Хаяши и др. [16], дающие лучшее согласие с кинематическими данными (профилем дисперсии скоростей). Мы получим набор параметров, которые приводят построенную модель к согласию с кинематическими наблюдательными данными. Мы будем исходить из модели Λ CDM. Построение реалистичной стабильной в эволюции модели важно для нахождения ограничений для возможных предположений о ТМ, как в работах [30] или [31].

2. ДВУХКОМПОНЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование N тел применялось еще А. Клыпиным и С. Шандариным [32]. Мы строим равновесную систему и получаем координаты, массы и скорости частиц методом Швардшильда в среде AGAMA, разработанной Е. Васильевым [21], и затем используем код *falcON*, разработанный В. Дененом [33, 34], для исследования численной эволюции полученной системы.

Процедура фитирования модельного радиального профиля дисперсии скоростей к кинематическим данным была разработана Е. Васильевым и проведена только для имитации галактики в работе [35]. Мы не проводим минимизацию хи-квадрата для модельного профиля дисперсии скоростей и наблюдательных данных, но наша самосогласованная аксиально симметричная модель хорошо описывает данные.

При построении модели галактики мы задаем профиль видимой плотности достаточно близким к наблюдаемому, таким как крофиль Кинга [36] или Пламмера [37]. Для сравнения кинематических характеристик полученной системы с данными мы используем радиальный профиль проекции дисперсии скоростей вдоль линии наблюдения, подготовленный К. Хаяши и др. [15] на основе данных работы [38].

Для нашей модели мы рассматривали 10^6 звездных точек и $1.5 \cdot 10^6$ точек для гало ТМ. Для метода Швардшильда мы использовали расчет 25000 орбит для каждой компоненты. При запуске эволюции *falcON* мы воспользовались параметрами по-

Таблица 1. Наблюдательные параметры карликовой сфероидальной галактики в созвездии Печь. Центральная поверхностная плотность (Σ_0) из работы [39], расстояние до галактики (D) из работы [40] и пространственные параметры (r_c и r_t) для распределения Кинга, формула (1), из работы [41], радиус половинной яркости (r_{half}) и видимая масса (M) из работы [3]

$\Sigma_0, L_\odot/\text{кпк}^2$	$D, \text{кпк}$	$r, \text{угл. мин}$	$r_t, \text{угл. мин}$	$r_{\text{half}}, \text{кпк}$	$M, 10^6 M_\odot$
15.7 ± 5.1	147	17.6 ± 0.2	69.1 ± 0.4	0.668	20

Таблица 2. Параметры модели карликовой сфероидальной галактики в созвездии Печь

$\log_{10}(\rho_0)$	$\log_{10}(b_{\text{halo}})$	Q	$i, \text{град}$	α	Звездный профиль	$\Sigma_0, L_\odot/\text{кпк}^2$	$r_c, \text{угл. мин}$	$r_t, \text{угл. мин}$
-1.06	2.79	1.11	71.85	0.0	Кинг	11.0	12.4	38.8

умолчанию, кроме $k_{\text{max}} = 6(\tau_{\text{max}} = (1/2)^{k_{\text{max}}})$ и параметра сглаживания $\epsilon = 0.1$.

3. ПРОФИЛИ ПЛОТНОСТЕЙ КОМПОНЕНТ

Наблюдательные параметры для карликовой сфероидальной галактики в созвездии Печь перечислены в табл. 1. Мы тестировали некоторое количество моделей, используя профили плотности Кинга [36] и Пламмера [37] для звездной компоненты. Наилучшее согласие с наблюдательными данными показала модель, использующая профиль плотности Кинга с параметрами r_c, r_t и описываемый формулой:

$$\rho_K(r) = \begin{cases} \rho_b \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (r/r_c)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + (r_t/r_c)^2}} \right)^2, & r \leq r_t; \\ 0, & r > r_t, \end{cases} \quad (1)$$

где r – сферический радиус. Параметры, используемые в нашей модели, представлены в табл. 2. Они несколько отличаются от параметров профиля плотности Кинга, полученных в работе [41], см. табл. 1, но для них график видимого профиля плотности лежит достаточно близко к графику профиля плотности Пламмера с параметрами из той же работы [41]. Таким образом, мы можем сказать, что профиль плотности звезд в нашей модели согласуется с наблюдениями.

Для параметризации профиля гало ТМ мы брали формулу К. Хаяши и др. [16], где профиль представлен как функция цилиндрических координат (R, z):

$$\rho(R, z) = \rho(m) = \rho_0 \left(\frac{m}{b_{\text{halo}}} \right)^\alpha \left[1 + \left(\frac{m}{b_{\text{halo}}} \right)^2 \right]^{-(\alpha+3)/2}, \quad (2)$$

$$m^2 = R^2 + \frac{z^2}{Q^2}.$$

Параметры гало нашей модели так же представлены в табл. 2. В модели К. Хаяши и др. [16] те же параметры профиля ТМ, за исключением показателя степени радиуса α . У них в работе получилась слабая сингулярность профиля ТМ: $\alpha = -0.22$, в то время как у нас лучшее согласие с профилем дисперсии скоростей показала модель с не сингулярным профилем ТМ: $\alpha = 0.0$.

Для нашего моделирования в качестве гравитационной постоянной мы использовали значение $G = 1$, значение $10^6 M_\odot$ (в массах Солнца) в качестве единицы массы и 1 кпк в качестве единицы расстояния. Таким образом, для единицы времени у нас получается:

$$[T] = \frac{\text{кпк}^{\frac{3}{2}}}{(G \cdot 10^6 M_\odot)^{\frac{1}{2}}} = 0.47 \cdot 10^9 \text{ лет}. \quad (3)$$

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ В СРЕДЕ AGAMA

В среде разработки AGAMA возможно строить модели методом Швардшильда, исходя из различных форм профилей плотности или функций распределений компонент. Для профиля гало ТМ мы использовали сфероидальную компоненту:

$$\rho(\bar{r}) = \rho_0 \left(\frac{\bar{r}}{b_{\text{halo}}} \right)^\alpha \left[1 + \left(\frac{\bar{r}}{b_{\text{halo}}} \right)^{-\gamma} \right]^{\frac{-\alpha-\eta}{\gamma}} \exp \left[- \left(\frac{\bar{r}}{r_{\text{cut}}} \right)^\xi \right], \quad (4)$$

$$\bar{r} = \sqrt{x^2 + (y/p)^2 + (z/Q)^2}.$$

В случаях $r \ll r_{\text{cut}}$ данный профиль плотности совпадает с уравнением (2), когда $\gamma = 2, \eta = 3, p = 1.0$. В качестве параметров r_{cut} и ξ мы использовали следующие значения: $r_{\text{cut}} = 55 \text{ кпк}, \xi = 2.5$. Для звездной компоненты мы использовали профиль плотности Кинга, который задается пара-

Таблица 3. Параметры моделирования в среде AGAMA. Для видимой компоненты: M_{stars} – масса звезд; r_{cA} и W_0 – характерный радиус и глубина потенциальной ямы обобщенных моделей Кинга; β – сферический индекс анизотропии. Для гало ТМ параметры из формулы (4)

Звездная компонента				ТМ компонента			
$M_{\text{stars}}, 10^6 M_{\odot}$	$r_{\text{cA}}, \text{кпк}$	W_0	β	$\rho_0, 10^6 M_{\odot}/\text{кпк}^3$	$b_{\text{halo}}, \text{кпк}$	α	Q
12.13	0.753	1.786	-0.17	87.1	0.617	0.0	1.11

метрами M_{stars} , r_{cA} и $W_0 = [\Psi(r_i) - \Psi(0)]/\sigma^2$. Последний – это безразмерная величина глубины потенциальной ямы обобщенных моделей Кинга (см. документацию среды AGAMA¹).

В среде AGAMA также можно задавать кинематические ограничения для звездной компоненты. Мы использовали параметр β – это сферический индекс анизотропии: $\beta = 1 - \sigma_r^2/(2\sigma_t^2)$, где σ_t – тангенциальная составляющая дисперсии скоростей, $\sigma_t^2 = \sigma_\phi^2 + \sigma_\theta^2$, а σ_r – составляющая дисперсии вдоль сферического радиуса. Мы выбрали значение $\beta = -0.17$. В нашем моделировании именно это значение параметра в сочетании с несингулярным профилем ТМ ($\alpha = 0.0$) дает лучшие профили дисперсии скоростей (табл. 3). Такое сочетание анизотропии звездной дисперсии скоростей и несингулярного профиля ТМ мы видим в [42].

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1а, представлена эволюция вириального отношения системы $-2T/W$, где T – кинетическая энергия системы, а W – потенциальная.

¹ <http://agama.software>

Для равновесной системы эта величина должна быть равна единице. Для нашей модели мы видим процесс установления равновесия для малых времен и дальнейшие колебания относительно положения равновесия. Для наших начальных условий нарушение теоремы вириала составляет 0.35%.

Модельные профили плотности видимой и ТМ компонент изображены на рис. 2. Поверхностная плотность звездной и ТМ компонент $\Sigma [M_{\odot}/\text{пк}^2]$, расстояние от центра галактики R в кпк. Мы видим уменьшение центральной поверхностной плотности компонент за время установления равновесия в системе. Но после $t \sim 0.2$ значительных изменений в профилях плотностей компонент модели не происходит.

Для профиля видимой плотности мы подобрали значения параметров Σ_0, r_c, r_i формулы (1), соответствующие параметрам $M_{\text{stars}}, r_{\text{cA}}, W_0$ нашей модели. Эта аналитическая кривая изображена черной прямой линией на рис. 2а. На рис. 2б также изображен аналитический профиль поверхностной плотности ТМ, и он совпадает с модельными точками для времени $t = 0.0$.

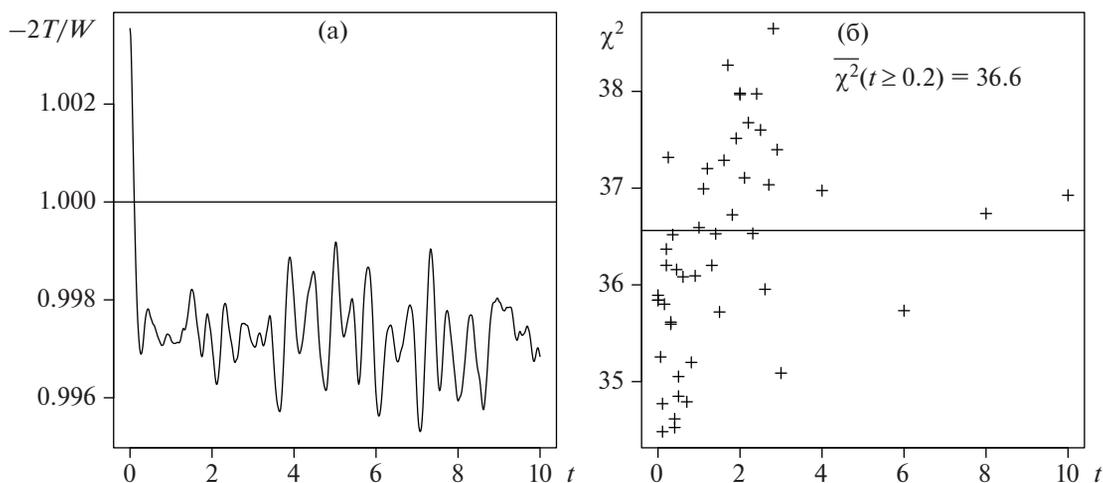


Рис. 1. Эволюция вириального отношения системы и хи-квадрата для профиля дисперсии скоростей.

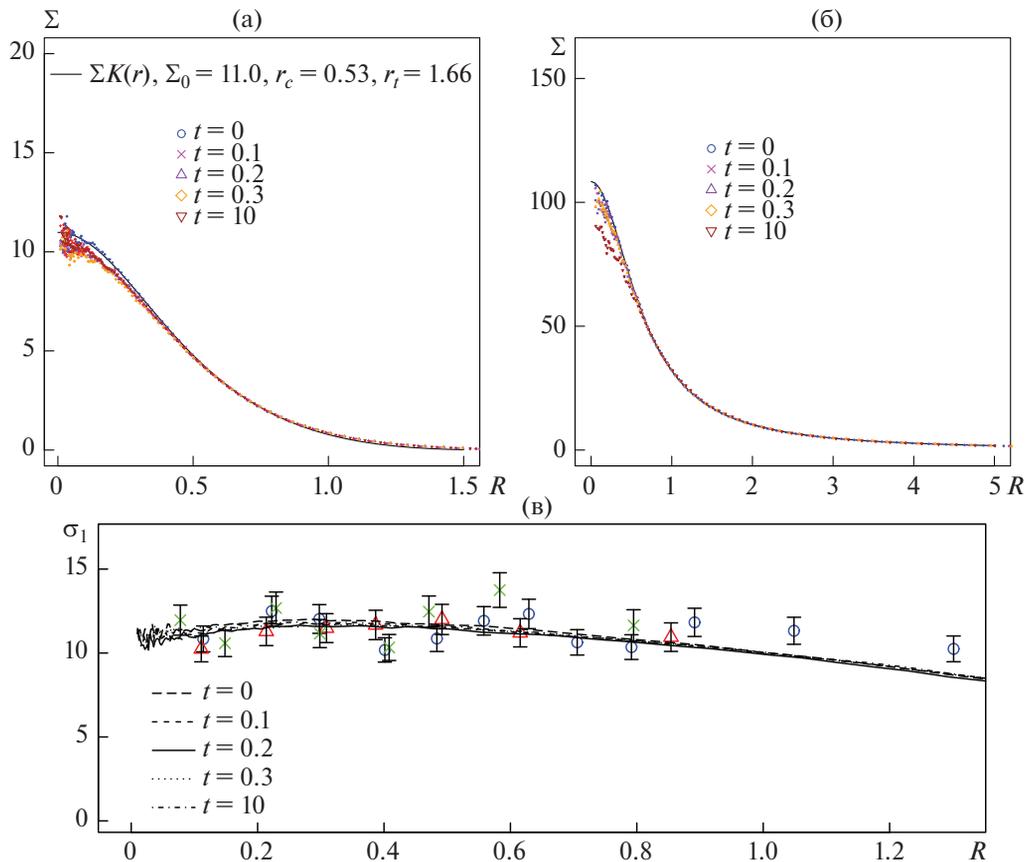


Рис. 2. Эволюция модельных профилей плотности и дисперсии скоростей.

На рис. 2в мы также видим эволюцию профиля дисперсии скоростей нашей модели и наблюдаемые дисперсии скоростей из работы [15]. Дисперсия скоростей σ_1 [км/с], расстояние R [кпк].

Мы можем сказать, что наша модель согласуется с наблюдениями на протяжении своей численной эволюции. Мы так же вычислили значения χ^2 для профиля дисперсии скоростей в некоторые моменты времени численной эволюции. По этим значениям мы и выбрали рассматриваемую в нашей работе модель среди остальных. На рис. 1б, изображены рассчитанные для различных моментов времени хи-квадраты. Мы видим колебания этой величины относительно положения равновесия. Для времен $t \geq 0.2$ мы усреднили эти значения и получили $\overline{\chi^2}(t \geq 0.2) = 36.6$.

Для сравнения с другими работами мы вычислили $M_{\text{dyn}}(1.05 \text{ кпк}) = 1.29 \cdot 10^8 M_{\odot}$, что согласуется с оценками из работы [43] в $1.38 \pm 0.10 \cdot 10^8 M_{\odot}$ и оценками из работы [18] в $1.3 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе параметров гидродинамического моделирования мы построили аксиально-симметричную самосогласованную модель карликовой сфероидальной галактики, наблюдаемой в созвездии Печь. Наша модель дает хорошее согласие с кинематическими данными. По результатам проведенных исследований можно сказать, что для этой галактики лучше подходят модели с несингулярным профилем ТМ и профилем плотности Кинга для звездной компоненты.

Модели, построенные методом Швардшильда в среде AGAMA, практически стационарны. Следует понимать, что даже строго стационарные модели, построенные на основе функций распределения, могут оказаться динамически неравновесными (существует множество известных стационарных решений для бесстолкновительных дисковых или эллипсоидальных систем, которые могут быть неустойчивыми).

Моделирование N тел позволяет проводить оценку параметров гало ТМ, поддерживающих галактики в состоянии динамического равновесия. Основываясь на этих результатах, можно

улучшить ограничения на природу частиц ТМ по их аннигиляции (см. [44]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Mateo M.L.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1998. V. 36. P. 435–506.
2. *Gilmore G., Wilkinson M.I., Wyse R.F.G. et al.* // *Astrophys. J.* 2007. V. 663. P. 948–959.
3. *McConnachie M., Alan W.* // *Astron. J.* 2012. V. 144. P. 4.
4. *Tolstoy E., Hill V., Tosi M.* // *Ann. Rev. Astron.* 2009. V. 47. P. 371–425.
5. *Riess Ad.G., Filippenko A.V., Challis P. et al.* // *Astron. J.* 1998. V. 116. P. 1009–1038.
6. *de Blok W.J.G., Gaugh S.S.M., Bosma A., Rubin V.C.* // *Astrophys. J.* 2001. V. 552. P. L23–L26.
7. *Milgrom M.* // *Astrophys. J.* 1983. V. 270. P. 365–370.
8. *Bekenstein J.D.* // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 70. P. 083509.
9. *Battaglia G., Helmi A., Breddels M.* // *New Astron. Rev.* 2013. V. 57. Nos. 3–4. P. 52–79.
10. *Peñarrubia J., Connahie A.W.M., Navarro J.F.* // *Astrophys. J.* 2008. V. 672. No. 2. P. 904–913.
11. *Strigari L.E., Bullock J.S., Kaplinghat M. et al.* // *Nature* (London, U.K.). 2008. V. 454. No. 7208. P. 1096–1097.
12. *Walker M.G., Mateo M., Olszewski E.W. et al.* // *Astrophys. J.* 2009. V. 704. P. 1274–1287.
13. *Salui P., Wilkinson M.I., Walker M.G. et al.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2012. V. 420. No. 3. P. 2034–2041.
14. *Read J.I., Walker M.G., Steger P.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2019. V. 484. No. 1. P. 1401–1420.
15. *Hayashi K., Chiba M.* // *Astrophys. J.* 2012. V. 755. No. 2. P. 145.
16. *Hayashi K., Ichikawa K., Matsumoto Sh. et al.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2016. V. 461. P. 2914–2928.
17. *Wu X.* // *astro-ph/0702233*. 2007.
18. *Amorisco N.C., Evans N.W.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2011. V. 411. No. 4. P. 2118–2136.
19. *Sanders J.L., Binney J.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2016. V. 457. No. 2. P. 2107–2121.
20. *Jeffreson S.M.R., Sers J.L., Evans N.W. et al.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2017. V. 469. No. 4. P. 4740–4762.
21. *Vasiliev E.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2018. V. 482. No. 2. P. 1525–1544.
22. *Pascale R., Binney J., Nipoti C., Posti L.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2019. V. 488. No 2. P. 2423–2439.
23. *Schwarzschild M.* // *Astrophys. J.* 1979. V. 232. P. 236–247.
24. *Breddels M.A., Helmi A.* // *Astron. Astrophys.* 2013. V. 558. P. A35.
25. *Jardel J.R., Gebhardt K.* // *Astrophys. J.* 2012. V. 746. No. 1. P. 89.
26. *Kowalczyk K., del Pino A., Lokas E.L., Valluri M.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2019. V. 482. No. 4. P. 5241–5249.
27. *Zatrimaylov K.* // *arXiv: 2010.06573* (2020).
28. *Hagen J.H.J., Helmi A., Breddels M.A.* // *Astron. Astrophys.* 2019. V. 632. P. A99.
29. *Battaglia G., Sollima A., Nipoti C.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2015. V. 454. No. 3. P. 2401–2415.
30. *González-Morales A.X., Marsh D.J.E., Peñarrubia J., Ureña-López L. A.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2017. V. 472. No. 2. P. 1346–1360.
31. *Safarzadeh M., Spergel D.N.* // *Astrophys. J.* 2020. V. 893. No. 1. P. 21.
32. *Klypin A.A., Shandarin S.F.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1983. V. 204. P. 891–907.
33. *Dehnen W.* // *J. Comput. Phys.* 2002. V. 179. P. 27–42.
34. *Dehnen W.* // *Astrophys. J.* 2000. V. 536. No. 1. P. L39–L42.
35. *Vasiliev E., Valluri M.* // *Astrophys. J.* 2020. V. 889. No. 1. P. 39.
36. *King I.* // *Astron. J.* 1962. V. 67. P. 471.
37. *Plummer H.C.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1911. V. 71. P. 460–470.
38. *Walker M.G., Mateo M., Olszewski E.W.* // *Astron. J.* 2009. V. 137. P. 3100–3108.
39. *Irwin M., Hatzidimitriou D.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1995. V. 277. P. 1354–1378.
40. *Pietrzyński G., Górski M., Gieren W. et al.* // *Astron. J.* 2009. V. 138. P. 459–465.
41. *Battaglia G., Tolstoy E., Helmi A. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2006. V. 459. P. 423–440.
42. *Hayashi K., Chiba M.* // *Astrophys. J.* 2015. V. 810. P. 22.
43. *Pascale R., Posti L., Nipoti C., Binney J.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2018. V. 480. No. 1. P. 927–946.
44. *Ando Sh., Geringer-Sameth A., Hiroshima N. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 102. No. 6. P. 061302.

The Fornax Dwarf Galaxy Structure According to the Dark Matter Dominated Self-Consistent Modelling

G. A. Shchelkanova*

National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail: mikgalina@gmail.com

Received December 24, 2020; revised February 24, 2021; accepted March 4, 2021

A nearly self-consistent quasi-equilibrium stellar halo model is presented for the Fornax dwarf spheroidal satellite galaxy, associated with the Milky Way. Such satellite galaxies are dominated by dark matter and have almost no gas in the system. They are excellent objects for N-body modeling that takes into account visible

and dark matter halo components. Each one of the N particles in our model follows its own orbital motion within the self-consistent gravitational potential, which is itself generated by all these particles. A source code is applied that is embedded in the AGAMA framework and is based on the Schwarzschild calculation of orbits. To construct the components, the initial guess is to use a stellar–dark matter model of the Fornax galaxy, which is based on the hydrodynamic axisymmetric Jeans equations, taking into account the velocity anisotropy parameter. The first studies of the galaxy are bounded by the hydrodynamic approaches based on the Jeans equations. However, the free paths of dark matter particles are huge; hence, the applicability of the hydrodynamic approximation is doubtful. Further studies of the dwarf spheroidal galaxies associated with the Milky Way assume non-self-consistent (stars moving in the dark matter gravitational field) models of the objects based on distribution functions depending on the action integrals. Self-consistent modeling is performed only for the spherically symmetric approximation. Our model is self-consistent and axially symmetric; i.e., it takes into account the prolateness of the dark halo. On the basis of the available density distribution of the components, we obtain the model velocity dispersion profile of the galaxy's stellar component. The profile is consistent with the observational data for the stellar component. Thus, the given density distribution for the dark halo can be used to predict the dark matter annihilation signal. Calculations are also performed for the numerical evolution of the resulting model in a self-consistent N -body gravitational field. The model is shown to be sufficiently stable over several dozen dynamical times..

Keywords: galaxies, dwarf spheroidals, kinematics and dynamics, dark matter

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.12

ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ ДВАЖДЫ ТЯЖЕЛЫХ
БАРИОНОВ НА СВЕТОВОМ КОНУСЕ

© 2021 г. А. К. Шухтина*

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, Ярославль, 150003 Россия

*E-mail: aliceshu@yandex.ru

Поступила в редакцию 24.12.2020 г.

После доработки 24.02.2021 г.

Принята к публикации 04.03.2021 г.

В работе исследуются тяжелые мезоны и дважды тяжелые барионы в рамках Эффективной теории тяжелого кварка, динамические свойства которых определяются движением легкого кварка относительно неподвижного силового центра. Проводится сравнение амплитуд распределения рассматриваемых адронов, вводятся модельные функции этих амплитуд для дважды тяжелых барионов и исследуется их масштабная зависимость.

Ключевые слова: амплитуда распределения, дважды тяжелый барион, кварк, масштабная зависимость, матричный элемент перехода, световой конус, симметрия тяжелого кварка, тяжелый мезон

DOI: 10.56304/S2079562920060536

1. ВВЕДЕНИЕ

Тяжелые мезоны – связанные состояния из тяжелого c - или b -антикварка и легкого u -, d - или s -кварка – достаточно хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. На данный момент детальное исследование распадов D - и B -мезонов представляет собой один из наиболее привлекательных разделов физики элементарных частиц, позволяющих получить информацию о расширениях Стандартной модели [1]. В последнее время, особый экспериментальный интерес приобрели поиски дважды тяжелых барионов – связанных состояний из дважды тяжелого дикварка и легкого кварка. Обнаружение $\Xi_{cc}(3520)^+$ -бариона было анонсировано коллаборацией SELEX в 2002 году [2], а затем подтверждено в 2004 году [3], однако масса этого резонанса оказалась существенно меньше теоретических ожиданий. Ни одна другая коллаборация [4–7] не смогла подтвердить существование этого бариона, включая коллаборацию LHCb, которой не удалось обнаружить существенного сигнала от распада $\Xi_{cc}^+ \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+$ на статистике событий в 9 fb^{-1} [8]. Однако, в 2017 году эта коллаборация обнаружила изоспинового партнера Ξ_{cc}^+ -бариона – Ξ_{cc}^{++} -барион в распаде $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$ [9] и годом позже подтвердила наличие этого резонанса в двухчастичном распаде $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$ [10]. LHCb также определила массу Ξ_{cc}^{++} -бариона

$M_{\Xi_{cc}^{++}} = 3621.55 \pm 0.23(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{syst.}) \text{ МэВ}$ [11],

сравнительно с данными по обоим распадам, и время жизни $\tau_{\Xi_{cc}^{++}} = 0.256_{-0.022}^{+0.024}(\text{stat.}) \pm 0.014(\text{syst.}) \text{ пс}$ [12].

Также следует упомянуть Ξ_{bc}^0 -барион, поиски которого в моде распада $\Xi_{bc}^0 \rightarrow D^0 p K^-$ пока не увенчались успехом [13].

Дважды тяжелые барионы по динамике аналогичны тяжелым мезонам. Для описания последних используется приближение, в котором тяжелый антикварк считается статическим, а легкий определяет динамику мезона. В случае с дважды тяжелым барионом, тяжелый антикварк заменяется на тяжелый статический дикварк (сильно скоррелированное состояние из двух кварков) и динамика системы опять же определяется только легким кварком. При этом следует также определиться с моделью дикварка, а именно, имеется ли динамика внутри него или нет. Если использовать симметрию тяжелого кварка [14–16], то в лидирующем приближении следует рассматривать тяжелые кварки в дикварке статическими, находящимися на некотором расстоянии друг от друга, причем расстояние между ними много меньше размера бариона.

Механизм построения матричных элементов перехода из барионного состояния в вакуумное и обобщение локального приближения на нелокальный случай остаются схожими с теми, что предложены для тяжелых мезонов [17]. В работе рас-

сма­три­ва­ет­ся фор­ма­лизм опи­са­ния B -ме­зо­нов — свя­зан­ных со­сто­я­ний из тя­же­ло­го b -ан­ти­квар­ка и лег­ко­го без­мас­со­во­го u - или d -квар­ка, ко­то­рый обо­б­ща­ет­ся на слу­чай два­жды тя­же­лых ба­ри­о­нов, со­дер­жа­щих в сво­ем со­ста­ве па­ру из c - или b -квар­ков. Ма­трич­ные эле­мен­ты пе­ре­хо­дов из адрон­но­го со­сто­я­ния в ва­ку­ум­ное рас­сма­три­ва­ют­ся на све­то­вом ко­ну­се, и мо­де­ли ам­п­ли­туд рас­пре­де­ле­ния, пред­ло­жен­ные для B -ме­зо­нов [17–20], мож­но а­дап­ти­ро­вать для рас­сма­три­ва­е­мых ба­ри­о­нов. Эк­споненциальная модель, пред­ло­жен­ная А.Г. Гро­зи­ным и М. Ной­бер­том [17], а так же ли­ней­ная мо­де­ль Х. Ка­ва­му­ры и др. [18] опре­де­ля­ют­ся толь­ко од­ним па­ра­мет­ром — эф­фек­тив­ной мас­сой тя­же­ло­го ме­зо­на $\bar{\Lambda} = m_H - m_Q$, где m_H и m_Q — мас­сы тя­же­лых ме­зо­на и квар­ка со­от­вет­ст­вен­но, и мо­гут быть лег­ко пе­ре­фор­му­ли­ро­ва­ны на слу­чай два­жды тя­же­лых ба­ри­о­нов пе­ре­опре­де­ле­нием эф­фек­тив­ной мас­сы адрона. Дру­гие мо­де­ли, на­при­мер В. Брауна, Д. Ива­но­ва и Г. Кор­чем­ско­го [19] или С. Ли и М. Ной­бер­том [20], тре­буют бо­лее серь­ез­ных мо­ди­фи­ка­ций, что пред­став­ля­ет ин­те­рес для от­дель­ной пуб­ли­ка­ции. На при­ме­ре эк­споненциальной и ли­ней­ной мо­де­лей ис­сле­ду­ет­ся так­же мас­штаб­ная за­ви­си­мость ам­п­ли­туд рас­пре­де­ле­ния ба­ри­о­нов ме­то­дом, ис­поль­зо­ван­ным для тя­же­лых ме­зо­нов [21–32].

2. МОДЕЛИ АМПЛИТУД РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛОГО МЕЗО­НА

В на­сто­я­щее вре­мя из­вест­но не­сколь­ко мо­де­лей для ам­п­ли­туд рас­пре­де­ле­ния ли­ди­ру­ю­ще­го твиста, опи­сы­ва­ю­щей ди­на­ми­ку лег­ко­го квар­ка в тя­же­лом ме­зо­не и опре­де­лен­ной в пре­де­ле ста­ти­че­ско­го ан­ти­квар­ка [17–20]. Если за тя­же­лый ме­зон при­нять B -ме­зон, то в им­пульс­ном про­стран­стве эта ам­п­ли­туд­а обо­зна­ча­ет­ся как $\phi_B^+(\omega)$, где ω — энер­гия лег­ко­го квар­ка [17]. Вто­рая, не­ли­ди­ру­ю­щая ам­п­ли­туд­а рас­пре­де­ле­ния $\phi_B^-(\omega)$, не яв­ля­ет­ся не­за­ви­си­мой функ­цией, ха­рак­те­ри­зу­ю­щей ма­трич­ный эле­мент пе­ре­хо­да из ме­зон­но­го со­сто­я­ния в ва­ку­ум­ное, а свя­за­на с $\phi_B^+(\omega)$ “урав­не­нием дви­же­ния” и мож­ет быть по­лу­че­на как его ре­ше­ние. В при­бли­же­нии Ван­дзу­ры-Ви­ль­че­ка дан­ное урав­не­ние име­ет вид [17]:

$$\phi_B^-(\omega) = \int_{\omega}^{\infty} \phi_B^+(\omega') \omega' d\omega, \quad (1)$$

и ам­п­ли­туд­а $\phi_B^-(\omega)$ од­но­знач­но опре­де­ля­ет­ся ам­п­ли­тудой рас­пре­де­ле­ния ли­ди­ру­ю­ще­го твиста.

2.1. Эк­споненциальная модель

Пер­вая (эк­споненциальная) мо­де­ль для ам­п­ли­туд рас­пре­де­ле­ния была пред­ло­же­на Гро­зи­-

ным и Ной­бер­том [17]. В их под­хо­де ам­п­ли­туды рас­пре­де­ле­ния в им­пульс­ном про­стран­стве при­бли­жа­ют­ся эк­споненциалами:

$$\phi_B^+(\omega) = \frac{\omega}{\omega_0^2} e^{-\omega/\omega_0}, \quad \phi_B^-(\omega) = \frac{1}{\omega_0} e^{-\omega/\omega_0}, \quad (2)$$

где вве­ден па­ра­мет­р $\omega_0 = 2\bar{\Lambda}/3$, опре­де­ля­е­мый эф­фек­тив­ной мас­сой ме­зо­на $\bar{\Lambda} = M_B - m_b$, в ко­то­рую вхо­дят M_B — мас­са B -ме­зо­на и m_b — мас­са b -квар­ка.

2.2. Ли­ней­ная модель

В ра­бо­те Х. Ка­ва­му­ры с соав­то­ра­ми [18] были пред­ло­же­ны дру­гие мо­де­ли для ам­п­ли­туд рас­пре­де­ле­ния, вид ко­то­рых был ско­пи­ро­ван с ам­п­ли­туд рас­пре­де­ле­ния, опи­сы­ва­ю­щих лег­кие ме­зо­ны (см., на­при­мер, [33]). В э­том слу­чае ам­п­ли­туды рас­пре­де­ле­ния в им­пульс­ном про­стран­стве пред­став­ля­ют со­бой ли­ней­ные функ­ции энер­гии, зна­че­ния ко­то­рых при­над­ле­жат от­ре­зку $[0, 2\bar{\Lambda}]$:

$$\begin{aligned} \phi_B^+(\omega) &= \omega 2\bar{\Lambda}^2 \theta(2\bar{\Lambda} - \omega), \\ \phi_B^-(\omega) &= 2\bar{\Lambda} - \omega 2\bar{\Lambda}^2 \theta(2\bar{\Lambda} - \omega), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\bar{\Lambda}$ опре­де­ля­ет­ся так же, как и в эк­споненциальной мо­де­ли. Ам­п­ли­туд­а рас­пре­де­ле­ния ли­ди­ру­ю­ще­го твиста ли­ней­но воз­ра­стает с уве­ли­че­нием ω , а вто­рая ам­п­ли­туд­а па­да­ет по ли­ней­но­му за­ко­ну и име­ет ко­неч­ное зна­че­ние при $\omega = 0$: $\phi_B^-(0) = 1/\bar{\Lambda}$.

Лег­ко за­метить, что если эк­споненциальная мо­де­ль с раз­ной до­лей ве­ро­ят­но­сти до­пус­кает лю­бое зна­че­ние энер­гии лег­ко­го квар­ка, то ли­ней­ная огра­ни­чи­ва­ет это зна­че­ние уд­во­ен­ной эф­фек­тив­ной мас­сой. Од­на­ко, с уве­ли­че­нием мас­шта­ба энер­гии по­яв­ля­ет­ся ве­ро­ят­но­сть в ли­ней­ной мо­де­ли най­ти лег­кие квар­ки со сколь­ко угод­но бо­ль­шой энер­гией.

2.3. Мо­де­ль Брауна, Ива­но­ва и Кор­чем­ско­го

Бо­лее слож­ную мо­де­ль ам­п­ли­туды рас­пре­де­ле­ния пред­ло­жи­ли Браун, Ива­нов и Кор­чем­ский [19]:

$$\begin{aligned} \phi_B^+(\omega, \mu) &= 4\pi\lambda_B \omega \mu^2 + \\ &+ \mu^2 \left[\mu^2 \omega^2 + \mu^2 - 2(\sigma_B - 1)\pi^2 \ln \frac{\omega}{\mu} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

ко­то­рая, в от­ли­чие от пре­ды­ду­щих двух мо­де­лей, за­ви­сит от па­ра­мет­ров λ_B и σ_B (пер­вые об­рат­ный и об­рат­ный ло­гарифмический мо­мен­ты ли­ди­ру­ю­щей ам­п­ли­туды рас­пре­де­ле­ния). Вос­поль­зо­вав­шись “урав­не­нием дви­же­ния” (1), мож­но вы­чис­лить вто­рую ам­п­ли­туд­у рас­пре­де­ле­ния в яв­ном ви­де:

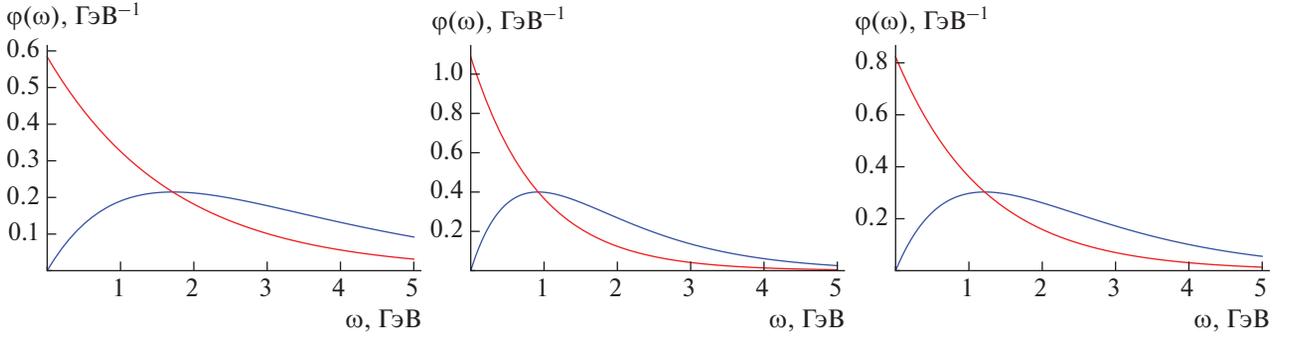


Рис. 1. Лидирующие (кривые синего цвета) и нелидирующие (кривые красного цвета) амплитуды распределения в экспоненциальной модели для Ξ_{bb} (левый график), Ξ_{cc} (центральный график) и Ξ_{bc} (правый график) барионов.

$$\begin{aligned} \phi_B^-(\omega, \mu) = & -\frac{2}{\pi\lambda_B} \left(\frac{\omega\mu}{\omega^2 + \mu^2} + \arctg \frac{\omega}{\mu} - \frac{\pi}{2} + \frac{4(\sigma_B - 1)}{\pi^2} \times \right. \\ & \left. \times \left\{ \text{Im} \left[\text{Li}_2 \left(\frac{i\omega}{\mu} \right) \right] - \arctg \frac{\omega}{\mu} \ln \frac{\omega}{\mu} \right\} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\text{Li}_2(x)$ — дилогарифм Эйлера [34].

2.4. Модель Ли и Нойберта

Ли и Нойберт [20] обобщили экспоненциальную модель, добавив “радиационный хвост”, обусловленный взаимодействием кварка с глюонным полем, начиная с некоторой границы ω_l . Лидирующая амплитуда распределения в данной модели имеет вид [20]:

$$\begin{aligned} \phi_B^+(\omega, \mu) = & \frac{N\omega}{\omega_0^2} e^{-\omega/\omega_0} + \theta(\omega - \omega_l) \frac{C_F \alpha_{st}(\mu)}{\pi\omega} \times \\ & \times \left[\left(\frac{1}{2} - \ln \omega\mu \right) + \frac{4\bar{\Lambda}_{DA}}{3\omega} \left(2 - \ln \frac{\omega}{\mu} \right) \dots \right], \end{aligned} \quad (6)$$

где α_{st} — постоянная сильного взаимодействия с учетом радиационных поправок, $C_F = 4/3$ в КХД. N — нормировочный коэффициент, который определяется условием:

$$\int_0^\infty \phi_B^+(\omega, \mu) d\omega = 1.$$

Эффективная масса мезона $\bar{\Lambda}_{DA}$ отличается от эффективной массы в предыдущих моделях и определяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda}_{DA}(\mu_f, \mu) = & \bar{\Lambda}_{SF}(\mu_*, \mu_*) \left[1 + \frac{C_F \alpha_{st}}{4\pi} \left(6 \ln \frac{\mu_f}{\mu} - \frac{7}{4} \right) \right] - \\ & - \mu_f \frac{C_F \alpha_{st}}{4\pi} \left(3 \ln \frac{\mu_f}{\mu} - \frac{9}{2} + \frac{4\mu_*}{\mu_f} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\bar{\Lambda}_{SF}(\mu_*, \mu_*) = (0.65 \pm 0.06)$ ГэВ, определенная на промежуточном масштабе $\mu_* = 1.5$ ГэВ, а также для простоты взяли $\mu_f = \mu$. Параметр $\bar{\Lambda}_{DA}$ определяется в “схеме амплитуды распределения”, а $\bar{\Lambda}_{SF}$ в схеме “shape function”. Снова воспользовавшись “уравнением движения” (1), можно вычислить явный вид второй амплитуды распределения:

$$\begin{aligned} \phi_B^-(\omega, \mu) = & \frac{N}{\omega_0} e^{-\omega/\omega_0} - \theta(\omega - \omega_l) \frac{C_F \alpha_{st}}{\pi\omega} \times \\ & \times \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{\omega}{\mu} + \frac{\bar{\Lambda}_{DA}}{3\omega} \left[2 \ln \frac{\omega}{\mu} - 3 \right] \right) - \\ & - \theta(\omega_l - \omega) \frac{C_F \alpha_{st}}{\pi\omega_l} \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{\omega_l}{\mu} + \frac{\bar{\Lambda}_{DA}}{3\omega_l} \left[2 \ln \frac{\omega_l}{\mu} - 3 \right] \right). \end{aligned} \quad (8)$$

3. МОДЕЛИ АМПЛИТУД РАСПРЕДЕЛЕНИЯ У ДВАЖДЫ ТЯЖЕЛОГО БАРИОНА

Описанные для тяжелых мезонов модели амплитуд распределения могут быть обобщены и на случай дважды тяжелых барионов. Наиболее просто это можно сделать в приближении статических тяжелых кварков в дикварке, когда вся внутренняя динамика бариона определяется “движением” легкого безмассового кварка. В рамках экспоненциальной и линейной моделей вид самих амплитуд не изменится, однако эффективная масса в данном случае будет определяться следующим образом:

$$\bar{\Lambda} = M - m_{Q_1} - m_{Q_2}, \quad (9)$$

где M — масса бариона, а m_{Q_1} и m_{Q_2} — массы тяжелых кварков, образующих тяжелый дикварк в барионе. Соответствующие графики лидирующей (кривые синего цвета) и нелидирующей (кривые красного цвета) амплитуд распределения в экспоненциальной модели для Ξ_{bb} (левый график), $\Xi_{\bar{n}\bar{n}}$ (центральный график) и Ξ_{bc} (правый график) барионов приведены на рис. 1.

Обобщение модели Брауна, Иванова и Корчемского требует вычисления обратных моментов, значения которых нам не известны. В модели Ли и Нойберга нужно провести вычисление “радиационного хвоста”, что представляется интересной задачей на будущее.

4. МАСШТАБНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУД РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ АДРОНОВ

При использовании моделей амплитуд распределения для расчета конкретных процессов с участием тяжелых мезонов или барионов с необходимостью требуется знать, каким образом характеризующие адроны величины зависят от характерного масштаба энергий этих процессов. В случае B -мезона последовательное изложение данного вопроса можно найти в работах [15, 35]. В предыдущем разделе неявно предполагалось, что амплитуды распределения не зависят от масштаба энергии, т. е. исходно определенные на фиксированном масштабе $\mu_0 = 1$ ГэВ, они остаются неизменными и на любом другом масштабе. В действительности такая зависимость имеется, поскольку как экспоненциальная, так и линейная модели амплитуд распределения B -мезона зависят от эффективной массы мезона $\Lambda(\mu) = M_B - m_b(\mu)$, где M_B — масса B -мезона и $m_b(\mu)$ — масса b -кварка, определяемая на произвольном масштабе μ . Ограничимся здесь рассмотрением только лидирующей амплитуды распределения B -мезона, которая должна удовлетворять следующему уравнению эволюции [21]:

$$\frac{d}{d \ln \mu} \phi_B^+(\omega, \mu) = - \int_0^\infty \gamma^+(\omega, \omega', \mu) \phi_B^+(\omega', \mu) d\omega', \quad (10)$$

где ядро эволюции для B -мезона имеет вид [21]:

$$\gamma^+(\omega, \omega', \mu) = \left[\Gamma_{\text{cusp}}(\alpha_s) \ln \frac{\mu}{\omega} + \gamma(\alpha_s) \right] \delta(\omega - \omega') + \omega \Gamma(\omega, \omega', \alpha_s), \quad (11)$$

причем аномальные размерности $\Gamma_{\text{cusp}}(\alpha_s)$ и $\gamma(\alpha_s)$, а также явный вид функции $\Gamma(\omega, \omega', \alpha_s)$ можно найти в [21]. В случае дважды тяжелого бариона вид уравнения не изменится, однако появится дополнительный множитель 2 в правой части, учитывающий одноглюонный обмен между легким кварком и каждым из двух тяжелых кварков:

$$\frac{d}{d \ln \mu} \phi^+(\omega, \mu) = -2 \int_0^\infty \gamma^+(\omega, \omega', \mu) \phi^+(\omega', \mu) d\omega'. \quad (12)$$

Вообще говоря, ядро эволюции должно также содержать дополнительный вклад от обмена глюоном между тяжелыми кварками, однако в данной работе оно не учитывается и является пред-

метом обсуждения отдельного исследования. Решение в обоих случаях ищется в виде [21]:

$$\phi^+(\omega, \mu) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \phi_0(t) f(\omega, \mu, \mu_0, it) dt. \quad (13)$$

Функция $\phi_0(t)$ зависит от выбора модели амплитуды распределения, она вычислена для всех приведенных выше моделей, однако здесь не приводятся. Входящая в (13) функция $f(\omega, \mu, \mu_0, it)$, для B -мезона может быть записана в форме:

$$f_B(\omega, \mu, \mu_0, it) \sim \left(\frac{\omega}{\mu_0} \right)^{it+g} \frac{\Gamma(1-it-g)\Gamma(1+it)}{\Gamma(1+it+g)\Gamma(1-it)}, \quad (14)$$

где введена функция

$$g(\mu, \mu_0) = \frac{8}{3\beta_0} \ln \frac{\alpha_s(\mu_0)}{\alpha_s(\mu)}, \quad (15)$$

в которой $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$, $n_f = 3$ — число активных кварков на характерном масштабе энергии процесса, и $\mu_0 = 1$ ГэВ. Подстановка ((13)) в уравнение ((12)) найти эту же функцию для дважды тяжелого бариона:

$$f(\omega, \mu, \mu_0, it) \sim \left(\frac{\omega}{\mu_0} \right)^{it+2g} \left[\frac{\Gamma(1-it-g)\Gamma(1+it)}{\Gamma(1+it+g)\Gamma(1-it)} \right]^2. \quad (16)$$

Полученные уравнения позволяют определить масштабную зависимость амплитуд распределения не только для B -мезона, но и для дважды тяжелых барионов. На рис. 2 приведена зависимость от параметра μ лидирующей амплитуды распределения для Ξ_{bb} -бариона в экспоненциальной (левый график) и линейной (правый график) моделях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теория описания тяжелых мезонов, в частности B -мезонов, на световом конусе обобщена на случай дважды тяжелых барионов. Предложены модели амплитуд распределения для дважды тяжелых барионов в форме экспоненциальной и линейной зависимостей. Показана зависимость амплитуд распределения барионов от масштаба энергии. Предложенные амплитуды распределения представляют интерес при изучении слабых распадов. В случае B -мезонов экспериментально и теоретически изучаются распады типа $B \rightarrow \pi \ell \nu_\ell$, где $\ell = e, \mu$. Для дважды тяжелых барионов аналогичными распадами будут $\Xi_{bb} \rightarrow \Xi_{bc} + \ell^- + \tilde{\nu}_\ell$ и $\Xi_{bb} \rightarrow \Xi_b + \ell^- + \tilde{\nu}_\ell$. Для вычисления адронных матричных элементов переходов требуется информация о волновых функциях адронов, в частности, об их амплитудах распределения.

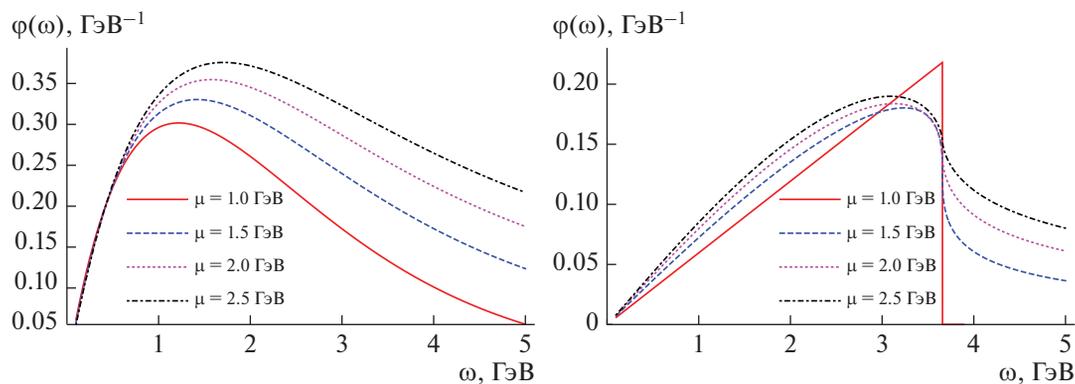


Рис. 2. Масштабная зависимость лидирующей амплитуды распределения для Ξ_{bb} -бариона в экспоненциальной (левый график) и линейной (правый график) моделях.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность А.Я. Пархоменко за многочисленные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Национального фонда естественных наук Китая в рамках совместного проекта No. 19-52-52041.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Zyla P.A. et al. (*Particle Data Group*) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. P. 083C01.
- Mattson M. et al. (*SELEX Collab.*) // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 12001; arXiv:hep-ex/0208014.
- Ocherashvili A. et al. (*SELEX Collab.*) // Phys. Lett. B. 2005. V. 628. P. 18–24; arXiv:hep-ex/0406033.
- Ratti S.P. // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. 2003. V. 115. P. 33–36.
- Aubert B. et al. (*BaBar Collab.*) // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 011103; arXiv:hep-ex/0605075.
- Aaij R. et al. (*LHCb*) // J. High Energy Phys. 2013. V. 2013. No. 12. P. 090; arXiv:1310.2538 [hep-ex].
- Kato Y. et al. (*Belle Collab.*) // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 052003; arXiv:1312.1026 [hep-ex].
- Aaij R. et al. (*LHCb*) // Sci. China Phys. Mech. Astron. 2020. V. 63. P. 221062; arXiv:1909.12273 [hep-ex].
- Aaij R. et al. (*LHCb*) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 112001; arXiv:1707.01621 [hep-ex].
- Aaij R. et al. (*LHCb*) // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 162002; arXiv:1807.01919 [hep-ex].
- Aaij R. et al. (*LHCb*) // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020 (02) P. 049; arXiv:1911.08594 [hep-ex].
- Aaij R. et al. (*LHCb*) // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 052002; arXiv:1806.02744 [hep-ex].
- Aaij R. et al. (*LHCb*) // arXiv:2009.02481 [hep-ex].
- Manohar A.V., Wise M.B. // Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. 2000. V. 10. P. 1–191.
- Grozin A.G. // Springer Tracts Mod. Phys. 2004. V. 201. P. 1.
- Mannel T. // Springer Tracts Mod. Phys. 2004. V. 203. P. 1.
- Grozin A.G., Neubert M. // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 272–290; arXiv:hep-ph/9607366.
- Kawamura H., Kodaira J., Qiao C.F., Tanaka K. // Phys. Lett. B. 2001. V. 523, P. 111; Erratum: Phys. Lett. B 536. P. 344–344; arXiv:hep-ph/0109181.
- Braun V.M., Ivanov D.Y., Korchemsky G.P. // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 034014. arXiv:hep-ph/0309330.
- Lee S.J., Neubert M. // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 094028; arXiv:hep-ph/0509350.
- Lange B.O., Neubert M. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 102001; arXiv:hep-ph/0303082.
- Bell G., Feldmann T., Wang Y.M., Yip M.W.Y. // J. High Energy Phys. 2013. V. 2013. (11). P. 191; arXiv:1308.6114.
- Braun V.M., Manashov A.N. // Phys. Lett. B. 2014. V. 731. P. 316–319; arXiv:1402.5822 [hep-ph].
- Feldmann T., Lange B.O., Wang Y.M. // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 114001; arXiv:1404.1343 [hep-ph].
- Braun V.M., Derkachov S.E., Manashov A.N. // Phys. Lett. B. 2014. V. 738. P. 334–340; arXiv:1406.0664 [hep-ph].
- Braun V.M., Manashov A.N., Offen N. // Phys. Rev. D. 2015. V. 92. P. 074044; arXiv:1507.03445 [hep-ph].
- Braun V.M., Ji Y., Manashov A.N. // J. High Energy Phys. 2017. V. 2017. (5). P. 022; arXiv:1703.02446 [hep-ph].
- Braun V.M., Ji Y., Manashov A.N. // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018. No. 06. P. 017; arXiv:1804.06289 [hep-ph].
- Braun V.M., Ji Y., Manashov A.N. // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 014023; arXiv:1905.04498 [hep-ph].
- Wang W., Wang Y.M., Xu J., Zhao S. // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. P. 011502; arXiv:1908.09933 [hep-ph].
- Galda A.M., Neubert M. // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. P. 071501; arXiv:2006.05428 [hep-ph].
- Zhao S., Radyushkin A.V. // arXiv:2006.05663 [hep-ph]. 2006.
- Chernyak V.L., Zhitnitsky A.R. // Phys. Rept. 1984. V. 112. P. 173.
- Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И., “Интегралы и ряды. Дополнительные главы”. 1986. Москва: Наука.
- Grozin A.G. // Int. J. Mod. Phys. A. 2005. V. 20. P. 7451–7484. arXiv:hep-ph/0506226.

Wave Functions of Doubly Heavy Baryons on the Light Cone

A. K. Shukhtina*

Yaroslavl State University, Yaroslavl, 150003 Russia

**e-mail: aliceshu@yandex.ru*

Received December 24, 2020; revised February 24, 2021; accepted March 4, 2021

Heavy mesons and doubly heavy baryons with the dynamic properties governed by the light quark motion relative to the fixed center of forces are studied within the Heavy Quark Effective Theory. The distribution amplitudes of the hadrons in question are compared, model functions of these amplitudes for the doubly heavy baryons are introduced, and their scale dependence is investigated.

Keywords: distribution amplitude, doubly heavy baryon, quark, scale dependence, matrix transition element, light cone, heavy quark symmetry, heavy meson

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.1.03; 621.384.64

ЛИНЕЙНЫЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ, УГЛОВЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНВЕРСИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЗИТРОНЫ
В ОПТИМАЛЬНЫХ МИШЕНЯХ ПРИ $E^- = 55, 220, 1000$ МэВ

© 2021 г. Л. З. Джилавян^а*, С. С. Бельшев^б

^аИнститут ядерных исследований Российской академии наук,
пр. 60-летия Октября 7а, Москва, 117312 Россия

^бФизический факультет, Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова, Воробьевы горы 1с2, Москва, 119991 Россия

*E-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 12.05.21 г.

После доработки 03.06.21 г.

Принята к публикации 04.06.2021 г.

Для “игольчатых” “мгновенных” пучков электронов с кинетическими энергиями $E^- = 55, 220, 1000$ МэВ, нормально падающих на оптимальные мишени-конвертеры, на выходе из конвертеров для образуемых позитронов с различными кинетическими энергиями модельно рассчитаны распределения по линейным поперечным и угловым отклонениям от оси падающего пучка и по времени выхода. Результаты расчетов сопоставлены с доступными литературными данными и требованиями экспериментов.

Ключевые слова: пучки электронов и позитронов, конверсия электронов в позитроны в толстых мишенях, распределения позитронов из мишени по линейным поперечным и угловым отклонениям от оси падающего пучка и по времени выхода

DOI: 10.56304/S2079562920060184

ВВЕДЕНИЕ

Прецизионные пучки ультрарелятивистских позитронов с малыми поперечными эмиттансами и энергетическими разбросами являются важным инструментом экспериментальных исследований в физике элементарных частиц и атомных ядер. В основном в методике получения таких пучков позитронов используется конверсия ультрарелятивистских электронов в позитроны ($e^- \rightarrow e^+$) в толстых мишенях-конвертерах. Поскольку у позитронов из этих конвертеров широкие энергетические и угловые разбросы, в одном варианте методики некая магнитная система выделяет из полного пучка позитронов из конвертера часть с необходимым малым поперечным эмиттансом и с требуемыми энергиями позитронов без последующего ускорения позитронов из конвертеров (см., например, [1–3]). В другом варианте методики позитроны из конвертеров до такого выделения сначала проходят дополнительный ускоритель (см., например, [4–6]).

Для оптимизации методики в обоих ее вариантах нужны сведения о распределениях позитронов на выходе из конвертера как по их энергиям, так и по линейным поперечным и угловым отклонениям от оси падающего пучка, а в случаях с по-

следующим ускорением позитронов в СВЧ-секциях, то и по времени их выхода из конвертера.

Предыдущая наша статья [7] посвящена дифференциальным по энергии испускаемых позитронов и по телесному углу их испускания коэффициентам конверсии $e^- \rightarrow e^+$ для “мгновенных” “игольчатых” пучков нормально падающих по оси z на однородный плоскопараллельный конвертер (то есть пучков без временных (все электроны падают на конвертер при времени $t^- \equiv 0$), угловых и линейных поперечных разбросов) при полярных углах эмиссии позитронов к оси падающего пучка электронов $\theta^+ \approx 0$ (точнее $\theta^+ \leq \theta_{\text{макс}}^+ = 0.05$ рад):

$$K(E^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^-, T, Z) = \frac{N^+}{N^- \Delta\Omega^+ \Delta E^+}, \quad (1)$$

где E^- и E^+ – кинетические энергии падающих электронов и выделяемых позитронов; T и Z – толщина конвертера и атомный номер его материала; N^- и N^+ – числа падающих электронов и выделяемых позитронов; $\Delta\Omega^+$ и ΔE^+ – малые телесный угол и разброс энергии для выделяемых позитронов.

В [7] проведен детальный анализ доступных экспериментальных данных $K_{\text{эксп}}$ при $9 \leq E^- \leq$

≤ 1000 МэВ для Cu-, Ta-, Pt-, Pb- конвертеров из работ [8–12] и выполнено их сопоставление со значениями K , рассчитанными при наборе значений E_i^- из диапазона $10 E_i^- \leq 1000$ МэВ с использованием модели прохождения излучения через вещество, реализованной в библиотеке программ GEANT4 [13], для $Z=29, 73, 82$ (Cu, Ta, Pb) и разных значений T , включая значения, близкие к оптимальным $T_{\text{опт}_i}$ (см. подробнее об этом в [7]):

$$T_{\text{опт}_i} \cong 0.5(\ln E_i^-) - 0.72, \quad (2)$$

где E_i^- – в МэВ, а $T_{\text{опт}_i}$ – в радиационных длинах X_0 для конвертера [14, 15] (при прохождении X_0 энергия электрона из-за тормозного излучения уменьшается в e раз).

Однако важно также и то, что собираемый при этом весь объем результатов содержит данные и о линейных поперечных, угловых и временных распределениях пучка позитронов на выходе из конвертера. В настоящей работе в продолжение работы [7], рассматриваются характеристики таких распределений для $\theta^+ \leq 0.05$ рад, а также отчасти (см. ниже) для широкого диапазона θ^+ .

1. ОСОБЕННОСТИ ОБЩЕГО ОПИСАНИЯ КОНВЕРСИИ $e^- \rightarrow e^+$

Для резонансного ускорителя электронов в сгруппированном сгустке пучка электронов, нормально падающем на плоскопараллельную однородную мишень-конвертер, любой электрон по отношению к некоторому реперному ультрарелятивистскому электрону, движущемуся вдоль оси z , можно охарактеризовать на входе конвертера с помощью точки с координатами $(x^-, y^-, \theta_x^-, \theta_y^-, t^-, E^-)$ в соответствующем 6-мерном пространстве. Здесь: ось z направлена вдоль оси пучка электронов; оси x и y перпендикулярны оси z и друг другу; x^- и y^- – проекции линейного поперечного отклонения электрона r^- от оси z ; θ_x^- и θ_y^- – проекции на плоскости xz и yz полярного угла θ^- отклонения направления движения электрона по отношению к направлению оси z ; t^- – время появления рассматриваемого электрона на входе в конвертер, отсчитываемое от момента падения на конвертер реперного электрона; E^- – кинетическая энергия падающего электрона. Распределение совокупности электронов в их сгустке по этим координатам описывается некой функцией плотности вероятности $f^-(x^-, y^-, \theta_x^-, \theta_y^-, t^-, E^-)$.

При бомбардировке конвертера электронами из такого сгустка позитроны из их соответствующего сгустка на выходе из конвертера распределены по своим координатам $(x^+, y^+, \theta_x^+, \theta_y^+, t^+, E^+)$,

где t^+ – время выхода позитрона из конвертера, отсчитываемое от времени попадания на вход конвертера реперного электрона, E^+ – кинетическая энергия испускаемого позитрона. При этом распределение всей совокупности позитронов в их сгустке по указанным координатам описывается соответствующей функцией плотности вероятности $f^+(x^+, y^+, \theta_x^+, \theta_y^+, t^+, E^+)$, которая является сверткой по всем координатам падающих на конвертер электронов функции плотности вероятности для этих электронов $f^-(x^-, y^-, \theta_x^-, \theta_y^-, t^-, E^-)$ с величиной k – дифференциальным коэффициентом конверсии $e^- \rightarrow e^+$:

$$k \equiv k(x^+, y^+, \theta_x^+, \theta_y^+, t^+, E^+, x^-, y^-, \theta_x^-, \theta_y^-, t^-, E^-, Z, T, \rho), \quad (3)$$

где ρ – плотность материала конвертера.

Функция k для конвертера с зафиксированными параметрами Z, T и ρ исчерпывающе описывает способности конвертера к генерации позитронов при бомбардировке электронами с указанными координатами. Хотя задача описания ($e^- \rightarrow e^+$) конверсии и является многопараметрической с большим количеством переменных у функции k , затрудняющим ее решение, но есть обстоятельства, упрощающие ситуацию:

- так как обычно конвертеры однородны по толщине, плотности и составу и имеют поперечные размеры, значительно превышающие и характерные поперечные размеры электронно-фотонно-позитронных каскадов в них, и поперечные размеры падающих пучков электронов, то можно считать, что есть симметрия по отношению к сдвигам по осям x и y , то есть достаточно найти функцию k при $x^- = y^- = 0$;

- во всех практических случаях падающие пучки электронов имеют малые поперечные эмиттансы, и даже при фокусировке электронов в малое пятно на входе в конвертер угловые расходимости их пучка малы, поэтому практически наиболее интересен вид функции k при $\theta_x^- = \theta_y^- = 0$, тем более, что можно предполагать зависимости k от θ_x^- и θ_y^- плавными;

- практически наиболее интересен случай $\theta_x^+ = \theta_y^+ = 0$, так как именно при этом обычно находится область усваиваемых позитронов из конвертера, тем более что зависимости k от θ_x^+ и θ_y^+ очень широкие (см. ниже);

- так как обычно конвертеры изотропны и однородны по толщине и составу, задача обладает осевой по оси z симметрией для $x^- = y^- = 0$ и $\theta_x^- = \theta_y^- = 0$, и из-за осевой симметрии можно для таких конвертеров заменить для испускаемых позитронов зависимости от x^+ и y^+ на зависимость

от $r^+ = \sqrt{(x^+)^2 + (y^+)^2}$, а зависимости от θ_x^+ и θ_y^+ на зависимость от $\theta^+ = \sqrt{(\theta_x^+)^2 + (\theta_y^+)^2}$ (для падающих электронов соответственно можно заменить зависимости от x^- и y^- на зависимость от $r^- = \sqrt{(x^-)^2 + (y^-)^2}$, а зависимости от θ_x^- и θ_y^- на зависимость от $\theta^- = \sqrt{(\theta_x^-)^2 + (\theta_y^-)^2}$);

• так как задача обладает симметрией относительно смещений по t^- , то достаточно найти вид функции k для $t^- = 0$.

Итак, важны k для “игольчатого” “мгновенного” пучка моноэнергичных электронов ($x^- = y^- = 0$; $\theta_x^- = \theta_y^- = 0$; $t^- = 0$; $f^-(x^-, y^-, \theta_x^-, \theta_y^-, t^-, E^-)$ – δ -функция по всем аргументам) в разделенном и осесимметричном представлениях соответственно:

$$k_{\text{игл_мгн}} \equiv k(x^+, y^+, \theta_x^+, \theta_y^+, t^+, E^+, x^- = y^- = 0, \theta_x^- = \theta_y^- = 0, t^- = 0, E^-, Z, T, \rho), \quad (4)$$

$$k_{\text{игл_мгн}} \equiv k(r^+, \theta^+, t^+, E^+, r^- = 0, \theta^- = 0, t^- = 0, E^-, Z, T, \rho). \quad (5)$$

Но даже этот случай остается довольно сложным. Поэтому имеет смысл для $k_{\text{игл_мгн}}$ в осесимметричном представлении рассмотреть задачу в предположении, что переменные по координатам позитронов можно разделять. В этом предположении получаются крайние пределы границ области, занимаемой пучком позитронов. Так, опуская для краткости параметры конвертера и координаты электронов на входе в конвертер (кроме E_i^- из некоторого их набора) в приводимом выражении, имеем при интегрировании по полным диапазонам отсутствующих аргументов – координат позитронов на выходе из конвертера:

$$k_{\text{игл_мгн}_i} \leq \prod_{j=1}^{j=4} k_{j,i}(E_i^-) = k_{1,i}(r^+, E_i^-) k_{2,i}(\theta^+, E_i^-) k_{3,i}(t^+, E_i^-) k_{4,i}(E^+, E_i^-). \quad (6)$$

При получении позитронов более важны не сами распределения $k_{j,i}(E_i^-)$ от интегрирования по полным интервалам опущенных координат позитронов (см. (6)), а распределения величин от интегрирования по некоторым частям интервалов значений этих координат. Так, для $0 < E^+ \leq E_{l,i}^+$, где $E_{l,i}^+ = 1.25 \cdot 2^{l-1}$ МэВ для индексов $l = (1-6)$ и $E_{l=7,i}^+ = E_i^- - 2\mu$ (здесь μ – энергия покоя электрона), а в части расчетов для $\theta^+ \leq \theta_{\text{макс}}^+ = 0.05$ рад такие величины в этой работе есть: $k_{1,l,i}(r^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$;

$k_{2,l,i}(\theta^+, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$; $k_{3,l,i}(t^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$. Заметим, что в этих обозначениях рассмотренная ранее в нашей работе [7] величина $K(E^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^-, T, Z)$ (см. (1)) есть $k_{4,l,i}(E^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E_i^-)$.

Однако практически для вылетевших из конвертера позитронов, имеющих энергии из интервала $0 < E^+ \leq E_{l,i}^+$ и образованных электронами с энергиями E_i^- , удобно (и более доступно в модельных расчетах методом статистических испытаний [13]) использовать, например, следующие интегральные характеристики:

– вместо $k_{1,l,i}(r^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$ – величину относительной вероятности $F(r^+) \equiv F(r^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$, то есть вероятности того, что линейные поперечные смещения позитронов на выходе из конвертера не превышают r^+ , по отношению к полной вероятности для позитронов при таких θ^+ , E_i^- и E^+ вылететь из конвертера при любых значениях r^+ ;

– вместо $k_{2,l,i}(\theta^+, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$ – величину относительной вероятности $F(\theta^+) \equiv F(\theta^+, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$, то есть вероятности того, что полярные углы позитронов на выходе из конвертера не превышают θ^+ , по отношению к полной вероятности для позитронов при таких E_i^- и E^+ вылететь из конвертера при любых доступных углах θ^+ ;

– вместо $k_{3,l,i}(t^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$ – величину относительной вероятности $F(t^+) \equiv F(t^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$, то есть вероятности того, что времена выхода позитронов из конвертера не превышают t^+ , по отношению к полной вероятности для позитронов при таких θ^+ , E_i^- и E^+ вылететь из конвертера при любых доступных значениях t^+ .

2. ДОСТУПНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ХАРАКТЕРИСТИКАХ КОНВЕРСИИ $e^- \rightarrow e^+$ В ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ

Дадим сводку известных сведений о $k_{1,i}(r^+, E_i^-)$, $k_{2,i}(\theta^+, E_i^-)$, и $k_{3,i}(t^+, E_i^-)$ в толстых мишенях-конвертерах.

Есть расчеты зависимости k_1 для линейных поперечных отклонений от оси z , проведенные в [16, 17] и проанализированные в [10]. Эти данные

Таблица 1. Значения $r_{0,5}^+$ и $r_{0,75}^+$ для линейных поперечных отклонений выходящих из конвертера позитронов от оси z для “игольчатого” пучка падающих электронов при $\theta^+ \leq 0.05$ рад и различных значениях E_i^- и $E_{l,i}^+$

l	$E_{l,i}^+$, МэВ	$E_{i=1}^- = 55$ МэВ		$E_{i=2}^- = 220$ МэВ		$E_{i=3}^- = 1000$ МэВ	
		$r_{0,5}^+$, мм	$r_{0,75}^+$, мм	$r_{0,5}^+$, мм	$r_{0,75}^+$, мм	$r_{0,5}^+$, мм	$r_{0,75}^+$, мм
1	1.25	1.666	2.989	1.242	2.289	1.175	2.507
2	2.50	1.481	2.609	1.132	2.039	1.026	2.121
3	5.00	1.261	2.164	0.956	1.713	0.823	1.729
4	10.00	1.027	1.751	0.783	1.363	0.608	1.256
5	20.00	0.817	1.404	0.637	1.075	0.463	0.893
6	40.00	0.683	1.197	0.525	0.867	0.367	0.658
7	$E_i^- - 2\mu$	0.673	1.184	0.397	0.651	0.225	0.369

получены для Pb конвертеров и следующих пар значений E^- и T : $\{E^- = 200$ МэВ; $T = 1.5X_0\}$; $\{E^- = 500$ МэВ; $T = 2X_0\}$; $\{E^- = 1000$ МэВ; $T = 3X_0\}$. При анализе [10] брались позитроны из интервала $10 \leq E^+ \leq 20$ МэВ, испускаемых во все доступные углы θ^+ , то есть вместо величины $F_1(r^+) \equiv F(r^+)$ рассматривалась величина $F(r^+, 10 \leq E^+ \leq 20$ МэВ, $E^-)$. Согласно [10, 16, 17] 50% таких позитронов испускается из круга с радиусом $\approx 0.16X_0$, а 75% их – из круга с радиусом $\approx 0.32X_0$. В следующем разделе эти результаты сопоставляются с нашими для величины $F_{11}(r^+) \equiv F_{11}(r^+, \theta^+ \leq 0.05$ рад, $10 \leq E^+ \leq 20$ МэВ, $E_i^-)$ – величины относительной вероятности того, что линейные поперечные смещения позитронов на выходе из конвертера не превышают r^+ , по отношению к полной вероятности для позитронов при таких θ^+ , E_i^- и E^+ вылететь из конвертера при любых значениях r^+ .

Имеются измерения угловой зависимости k_2 , проведенные на SLAC (H. De Staebler, см. об этом в [10]) при $E^- = 1000$ МэВ для Pb-конвертера с $T = 2.9X_0$. У позитронов с энергиями E^+ от нескольких мегаэлектронвольт до нескольких десятков мегаэлектронвольт угловое распределение очень широкое: $\ln[k_2(\theta^+ = 0)/k_2(\theta^+)] = 1$ при $\theta^+ \approx 0.35$ рад, что примерно согласуется с расчетами [16, 17].

Нам не известны экспериментальные или аккуратные модельно-расчетные исследования распределения k_3 от r^+ . Попытка приближенных оценок разброса длин пути электронов из-за многократного рассеяния была сделана в работе [19] для всех θ . Ожидаемые разбросы при этом представляются приемлемыми, а, кроме того, выделение

узких разбросов по θ^+ должно сужать распределения испускаемых из конвертера позитронов по r^+ . Тем не менее, желательны аккуратные модельные расчеты именно для узких разбросов θ^+ для конвертеров из материалов с высокими Z и ρ .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ЛИНЕЙНЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ, УГЛОВЫХ И ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНВЕРСИИ $e^- \rightarrow e^+$ В ОПТИМАЛЬНЫХ МИШЕНЯХ ПРИ $E^- = 55, 220, 1000$ МэВ

В настоящей работе проведены с помощью [13] расчеты характеристик линейных поперечных, угловых и временных распределений пучка позитронов на выходе из свинцовых мишеней-конвертеров оптимальной толщины $T_{\text{опт}}$, бомбардируемых “игольчатыми” “мгновенными” пучками электронов для трех вариантов $i = (1; 2; 3)$ значений кинетических энергий этих электронов $E_i^- = (55; 220; 1000)$ МэВ, причем согласно (2) $T_{\text{опт}_i} = (1.28367; 1.97681; 2.73388)X_0$ соответственно. Выбор таких значений E_i^- согласуется со значениями этой величины в ряде экспериментальных и расчетных работ с получением позитронов из толстых мишеней-конвертеров (см., например, [2, 3, 5–7, 9–12, 16–18, 20, 21]). При проведении выборки из полученных результатов расчетов использовались выделенные значения кинетических энергий испускаемых из конвертерной мишени позитронов $E_{l,i}^+$, а именно: $E_{l,i}^+ = 1.25 \cdot 2^{l-1}$ МэВ для индексов $l = (1-6)$ и $E_{l=7,i}^+ = E_i^- - 2\mu$ (см. также значения $E_{l,i}^+$ в табл. 1–3).

Таблица 2. Значения $\theta_{0.5}^+$ и $\theta_{0.75}^+$ для угловых отклонений выходящих из конвертера позитронов от оси z для “игольчатого” пучка падающих электронов при различных значениях E_i^- и $E_{l,i}^+$

l	$E_{l,i}^+$, МэВ	$E_{i=1}^- = 55$ МэВ		$E_{i=2}^- = 220$ МэВ		$E_{i=3}^- = 1000$ МэВ	
		$\theta_{0.5}^+$, рад	$\theta_{0.75}^+$, рад	$\theta_{0.5}^+$, рад	$\theta_{0.75}^+$, рад	$\theta_{0.5}^+$, рад	$\theta_{0.75}^+$, рад
1	1.25	0.795	1.090	0.797	1.095	0.798	1.096
2	2.50	0.767	1.061	0.769	1.066	0.771	1.067
3	5.00	0.726	1.018	0.725	1.021	0.727	1.023
4	10.00	0.667	0.959	0.656	0.952	0.658	0.954
5	20.00	0.600	0.894	0.562	0.856	0.559	0.852
6	40.00	0.566	0.863	0.471	0.765	0.456	0.747
7	$E_i^- - 2\mu$	0.565	0.862	0.400	0.700	0.314	0.613

Таблица 3. Значения t_{cp}^+ и $(\Delta t)_{cp_кв}^+$ для времени выхода позитронов из конвертера для “игольчатого” “мгновенного” пучка падающих электронов при $\theta^+ \leq 0.05$ рад и различных значениях E_i^- и $E_{l,i}^+$

l	$E_{l,i}^+$, МэВ	$E_{i=1}^- = 55$ МэВ		$E_{i=2}^- = 220$ МэВ		$E_{i=3}^- = 1000$ МэВ	
		t_{cp}^+ , пс	$(\Delta t)_{cp_кв}^+$, пс	t_{cp}^+ , пс	$(\Delta t)_{cp_кв}^+$, пс	t_{cp}^+ , пс	$(\Delta t)_{cp_кв}^+$, пс
1	1.25	29.546	12.192	41.386	11.846	55.994	12.416
2	2.50	27.929	9.652	40.181	9.042	54.389	8.850
3	5.00	26.603	6.833	38.982	6.202	53.205	6.500
4	10.00	25.598	4.980	38.096	3.973	52.250	3.993
5	20.00	25.002	3.634	37.572	2.497	51.694	2.415
6	40.00	24.759	3.064	37.323	1.675	51.434	1.518
7	$E_i^- - 2\mu$	24.746	3.036	37.172	1.107	51.242	0.624

В этих условиях в настоящей работе при $0 < E^+ \leq E_{l,i}^+$ и $\theta^+ \leq \theta_{\max}^+ = 0.05$ рад рассчитаны значения $F_1(r^+) \equiv F_1(r^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$ (где $F_1(r^+) \equiv F(r^+)$, см. также определение $F(r^+)$ в разделе 2). Результаты этих расчетов представлены на рис. 1а, 1б, 1в (отметим, что здесь подварианты рисунка, обозначаемые буквами (а, б, в) даны для $i = (1; 2; 3)$ и $E_i^- = (55; 220; 1000)$ МэВ соответственно).

В дополнение к рис. 1а, 1б, 1в приведены в табл. 1 для тех же случаев значения величин $r_{0.5}^+$ и $r_{0.75}^+$ — значения линейных поперечных отклонений выходящих из конвертера позитронов от оси z , задающих границы областей, содержащих 0.5 всех испускаемых позитронов (то есть для медиан распределений) и 0.75 таких позитронов соответ-

ственно. Понятно, что можно ждать увеличений ширины таких распределений при уменьшении E^- и E^+ . Отметим, что здесь выбор полярных углов вылета позитронов из конвертера $\theta^+ \leq \theta_{\max}^+$ (где θ_{\max}^+ — малая величина) соответствует результатам [6]: при получении позитронов для задач, в которых нужны пучки позитронов с особенно малыми энергетическими разбросами и поперечными эмиттансами (как с использованием добавочного ускорителя позитронов, так и без него) “усваиваются” только позитроны с малыми θ^+ .

Даже из прямого сопоставления зависимости описанных выше в этом разделе результатов расчетов в случае свинцовых мишеней-конвертеров для $F_1(r^+) \equiv F_1(r^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$ при $\{E^- = 220 \text{ МэВ}; T = 1.97681X_0\}$ и $\{E^- = 1000 \text{ МэВ}; T = 2.73388X_0\}$, приведенных на

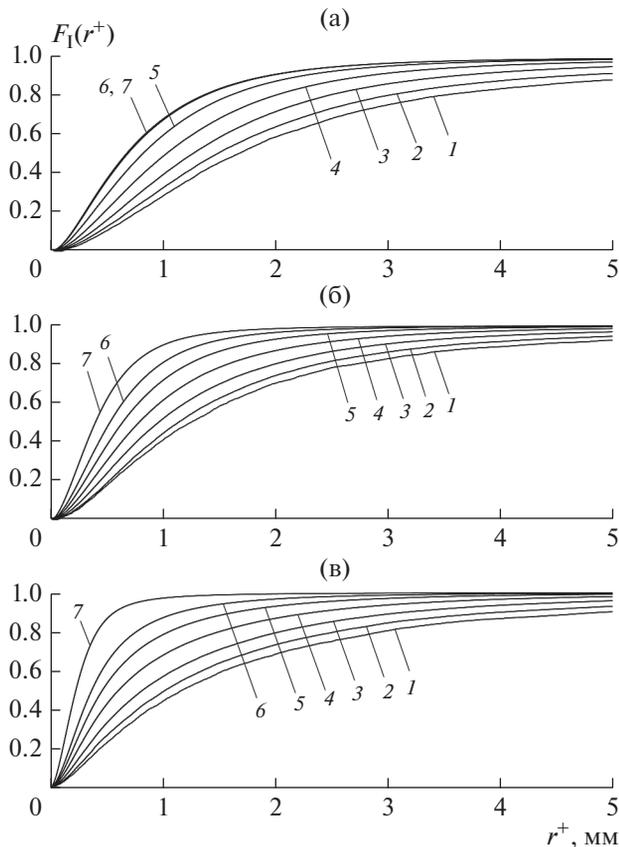


Рис. 1. $F_I(r^+)$ в зависимости от r^+ для $\theta^+ \leq 0.05$ рад и $0 < E^+ \leq E_{l,i}^+$, где $E_{l,i}^+ = 1.25 \cdot 2^{l-1}$ МэВ при $l = (I-6)$ и $E_{l=7,i}^+ = E_i^- - 2\mu$. (а) $E_{i=1}^- = 55$ МэВ; (б) $E_{i=2}^- = 220$ МэВ; (в) $E_{i=3}^- = 1000$ МэВ.

рис. 1б, 1в и в табл. 1, для $E^+ \leq (10 \text{ и } 20) \text{ МэВ}$ следует: для $F_{II}(r^+) \equiv F_{II}(r^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, 10 \leq E^+ \leq 20 \text{ МэВ}, E_i^-)$ расчет должен дать значительно более узкие распределения по r^+ , чем рассчитанные в [16, 17] и проанализированные в [10] распределения $F(r^+, 10 \leq E^+ \leq 20 \text{ МэВ}, E^-)$ для всех углов θ^+ при следующих E^- и T : $\{E^- = 200 \text{ МэВ}; T = 1.5X_0\}$; $\{E^- = 1000 \text{ МэВ}; T = 3X_0\}$, согласно которым (как уже указывалось выше) имеем, что для позитронов из интервала $10 \leq E^+ \leq 20 \text{ МэВ}$ 50% таких позитронов испускается из круга с радиусом $\approx 0.16X_0$, а 75% их – из круга с радиусом $\approx 0.32X_0$. Для аккуратного сопоставления этих поперечных линейных отклонений позитронов из мишени конвертера в настоящей работе мы рассчитали $F_{II}(r^+) \equiv F_{II}(r^+, \theta^+ \leq 0.05 \text{ рад}, 10 \leq E^+ \leq 20 \text{ МэВ}, E_i^-)$ и получили в случае, когда $\theta^+ \leq$

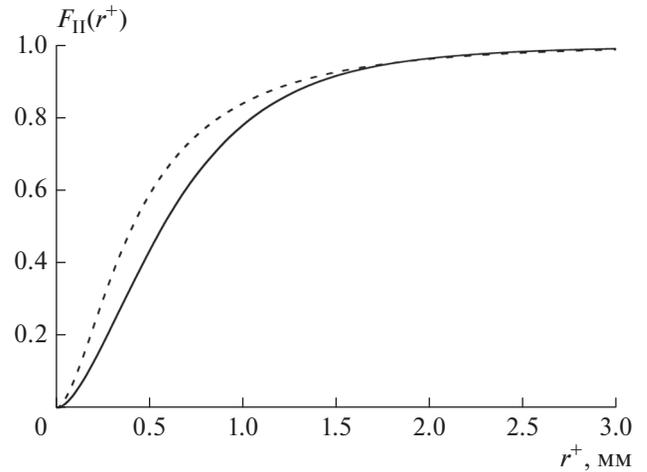


Рис. 2. $F_{II}(r^+)$ в зависимости от r^+ для $\theta^+ \leq 0.05$ рад и $10 \leq E^+ \leq 20$ МэВ. Сплошная кривая – $E_{i=2}^- = 220$ МэВ; штриховая кривая – $E_{i=3}^- = 1000$ МэВ.

≤ 0.05 рад, что 50% таких позитронов испускается из круга с радиусом $\approx 0.102X_0$ при $\{E^- = 220 \text{ МэВ}; T = 1.97681X_0\}$ и с радиусом $\approx 0.073X_0$ при $\{E^- = 1000 \text{ МэВ}; T = 2.73388X_0\}$, а 75% их – из круга с радиусом $\approx 0.167X_0$ при $\{E^- = 220 \text{ МэВ}; T = 1.97681X_0\}$ и с радиусом $\approx 0.133X_0$ при $\{E^- = 1000 \text{ МэВ}; T = 2.73388X_0\}$ (см. рис. 2). Как уже указывалось, причины различий этих распределений заключены, видимо, в различиях учитываемых значений θ^+ . В то же время из полученных результатов следует, что для уменьшения поперечных эмиттансов пучков позитронов лучше брать материалы конвертеров с малыми X_0 (в см). Для не “игольчатых”, а реальных пучков электронов, казалось бы, для минимизации r^+ нужны r^- , скажем, $\sim 0.1X_0$, но это может не проходить из-за тепловых ограничений, и надо следить, чтобы пучок электронов на конвертере не был слишком узким (см., например, [18]). Так что в разброс пучка позитронов с радиусом r^+ на выходе из конвертера могут вносить сопоставимые вклады и разброс падающего пучка электронов с радиусом r^- , и разброс, образуемый в конвертере при генерации позитронов для “игольчатого” пучка электронов, с радиусом $r_{игл}^+$, при этом $(r^+)^2 \approx (r^-)^2 + (r_{игл}^+)^2$ (все радиусы здесь среднеквадратичные).

Кроме того, для $0 < E^+ \leq E_{l,i}^+$ и всего диапазона доступных значений θ^+ рассчитаны $F(\theta^+) \equiv F(\theta^+, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$ (см. рис. 3а, 3б, 3в). В до-

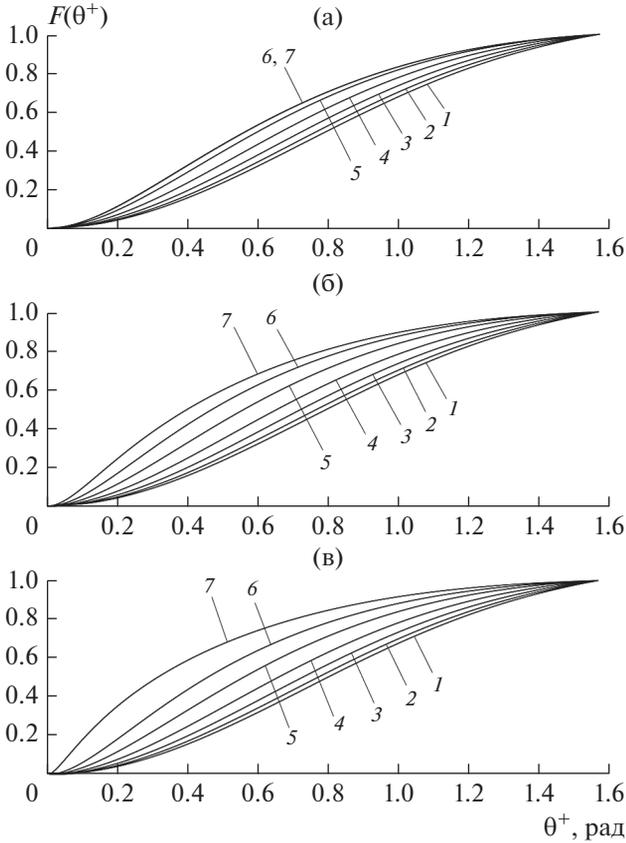


Рис. 3. $F(\theta^+)$ в зависимости от θ^+ для $0 < E^+ \leq E_{l,i}^+$, где $E_{l,i}^+ = 1.25 \cdot 2^{l-1}$ МэВ при $l = (1-6)$ и $E_{l=7,i}^+ = E_i^- - 2\mu$:
 (а) $E_{i=1}^- = 55$ МэВ; (б) $E_{i=2}^- = 220$ МэВ; (в) $E_{i=3}^- = 1000$ МэВ.

полнение к рис. 3а, 3б, 3в приведены в табл. 2 для тех же случаев значения величин $\theta_{0,5}^+$ и $\theta_{0,75}^+$ — угловых отклонений выходящих из конвертера позитронов от оси z , задающих границы областей, содержащих 0.5 всех испускаемых позитронов (то есть для медиан распределений) и 0.75 таких позитронов соответственно. Понятно, что здесь также можно ждать увеличений ширин таких распределений при уменьшении E^- и E^+ . Так как угловые разбросы реальных пучков падающих электронов пренебрежимо малы по сравнению с указанными разбросами для позитронов при $T \sim T_{\text{опт}}$, можно считать, что угловое распределение позитронов в случае реального пучка электронов приближенно совпадает с угловым распределением позитронов для “игольчатого” пучка электронов.

Тем не менее, представляется необходимым дать прямое сопоставление с имеющимися пара-

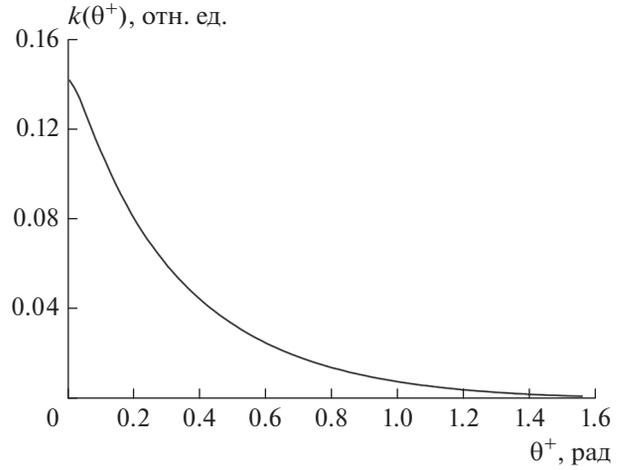


Рис. 4. Рассчитанная в настоящей работе для Pb конвертерной мишени с $T_{\text{опт } i} = 2.73388X_0$ величина $k_{2,i=3}(\theta^+, 5 \leq E^+ \leq 20$ МэВ, $E_{i=3}^- = 1000$ МэВ) в зависимости от θ^+ .

метрами, связанными с угловыми распределениями испускаемых из мишеней-конвертеров позитронов как из экспериментальных данных со SLAC (см. о них выше в разд. 2). Тем более, что значительно лучшая достигнутая статистическая “обеспеченность” модельных расчетов с помощью [13] в большей степени допускает проводить такое сопоставление не только для $F(\theta^+) \equiv F(\theta^+, E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$, но и для исследованных на SLAC зависимостях $k_{2,i=3}(\theta^+, 5 \leq E^+ \leq 20$ МэВ, $E_{i=3}^- = 1000$ МэВ) от θ^+ . На рис. 4 для свинцового конвертера и $\{E^- = 1000$ МэВ; $T = 2.73388X_0\}$ показана такая рассчитанная зависимость. Из результатов такого нашего расчета следует, что $\ln[k_2(\theta^+ = 0)/k_2(\theta^+)] = 1$ при $\theta^+ \approx 0.34$ рад, что согласуется и с результатами эксперимента на SLAC, приведенными выше в разделе 2, и с результатами расчетов [16, 17].

Наконец, при $E^+ \leq E_{l,i}^+$ и $\theta^+ \leq 0.05$ рад были рассчитаны величины $F(t^+) \equiv F(t^+, \theta^+ \leq 0.05$ рад, $E^+ \leq E_{l,i}^+, E_i^-)$ (см. рис. 5а, 5б, 5в, а также табл. 3 для тех же случаев значения средних значений времени выхода позитронов $t_{\text{ср}}^+$ из конвертеров оптимальной толщины и среднеквадратичных отклонений от этого времени $(\Delta t)_{\text{ср_кв}}^+ \equiv (t^+ - t_{\text{ср}}^+)_{\text{ср_кв}}^+$. Отсюда следует, что для

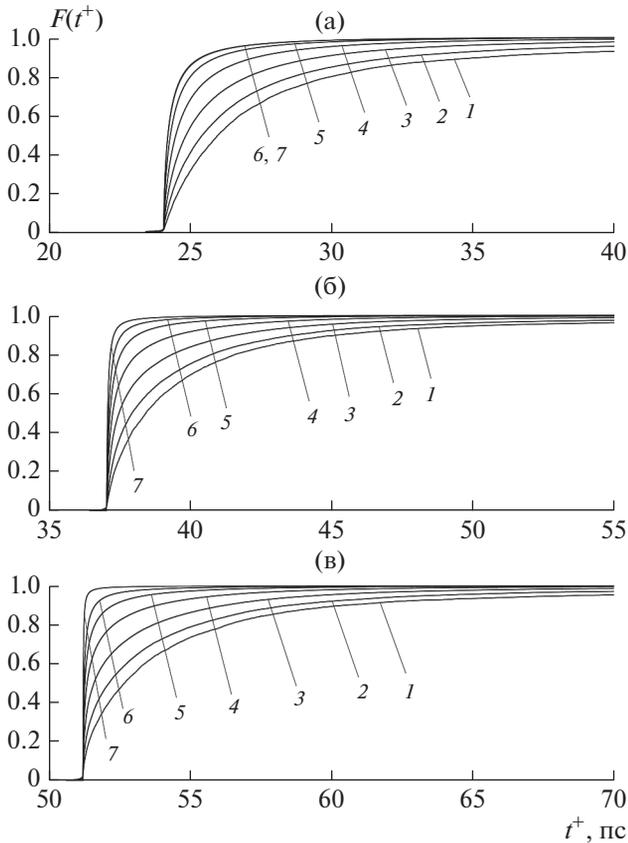


Рис. 5. $F(t^+)$ в зависимости от t^+ для $\theta^+ \leq 0.05$ рад и $0 < E^+ \leq E_{l,i}^+$, где $E_{l,i}^+ = 1.25 \cdot 2^{l-1}$ МэВ при $l = (1-6)$ и $E_{l=7,i}^+ = E_i^- - 2\mu$: (а) $E_{i=1}^- = 55$ МэВ; (б) $E_{i=2}^- = 220$ МэВ; (в) $E_{i=3}^- = 1000$ МэВ.

рассмотренных в настоящей работе случаев имеем, например, на ЛУЭ десятисантиметрового диапазона разбросы времени выхода в пучках позитронов из конвертера, образованных не “мгновенными”, а реальными пучками падающих на конвертер электронов, практически сопоставимые с присутствующими этим ЛУЭ типичными разбросами времени в падающих пучках электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты для линейных поперечных, угловых и временных распределений позитронов вылетающих из конвертерных мишеней оптимальной толщины, бомбардируемых “игольчатными” “мгновенными” пучками электронов с характерными энергиями интересны для практики образования пучков ультрарелятивистских позитронов и могут быть существенными при разработках вариантов методики получения этих пучков

и ее оптимизации на уже запущенных (см., например, [20, 21]) и проектируемых установках.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны профессору Б.С. Ишханову за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Miller J., Schuhl C., Tzara C., Tamas G. // J. Phys. Rad. 1960. V. 21. P.755.
2. Dzhilavyan L.Z. // Trudy VI Vsesouznogo soveshchaniya po uskoritelyam zaryazhennykh chastitz [Proc. VI All-Union Conference on Accelerators of Charge Particles]. JINR. Dubna. 1979. V. 2. P. 182 (in Russian).
3. Dzhilavyan L.Z., Kucher // Sov. J. Nucl. Phys. 1979. V. 30. P. 151.
4. Jupiter C.P. et al. // Phys. Rev. 1961. V. 121. P. 866.
5. Dzhilavyan L.Z., Karev A.I. // Trudy VII Vsesouznogo soveshchaniya po uskoritelyam zaryazhennykh chastitz [Proc. VII All-Union Conference on Accelerators of Charge Particles]. JINR. Dubna. 1981. V. 1. P. 209 (in Russian).
6. Dzhilavyan L.Z., Karev A.I. // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 1349.
7. Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Polonski A.L. // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 530.
8. Bernardini M., Miller J., Tamas G., Schuhl C., Tzara C. // Saclay Report CEA No. 2212 (Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, 1962).
9. Aggson T.L., Burnod L. // LAL Report No. 27 (Laboratoire de l'Accelerateur Lineaire d'Orsay, 1962).
10. Haissinski J. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 1967. V. 51. P. 181.
11. Brechna H. et al., in The Stanford Two-Mile Accelerator. Ed. by Neal R.B. 1968. New York: Benjamin.
12. Dzhilavyan L.Z., Lelekov A.V. // Soviet Physics - Lebedev Institute Reports (English translation of “Kratkie Soobshcheniya po Fizike: Sbornik, AN SSSR, Fizicheskii Inst. im. P.N. Lebedeva”). 1979. No. 8. P. 37 (in Russian)).
13. GEANT4. Ver.: geant4 9.5.0. Physics Reference Manual.
14. Rossi B., Greizen K. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
15. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 1985. V. 12. P. 95.
16. Messel H., Smirnov A.D., Varfolomeev A.A. et al. // Nucl. Phys. 1962. V. 39. P. 1.
17. Crawford D.F., Messel H. // Nucl. Phys. 1965. V. 61. P. 145.
18. Pering N.C. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1971. V. NS-18. No. 3. P. 579.
19. Yang C.N. // Phys. Rev. 1951. V. 84. P. 599.
20. Astrelina K.V. et al. // J. Exp. Theor. Phys. 2008. V. 106. P. 77.
21. Aleshaev A.N. et al. // Uskoritel'nyy kompleks [Complex of Accelerators] VEPP-4. INP-2011-20. 2011. Novosibirsk: INP (in Russian).

Linear Transversal, Angular, and Time Characteristics of Electron-to-Positron Conversion in Optimal Targets at $E^- = 55, 220, 1000$ MeV

L. Z. Dzhilavyan^{1, *} and S. S. Belyshev²

¹*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, pr. Shestidesyatiletiya Oktyabrya 7a, Moscow, 117312 Russia*

²*Physics Faculty of Lomonosov Moscow State University, Vorobyovy gory 1, bld. 2, Moscow, 119991 Russia*

*e-mail: dzhil@inr.ru

Received May 12, 2021; revised June 3, 2021; accepted June 4, 2021

For normally incident on optimal converter targets “needle-like” “instantaneous” beams of electrons with the kinetic energies $E^- = 55, 220, 1000$ MeV, distributions of produced positrons with different kinetic energies at the converter outputs were model-calculated for linear transversal and angular deviations from the axis of electron beams and for time. The calculation results are compared with the available literature data and the requirements of experiments.

Keywords: beams of electrons and positrons, electron-to-positron conversion in thick targets, distributions of positrons from the targets over the linear transversal and angular deviations from the axis of the incident beam and over the exit time

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.12

СЭМПЛИНГ-ФЛУКТУАЦИИ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАЛОРИМЕТРАХ

© 2021 г. В. Н. Горячев^а, *, С. П. Денисов^а

^аФедеральное государственное бюджетное учреждение “Институт физики высоких энергий имени А.А. Логонова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Россия

*E-mail: Vladimir.goryachev@ihep.ru

Поступила в редакцию 12.06.2021 г.

После доработки 14.06.2021 г.

Принята к публикации 25.06.2021 г.

В работе представлены результаты расчетов сэмплинг-флуктуаций в Pb–LAr калориметрах типа “сэндвич”. Для генерации ЭМ ливней, инициированных электронами с энергиями E_0 от 20 до 500 ГэВ, использовался пакет GEANT4. Показано, что зависимость сэмплинг-флуктуаций от E_0 и толщины свинцового абсорбера x может быть описана формулой $kx^b/\sqrt{E_0}$. Показатель степени b слабо зависит от ширины жидкоаргонового слоя d и близок к $2/3$, а $k = 0.1985 - 0.0363 \ln d$ [мм].

Ключевые слова: калориметр, электромагнитный ливень, электрон, энергия, распределение, спектр, свинцовый абсорбер, жидкий аргон

DOI: 10.56304/S2079562920060275

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной вклад в стохастический член $a/E^{1/2}$ энергетического разрешения электромагнитных (ЭМ) калориметров типа “сэндвич”, состоящих из чередующихся слоев пассивного и активного вещества, дают так называемые сэмплинг-флуктуации (СФ), связанные со статистической природой ионизационных потерь энергии заряженными частицами в ЭМ ливне и их распределением между активными и пассивными слоями [1, 2]. В качестве пассивного вещества часто используется Pb, реже W, U, Fe, Cu. Активными слоями обычно являются жидкий аргон, сцинтилляторы или кремний.

СФ определяются только физическими процессами, протекающими в калориметре, и не зависят от его конструктивных недостатков (ограниченная толщина или наличие щелей между модулями) или метода регистрации сигналов. Таким образом, СФ определяют наилучшее значение энергетического разрешения, которое может быть достигнуто для данного калориметра. Цель настоящей работы – исследовать путем моделирования ЭМ ливней зависимость СФ от энергии ливня и структуры Pb–LAr калориметра типа “сэндвич”. Радиационные единицы длины X_0 были выбраны равными 6.37(Pb) и 19.55(LAr) г/см² [1].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМ ЛИВНЕЙ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Для моделирования ЭМ ливней использовался пакет GEANT4 10.01.p02 (Physical list FTFP_BERT) [3] с “обрезанием” по пробегу R_c ливневых частиц 100 мкм. Соответствующие пороги по энергии для e^+ , e^- и γ равны 232, 242 и 29 кэВ для Pb и 82, 83 и 2.0 для LAr. Было проверено, что изменение R_c до 700 мкм не влияет на величину СФ. ЭМ ливни генерировались для электронов с энергиями E_0 20, 40, 80, 200 и 500 ГэВ в калориметрах из 400 слоев Pb и LAr. Толщина x слоя Pb менялась от 0.2 до $0.9X_0$ с шагом $0.1X_0$, ширина d LAr промежутка составляла 2, 3, 4, 6 и 8 мм. Таким образом, минимальная полная толщина калориметров составляла $85.6X_0$ (при $x/X_0 = 0.2$ и $d = 2$ мм). Поперечный размер калориметров был выбран равным 1×1 м². Утечками энергии ЭМ ливней из калориметров таких размеров можно пренебречь (см. ниже).

Для каждого набора параметров E_0 , x , d было разыграно 10^4 событий. Для каждого события рассчитывались значения ионизационных потерь энергии в каждом из 400 слоев LAr. Типичное распределение событий по энергии E , выделившейся в LAr, показано слева на рис. 1. Все подобные распределения имеют “хвосты” в области малых E , растущие с увеличением E_0 . Оказалось, что “хвосты” связаны с фотоядерными реакциями: они исчезают, если при моделировании “выключить” сильные взаимодействия. События с

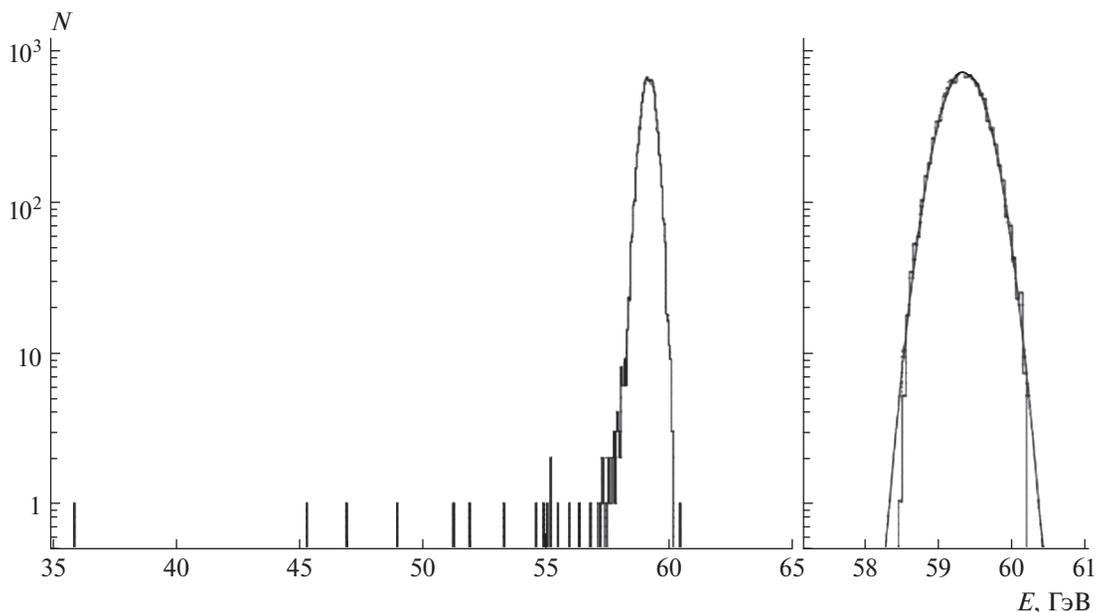


Рис. 1. Спектры ионизационных потерь энергии в жидкоаргоновых промежутках калориметра с 50 слоями Pb толщиной $0.6 X_0$ и LAg шириной 4 мм (всего $31.4X_0$). Слева—для всех событий, справа—для событий из интервала $\langle E \rangle \pm 3$ RMS, фитированный распределением Гаусса. Энергия $E_0 = 500$ ГэВ.

аномально малой энергией часто наблюдаются и при калибровке калориметров в пучке электронов, но они, как правило, связываются только с тормозным излучением электронов в веществе перед калориметром и исключаются путем введения “обрезания” на амплитуду сигнала (см., например, [4, 5]). В настоящей работе применялась похожая процедура: для оценки СФ использовались события из интервала $\langle E \rangle \pm 3$ RMS. Спектры $N(E)$ для отобранных событий хорошо фитировались

распределением Гаусса. Пример такого спектра показан справа на рис. 1. Его параметры: $\langle E \rangle = 59.34$, $\text{RMS} = 0.272$ и $\sigma = 0.281$ ГэВ. Для спектра слева на рис. 1 $\langle E \rangle = 59.17$ и $\text{RMS} = 0.472$ ГэВ.

На рис. 2. показан пример зависимости СФ от толщины калориметра l_c . Видно, что для $E_0 = 500$ ГэВ $\sigma/\langle E \rangle$ выходит на плато уже при $l_c \cong 30X_0$. Таким образом, флуктуациями утечек энергии в

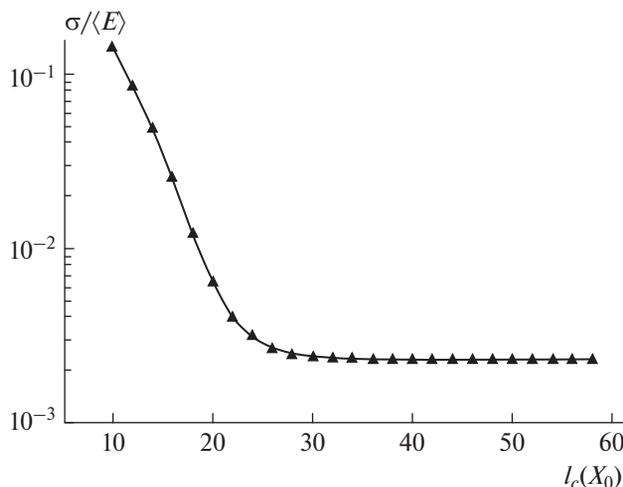


Рис. 2. Зависимость СФ от толщины калориметра с $x = 0.2 X_0$ и $d = 4$ мм при $E_0 = 500$ ГэВ.

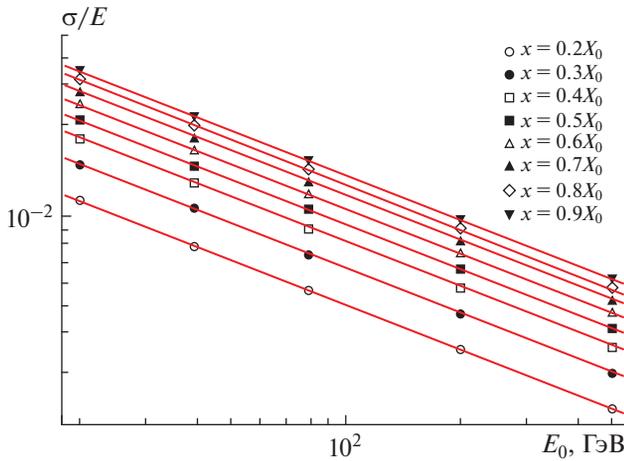


Рис. 3. Зависимости СФ от энергии и при $d = 4$ мм.

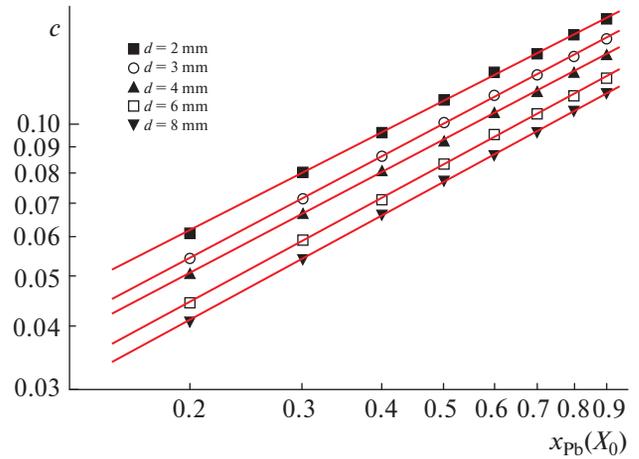


Рис. 4. Зависимости параметра c от x .

продольном направлении из калориметров с l_c более $30 X_0$. можно пренебречь.

3. ЗАВИСИМОСТЬ СЭМПЛИНГ-ФЛУКТУАЦИЙ ОТ ЭНЕРГИИ И СТРУКТУРЫ КАЛОРИМЕТРА

Зависимость СФ от E_0 хорошо фитируется степенной функцией

$$\sigma / \langle E \rangle = c / E_0^n, \quad (1)$$

для всех значений x и d (пример показан на рис. 3). Показатель степени n не зависит от x и d и его среднее значение 0.4988 ± 0.0005 близко к величине 0.5, ожидаемой для статистического характера процес-

сов в ЭМ ливне. Зависимость c от толщины абсорбера x также следует степенному закону

$$c = kx^b. \quad (2)$$

Значения c , рассчитанные при $n = 0.5$, приведены в табл. 1 и на рис. 4. Оказалось, что показатель степени b слабо зависит от d (рис. 5) и его среднее значение равно 0.666 ± 0.007 , а коэффициент k может быть представлен логарифмической функцией $k = (0.1985 \pm 0.0003) - (0.0363 \pm 0.0002) \ln d [\text{мм}]$ (рис. 6). Приведенные ошибки – статистические.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована зависимость сэмплинг-флуктуаций от энергии E_0 первичного электрона и структуры Pb-LAg калориметра типа “сэндвич” с

Таблица 1. Значения параметров c в формуле (1). Статистические погрешности не превышают 0.5%

x/X_0	$d, \text{ мм}$				
	2	3	4	6	8
0.2	0.0609	0.0542	0.0503	0.0442	0.0407
0.3	0.0807	0.0716	0.0665	0.0584	0.0539
0.4	0.0962	0.0869	0.0809	0.0712	0.0662
0.5	0.1113	0.1013	0.0936	0.0835	0.0773
0.6	0.1258	0.1142	0.1055	0.0946	0.0869
0.7	0.1371	0.1239	0.1166	0.1046	0.0963
0.8	0.1492	0.1359	0.1276	0.1141	0.1062
0.9	0.1602	0.1469	0.1366	0.1231	0.1148

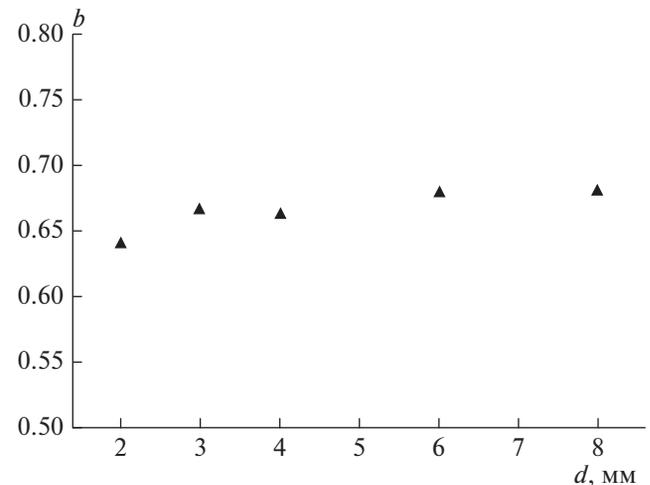


Рис. 5. Зависимость параметра b от ширины LAg промежуток d .

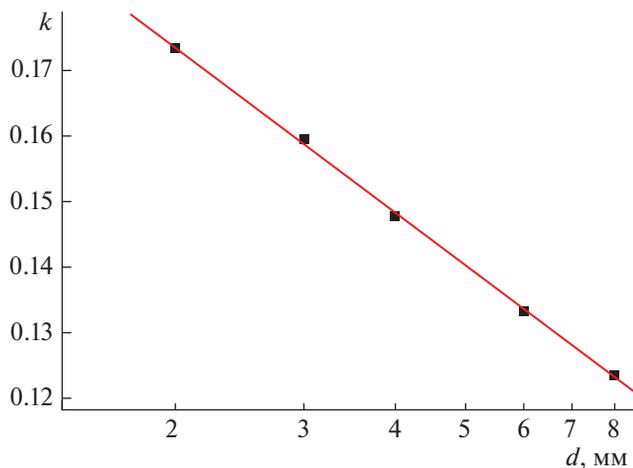


Рис. 6. Зависимость параметра k от ширины LAr промежутка d .

использованием пакета GEANT4. Показано, что эта зависимость хорошо описывается формулой $\sigma/\langle E \rangle = c(d,x)/\sqrt{E_0}$, где x – толщина абсорбера из свинца и d – ширина жидкоаргонового слоя. Коэффициент $c(d,x)$ следует степенному закону $k(d)x^b$. Показатель степени b слабо зависит от d и его среднее значение близко к $2/3$. Параметр k может

быть представлен логарифмической функцией $k = (0.1985 \pm 0.0003) - (0.0363 \pm 0.0002) \ln d[\text{мм}]$.

Так как СФ в калориметрах с одинаковыми ионизационными потерями энергии в активном и пассивном веществах близки, то полученные результаты могут быть использованы для оценки СФ в калориметрах из других материалов. Например, СФ в калориметрах с одинаковыми толщинами слоев из сцинтиллятора и LAr будут близки, поскольку ионизационные потери на ед. длины в сцинтилляторе и LAr примерно одинаковы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Т.З. Гуровой, Д.С. Денисову и Д.А. Стояновой за помощь в подготовке этой публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. <https://pdg.lbl.gov>.
2. *Bosetti M., Furetta C., Leroy C. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1994. V. 345. P. 244.
3. <http://cern.ch/geant4>.
4. *Binon F., Buyanov V.M., Donskov S.V. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1986. V. 248. P. 86.
5. *Gingrich D.M., Greeniaus G., Kitching P. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1995. V. 364. P. 290.

Sampling-Fluctuations in Electromagnetic Calorimeters

V. N. Goryachev¹, * and S. P. Denisov¹

¹*Institute for High Energy Physics of the National Research Centre “Kurchatov Institute”,
1 Nauki sq., Protvino, Moscow region, 142281 Russia*

**e-mail: Vladimir.Goryachev@ihep.ru*

Received June 12, 2021; revised June 14, 2021; accepted June 25, 2021

The paper presents the results of calculations of the sampling fluctuations in Pb–LAr electromagnetic sandwich calorimeters. The GEANT4 package was used to generate showers initiated by electrons with energies E_0 from 20 to 500 GeV. It is shown that the dependence of the sampling fluctuations on E_0 and the thickness of the lead absorber x can be described by the formula $kx^b/\sqrt{E_0}$. The exponent b weakly depends on the LAr gap width d and is close to $2/3$ and $k = (0.1985 \pm 3) - (0.0363 \pm 2) \ln d[\text{mm}]$.

Keywords: calorimeter, electromagnetic shower, electron, energy, distribution, spectrum, lead absorber, liquid argon

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.663

ПОДГОТОВКА И ПРОВЕДЕНИЕ ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ РЕАКТОРОВ НА УСКОРИТЕЛЕ ТИПр

© 2021 г. К. Е. Прянишников^а, П. А. Федин^{а, б, *},
Р. П. Куйбида^{а, б}, А. Ю. Лукашин^{а, б}, Т. В. Кулевой^{а, б}

^аКурчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

^бНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, 123182 Россия

*E-mail: fedin@itep.ru

Поступила в редакцию 14.04.2021 г.

После доработки 21.06.2021 г.

Принята к публикации 01.07.2021 г.

В работе представлены результаты экспериментов, выполненных в ходе работ по подготовке ускорителя ТИПр к сеансам облучений образцов конструкционных материалов реакторов с целью имитации радиационно-индуцированных дефектов. Приведен способ измерения профиля пучка с помощью ПЗС-камеры. Представлены результаты времяпролетных измерений пучка ионов железа на базе ускорителя ТИПр с ускоряющей структурой RFQ.

Ключевые слова: тяжелые ионы, линейный ускоритель, имитационное облучение, ПЗС-камера, времяпролетные измерения

DOI: 10.56304/S2079562920060469

ВВЕДЕНИЕ

Исследование радиационной стойкости материалов ядерных и термоядерных реакторов, а также влияния образующихся в ходе радиационного воздействия дефектов их кристаллической структуры на эксплуатационные характеристики является важной прикладной задачей. Конструкционные материалы для ядерных и термоядерных реакторов должны выдерживать высокие нейтронные потоки и высокие температуры. Выбор материалов осуществляется на основе проведенной аттестации их радиационной стойкости. Такие аттестации обычно проводятся в исследовательских реакторах, однако, это занимает значительный промежуток времени (не менее десяти лет), что обуславливает интерес к проведению имитационных экспериментов нейтронного воздействия на пучках тяжелых ионов [1]. Это позволяет сократить набор необходимого количества смещений на атом (сна) в исследуемом материале до нескольких суток и даже часов. Таким образом проведение облучения пучками тяжелых ионов образцов материалов является методом экспресс-моделирования, и может выступать в качестве предварительной стадии тестирования конструкционных материалов. Имитационные эксперименты на ускорителях тяжелых ионов не активируют образцы, что удоб-

но для проведения микро- и макроскопических исследований результатов экспериментов.

В НИЦ “Курчатовский институт” – ИТЭФ на тяжелоионном ускорителе ТИПр с 2009 года проводятся эксперименты [2, 3] по облучению материалов ядерных реакторов для исследований радиационной устойчивости. Установка ТИПр разработана для ускорения тяжелых ионов с отношением массы к заряду до 60 до энергий 101 кэВ/нуклон [4]. Схема ускорителя представлена на рис. 1. Линейный ускоритель ТИПр работает в импульсном режиме с длительностью импульса 475 мкс при частоте повторения до одного импульса в две секунды. На ускорителе установлен вакуумно-дуговой источник ионов металлов (ВДИИМ).

При проведении работ по облучению материалов ядерных реакторов (преимущественно сталей и сплавов циркония) для последующего экспресс-анализа изменения структуры и свойств материалов используется пучок ионов железа с энергией 5.6 МэВ, в соответствии с принципом проведения таких экспериментов, описанным в [5]. Облучение одного образца материала диаметром 3 мм проводится при потоке ионов на один образец до 250 мкА в диапазоне температур от комнатной до 500°C.

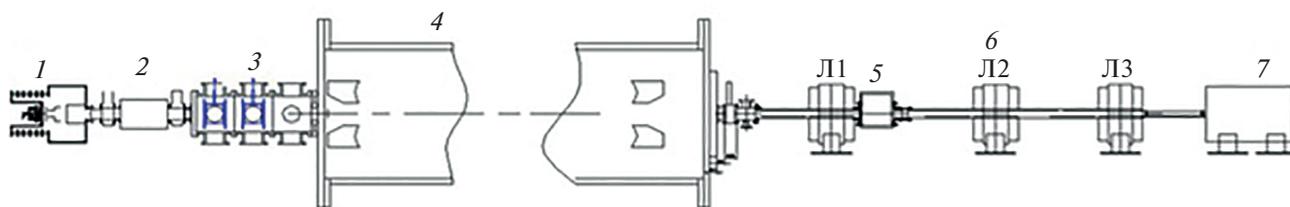


Рис. 1. Схема ТИПр: 1 – инжектор; 2 – камера наблюдения № 1; 3 – электростатические линзы; 4 – структура с ПОКФ; 5 – камера наблюдения № 2; 6 – квадрупольные линзы Л1, Л2, Л3; 7 – камера мишени.

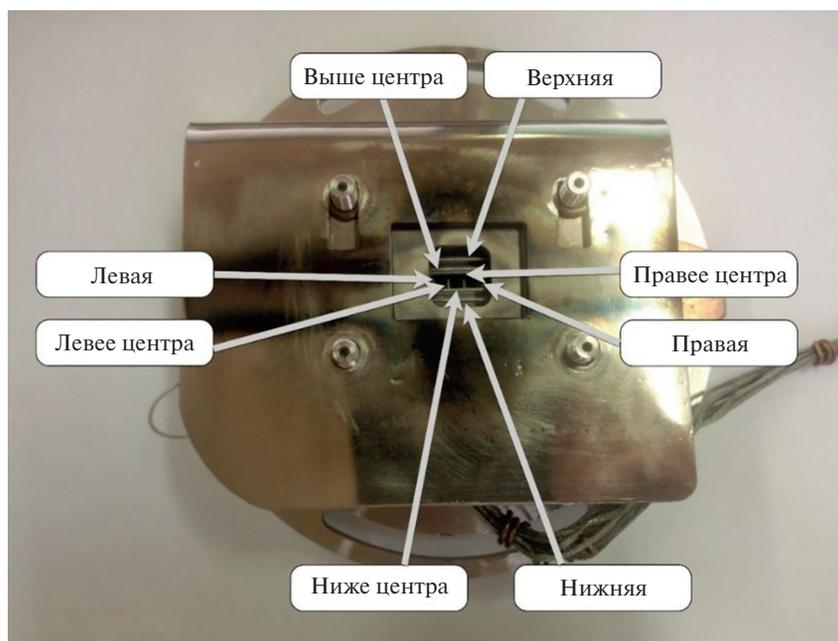


Рис. 2. Устройство профилометра ионного пучка.

В связи с выполненной модернизацией канала вывода пучка, а также обновлением блоков питания квадрупольных линз, что заметно повысило стабильность их параметров, была проведена настройка и поиск рабочего режима облучения для образцов конструкционных материалов реакторов диаметром 3 мм.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА

Для обеспечения требуемой в имитационных экспериментах равномерности пучка на мишени (отклонение от максимального тока на 20% по образцу) была проведена настройка режима работы квадрупольных линз. Измерения проводились двумя способами: с использованием штатного профилометра и с помощью сцинтиллятора, устанавливаемого в плоскости расположения облучаемых образцов. Штатная система измерения ионного пучка выполнена в виде профилометра. Внешний вид профилометра с названиями ламелей показан на

рис. 2. Профилометр содержит пять вертикальных и пять горизонтальных медных измерительных проволок (ламелей) диаметром 1 мм. Данный профилометр используется не только при настройке пучка на мишень, но и для онлайн-контроля за пучком во время облучения. Держатель образцов располагается сразу после профилометра. Пучок сканирует ламели мишени и снимается сигнал с двух симметрично расположенных относительно центра ламелей, на основании сигналов строятся профили пучка. Способ измерения профиля пучка с использованием профилометра подробно описан в [6].

Для получения более полной информации о поперечном распределении ионов в пучке, на место расположения облучаемых образцов был установлен сцинтиллятор и проведено измерение профиля пучка с его помощью (см. рис. 3). Сигнал со сцинтиллятора фиксировался ПЗС-камерой SDU-285. Экспозиция, установленная на ПЗС-камере, составляла 40 мкс. ПЗС-камера оптического формата 2/3, с разрешением 1392×1032 , размер ПЗС $8.77 \times$

× 6.6 мм, а размер пикселя 6.45 × 6.45 мкм. Съемка проходила при длительности пучка 40 мкс.

Полученные с использованием сцинтиллятора снимки пучка были преобразованы с использованием математических программ обработки изображений (Matlab [7]) в интенсивность тока пучка. В результате обработки получены вертикальный и горизонтальный профили пучка. На рис. 4 приведены профили пучка, полученные с использованием сцинтиллятора, профилометра, и для сравнения показано распределение Гаусса, построенное по результатам измерения профилометром.

По результатам проведенных измерений можно утверждать, что поперечное распределение тока ионов в пучке, измеряемое в ходе экспериментальных работ с использованием проволочного профилометра, совпадает с результатами измерений, проведенных с использованием сцинтиллятора, и имеет гауссово распределение. Однако, из рис. 4 видно, что измеряемый с ламелей сигнал принимает отрицательные значения на краях пучка. Вызвано это, предположительно, вторичными электронами.

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Зарядовое распределение пучка ионов железа, генерируемого вакуумно-дуговым источником, определялось перед ускоряющей структурой времяпролетным методом [8]. В основе времяпролетного метода измерения распределения ионов пучка лежит принцип различия скоростей ионов с разным отношением массы к заряду после их ускорения в электростатическом поле. Расстояние между источником и токоприемником составило 2.5 м. Токоприемник расположен после электростатических линз (рис. 1, поз. 3), которые были выключены во время измерения, и представляет собой пластину без каких-либо подавителей вторичных электронов.

Для проведения измерений на ионном источнике из полного импульса источника в 475 мкс вырезался из начала целого импульса короткий сигнал длительностью 1 мкс. На рис. 5 показано распределение интенсивности сигнала с этого токоприемника. Затем проведено исследование полного импульса, вырезанием короткого сигнала из разных частей импульса. Исследование показало, что в полном импульсе пучка перед RFQ содержится 67% ионов Fe^{+2} , 17% ионов Fe^{+3} и 16% ионов Fe^{+1} .

Проведено измерение распределения зарядового состояния пучка ионов железа после ускорения в RFQ. Токоприемник представляет собой медную пластину, установленную в камере наблюдения № 2 (рис. 1, поз. 5), полностью перекрывающую пучок, сигнал с которой выводится на осциллограф. Перед токоприемником установлен цилиндрический электрод, выполняющий роль супрессора



Рис. 3. Внешний вид сцинтиллятора.

вторичных электронов. На супрессор подается отрицательный потенциал -400 В, что достаточно для подавления потока вторичных электронов с токоприемника [9].

Для проведения измерений распределения ионов по зарядам после ускорения на ионном источнике из полного импульса источника в 475 мкс вырезался из начала целого импульса сигнал длительностью 1 мкс. Канал согласования в виде электростатических линз после ионного источника, а также ускоряющая структура работали в таком режиме, как и при проведении имитационных экспериментов. На рис. 6 показана осциллограмма полученного сигнала с токоприемника. На представленной осциллограмме видны пики, соответствующие ускоренным ионам железа Fe^{3+} и Fe^{2+} . Отношение не меняется при изменении места вырезания короткого импульса из полного импульса.

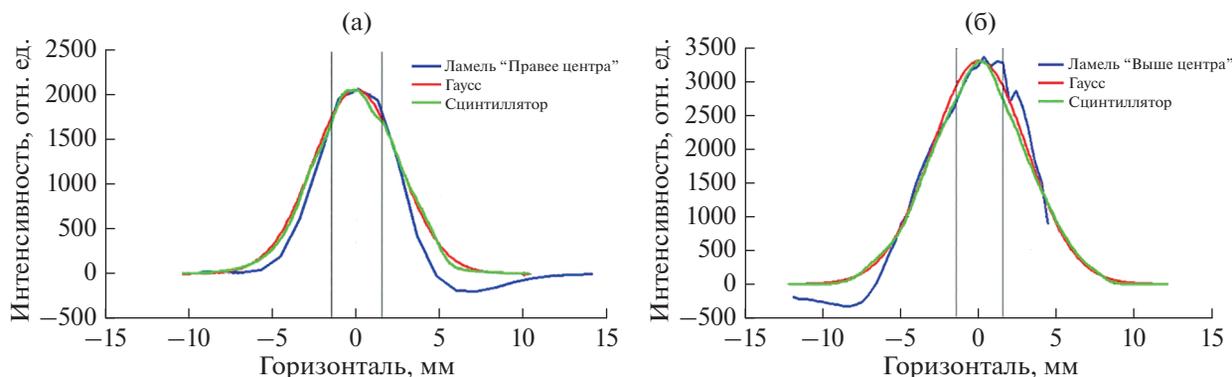


Рис. 4. Распределение интенсивности пучка в плоскости расположения мишени: горизонтальный профиль (а), вертикальный профиль (б).

Исходя из полученных значений видно, что интенсивность пучка ионов Fe^{2+} более чем в 20 раз превышает интенсивность ионов Fe^{3+} . Это связано с тем, что остальные частицы Fe^{+3} не ускорились в RFQ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью проверки работы канала вывода пучка после модернизации была выполнена работа по поиску и экспериментальной проверке рабочего режима транспортировки пучка от ускоряющей структуры до мишени. Проведенные измерения профиля пучка ионов железа, показывают, что значение плотности тока пучка по площади поверхности образца не меняется более чем на 20%. Измерения тока пучка, выполненные с заслонки-профилометра после диафрагмы диаметром 3 мм, для данного режима показали суммарный ток на об-

разец равный 250 мкА. Эти параметры пучка полностью соответствуют требованиям проведения имитационного эксперимента по облучению образцов на ускорителе ТИПр до повреждающей дозы 100 и выше сна с целью исследования радиационной стойкости материалов термоядерных реакторов, а также влияния нарабатываемых в ходе облучения дефектов на их эксплуатационные характеристики [5].

Проверка режима работы линз канала вывода с использованием сцинтиллятора и ПЗС-камеры. По сравнению с использованием профилометра ПЗС-камера позволяет более быстро описать профиль пучка и дает более полное представление о распределении интенсивности пучка в поперечном сечении.

Выполненные времяпролетные измерения пучка ускоренных ионов показали, что отношение ионов требуемого зарядового состояния для имитационных экспериментов Fe^{2+} превышает интенсивность тока ионов зарядового состояния Fe^{3+} в двадцать раз, что позволяет сделать вывод о до-

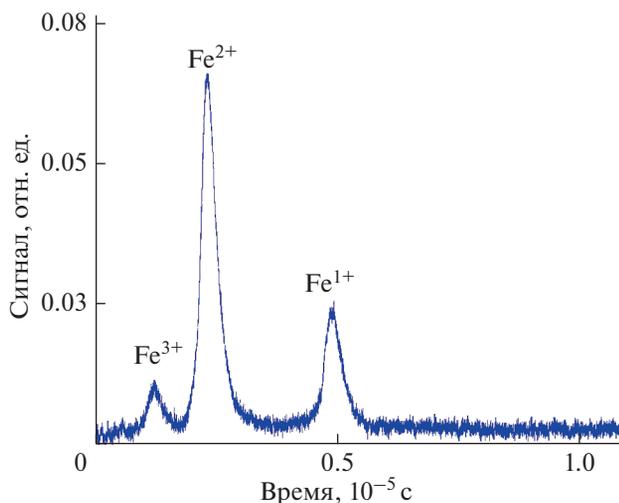


Рис. 5. Зависимость интенсивности сигнала с детектора от времени.

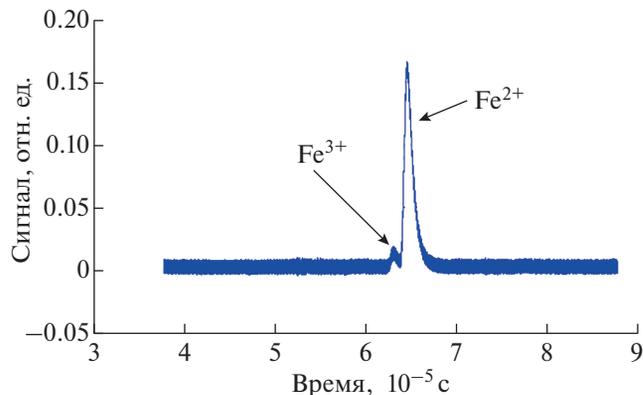


Рис. 6. Зависимость интенсивности сигнала с детектора от времени.

статочной сепарации ионов зарядовых состояний Fe для проведения облучения ионами Fe²⁺. Знание зарядового состояния ускоренных ионов необходимо для точного расчета флюенса ускоренных ионов на образцы.

Результаты подготовки позволили провести более 2000 ч облучательных имитационных экспериментов за 2020 г. только для данного формата образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Was G.S. // *Fundamentals of Radiation Materials Science*. 2007. Berlin: Springer-Verlag.
2. Рогожкин С.В., Никитин А.А., Хомич А.А. и др. // *Ядерная физика и инжиниринг*. 2018. Т. 9. № 3. С. 245–258.
3. Kulevoy T., Aleev A., Ivanov S., Kozlov A., Kropachev G., Kuibeda R., Nikitin A., Rogozhkin S., Semennikov A., Sharkov B. and Zaluzhny A. // *Proc. Intl. Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators*. 2009. V. AP/P5 07. P. 1.
4. Kashinsky D., Kolomiets A., Kulevoy T., Kuybida R., Kuzmichov V., Minaev S., Pershin V., Sharkov B., Vengrov R., Yaramishev S. // *Proc. EPAC*. 2000. P. 854.
5. Stoller R., Toloczko M., Was G., Certain A., Dwaraknath S. and Garner F. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B*. 2013. V. 310. P. 75.
6. Федин П.А., Куйбида Р.П., Саратовских М.С., Чалых Б.Б., Ситников А.Л., Кулевой Т.В. // *Ядерная физика и инжиниринг*. 2017. Т. 8. № 3. P. 221–224.
7. <https://www.mathworks.com/products/matlab.html>.
8. Gushenet V.I., Bugaev A.S., Oks E.M., Kulevoy T.V., Hershcovitch A., Brown I.G. // *Rev. Sci. Instrum.* 2008. V. 79 (2). P. 02B701.
9. Прянишников К.Е., Федин П.А., Куйбида Р.П., Хабидулина Е.Р., Бобырь Н.П., Кулевой Т.В. // *Ядерная физика и инжиниринг*. 2020. Т. 1. № 3. С. 166.

Preparation and Performance of Irradiation Experiments for Express Analysis of Reactor Structural Materials at Accelerator HIPr

K. E. Pryanishnikov¹, P. A. Fedin^{1, 2, *}, R. P. Kuibeda^{1, 2}, A.Y. Lukashin^{1, 2}, and T. V. Kulevoy^{1, 2}

¹*Kurchatov Complex for Theoretical and Experimental Physics of National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

²*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

*e-mail: fedin@itep.ru

Received April 4, 2021; revised June 21, 2021; accepted July 1, 2021

The paper presents the results of experiments carried out during the preparation of the HIPr accelerator for irradiation of reactor structural materials specimens in order to simulate radiation-induced defects. A method for measuring the beam profile using a CCD camera is presented. The results of time-of-flight measurements of Fe²⁺ ion beam based on HIPr accelerator with an RFQ accelerating structure are presented.

Keywords: heavy ions, linear accelerator, imitation irradiation, CCD camera, time-of-flight measurements

**УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ**

**ПРОЕКТ КОМПТОНОВСКОГО ИСТОЧНИКА ФОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ ДО 2500 МэВ НА ИСТОЧНИКЕ СИНХРОТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ СКИФ**

© 2021 г. В. В. Каминский^{a, b, *}, О. И. Мешков^{a, b}, Н. Ю. Мучной^{a, b}

^aИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, проспект Академика
Лаврентьева 11, Новосибирск, 630090 Россия

^bНовосибирский государственный университет, ул. Пирогова 1, Новосибирск, 630090 Россия

*E-mail: V.V.Kaminskiy@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 09.06.2021 г.

После доработки 16.06.2021 г.

Принята к публикации 13.08.2021 г.

В данном документе описывается проект источника фотонов с энергий до 2500 МэВ для экспериментов в области фотоядерных реакций, нелинейной квантовой электродинамики, калибровки электромагнитных детекторов и других применений на строящемся источнике синхротронного излучения СКИФ. Поток поляризованных фотонов с интенсивностью 10^6-10^8 Гц (в полном спектре) образуется с помощью рассеяния на электронном пучке накопительного кольца лазерного излучения видимого, УФ и ИК диапазона, а также собственного синхротронного излучения пучка (с интенсивностью 15 кГц). Возможна монохроматизация спектра с помощью коллимации потока фотонов и/или мечения по энергии электронов отдачи. В качестве первой серии экспериментов предлагается исследование сечения фотоделения ядер актинидов в диапазоне энергий гамма-квантов сотен МэВ, для которого с 1980-х годов известно о расхождении экспериментальных и теоретических значений.

Ключевые слова: обратное комптоновское рассеяние, накопитель электронов, фотоядерные реакции

DOI: 10.56304/S2079562920060317

1. ВВЕДЕНИЕ

Синхротрон СКИФ [1] – строящийся в Новосибирске специализированный источник синхротронного излучения (СИ) поколения “4+”. Этот накопитель электронов синхротрон обладает рядом параметров, которые позволяют использовать его как эффективный источник комптоновских фотонов: энергия пучка электронов в удобном диапазоне, рекордно малый эмиттанс, следовательно, малый угловой разброс, достаточно высокий средний ток пучка (некоторые параметры приведены в табл. 1). В настоящее время только шведский источник СИ MAX-IV обладает подобными характеристиками. В этом доку-

менте обсуждается возможность создания комптоновского источника на СКИФ и его параметры.

1.1 Обратное комптоновское рассеяние

Обратное комптоновское рассеяние (ОКР) – неупругое столкновение монохроматического фотона низкой энергии ($\omega_0 \ll m$) со встречным ультрарелятивистским электроном ($E_0/m \gg 1$) (обозначения на рис. 1а). При нулевом угле рассеяния θ_γ энергия фотона ω максимальна, соответственно, энергия E электрона отдачи минимальна:

Таблица 1. Параметры СКИФ

Энергия пучка, ГэВ	3	Частота обращения, кГц	629.63
Периметр, м	476.14	Число сгустков	567
Горизонтальный эмиттанс, пм рад	75–100	Время между сгустками, нс	2.8 (84 см)
Средний ток пучка электронов, мА	400		

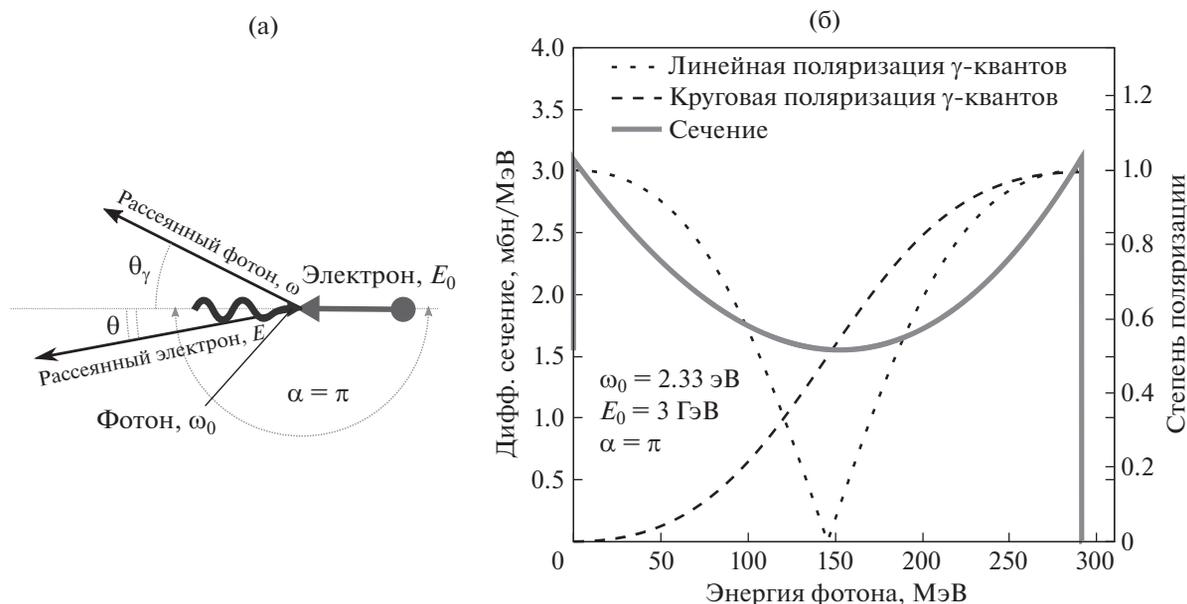


Рис. 1. (а) Кинематика обратного комптоновского рассеяния. (б) Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния и поляризации рассеянного фотона (при 100% поляризациях начального фотона).

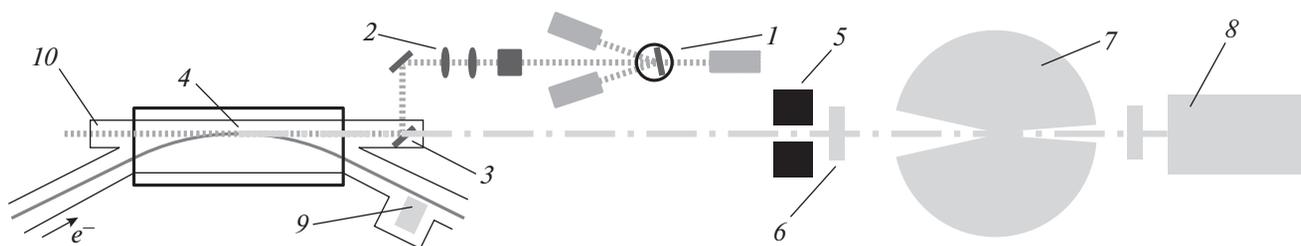


Рис. 2. Схема комптоновского источника на накопителе электронов СКИФ. Оптические пути и размеры не в масштабе.

$$\omega_{\max} = \frac{E_0 \kappa}{1 + \kappa} \approx 4\gamma^2 \omega_0, \quad E_{\min} = E_0 - \omega_{\max} = \frac{E_0}{1 + \kappa}, \quad (1)$$

$$\kappa = \frac{4\omega_0 E_0}{m^2} \sin^2(\alpha/2),$$

где m – энергия покоя электрона ($c = 1$), α – угол встречи, для лобовой встречи $\alpha = \pi$. Энергетический спектр рассеянных фотонов (см. рис. 1б) представляет собой почти плато с очень узким краем, спектр электронов зеркально-симметричен, так как $E = E_0 - \omega$. При рассеянии поляризованного излучения поляризация рассеянных фотонов сохраняется при максимальной энергии (см. рис. 1б). Взаимосвязь энергии и угла рассеянного фотона однозначна:

$$\alpha(\theta_\gamma) \approx \frac{\omega_{\max}}{1 + (\theta_\gamma/\theta_c)^2}, \quad \text{и} \quad \theta_\gamma = \theta_c \sqrt{\frac{\omega_{\max}}{\omega} - 1}, \quad (2)$$

$$\theta_c = \frac{m}{E_0} \sqrt{1 + \frac{4E_0\omega_0}{m^2}} \approx \frac{1}{\gamma}.$$

Обратное комптоновское рассеяние в ускорителях-накопителях электронов находит широкое применение при исследовании фотоядерных реакций. Большим преимуществом по сравнению, например, с тормозным излучением является большая доля высоких энергий в спектре фотонов. Используя однозначное соответствие энергий фотона и электрона отдачи и однозначную зависимость энергии от угла можно выделить достаточно узкие полосы в энергии. Все это приводит к улучшению качества и упрощению анализа результатов измерений характеристик взаимодействия фотонов с атомными ядрами. Высокая степень поляризации рассеянных фотонов открывает широкие возможности по поляризационно-зависимым исследованиям фотоядерных процессов.

2. КОМПТОНОВСКАЯ УСТАНОВКА НА НАКОПИТЕЛЬНОМ КОЛЬЦЕ СКИФ

Устройство предлагаемой комптоновской установки (см. рис. 2) довольно стандартное, подобным

образом были устроены эксперименты на коллайдере ВЭПП-4М [2] (см. также раздел об этих экспериментах ниже). Одним из принципов проектирования установки стала максимальная универсальность и гибкость, чтобы обеспечить множество возможных применений и возможностей для развития.

Излучение лазеров (1 на рис. 2) нескольких длин волн (поочередно) направляется через систему фокусирующей и, возможно, поляризационной оптики (2), в систему ввода излучения в вакуумную камеру накопителя (3), где испытывает лобовое столкновение со встречным пучком электронов. Рассеянные из точки встречи (4) комптоновские фотоны выводятся наружу через то же самое зеркало, через которое вводится лазерное излучение, проходя, при необходимости, через коллиматоры (5), в экспериментальный зал. Перед входом в систему мишеней и детекторов нуклонов/осколков ядер (7) поток фильтруется от заряженных частиц с помощью вето-счетчиков и/или магнитов (6). В конце пути комптоновских фотонов расположен электромагнитный калориметр (8) с вето-счетчиками, отсекающими заряженные частицы, для определения числа не взаимодействовавших с мишенями гамма-квантов, что важно при определении абсолютных значений сечений процессов. Электроны отдачи отклоняются поворотными магнитами от равновесного пучка и попадают во встроенную в накопитель систему мечения (9). Также для диагностики лазерного излучения, для возможной реализации оптического резонатора внутри вакуумной камеры и прочих применений, в вакуумной камере напротив узла ввода лазерного излучения должен быть фланец с прозрачным окном (10).

Так как частота следования сгустков электронов в СКИФ довольно большая – 353 МГц, а множественность комптоновских фотонов за сгусток не должна быть большой, нужно применять лазеры, которые способны работать на той же частоте и тактироваться от сигнала оборотов пучка с субнаносекундной точностью, что может потребовать специально построенную для этого лазерную систему. Более целесообразным представляется консервативное решение – непрерывные лазеры достаточной мощности. В настоящее время (2021 год) достаточно мощными (>2 Вт) и надежными представляются углекислотные ($\lambda = 10.6$ мкм) и лазеры на кристаллах Nd:YAG и Nd:YLF ($\lambda = 1064, 532, 266$ нм или 1053, 527, 263 нм для гармоник 1, 2 и 4 соответственно). Соответствующие максимальные энергии комптоновских фотонов (при лобовой встрече): 16, 153, 291, 530 МэВ.

2.1. Поток комптоновских фотонов

Точка взаимодействия выбрана в стандартном мягком диполе суперпериода СКИФ, хотя это не окончательное решение. С одной стороны, успешный опыт ВЭПП-2000 [3] показывает, что комптоновское рассеяние в поворотном магните не отличается принципиально от случая прямолинейного промежутка (кроме особенностей спектра комптоновских фотонов). С другой стороны, конструкция стандартных магнитов позволяет выводить наружу синхротронное излучение для станций пользователей, поэтому доработка магнитов будет минимальна, а инфраструктура будет очень похожа на стандартные каналы вывода СИ.

Число актов комптоновского рассеяния в единицу времени рассчитывалось по формуле, аналогичной светимости коллайдера из первых принципов:

$$\begin{aligned} \dot{N} &= \sigma_C \mathcal{L} = \sigma_C \int_{-\infty}^{\infty} 2\rho_e(x, z, s) \rho_\gamma(x, z, s) dx dz ds = \\ &= \sigma_C \frac{N_e N_b f_e n_\gamma}{\pi} \times \\ &\times \int_{s_{\min}}^{s_{\max}} \frac{\exp\left[-\frac{x_0^2}{2(\sigma_x^2 + \sigma_l^2)} - \frac{z_0^2}{2(\sigma_z^2 + \sigma_l^2)}\right]}{\sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_l^2} \sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_l^2}} ds, \end{aligned} \quad (3)$$

где σ_C – сечение комптоновского рассеяния (для указанных лазеров 550–660 мБн); N_e , N_b , f_e – число электронов в сгустке, число сгустков и частота обращения; $n_\gamma = \partial N_\gamma / \partial s = P\lambda / (hc^2)$ – линейная плотность лазерных фотонов; $\sigma_x(s)$, $\sigma_z(s)$ – поперечные размеры электронного пучка; $\sigma_l(s) = \sigma_0 \sqrt{1 + s^2 / Z_R^2}$ – поперечный размер лазерного пучка (σ_0 – размер перетяжки, $Z_R = 4\sigma_0^2 / \lambda$ – рэлеевская длина); $x_0(s)$, $z_0(s)$ определяют отличную от прямой, соосной лазерному пучку, орбиту пучка электронов (включая поворот в поперечном магнитном поле); интегрирование ведется по промежутку встречи внутри поворотного магнита. Длина области встречи оценивалась как показано на рис. 3б: при радиусе электронного пучка 10 мкм получилось 3.6 см. Можно показать, что когда в эту область укладывается больше, чем 4 рэлеевские длины, то светимость больше 70% от максимально возможной. Такая ситуация соответствовала бы радиусу лазерной перетяжки порядка 20 мкм (для длины волны 527 нм), что требовало бы расстояние от последней линзы до точки встречи меньше 7 м, это может быть технически сложно. Поэтому в качестве первой оценки был взят легко достижимый размер лазерной перетяжки 100 мкм: расчет показывает 5.4 МГц комптоновских событий на каждый

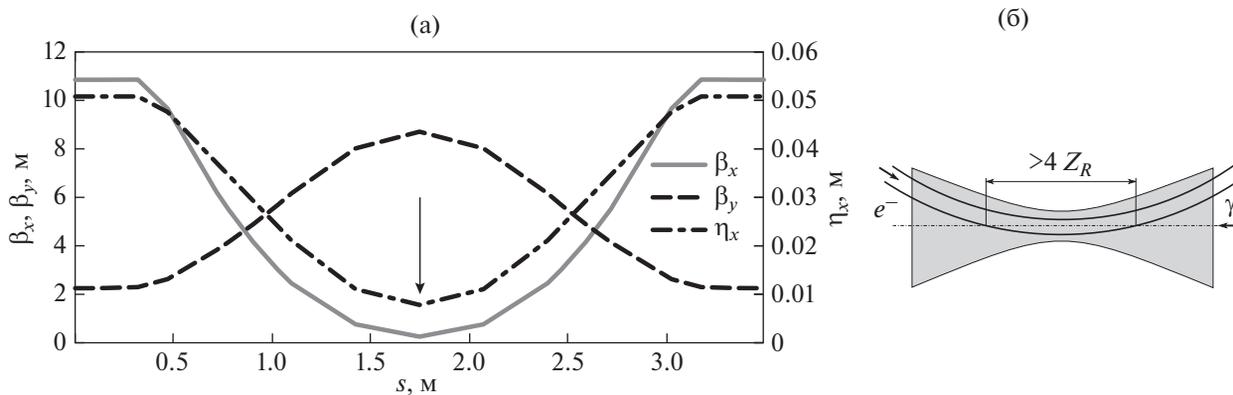


Рис. 3. (а) Структурные вблизи мягкого магнита суперпериода СКИФ; стрелкой обозначен центр области пересечения лазерного и электронного пучка. (б) Схема области пересечения лазерного и электронного пучков.

ватт лазерной мощности при рабочих параметрах СКИФ.

Энергетический акцептанс СКИФ составляет 2.6%, поэтому обратно в равновесный пучок могут попасть только часть электронов отдачи (с $E > E_0 - 78$ МэВ), если не использовать углекислотные лазеры. Поэтому, чтобы не понижать существенно время жизни пучка (примерно 1 ч), поток комптоновских фотонов не должен быть слишком интенсивным. По возможностям системы инжекции представляется целесообразной максимальной интенсивности порядка 200–300 МГц. Дальнейшая разработка этого проекта предполагает оптимизацию как точки встречи, так и лазерно-оптической системы.

2.2. Получение фотонов с энергией до 2500 МэВ

Можно существенно расширить диапазон энергий комптоновских фотонов если использовать в качестве источника начальных фотонов собственное синхротронное излучение электронного пучка, так, чтобы импульсы СИ попадали в последующие сгустки. Для этого надо разместить впереди от выбранного места генерации ОКР на расстоянии, кратном 42 см (половина расстояния между сгустками) фокусирующее зеркало. В настоящее время освоены технологии изготовления отражающих по нормали до 70% многослойных интерференционных зеркал в области экстремального УФ и мягкого рентгеновского излучения, например, на основе бериллия [4].

Для дальнейших оценок взяты следующие параметры реального зеркала: $\lambda = 11.3$ нм с шириной полосы 0.34 нм и коэффициентом отражения 70%. В этом диапазоне длин волн излучается $7.2 \cdot 10^{13}$ фотонов СИ в секунду, то есть, после отражения в один сгусток попадает 2.49 пДж. После рассеяния максимальная энергия фотона составляет 2467 МэВ (!). Преобразуя формулу (3) для случая импульсного лазера получаем следующую

оценку потока комптоновских фотонов: 15 кГц при фокусировке СИ точно в размер электронного пучка. Чтобы получать более интенсивные потоки, можно применять более коротковолновые (ближе к максимуму спектра, до 1.3 нм) и более широкополосные зеркала, для чего имеются предпосылки [4], и с другой стороны, организовать оптический (ЭУФ в данном случае) резонатор внутри вакуумной камеры в промежутке генерации ОКР. В принципе, с более длинноволновыми и более эффективными УФ-зеркалами можно получить и другие энергии ниже 2.5 ГэВ с достаточной интенсивностью.

На рис. 4 изображены скорости счета комптоновских фотонов для разных источников первичного излучения по результатам расчетов выше.

2.3. Коллимирование комптоновских фотонов

Так как взаимосвязь энергии и угла рассеяния фотона однозначная, с помощью коллиматоров можно выделить рассеянные фотоны в узкой полосе по энергии. Ширина границ этой полосы, определяется угловым, координатным разбросом начальных электронов и длиной места встречи. Пусть на расстоянии L от места встречи находится абсолютно поглощающий круглый коллиматор диаметром D , ограничивающий угол $\theta_{\text{кол}} = D/L$, соответствующий необходимой “энергии отсечки” $\omega_{\text{кол}}$ (см. уравнения (2)). Координатный и угловой разброс начальных электронов дают дополнительные углы (в лабораторной системе отсчета) $\Theta_x = \sqrt{\epsilon\beta_x + (\eta_x\Delta E)^2}/L$ и $\Theta_x' = \sqrt{\epsilon_x(1 + \alpha_x^2)}/\beta_x$, соответственно. Длина области встречи Δs дает дополнительный угол $\Theta_s = \Delta s/(2L\gamma)$. Эти три угла квадратично складываются в угол Θ и приводят к тому, что фотоны с максимальным углом рассеяния (относительно направления движения начального электрона) $\theta_{\text{кол}} + \Theta$, а значит, с энергией ниже $\omega_{\text{кол}}$ проходят через коллиматор, а фо-

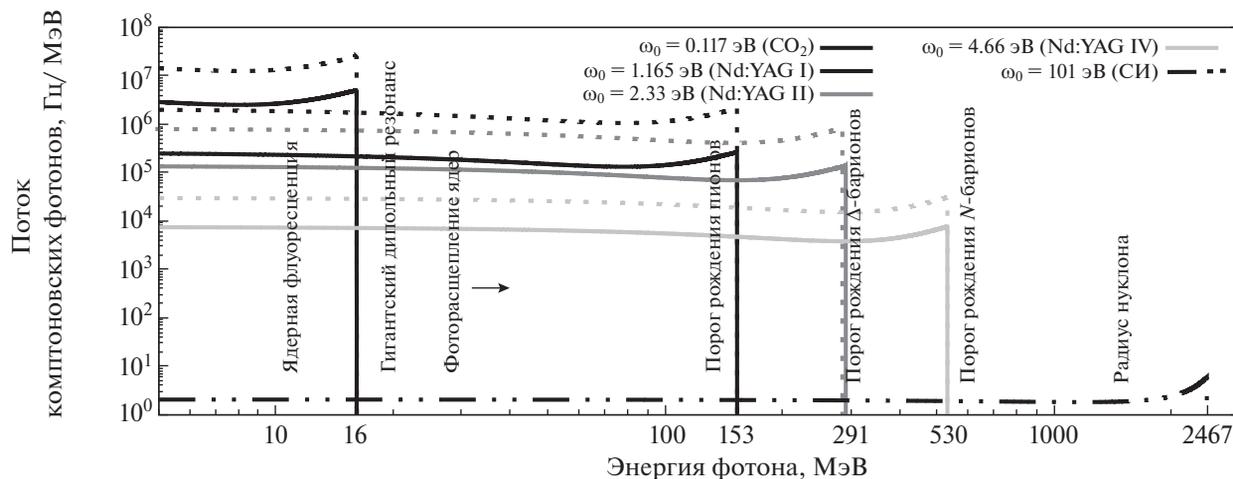


Рис. 4. Расчетные потоки комптоновских фотонов для разных источников первичных фотонов, консервативная оценка, без учета возвращения электронов отдачи в равновесный пучок. Сплошные линии – при минимальных (гарантированных) мощностях доступных источников первичного излучения, штриховые – оценки максимальных.

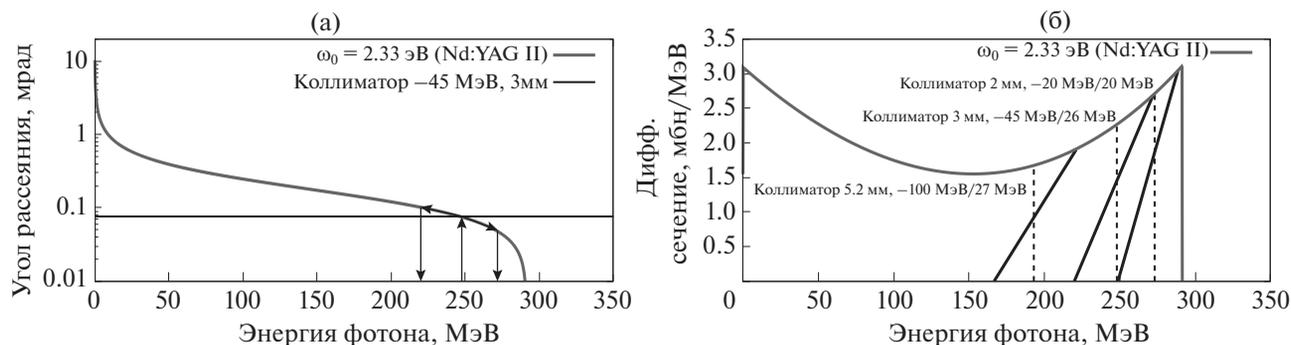


Рис. 5. Схема коллимирования комптоновских фотонов: (а) дополнительные углы на зависимости энергия–угол; (б) соответствующий им спектр энергий.

тоны с минимальным углом рассеяния $\theta_{\text{кол}}$ – Θ и энергией выше $\omega_{\text{кол}}$ не проходят через коллиматор. Схематически это изображено на рис. 5. Рассуждения можно распространить и на вертикальные углы, но они существенно меньше. Таким образом, например, при рассеянии лазера с длиной волны 527 нм для коллиматора диаметром 2 мм на расстоянии $D = 20$ м, настроенного на энергию -20 МэВ от максимальной, получается дополнительный угол $\Theta = 30$ мкрад (при $1/\gamma = 179$ мкрад), ширина “переходной области” по энергии составляет 7% (спектр показан на рис. 5а) и ослабление потока в 15 раз. Для сравнения, на ускорителе с большим эмиттансом, как ВЭПП-4М ($E_0 = 1800$ МэВ, $\epsilon_x = 25$ нм рад, $\omega_0 = 2.33$ эВ, $D = 4$ мм, $L = 18$ м) $\Theta = 310$ мкрад (при $1/\gamma = 284$ мкрад), ширина “переходной области” больше 100%, и ослабление потока в 15 раз. Таким образом, малый эмиттанс позволяет получить существенно более монохроматичные фотоны по-

сле коллимирования. Для более точного результата необходимо провести моделирование методом Монте-Карло.

2.4 Мечение фотонов по энергии

Так как $E + \omega = E_0$, то при известной энергии электронного пучка E_0 , измерив энергию электрона отдачи, можно найти энергию комптоновского фотона (пометить фотон по энергии электрона отдачи). В условиях СКИФ лучшим способом измерить энергию электрона в диапазоне единиц гигаэлектронвольт представляется магнитный спектрометр, встроенный в магнитную структуру ускорителя, то есть, без существенной модификации магнитной структуры. Система мечения представляет собой однокоординатный детектор, устойчивый к радиации, размещенный в вакуумной камере в следующих магнитах после места встречи. Оптимальным местом размещения детектора в первом приближении является точка с

максимальной разностью горизонтальной дисперсионной функции η_x относительно области встречи, например, в квадрупольных линзах того же периода (если выбрана область встречи внутри мягкого диполя). Здесь максимальное отклонение электронов отдачи от равновесного пучка, например, 4 мм для лазера с длиной волны 527 нм. В первом приближении разрешение системы мечения составит примерно 60 мкм по координате (диаметр пучка электронов отдачи с заданной энергией) или 4.7 МэВ по энергии фотона. В указанных условиях необходимое координатное разрешение детектора представляется умеренным, порядка 20–50 мкм, однако из-за высокой частоты следования сгустков на время считывания накладываются довольно жесткие условия. Более точные параметры системы мечения можно получить с помощью Монте-Карло моделирования.

3. ПОИСК ЗАДАЧ

3.1. Комптоновские установки в мире

На данный момент уже проведено и проводится большое количество экспериментов по фотоядерным реакциям с использованием комптоновских фотонов. Для планируемого источника гамма-квантов на накопителе СКИФ необходимо выбрать перспективную нишу по параметрам комптоновских фотонов (энергия, интенсивность, поляризация).

С одной стороны, в области низких энергий гамма-квантов (до 30 МэВ), фотоядерные реакции исследованы очень подробно еще на тормозном излучении, а в настоящее время в этой области работают такие мощные установки как $\text{Ni}\gamma\text{S}$ (США). Здесь на синхротроне Дьюковского университета ($E_0 = 0.25\text{--}1.1$ ГэВ) [5] пучки фотонов с энергией до 160 МэВ получают с помощью УФ лазера на свободных электронах. Энергетический акцептанс синхротрона составляет 5%, за счет чего электроны отдачи от гамма-квантов до 20 МэВ остаются в синхротроне, и поэтому достигается интенсивность до $\sim 10^9$ Гц, а при энергии выше 20 МэВ интенсивность достигает $\sim 10^8$ Гц.

С другой стороны, существуют установки в диапазоне высоких энергий (>1 ГэВ), такие как LEPs (и LEPs2) [6] на источнике СИ SPring-8 (Япония), где получают потоки гамма-квантов с энергиями до 2.4 ГэВ (при энергии синхротрона 8 ГэВ) и интенсивностями до $\sim 10^7$ Гц с применением ультрафиолетовых лазеров.

В то же время в средней области энергий работали и продолжают работать такие установки как GRAAL (ESRF, Франция) [7] и LEGS (BNL, США) [8] с энергиями гамма-квантов 110–

450 МэВ и 550–1500 МэВ, соответственно, и интенсивностями порядка мегагерц.

Таким образом, производительность предлагаемого комптоновского источника, скорее всего, не может конкурировать с установками типа $\text{Ni}\gamma\text{S}$ на низкой энергии, но и область высоких энергий > 1 ГэВ также практически закрыта. Однако при рекуперации лазерного или синхротронного излучения в резонаторе представляется возможным расширить возможности установки и в эти диапазоны. Тогда остается средний диапазон энергий и интенсивностей, где есть конкуренты, но нет очевидного преимущества по интенсивности. Уникальным преимуществом здесь может быть малая расходимость фотонного пучка, что хорошо для пространственного разрешения и при монохроматизации пучка. Преимуществом может быть малая множественность фотонов за счет большого числа сгустков в синхротроне и взаимодействия лазерного излучения со всеми сгустками.

В последнее время возрос интерес к закрученным лазерным пучкам (пучкам с угловым моментом >1). Если рассеивать такие фотоны на электронном пучке, то, как и в случае с круговой или линейной поляризацией, они должны сохранять свой момент после рассеяния. Угловой разброс электронного пучка должен уменьшать “степень закрученности” комптоновских фотонов. В случае же СКИФ, его малая величина, вероятно, позволит впервые в мире получать и использовать закрученные комптоновские фотоны, например, для точечного возбуждения ядерных уровней или рождают адроны с соответствующими моментами/спинами.

3.2 Комптоновские эксперименты на ВЭПП-4М

В 1980–1990-х годах на коллайдере ВЭПП-4 (и ВЭПП-4М, после модернизации) в новосибирском Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (ранее СО АН СССР) была проведена серия экспериментов с обратным комптоновским рассеянием. Для этой цели была построена установка РОКК-1 и ее модернизированная версия РОКК-1М [2], включающие в себя лазерно-оптическую систему, коллиматоры и детекторы для регистрации продуктов реакций. В разное время в качестве источника начальных фотонов использовались различные импульсные лазеры с длиной волны 1064 и 458–532 нм и средней мощностью до 10 Вт. Среди экспериментов были, например, определение сечений фотоделения ядер Bi, Pb, Au, Pt, W, Ta, V, Ti, Al [9, 10], расщепление фотона в полях ядер [11] и дельбрюкское рассеяние [12], а также тестирование и калибровка различных электромагнитных детекторов [13, 14].

Среди фотоядерных реакций, исследованных на ВЭПП-4, следует отметить исследование фотоделения ^{238}U и ^{237}Np гамма-квантами с энерги-

ями 150–700 МэВ [15]. Выяснилось (в подтверждение более ранних исследований), что полное сечение фотоделения ^{237}Np в области нуклонных резонансов (при энергии фотона >150 МэВ) на 60% превышает “универсальное” сечение фотопоглощения, рассчитанное как сумма сечений рождения π -мезона на всех нуклонах ядра, в то время как ранее считалось, что аналогичное сечение ^{238}U совпадает с “универсальным” сечением. После этих экспериментов были проведены и более точные [16, 17], которые подтвердили и расширили эти результаты, но концепция “универсальности” была пересмотрена: полное сечение фотоделения только на 80% объясняется “универсальным” процессом возбуждения ядра при фоторождении пионов. По-видимому, оставшаяся доля сечения может объясняться и другими механизмами, например, рождением в поле ядра электрон-позитронных пар, о чем упоминалось в указанной статье [15].

Таким образом, проблема фотоделения актинидов все еще остается не решенной до конца задачей. Исходя из выше сказанного, предлагаемый источник комптоновских фотонов может успешно решить эту задачу за счет улучшения ситуации с наложением событий (множественности фотонов за сгусток), большей интенсивности потока, существенно лучшей монохроматизацией и новым детектором.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагается создать на строящемся накопителе СКИФ универсальный и гибкий источник комптоновских фотонов в диапазоне энергий $\omega_{\text{max}} = 16\text{--}530$ МэВ для экспериментов в области фотоядерных реакций, нелинейной квантовой электродинамики, калибровки электромагнитных детекторов и других применений. В качестве источников начальных фотонов предполагается использовать излучение мощных непрерывных лазеров излучения видимого, УФ и ИК диапазона, с которыми интенсивность потока рассеянных фотонов составит $10^6\text{--}10^8$ Гц (в полном спектре). Уникальные параметры СКИФ позволят получить качественную монохроматизацию спектра комптоновских фотонов (с помощью коллимирования), малый угловой разброс, малую множественность событий. Рассматривается также монохроматизация с помощью системы мечения. С использованием собственного синхротронного излучения пучка можно существенно расширить диапазон энергий фотонов — до 2500 МэВ. В дальнейшем с установкой оптического резонатора внутри вакуумной камеры возможно

получить достаточную интенсивность в этом диапазоне, а также повысить интенсивность и в остальных диапазонах.

В качестве первой серии экспериментов предлагается исследование полного сечения фотоделения ядер актинидов в диапазоне энергий гамма-квантов сотен МэВ, для которого с 1980-х годов известно о расхождении экспериментальных и теоретических значений. Сбор идей для дальнейших экспериментов продолжается. В ближайшее время предстоит более подробно проработать отдельные узлы установки, оптимизировать ее параметры и спроектировать детектор для первых экспериментов.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов выражает благодарность А.И. Мильштейну и другим сотрудникам ИЯФ СО РАН, а также В.Г. Сербо (ИМ СО РАН) и В.Г. Недорезову (ИЯИ РАН) за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Baranov G.N. et al.* // Sib. J. Phys. 2020. V. 15. No. 1. P. 5. [in Russian].
2. *Kezerashvili G.Ya. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 1998. V. 145. Nos. 1–2. P. 40.
3. *Abakumova E.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 140402.
4. *Vainer Y.A. et al.* // J. Surf. Invest. 2020. V. 14. P. 124.
5. *Weller H.R. et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2009. V. 62. No. 1. P. 257.
6. *Nakano T. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 684. P. 71.
7. *Bocquet J.P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 622. Nos. 1–2. P. c124.
8. *Dowell D.H. et al.* // Progress Rep. No. BNL-3898. 1986.
9. *Terranova M.L. et al.* // J. Phys. G. 1996. V. 22. P. 511.
10. *Tavares O.A.P. et al.* // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 1979.
11. *Akhmadaliev Sh.Zh. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 061802.
12. *Akhmadaliev Sh.Zh. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2844.
13. *Aulchenko V.M. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1997. V. 394. Nos. 1–2. P. 35.
14. *Ikeda H. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2000. V. 441. No. 3. P. 401.
15. *Kazakov A.A. et al.* // JETP Lett. 1984. V. 40. No. 10. P. 1271.
16. *Sanabria J.C. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 034604.
17. *Cetina C. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044622.

Project for a Compton Photon Source with an Energy up to 2500 MeV at the SKIF Synchrotron Radiation Facility

V. V. Kaminskiy^{1, 2, *}, O. I. Meshkov^{1, 2}, and N. Yu. Muchnoi^{1, 2}

¹*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences (BINP SB RAS), 11 Acad. Lavrentieva Ave., Novosibirsk, 630090 Russia*

²*Novosibirsk State University (NSU), 2 Pirogova Str., Novosibirsk, 630090 Russia*

**e-mail: V.V.Kaminskiy@inp.nsk.su*

Received June 9, 2021; revised June 16, 2021; accepted August 13, 2021

In this paper, we describe the project of a photon source with energies up to 2500 MeV at the SKIF synchrotron facility (under construction in Novosibirsk). It is intended for experiments on photonuclear reactions, nonlinear QED, EM detector calibration and other applications. A polarized photon beam with a flux of 10^6 – 10^8 Hz (in full spectrum) is produced using Compton backscattering (or inverse scattering) of IR, visible, and UV laser radiation, as well as the UV band of its own synchrotron radiation, on the SKIF electron beam (15 kHz). Spectrum monochromatization with collimators or/and tagging system by recoil electrons is possible. The discrepancy between experimental and theoretical photofission cross sections of actinide nuclei in a photon energy range of hundreds of MeV has been known since the 1980s, so it is proposed to study these cross sections in the first series of experiments..

Keywords: Compton backscattering, synchrotron, photonuclear reactions

УДК 53.06

ПРИМЕНЕНИЕ НАНО- И МИКРОЧАСТИЦ ДЛЯ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ОПРЕСНЕНИЯ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2021 г. А. В. Ольховский^a, В. С. Юнин^a, Д. М. Кузьменков^{a, *},
П. Г. Стручалин^{a, b}, К. В. Куценко^a, Б. В. Балакин^{a, b}

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

^bWestern Norway University of Applied Sciences, Inndalsveien 28, Bergen, 5063 Norway

*E-mail: DMKuzmenkov@mephi.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 12.05.2021 г.

Сильные поглощающие свойства суспензий с наночастицами и возможность организации кипения в объеме делают этот процесс весьма перспективным для создания на его основе солнечных опреснительных установок. В работе представлено экспериментальное исследование кипения суспензии на основе воды с добавлением морской соли, выполненное на лабораторной установке с замыканием цикла конденсата. В исследовании были использованы три типа частиц: многослойные углеродные нанотрубки со средним диаметром ~60 нм и длиной ~5 мкм, 110-нм частицы оксида железа Fe₃O₄ и коммерческий модификатор промышленного состава на основе углеродных нанотрубок. Массовые концентрации частиц варьировались от 0,5 до 10%. Для оценки влияния морской соли на процесс кипения наножидкости аналогичные эксперименты были проведены для наножидкости на основе дистиллированной воды. Сравнивая результаты экспериментального исследования для наножидкостей на основе дистиллированной и соленой воды было обнаружено, что добавление морской соли может приводить как к увеличению скорости генерации пара, так и к уменьшению в зависимости от типа наночастиц и их концентрации. Присутствие морской соли в суспензии на основе нанотрубок увеличивает расход пара на 7,5%, в то время как для частиц оксида железа изменение расхода пара варьируется от -0,5 до 12% в зависимости от концентрации частиц. Для суспензий на основе коммерческого модификатора изменение скорости генерации пара при наличии соли также зависит от концентрации и изменяется от -5,2 до 7%. Оптимальный состав суспензии, обеспечивающий наибольшую скорость генерации пара, был определен на основе сравнения полученных экспериментальных данных с экспериментом по кипению морской воды в зачерненном объеме. Добавление 5% углеродных нанотрубок в соленую воду приводит к наибольшему увеличению скорости генерации пара на 23% по сравнению с кипением соленой воды в зачерненной колбе. Результаты настоящей работы могут стать основой для разработки солнечных опреснительных установок на основе суспензий с нано- и микрометровыми частицами.

Ключевые слова: суспензия, наночастицы, кипение, кипение наножидкости, опреснение морской воды, солнечное опреснение

DOI: 10.56304/S2079562920060421

ВВЕДЕНИЕ

Согласно оценке Всемирной программы ЮНЕСКО по оценке водных ресурсов (WWAP), в настоящее время около 2 миллиардов людей проживают в странах, регулярно испытывающих острый недостаток пресной воды, и около 4 миллиардов, имеющих сезонные проблемы с обеспеченностью водными ресурсами [1]. К 2050 г. мировые потребности в пресной воде возрастут на 20–30% [1], расширив список стран, испытывающих недостаток в пресной воде.

В настоящий момент предпринимаются меры по оптимизации потребления водных ресурсов, такие как развитие инфраструктуры, улучшение систем подачи и рациональное использование. Однако, эти меры позволяют оптимизировать использование существующих водных ресурсов, не расширяя их. В этой связи единственным методом увеличения запасов пресной воды, исключая непосредственное вмешательство в экосистемы пресной воды, является обессоливание морской воды.

Одними из наиболее широко распространенных методов опреснения морской воды в настоя-

щее время являются термические методы [2–4], основу которых составляет стремление растворимости воды к нулю в состоянии насыщения, что позволяет получать пресную воду путем конденсации и сбора пара, образующегося при кипении морской воды.

Термические методы, однако, требуют энергетических затрат для своей реализации, которые в зависимости от масштабов производства пресной воды, могут быть довольно существенными. Так, согласно [4] для производства 22 миллионов кубических метров воды в день требуется порядка 2.36×10^{12} кВт час/год энергии, что эквивалентно сжиганию 203 миллионов тонн нефти.

Таким образом, опреснение морской воды требует довольно существенных затрат энергии, что является дополнительной нагрузкой на существующую энергосистему и опосредственно оказывает негативное влияние на экосистему. Однако, это негативное влияние процесса опреснения может быть минимизировано, если использовать возобновляемые источники энергии, среди которых наиболее распространенным является солнечная энергия.

Эффективность термических методов опреснения на основе солнечной энергии может быть повышена путем использования наночастиц, диспергированных в жидкости. Такие суспензии могут быть использованы в качестве поглотителя солнечной энергии. Добавление наночастиц в опресняемую воду позволит реализовать процесс поглощения солнечной энергии непосредственно в объеме жидкости и существенно снизить потери энергии в окружающую среду вследствие понижения температуры поверхности коллектора [5].

Первые исследования, посвященные кипению суспензий с наночастицами под действием излучения, были выполнены с использованием лазеров [6, 7]. Первое экспериментальное исследование процесса кипения суспензии с диспергированными наночастицами под действием концентрированного солнечного излучения было представлено в работе [8]. В работе использовалась наножидкость на основе воды с добавлением золотых наночастиц. Результаты экспериментального исследования показали, что эффективность кипения в данном случае может достигать 80%. Высокая эффективность кипения суспензий с золотыми частицами также была показана в работе [9], в которой использовались наночастицы размером 20 нм.

Несмотря на высокую эффективность кипения, широкое применение золотых наночастиц в опреснительных и парогенерирующих установках затруднено в силу их высокой стоимости. В качестве альтернативы дорогостоящим золотым наноча-

стицам могут быть использованы углеродные наночастицы или наночастицы оксидов металлов, в частности оксида железа. Так, в работе [10] было показано, что эффективность кипения при использовании таких наночастиц может достигать 75%.

Рассмотренные исследования в большей степени сосредоточены на анализе динамики кипения суспензий под действием излучения и оценке эффективности этого процесса, и при этом не анализируют возможность применения данного процесса в опреснительных установках. В данных работах, как правило, в качестве базовой жидкости используется дистиллированная или водопроводная вода без добавок или с поверхностно-активными веществами для повышения стабильности суспензии. Исходя из анализа выше упомянутых исследований, была сформулирована цель настоящей работы – экспериментальное исследование скорости генерации пара под действием излучения в соленой воде и определение оптимальной концентрации наночастиц для достижения наибольшей эффективности парообразования.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Приготовление суспензии

В настоящей работе были использованы три типа наночастиц: частицы оксида железа(II, III) Fe_3O_4 со средним размером 80–120 нм в сухом порошке; многослойные углеродные нанотрубки ДЕАЛТОМ и модификатор NT Aqua ДЕАЛТОМ производства научно-производственного предприятия “Цент Нанотехнологий” (Москва, Россия) [11]. В сухом состоянии углеродные нанотрубки ДЕАЛТОМ имеют два основных размера 49.3 ± 0.45 нм и 72.0 ± 0.45 нм при максимальной длине, не превышающей 5 мкм [11]. Модификатор NT AQUA ДЕАЛТОМ представляет собой вязкую массу, основными компонентами которой являются углеродные нанотрубки ДЕАЛТОМ и вода.

В качестве базовой жидкости для всех упомянутых типов частиц использовалась дистиллированная вода с добавлением морской соли. Количество морской соли определялось таким образом, чтобы соленость результирующей базовой жидкости составляла 35 г/кг, что соответствует средней солености мирового океана [12]. Для сравнения эксперименты также проводились для аналогичных по составу наножидкостей без добавления морской соли.

Наночастицы добавлялись в базовую жидкость, и полученная суспензия перемешивалась в ультра-

звуковой ванне “Сапфир-2,8 ТТЦ” производства компании ООО “Сапфир” в течение 30 мин при мощности в 100 Вт и частоте 35 кГц.

Экспериментальная установка

Для проведения экспериментов была использована экспериментальная установка, разработанная и созданная в НИЯУ МИФИ, основной задачей которой является измерение расхода пара, образовавшегося в наножидкости под действием излучения. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Основным элементом экспериментальной установки является парогенератор 1, представляющий собой прозрачную сферическую колбу объемом 1 л с цилиндрическим горлышком и радиусом сферической части колбы 13,5 см. Колба 1, заполненная 500 мл суспензии, с помощью алюминиевой рамы закрепляется между 5 галогеновыми лампами Osram R7s [13] мощностью 400 Вт каждая. В ходе проведения экспериментов использовались только 3 из 5 галогеновых ламп (две сбоку относительно колбы и одна — снизу), средняя плотность лучистого теплового потока на поверхности колбы при этом составляла 6876 Вт/м^2 [14]. В ходе экспериментов колба 1 была закрыта резиновой заглушкой, имеющей два отверстия для прямого паропровода и линии возврата конденсата в колбу.

Пар, образующийся в результате кипения суспензии под действием излучения от ламп, направлялся в конденсатор 5 через расходомер 4. Охлаждение и конденсация пара в конденсаторе 5 выполнялось за счет циркуляции воды второго контура установки, оборудованного воздушным радиатором для охлаждения воды второго контура, баком воды второго контура 9 и циркуляционным насосом 10. Полученный конденсат направлялся в расширительный бак 6, находящийся на высоте 50 см относительно парогенератора 1. Под действием гидростатического давления конденсат из бака 6 возвращался обратно в парогенератор 1, проходя через обратный клапан. Все трубопроводные линии в установке выполнены из трубок ПВХ и теплоизолированы 10-мм слоем керамического волокна (теплопроводность 0.2 Вт/(м К)).

Измерительная система установки состоит из манометра 3, двух термопар К-типа, подключенных к регистратору данных 7, и видеокамеры 8, подключенной к компьютеру 12. Сбор и первичная обработка данных манометра 3 также выполнялись при помощи компьютера 12. Чувствительные концы термопар подводились к парогенератору 1 через специальные отверстия в резиновой заглушке. Одна термопара помещалась в объеме на-

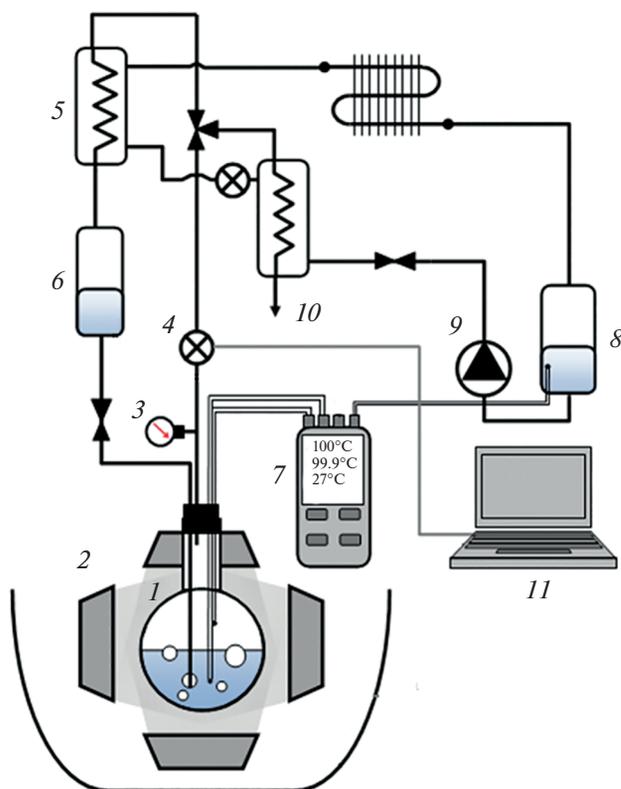


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

ножидкости, вторая — над зеркалом испарения для измерения температуры пара. Для измерения расхода пара использовался расходомер Aqua Computer MPS Flow 100, модифицированный для возможности измерения расхода пара. Информация о калибровке расходомера представлена в работе [14].

На протяжении первых 40 мин после начала кипения в парогенераторе 1 устанавливался стационарный режим циркуляции, обусловленный конденсацией пара на холодных внутренних поверхностях трубопровода. При достижении стационарного режима показания расходомера и уровень конденсата в баке 6 стабилизировались. В таком стационарном режиме, который может поддерживаться на протяжении нескольких часов, выполнялось целевое измерение расхода пара. Целевое измерение расхода пара выполнялось в течение приблизительно 3 мин. Затем полученная зависимость расхода от времени усреднялась для получения искомого значения расхода. Погрешность измерения расхода пара в данном случае складывалась из приборной [14] и статистической погрешности, соответствующей доверительной вероятности 95%.

Для оценки эффективности добавления наночастиц аналогичный эксперимент проводился для соленой воды без добавления наночастиц. В этом

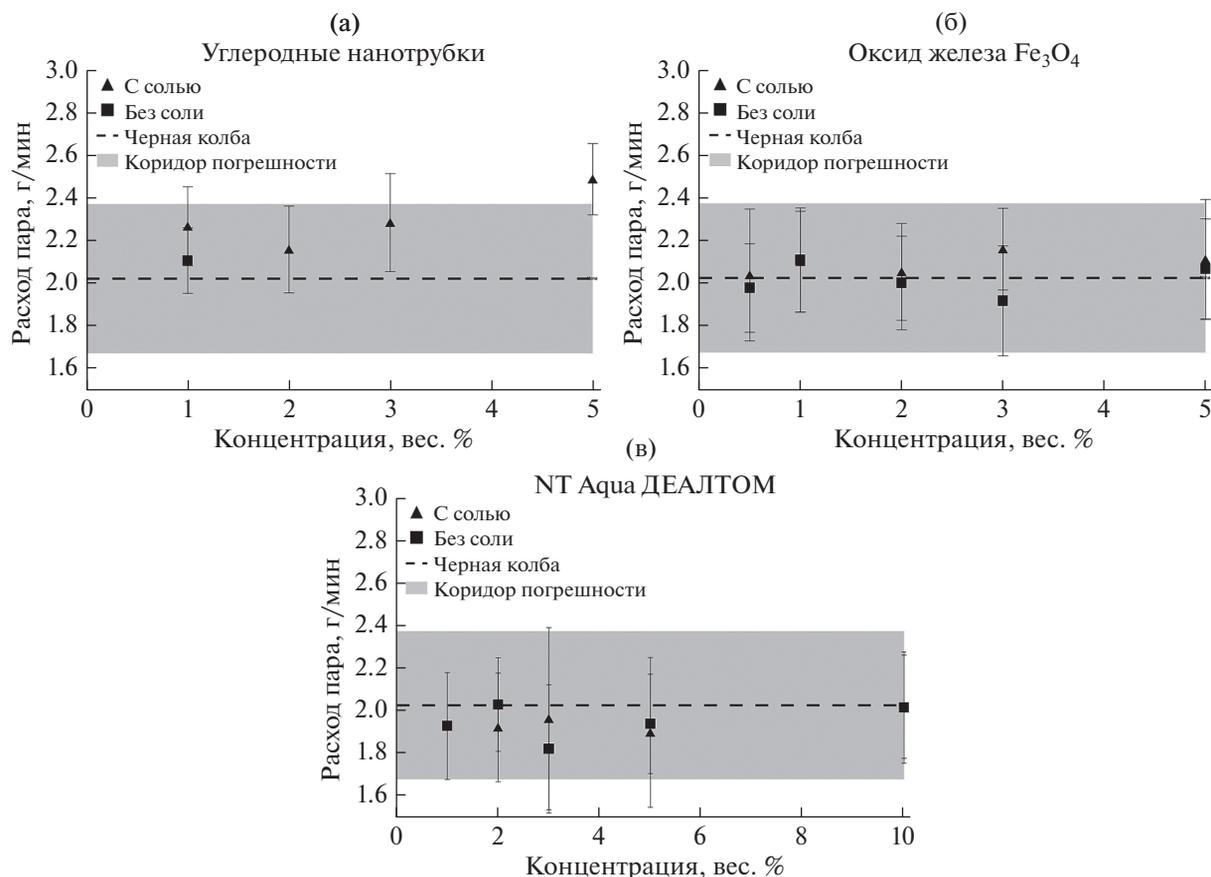


Рис. 2. Зависимость расхода пара от концентрации наночастиц для наножидкостей на основе углеродных нанотрубок (а), оксида железа Fe₃O₄ (б) и модификатора NT Aqua ДЕАЛТОМ (в).

случае, в качестве парогенератора *Г* использовалась аналогичная колба, покрытая с внешней стороны тонким слоем металлизированного скотча. Для повышения поглощающих свойств внешняя поверхность металлизированного скотча покрыта слоем черной матовой краски.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерения массового расхода в зависимости от концентрации частиц для различных типов суспензий представлены на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что для большинства рассмотренных составов суспензий не наблюдается существенных различий в скорости генерации пара при использовании в качестве базовой жидкости соленой воды. Значения расходов пара для “соленой” суспензии совпадают с соответствующими значениями для суспензии без соли в пределах указанных погрешностей. Добавление морской соли в суспензию на основе частиц оксида железа Fe₃O₄ приводит к увеличению расхода пара в среднем на 4% при средней относительной погрешности определения

расхода в 12%. Аналогично, для суспензий на основе коммерческого модификатора NT Aqua ДЕАЛТОМ среднее увеличение расхода пара при наличии соли составляет 0.2% при средней относительной погрешности 16%. Это обстоятельство позволяет выполнять приблизительные оценки скорости генерации пара в соленой воде на основе данных для дистиллированной воды для всех рассмотренных в работе составов суспензий. Исключения составляют суспензии на основе углеродных нанотрубок при массовой концентрации частиц 1% и на основе оксида железа при концентрации 3%. Для этих составов суспензий наблюдается повышение скорости генерации пара на 7.5 и 12.6% соответственно при использовании соленой воды по сравнению с дистиллированной водой. Стоит, однако, отметить, что наблюдаемое различие также может быть приписано погрешности в определении экспериментальных данных и потому требует более детальных исследований для формулирования окончательного вывода.

Определение наиболее оптимального состава суспензии для достижения наибольшего расхода

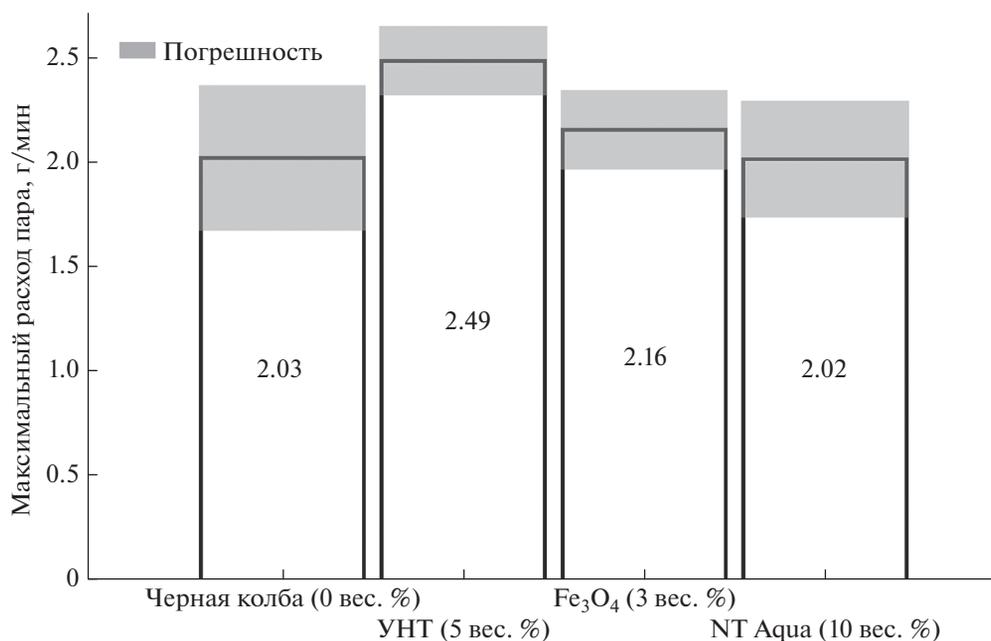


Рис. 3. Сравнение максимальных расходов пара для всех рассмотренных типов частиц.

пара удобно выполнить, опираясь на рис. 3, на котором представлено сравнение максимальных расходов пара для каждого типа наночастиц.

На рис. 3 серой областью показана погрешность определения массового расхода. Из рисунка видно, что наибольшее увеличение скорости генерации пара происходит при добавлении углеродных нанотрубок с массовой концентрацией 5%. Расход пара при этом увеличивается на 23% по сравнению с соленой водой в зачерненной колбе. В то же время добавление 10% модификатора промышленного состава NT Aqua ДЕАЛТОМ практически не влияет на скорость генерации пара – расход пара, соответствующий данному составу, в точности совпадает с расходом для соленой воды. Добавление 3% оксида железа Fe₃O₄ в соленую воду позволяет увеличить расход пара всего на 7%.

Отметим, что в предыдущих исследованиях авторов, в которых базовой жидкостью являлась либо дистиллированная, либо водопроводная вода, были получены отличные от наблюдаемых результаты. Так, в работе [15] эффективность испарения (величина, определяющая долю энергии, затраченной на испарение, к общему количеству, подведенной к системе энергии) наножидкости на основе графитовых частиц достигала максимума при массовой концентрации 3% и достигала 70%. В то же время, в данном исследовании, максимальная эффективность испарения составляет 56% при массовой концентрации частиц 5%. Данное отличие, в первую очередь, стоит отнести к различию

в форме используемых частиц – в работе [15] использовались частицы графита с формой близкой к сферической и со средним размером 51 ± 17 нм. Такая форма частиц упрощает их поддержание во взвешенном состоянии за счет броуновских сил в силу малой массы и позволяет сделать предположение о большей стабильности наножидкости, что и приводит к отмеченному различию в эффективности испарения. Кроме того, стоит принять во внимание существенные различия в экспериментальных установках, на которых производились измерения, и вытекающие из этого масштабные факторы (в работе [15] в качестве парогенератора использовалась пробирка диаметром 14 мм и высотой 148 мм). Похожие результаты для графитовой наножидкости также были представлены в работе [10].

Стоит также отметить, что наличие морской соли в воде оказывает существенное влияние на pH среды, которое является одним из ключевых факторов общей стабильности коллоидных растворов и наножидкостей с углеродными частицами [16]. Морская вода имеет слабощелочное значение pH, в то время как дистиллированная вода – слабокислая. Различия значений pH растворов также способны приводить к разной интенсивности агрегации частиц в базовой жидкости ввиду изменения толщины слоя поверхностного заряда на поверхности частиц, образованного путем абсорбции ионов из жидкости, и смещения значения дзета-потенциала.

Эффективность кипения суспензий на основе оксида железа в данной работе варьировалась от 46 до 49% в зависимости от концентрации частиц и превосходит эффективность кипения в зачерненной колбе в среднем на 3.3%, что соответствует результатам, полученным в работе [14]. Максимальное значение эффективности испарения (и расхода пара, как пропорциональной величины) для наножидкости с частицами оксида железа в работе [14] также приходится на массовую концентрацию в 3%.

Детальный анализ результатов, полученных для наножидкости на основе модификатора промышленного состава NT Aqua ДЕАЛТОМ затруднен в силу отсутствия точной информации о составе. Стоит, однако, отметить, что за счет присутствия в модификаторе вспомогательных компонентов истинная массовая концентрация частиц отличается от концентрации самого модификатора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования кипения суспензии на основе соленой воды с диспергированными наночастицами различного типа. Исследования было выполнено для трех типов наночастиц: многослойные углеродные нанотрубки, частицы оксида железа Fe_3O_4 и модификатора промышленного состава NT Aqua ДЕАЛТОМ. Такой выбор типа частиц обусловлен рядом их преимуществ в приложениях солнечной генерации пара и, в частности, обессоливания морской воды с помощью солнечной энергии. Низкая стоимость, сильные поглощающие свойства и возможность организации замкнутого цикла пара позволяют создать прототип солнечной опреснительной установки на основе таких наножидкостей.

Экспериментальное исследование скорости генерации пара с замыканием цикла конденсата было проведено для всех указанных типов частиц при различных массовых концентрациях от 0.5 до 10%. Для сравнения аналогичные эксперименты были проведены для наножидкостей на основе дистиллированной воды. Сравнительный анализ скорости генерации пара для соленой и дистиллированной воды показал, что наличие соли приводит к увеличению расхода пара на 7.5, 4.0 и 0.2% для углеродных нанотрубок, наночастиц оксида железа и коммерческого модификатора NT Aqua соответственно. Принимая во внимание, что средние относительные погрешности определения расхода для этих типов частиц составляют 8.5, 11.9 и 16.4% соответственно, наблюдаемое повышение расхо-

да пара не может быть приписано влиянию морской соли.

Сравнение расходов пара при кипении суспензий с расходом для соленой воды в зачерненной колбе позволили установить, что наибольшая скорость генерации пара достигается при добавлении 5% углеродных нанотрубок. Расход пара при этом возрастает на 23% по сравнению с соленой водой в зачерненной колбе.

Полученные результаты дают основу для разработки солнечных опреснительных установок на основе наночастиц. Дальнейшие исследования в этом направлении также должны изучить вопросы чистоты полученного конденсата, присутствие частиц в конденсате и долгосрочная стабильность работы солнечной опреснительной установки такого типа.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90306.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Всемирная программа ЮНЕСКО по оценке водных ресурсов. WWAP (UNESCO World Water Assessment Programme). 2019. The United Nations World Water Development Report 2019: Leaving No One behind. Paris, UNESCO.
2. *Elimelech M., Phillip W.A.* // Science. 2011. V. 333. P. 712–717.
3. *Lienhard J.H., Antar M.A., Bilton A., Blanco J., Zaragoza G.* // Ann. Rev. Heat Transfer. 2012. V. 15. New York: Begel House. Ch. 9. Solar Desalination. P. 277–347.
4. *Khawaji A.D., Kutubkhanah I.K., Wie J.-M.* // Desalination. 2008. V. 221. P. 47–69.
5. *Lucas M., Kosinski P., Balakin B.V.* // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2116. P. 30011.
6. *Sani E., Papi N., Mercatelli L., Zyla G.* // Renew. Energy. 2018. V. 126. P. 692–698.
7. *Wang Y., Zaytsev M.E., The H.L., Eijkel J.C.T., Zandvliet H.J.W., Zhang X., Lohse D.* // ACS Nano. 2017. V. 11. No. 2. P. 2045–2051.
8. *Neumann O., Urban A.S., Day J., Lal S., Nordlander P., Halas N.J.* // ACS Nano. 2013. V. 7. P. 42–49.
9. *Jin H., Lin G., Bi L., Zeiny A., Wen D.* // Nano Energy. 2016. V. 28. P. 397–406.
10. *Ulset E.T., Kosinski P., Zabednova Y., Zhdaneev O.V., Struchalin P.G., Balakin B.V.* // Nano Energy. 2018. V. 50. P. 339–346.
11. DEALTOM. <http://dealtom.ru/>. 2021.
12. Государственная служба стандартных справочных данных. ГСССД 77-84 “Морская вода. Шкала практической солености”. 1978. Москва: Национальный комитет по океанографическим исследованиям (СКОР) и ЮНЕСКО.

13. Osram. <https://www.osram.com/>. 2021.
14. *Struchalin P.G., Thon H., Kuzmenkov D.M., Kutsenko K.V., Kosinski P., Balakin B.V.* // *Int. J. Heat Mass Transf.* 2020. V. 158. P. 119987.
15. *Ulset E.T., Kosinski P., Balakin B.V.* // *Appl. Therm. Eng.* 2018. V. 137. P. 62–65.
16. *Sharaf O.Z., Taylor R.A., Abu-Nada E.* // *Phys. Reports.* 2020. V. 867. P. 1–84.

Application of Fine Dispersion of Particles to Intensify Water Desalination Using Solar Radiation

**A. V. Olkhovskii¹, V. S. Yunin¹, D. M. Kuzmenkov¹, * ,
P. G. Struchalin^{1,2}, K. V. Kutsenko¹, and B. V. Balakin^{1,2}**

¹*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute),
Kashirskoye sh. 31, Moscow, 115409 Russia*

²*Western Norway University of Applied Sciences, Inndalsveien 28, Bergen, 5063 Norway*

**e-mail: DMKuzmenkov@mephi.ru*

Received March 4, 2021; revised May 11, 2021; accepted May 12, 2021

The strong absorbing properties of suspensions with nanoparticles and the possibility of organizing boiling in volume make this process very promising for the creation of solar desalination plants on its basis. The paper presents an experimental study of the boiling of a suspension based on water with the addition of sea salt, carried out on a laboratory system with the condensate recycling. Three types of particles were used in the study: multilayer carbon nanotubes with an average diameter of ~60 nm and a length of ~5 μm, 110-nm particles of iron oxide Fe₃O₄, and a commercial modifier of industrial composition based on carbon nanotubes. Particle mass concentrations varied from 0.5 to 10%. To study the influence of sea salt on the boiling process of nanofluids, similar experiments were carried out for nanofluids based on distilled water. Comparing the results of an experimental study for nanofluids based on distilled and salt water, it was found that the addition of sea salt can lead to both an increase in the steam generation rate and a decrease depending on the type of nanoparticles and their concentration. The presence of sea salt in the nanotube-based suspension increases the steam flow rate by 7.5%, while for iron oxide particles, the change in the steam flow rate varies from –0.5 to 12%, depending on the particle concentration. For suspensions based on a commercial modifier, the change in the rate of steam generation in the presence of salt also depends on the particle fraction and varies from –5.2 to 7%. The optimal composition of the suspension, which provides the highest rate of steam generation, was determined by comparing the obtained experimental data with the experiment on boiling seawater in a blackened steam generator. Adding 5% carbon nanotubes to salt water results in the largest increase in steam generation rate by 23% compared to boiling salt water in a blackened flask. The results of this work can become the basis for the development of solar desalination plants based on fine dispersions.

Keywords: fine dispersion, boiling, nanofluid boiling, solar water desalination, solar-driven desalination