

Национальная академия наук Украины  
Институт сцинтилляционных материалов

Состояние и перспективы развития функциональных  
материалов для науки и техники ®

ФИЗИКА СЦИНТИЛЛЯТОРОВ.

МАТЕРИАЛЫ, МЕТОДЫ,  
АППАРАТУРА

Харьков  
2015

Физика сцинтилляторов. Материалы, методы, аппаратура  
– Харьков: “ИСМА”, 2015.– 270 стр.

ISBN 966-02-2555-5 (серия)

ISBN 978-966-02-7602-4

В книге представлены материалы четвертой конференции ИСМАРТ 2014 (“Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии <http://inp.bsu.by/ismart2014/>) посвященной развитию современных методов сцинтилляционного материаловедения и сцинтилляционной физики в целом.

Книга будет интересна и полезна как ученым, работающим в данных направлениях науки и техники, так и для аспирантов, студентов соответствующих специальностей.

Главный редактор

Б.В. Гринев

Отв. секретарь Е.В. Щербина

Редколлегия выпуска

А.В. Гектин, Н.З. Галунов, Ю.В. Малюкин

ISBN 966-02-2555-5 (серия)

ISBN 978-966-02-7602-4

© ИСМА 2015

## СОДЕРЖАНИЕ

### Сцинтилляционные материалы

Сцинтилляционные материалы – настоящее и будущее <i>А. В. Гектин</i> . . . . .	7
Сцинтилляционная эффективность и гигроскопичность щелочных и щёлочноземельных иодидов <i>Н. В. Ширан</i> . . . . .	27
Эффекты повреждения неорганических кристаллических материалов в условиях экспериментов на коллайдерах <i>М. Коржик</i> . . . . .	69
Исследование длинных кристаллов GSO и LYSO для создания сегментированных электромагнитных калориметров <i>В. Калинин, Е. Величева, А. Лобко</i> . . . . .	137
Новые методы измерений в сцинтилляционной физике	
Методы моделирования диффузии частиц в область гало и их применение для моделирования системы коллимации Большого адронного коллайдера <i>А.И. Сытов, И.В. Сафронов</i> . . . . .	158
Методика измерения распределения урана в Мишенях для наработки <sup>99</sup> Mo неразрушающим методом гамма- плотнометрии <i>А.В. Кремер, Ю.А. Кушнир, А.А. Леоненко, Д.А. Леоненко, Ю.И. Лещенко, А.П. Малков, В.С. Романовский, А.И. Теллин</i> . . . . .	170
Исследование параметров и разработка алгоритма пространственной реконструкции для калориметра СОМЕТ эксперимента 184 <i>В. Калинин, Е. Величева</i> . . . . .	184

Применение Грид для реконструкции координат  
сцинтилляции в диагностической радионуклидной  
аппаратуры

*С.В. Баранник, А.В. Демин, В.А. Колбасин . . . . . 204*

### Сцинтилляционная техника

Исследование сборки модулей электромагнитного  
калориметра ECAL0 для эксперимента COMPASS на  
электронном пучке ускорителя ELSA

*В. Аносов, Н. Анфимов, Й. Барт, А. Гуськов, М. Дзиевицки,  
М. Жембицки, К. Заремба, Ф. Клейн, З. Крумитейн,  
Р. Курята, Я. Мажец, А. Нагайцев, А. Ольшевский,  
И. Орлов, Т. Резинько, А. Рихтер, А. Рыбников,  
А. Селюнин, В. Фролов, Ф. Фроммбергер, В. Хиллерт,  
В. Чальшев, И. Чириков-Зорин, Д. Элснер . . . . . 211*

Установка для исследования характеристик  
протяженных сцинтилляционных кристаллов

*Н.В.Анфимов, З.В.Крумитейн, А.А.Ноздрин,  
А.Г.Ольшевский, Т.В.Резинько, А.В.Рыбников,  
А.С.Селюнин, Д.В.Федосеев. . . . . 220*

Высокотехнологичные источники ионизирующего  
излучения производства ОАО «ГНЦ НИИАР» и  
особенности их применения для целей контроля  
ядерных материалов неразрушающими методами  
229

*А.В. Кремер, Ю.А. Кушнир, А.А. Леоненко,  
Д.А. Леоненко, Ю.И. Лещенко, А.П. Малков,  
В.С. Романовский, А.И. Теллин . . . . . 229*

Перспективы генерации сверхкоротких импульсов  
жесткого излучения

*А.С. Лобко. . . . . 245*

# ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИННЫХ КРИСТАЛЛОВ GSO И LYSO ДЛЯ СОЗДАНИЯ СЕГМЕНТИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАЛОРИМЕТРОВ

В. Калинин<sup>1</sup>, Е. Величева<sup>1</sup>, А. Лобко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований 141980 Дубна, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерных проблем Белорусский государственный  
университет, 220030 Минск, Беларусь

## **1 Введение.**

При изучении элементарных частиц в физике высоких и сверхвысоких энергий требуется не просто узнать, какие частицы родились, но и с большой точностью измерить их характеристики, прежде всего траекторию, импульс и энергию. Всё это выполняется с помощью детекторов. Трековые детекторы измеряют траекторию и импульс частиц, не внося при этом никаких искажений, а калориметры, которые полностью поглощают частицу (спектрометры полного поглощения), измеряют ее энергию.

В экспериментах электромагнитные калориметры используются для измерения полной энергии и идентификации частиц (в том числе нейтральных). Преимущества калориметров состоят в следующем: 1) измерение энергии частиц в диапазоне от нескольких МэВ до максимально достижимой; 2) относительное энергетическое разрешение калориметров увеличивается с ростом энергии как  $\sqrt{E}$ , где  $E$  - энергия падающей частицы; 3) детектирование как заряженных, так и нейтральных частиц в сегментированном калориметре позволяет получить информацию о координатах частиц и ливней;

4) возможность идентифицировать частицы, например, разделять фотоны, электроны, протоны, пионы и др.; 5) возможность создания триггерных систем селективного отбора событий.

Высокоэнергичные электроны и фотоны, проходя через вещество сцинтиллятора, сталкиваясь в основном с электронными оболочками атомов, порождают электромагнитный ливень электронов, позитронов и фотонов. Количество частиц в ливне будет быстро расти, пока средняя энергия частицы не понизится до критической. Требуемая длина калориметра зависит от типа и максимальной энергии первичной частицы и определяется радиационной длиной ( $X_0$ ) используемого типа сцинтиллятора. Так, например, длина калориметра, где поглощается 95 % энергии падающей частицы равна  $L_{95\%} \approx L_{\max} + 0.08Z + 9.6$ , где  $L_{\max}$  – длина сцинтиллятора, на которой образуется максимальное количество вторичных частиц ( $L_{\max} \approx \ln(E_0 / E_c)$ ). Поперечный размер сцинтиллятора зависит от электромагнитного ливня, который создается многократным рассеянием электронов и позитронов в веществе сцинтиллятора. Поэтому поперечный размер кристалла по всей глубине ливня определяется радиусом Мольера ( $R_M$ ). Например, в кристалле с радиусом  $2R_M$  поглощается 95% энергии ливня.

Энергетическое разрешение идеального однородного электромагнитного калориметра бесконечных размеров пропорционально  $\sqrt{E}$  и зависит только от статистических флуктуаций числа частиц. На практике энергетическое разрешение электромагнитного калориметра зависит от флуктуаций различного типа с различными энергетическими зависимостями и определяется, как

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c,$$

где  $a$  – статистические флуктуации числа фотоэлектронов в электромагнитном ливне;  $b$  – шумы электроники;  $c$  – флуктуации утечки ливня из объема калориметра, структурные неоднородности сцинтиллятора, неоднородности сигнала и температуры и неопределен-

ности калибровок. Как правило, эти эффекты нескоррелированы, и, поэтому, они должны быть добавлены в квадратуре.

Таким образом, выбор сцинтиллятора определяется типом и энергией регистрируемых частиц и требованиями к параметрам и задачам, решаемым данным калориметром. Например, калориметр для эксперимента COMET (по поиску процесса электрон-мюонной конверсии в атоме алюминия [1]) должен: во-первых, иметь энергетическое разрешение не хуже 5% (так как события, регистрируемые в нем лежат в узкой энергетической области  $105 \pm 0.5$  МэВ) и координатное разрешение не хуже 1 см (rms), и, во-вторых, должен решать следующие задачи: 1) измерение энергии электрона с высокой точностью; 2) выработку временного сигнала триггера для системы регистрации событий; 3) корреляцию положения трека электрона и его энергии; 4) достоверно разделять электроны, нейтроны и низкоэнергетические гамма кванты [2]. Исходя из этого, для данного калориметра в качестве сцинтиллятора были выбраны два кандидата – LYSO и GSO кристаллы, которые имеют близкие оптические параметры и удовлетворяют требованиям и задачам, решаемым в эксперименте COMET. Причем, кристаллы LYSO и GSO должны иметь длину не менее 12 см, что следует из значений их радиационных длин  $X_{0\_LYSO} = 1.14$  и  $X_{0\_GSO} = 1.39$  см [3]. При этом поперечные размеры кристаллов должна быть больше 4 см для полного поглощения энергии электромагнитного ливня, т.к. радиусы Мольера для LYSO и GSO кристаллов имеют значения  $R_{M\_LYSO} = 2.03$  и  $R_{M\_GSO} = 2.3$  см [3]

Необходимо отметить, что стоимость кристаллов с такими геометрическими размерами ( $4 \times 4 \times 12$  см<sup>3</sup> для LYSO и  $5 \times 5 \times 15$  см<sup>3</sup> для GSO) очень высока и, при общем количестве (~2000) кристаллов в калориметре эксперимента COMET, может составить огромную сумму. В этой связи и, в соответствии с требованием к геометрическому разрешению в калориметре (не хуже 1 см), были выбраны кристаллы с геометрическими размерами  $2 \times 2 \times 12$  см<sup>3</sup> для LYSO и  $2 \times 2 \times 15$  см<sup>3</sup> для GSO кристаллов. Однако для кристаллов с такой геометрией не выполняется требование оптимальности размера,

позволяющее уменьшить потерю фотонов по длине кристалла: отношение длины к поперечному размеру должно быть меньше или равно 3 ( $L/H \leq 3$ ) [4]. Поэтому, в этом случае будут значительные потери фотонов по длине кристалла, возникающие, как следствие многократного отражения и поглощения фотонов на границе поверхности кристалла, и за счет вытекания энергии из кристалла. И как следствие, это будет ухудшать параметры калориметра на данных типах кристаллов.

В связи с этим необходимы дополнительные исследования по поиску методов, позволяющих скомпенсировать ухудшение параметров калориметра с такой геометрией кристаллов, что и является целью данной работы. Для реализации этой цели решались следующие задачи:

- экспериментальное исследование оптических параметров кристаллов, связанных с потерей световыхода по длине и сбором фотонов в кристалле;

- моделирование на основе пакета SLitrani для того чтобы:

- a) определить или уточнить оптические параметры кристаллов (разработать оптическую модель), необходимые для моделирования калориметра с использованием программы Geant4;

- b) определить тип и параметры светоотражающих оберток (тефлон, майлар, и др.), позволяющих получить требуемые энергетическое и пространственное разрешения калориметра и оптимальную структуру сегментированных модулей для триггерной системы;

- Geant4 моделирование электромагнитного (ECAL) калориметра с использованием полученных оптических параметров кристаллов и светоотражающих оберток.

## ***2 Экспериментальное исследование оптических параметров LYSO и GSO кристаллов.***

Кристаллы для COMET калориметра должны иметь высокое энергетическое разрешение, хороший световыход, быстрое время высвечивания и высокую радиационную стойкость. Этим требованиям удовлетворяют кристаллы LYSO и GSO [3,5].

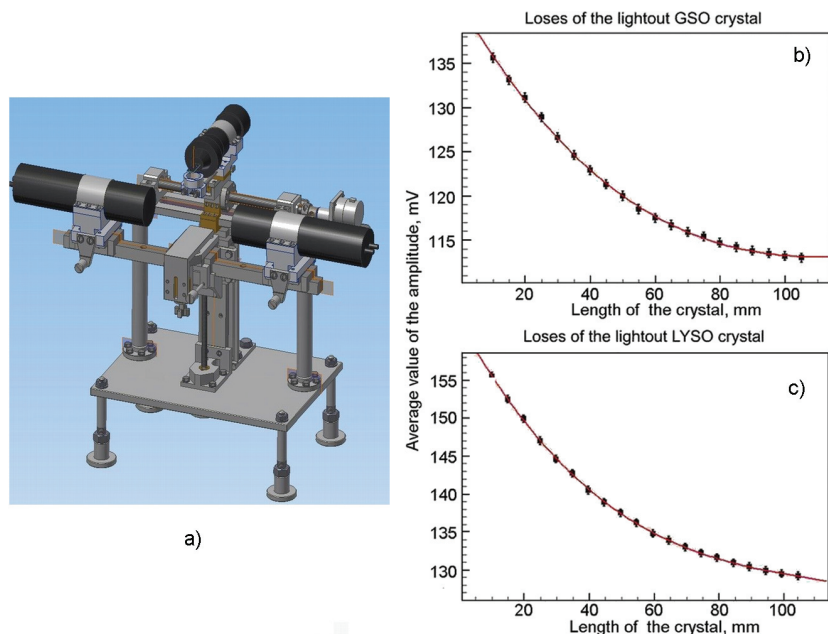


Рис.1. *a* – общий вид прецизионного измерительного стенда; *b* – зависимость потерь световыхода по длине кристалла GSO; *c* – LYSO.

Для изучения потерь фотонов по длине и оптических параметров, влияющих на улучшение светосбора в сцинтилляторе с геометрией  $L/H > 3$ , было проведено экспериментальное исследование и измерение параметров LYSO и GSO кристаллов. Экспериментально измерялись потери световыхода по длине кристалла, неоднородность, энергетическое разрешение и была получена сравнительная оценка световыхода для этих кристаллов. Данные исследования выполнялись на разработанном авторами прецизионном измерительном стенде (рис.1), полученные результаты опубликованы в [6].

На рисунке 1а представлен общий вид стенда, состоящего из: оптической системы, собранной на двух малошумящих быстродействующих фотоумножителях (PMT) H1949-50 (HAMAMATSU), со временем нарастания фронта не более 3 нс; прецизионной ме-

ханической системы с точностью перемещения позиции радиоактивного источника по длине не хуже одного микрона; триггерной системы, состоящей из быстрого сцинтиллятора и модулей NIM; быстрых широкополосных усилителей; 5 ГГц 14-ти разрядного диджитайзера. Этот стенд позволил провести точные измерения в заданных позициях вдоль поверхности кристалла и гарантировал стабильность и повторяемость результатов измерений на партии кристаллов.

На рисунках 1в, 1с показаны зависимости потерь световыхода по длине для кристаллов GSO и LYSO, измеренные на энергии 1274.5 КэВ ( $^{22}\text{Na}$ ). Как видно из рисунков, для данной геометрии кристаллов, значительная часть фотонов (~ 20%) не доходит до PMT, вследствие чего, уменьшается точность определения энерговыделения в кристалле и ухудшается энергетическое разрешение.

Уменьшение потерь световыхода по длине может быть достигнуто за счет изменения коэффициента отражения на границе поверхности кристалла (применения светоотражающих пленок, уменьшающих утечку фотонов ливня из объема кристалла и потери на рассеяния и поглощения фотонов на границе поверхности). В этой связи, было выполнено экспериментальное исследование влияния различных типов светоотражающих материалов на величину потерь световыхода, энергетического разрешения и энерговыделения в кристалле. Так как процессы, проходящие в обертках светоотражающих материалов, не зависят от типа сцинтиллятора, а определяются только оптическими свойствами пленок, далее все результаты исследований приведены для кристалла GSO. В качестве светоотражающих материалов использовались тефлон (AF1601, один слой толщиной 60 мкм) и майлар (лавсан толщиной 20 мкм с двух сторонним напылением алюминия толщиной 10 нм).

На рисунке 2 представлены результаты экспериментальных исследований влияния материалов тефлона и майлара на оптические параметры кристалла GSO. А именно, показана зависимость потерь световыхода по длине кристалла GSO для материала тефлона и майлара (рис.2а, б), соответственно. Коэффициент потерь световыхо-

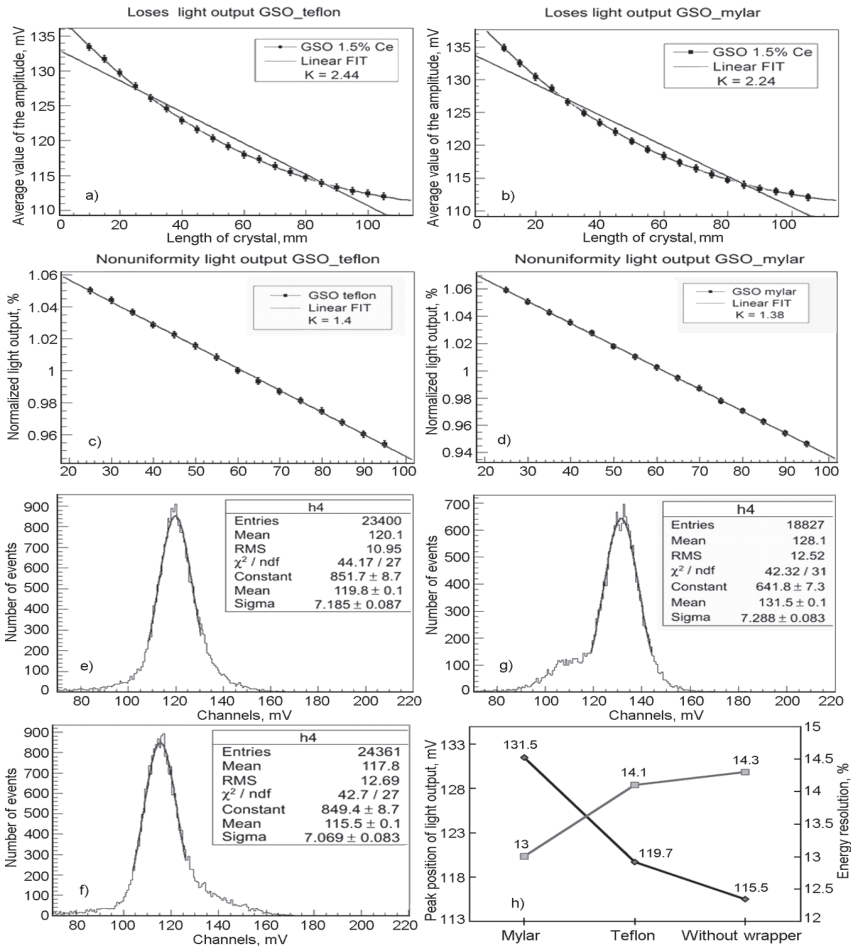


Рис.2. Экспериментальное исследование влияния светоотражающих материалов на оптические параметры GSO кристалла: *a* – зависимость потери световыхода по длине кристалла при обертывании тefлоном, *b* – майларом; *c* – коэффициент неоднородности световыхода при обертывании тefлоном; *d* – майларом; *e* – энергетические спектры, полученные для кристаллов обернутых тefлоном; *g* – майларом, *f*– майларом и без обертки; *h* – максимальные значения световыхода и энергетического разрешения для кристаллов, обернутых майларом, тefлоном и без обертки.

хода по длине кристалла для материала тефлона равен  $\sim 2.4\%/см$  (рис.2а), а для майлара  $\sim 2.2\%/см$  (рис.2б). На рисунке 2е, ф, г даны энергетические спектры GSO кристалла для разных типов материала обертки, а именно: е) – тефлона, г) – майлара и ф) – не обернутого кристалла. На рисунке 2h даны максимальные значения величины световыхода для GSO кристалла, обернутого майларом, тефлоном и кристалла без обертки, а также энергетические разрешения для этих случаев, полученные из анализа спектров (рис. 2е, ф, г).

Из анализа этих результатов видно, что при использовании пленки майлара потери фотонов в кристалле немного меньше, хотя его коэффициент отражения  $Refl.Coeff_{Al} \cong 0.78$ , а тефлона  $Refl.Coeff_{TF} \cong 0.98$  [7]. Это объясняется тем, что материал тефлона имеет относительно высокий коэффициент пропускания генерируемых фотонов, и при толщине пленки 60 мкм часть электромагнитного ливня выходит из кристалла [8].

В то же время из анализа коэффициентов неоднородности световыхода по длине следует, что он мало зависит от материала обертки (при обертке как тефлоном, так и майларом примерно одинаковый и равен  $\sim 1.4\%/см$ ) и определяется, главным образом, свойствами самого кристалла (рис.2с, д). Поэтому, когда кристалл обернут в майларовую пленку, утечка фотонов из объема кристалла уменьшается, и энергетическое разрешение на энергии 1274.5 КэВ ( $^{22}Na$ ) будет иметь наилучшее значение – 13%. Значения энергетического разрешения при тех же условиях для кристалла, обернутого тефлоновой пленкой и кристалла без обертки – 14.1% и 14.3%, соответственно.

Таким образом, для длинных кристаллов с геометрией  $L/H > 3$  и  $H \leq R_M$ , необходимо использовать светоотражающие обертки с минимальными утечками фотонов из кристалла. Это позволит в сегментированном калориметре на длинных кристаллах повысить точность регистрации энерговыделения и улучшить энергетическое разрешение.

### **3 Исследование оптических параметров длинных кристаллов с использованием пакетов SLitrani.**

Детальное изучение оптических параметров длинных кристаллов было проведено на базе моделирования кристаллов в пакете SLitrani (Super Light Ray Tracing in ANIsotropic media). Пакет SLitrani – пакет Монте-Карло моделирования процессов распространения света в изотропных и анизотропных средах [9]. В этой программе оптические параметры среды задаются как функции, зависящие от длины волны, энергии фотона и других величин, что позволяет более точно описывать процессы внутри исследуемых сред.

Для совпадения результатов моделирования с реальными экспериментальными измерениями необходимо, чтобы оптическая модель, включенная в моделирование, хорошо описывала исследуемые типы кристаллов. Моделирование с использованием пакета SLitrani решало следующие основные задачи:

- изучение ливня и зависимости потерь фотонов по длине в кристаллах с неоптимальной геометрией;
- уточнение оптических параметров, необходимых для Geant4 моделирования ECAL калориметра;
- оценка достоверности оптической модели (сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными).
- исследование потерь фотонов в материалах светоотражающих оберток.

#### *3.1 Оптическая модель длинных GSO кристаллов*

Спектр излучения является одним из основных оптических параметров кристалла. Он зависит от содержания церия в объеме вещества и определяется испусканием света при переходах возбужденных электронов в ионе  $\text{Ce}^{3+}$  в зону проводимости. Поэтому, спектр GSO кристалла содержит два основных пика с максимумами на длине волны 423 и 452 нм, которые связаны с  $5d-4f$  ( ${}^2F_{5/2}$ ) и  $5d-4f$  ( ${}^2F_{7/2}$ ) переходами  $\text{Ce}^{3+}$ , соответственно [5]. В зависимости от концентрации церия в кристалле этих пиков в спектре излучения

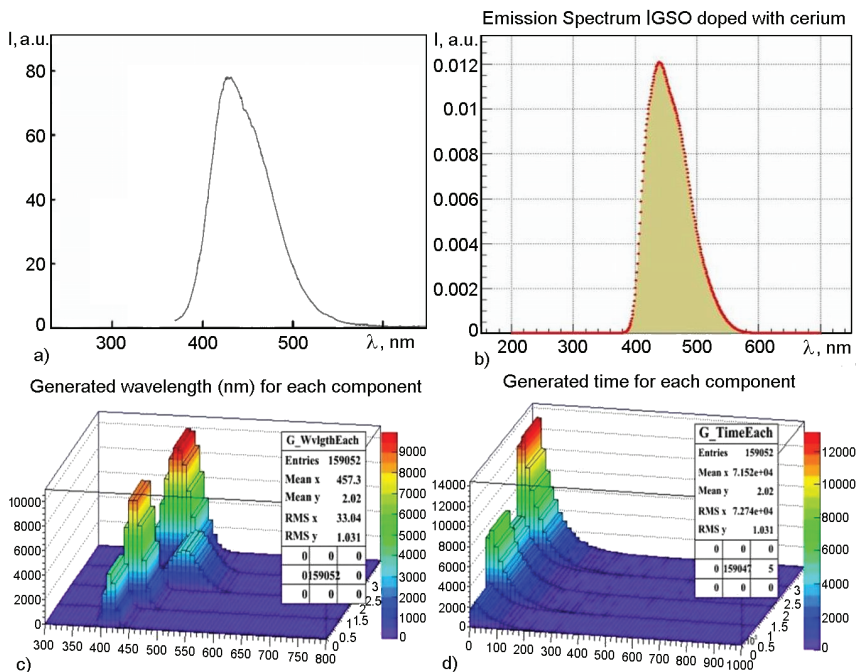


Рис. 3 *a)* – эмиссионный спектр реального кристалла, *b)* – оптической модели GSO кристалла, допированного 1.5% церием; *c)* – амплитудное и *d)* – временное распределения этих компонент разложения.

может быть больше и каждый отдельный вклад этих максимумов в полный спектр может сильно отличаться друг от друга, что изменяет величину световыхода и длительность высвечивания кристалла и т.д.

Для моделирования эмиссионный спектр реального GSO кристалла с содержанием церия 1.5% (рис. 3а) [5] был разложен на четыре компоненты, имеющие форму Гаусса, композиция которых, хорошо описывает данный спектр (рис. 3б). В таблице 1 приведены параметры декомпозиции этих гауссиан. На рисунке. 3с, 3д показаны амплитудное и временное распределения компонент разложения спектра GSO кристалла, допированного 1.5% церием, полученные в результате моделирования в пакете SLitrani.

Таблица 1. Параметры декомпозиции эмиссионного спектра реального GSO кристалла

Пик	Длина волны ( $\lambda$ , нм)	Среднеквадратичное отклонение ( $\sigma$ )	Среднее значение
1	414.77	9.12	84495.23
2	433.03	14.46	273950.94
3	499.45	28.32	187494.84
4	462.05	22.37	461845.79

Данные этих распределений были использованы при получении реальных оптических параметров: быстрой (FastTime) и медленной (SlowTime) компонент времени высвечивания, световых выхода (LightOutput) как функций от длины волны (энергии) для моделирования GSO кристалла и ECAL калориметра в пакете Geant4. Кроме того, при моделировании в оптическую модель GSO кристалла были включены: поперечное сечение фотоэлектрического поглощения; длина поглощения; показатели преломления и отражения, которые также были заданы как функции от длины волны.

Поперечное сечение фотоэлектрического поглощения характеризует вероятность фотоэффекта, рассчитанную на один электрон. Эффективное сечение фотоэффекта зависит от энергии, длины волны и атомного номера вещества. Расчет сечения фотоэффекта GSO кристалла ( $Gd_2SiO_5$ ), допированного 1.5% церием (Ce), для модели был сделан на основе веб-программы «XCOM», которая выполняет данный тип вычислений, как для любого отдельного элемента, так и для их соединений или смеси [10]. В данных вычислениях GSO кристалл рассматривался как соединение (смесь), а результат (рис. 4а) был получен в виде сумм соответствующих величин для атомарных составляющих. Весовые коэффициенты, т.е. фракции по массе компонентов GSO и Ce, вычислены в «XCOM» по химическим формулам, а для всего соединения – по массе составляющих компонентов. Так же были вычислены длина поглощения и показатель преломления GSO:1.5% Ce кристалла как функции от энергии.

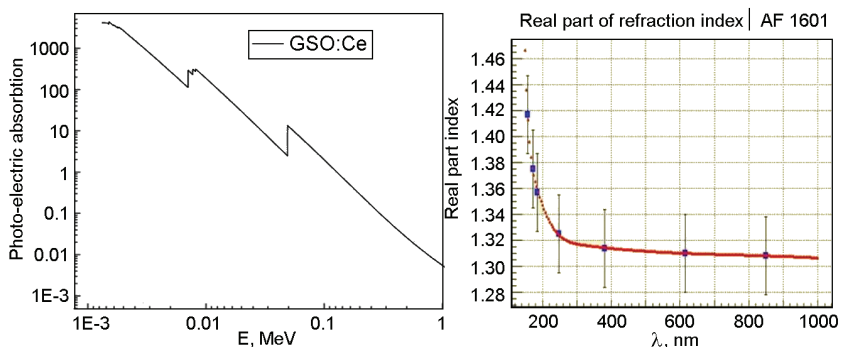


Рис.4 а) – поперечное сечение фотоэлектрического поглощения; б) – показатель преломления для материала обертки Teflon AF1601.

В результате SLitrani моделирования были получены: энергетический спектр и спектр сцинтилляции кристаллов как функции от энергии фотона; время высвечивания, потери фотонов по длине кристалла, потери фотонов в светоотражающих обертках, общие потери фотонов, квантовая эффективность регистрации как функции длины волны. Эти значения параметров были использованы для моделирования ECAL калориметра с помощью программы Geant4.

Моделирование потерь фотонов вдоль длины кристалла в пакете SLitrani проводилось при условии, что энергия радиационного источника, его перемещение по длине кристалла и расстояние до его поверхности были такими же, как и в аналогичных экспериментальных измерениях [6]. На рисунке 5 и в таблице 2 представлены значения основных параметров GSO кристалла, полученные при

Таблица 2. Сравнение значений оптических параметров GSO кристалла промоделированных и измеренных экспериментально

Оптический параметр	Измеренное значение	Промоделированное значение
Время высвечивания, нс	$420 \pm 0.5$	430
Длительность переднего фронта, нс	$17 \pm 0.03$	15
Потери световых выходов вдоль длины, %	$17.9 \pm 1.2$	16.4

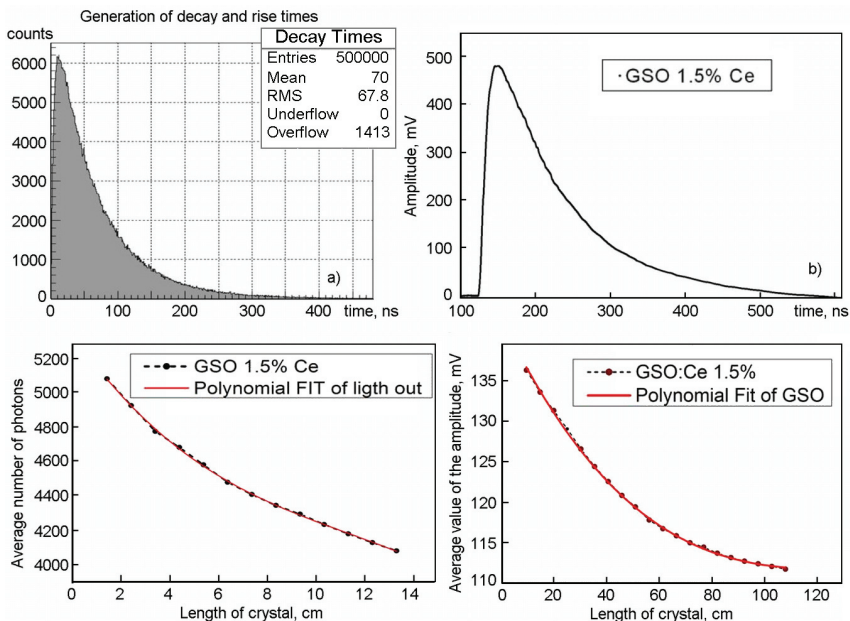


Рис.5. Значения оптических параметров GSO кристалла, полученные при моделировании (SLitrani) и в результате экспериментальных измерений: *a)* – временной спектр сигнала промоделированный, *b)* – экспериментально измеренный; *c)* – зависимость потерь фотонов по длине кристалла промоделированные и *d)* – экспериментально измеренные.

моделировании на базе пакета SLitrani и в результате экспериментальных измерений [6, 11]. Анализ результатов (табл.2, рис.5) показал, что разница промоделированной и измеренной величины потерь световых выходов по длине кристалла составляет  $\sim 3\%$ . Также получено хорошее соответствие между промоделированными и измеренными значениями времени высвечивания, длительности переднего фронта (рис. 5*a, b*), а также эмиссионными спектрами (рис. 3*a, b*). Все это подтверждает адекватность оптической модели и параметров реального GSO кристалла.

## 2.2 Исследование параметров светоотражающих оберток

Определение типа и параметров светоотражающих оберток для достижения заданного пространственного разрешения калориметра и оптимальной структуры сегментированных модулей для триггерной системы и исследование оптических свойств светоотражающих оберток (Teflon, Tyvek, Mylar и др.) было выполнено с использованием пакета SLitrani. Основные параметры светоотражающих оберток (Tyvek, Mylar) как функции от энергии, были взяты из базы данных программы SLitrani [9]. Распределение коэффициентов отражения (рис. 4б) и поглощения в зависимости от длины волны для корректного описания материала тефлона (AF1601) и майлара были вычислены, используя параметры, приведенные в [12,13].

На рисунке 6 представлен результат моделирования в пакете SLitrani потерь фотонов по длине для GSO кристалла, обернутого тефлоном, из которого следует, что большая часть фотонов теряется внутри объема материала кристалла (~ 70%). В материале светоотражающей пленки потери составляют ~ 7%, а потери на отражение и поглощение между оберткой и кристаллом ~ 8%. Результаты SLitrani моделирования потерь фотонов для различных

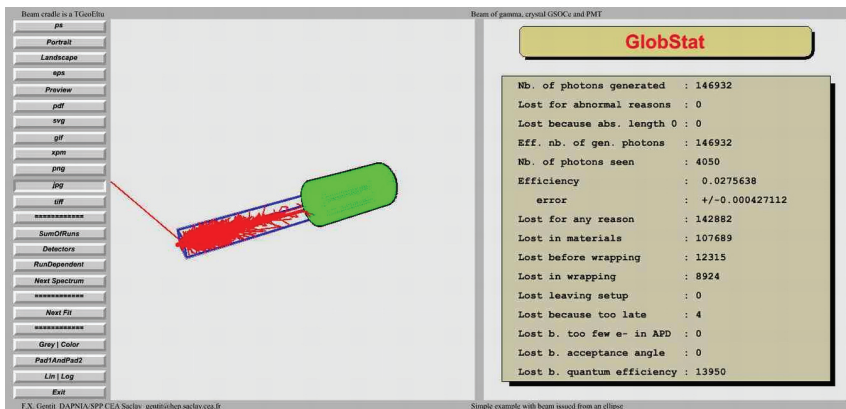


Рис. 6. Визуализация моделирования в пакете SLitrani для GSO кристалла.

Таблица. 3. Потери фотонов в светоотражающем материале

Материал светоотражающей пленки	Потери фотонов, %
Тефлон (AF1601)	7
Алюминизированный лавсан (коэффициент диффузии 0.5)	9
Алюминизированный лавсан (коэффициент диффузии 0.1)	9.9
Полированная сталь (коэффициент отражения 95%)	8.7

светоотражающих материалов оберток кристаллов приведены в таблице 3.

Вытекание электромагнитного ливня может привести к перекрестным оптическим помехам между кристаллами, т.е. к более высокой вероятности неправильной идентификации кристалла и тем самым к ухудшению пространственного разрешения калориметра. С другой стороны, зеркальное отражение имеет тенденцию уменьшать эффективность светосбора в кристалле [14]. Это связано с тем, что перенос световой энергии в кристалле, в этом случае, сопровождается многократным отражением фотонов от его поверхности. Поэтому световыход кристалла сильно зависит от углового распределения отраженного света. В этой связи, необходимо учитывать степень диффузности отражателя, от которого зависит доля отражающихся под малыми углами фотонов [4]. Считается, что диффузный отражатель дает лучшую эффективность накопления фотонов по сравнению с зеркальной поверхностью [4, 14].

### ***3 Geant4 моделирование ECAL калориметра***

Исследование параметров длинных GSO и LYSO кристаллов и ECAL калориметра, выполненного на этих типах кристаллов, с использованием светоотражающих оберток, было выполнено на основе Geant4 моделирования [15].

В моделировании были использованы разработанная оптическая модель и оптические параметры кристаллов, которые были получены в результате экспериментальных измерений и моделирования в пакете SLitranі (табл.4). Также в таблице 4 даны основные

Таблица 4. Параметры кристаллов и процессы, включенные Geant4 моделирование ECAL калориметра

Кристалл Параметр	LYSO (Ce:1.5%)		GSO (Ce:1.5%)	
	справочный	померенный	справочный	померенный
Геометрические размеры [мм]	20 x 20 x 120			
Время высвечивания: быстрая/медленная компонента [нс]	40-60/300-600	60/470	40-60	47
Коэффициент отражения	1.85	SLitranil	1.81	SLitranil
Световыход [фотоны/МэВ]	25000-32000	31000	8000-11500	8400
Длина задержания [см]	20.8	SLitranil	30.3	SLitranil
Спектр сцинтилляции		SLitranil		SLitranil
Длина поглощения [см]	–	SLitranil	–	SLitranil
Коэффициент преломления	–	SLitranil	–	SLitranil
Физические процессы	photoelectric effect, Compton and multiply scattering, gamma conversion, Bremsstrahlung, pair production			
Оптические процессы	optical absorption, Rayleigh scattering, optical scattering reflection, reflection on the interaction between surfaces			

*Примечание:* SLitranil<sup>1</sup> означает, что соответствующий параметр, получен при моделировании в пакете SLitranil, и является некоторой функцией.

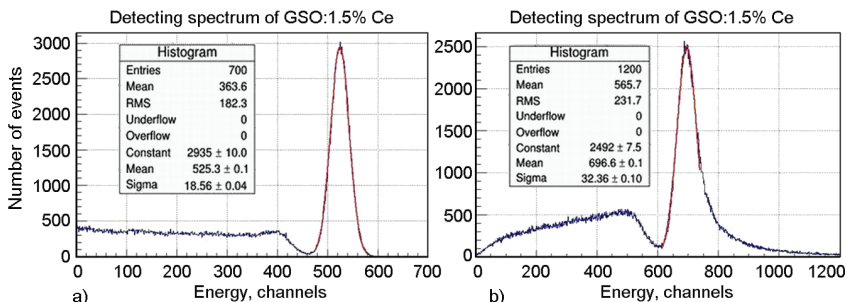


Рис.7 Моделирование энергетического спектра оптической модели GSO кристалла для положения источника гамма квантов *a)* – в центре над кристаллом и *b)* – на переднем торце кристалла.

физические и оптические процессы, включенные в Geant4 моделирование. Остальные параметры кристаллов, такие как плотность, радиационная длина, радиус Мольера, эффективный атомный номер и др., необходимые для Geant4 моделирования, были взяты из литературы [3, 5].

### 3.1 Geant4 моделирование длинных кристаллов.

На рисунке 7 представлены промоделированные энергетические спектры оптической модели GSO кристалла, для двух случаев, когда источник гамма излучения находился в центре над кристаллом (рис. 7*a*) и расположен на переднем торце кристалла (рис. 7*b*). Полученные при этом энергетические разрешения 8.3% (рис. 7*a*) и 10.8% (рис. 7*b*) совпадают со значениями экспериментальных измерений, выполненных в аналогичных условиях [6]. При моделировании сбора сгенерированных в модели GSO кристалла фотонов был выполнен с помощью разработанной модели матричного лавинного фотодиода (APD), в которой была использована вычисленная по параметрам реального APD S8664-1010 (Hamamatsu) [16] зависимость квантовой эффективности регистрации фотонов от длины волны.

### 3.2 Geant4 моделирование ECAL калориметра

Как уже было отмечено ранее, диффузный отражатель (тефлон) дает лучшую эффективность накопления фотонов по сравнению с зеркальным отражателем (майлар, миллипор, Тувек и др.). Поэтому, моделирование калориметра для эксперимента СОМЕТ было проведено с использованием оптической модели, полученной в SLitran1, с диффузным отражателем тефлон.

При моделировании калориметр был помещен в однородное магнитное поле 1 Тл (как это будет в эксперименте); «размытость» по энергии электронного пучка составляла  $105 \pm 0.5$  МэВ, а по геометрии  $\pm 1$  см. Моделирование калориметра проводилось для 2-х случаев:

- 1) каждый кристалл обернут двумя слоями тефлона (AF1601) толщиной 60 мкм;
- 2) каждый кристалл обернут тефлоном, и они были сгруппированы в модули из 4 ( $2 \times 2$ ) кристаллов, обернутые майларом, чтобы определить оптимальную структуру сегментации кристаллов для выработки сигнала триггера.

Результат моделирования калориметра на кристаллах, обернутых тефлоном, представлен на рисунке 8. Энергетическое разрешение калориметра, выполненного на GSO кристаллах, составило  $\sim 6\%$  (рис. 8 *d*), а LYSO кристаллах  $\sim 4.8\%$  (рис. 8 *c*), что совпадает с экспериментально измеренными значениями на 105 МэВ электронном пучке прототипов калориметра [17]. На рисунке 8 *a* показан промоделированный спектр энерговыделения в калориметре на GSO кристаллах, обернутых тефлоном (при размытии электронного пучка по геометрии  $\pm 1$  см), а на рисунке 8 *b* – энергетический спектр калориметра при сегментации GSO кристаллов в “майларовые” модули по 4 ( $2 \times 2$ ) кристалла (при размытии электронного пучка по геометрии  $\pm 6$  см).

Как следует из анализа результатов (рис. 8 *a*, *b*), объединение кристаллов в модули по 4 ( $2 \times 2$ ) кристалла, обернутые майларом, ухудшает энергетическое разрешение калориметра. В этом случае структура калориметра становится неоднородной, а величина по-

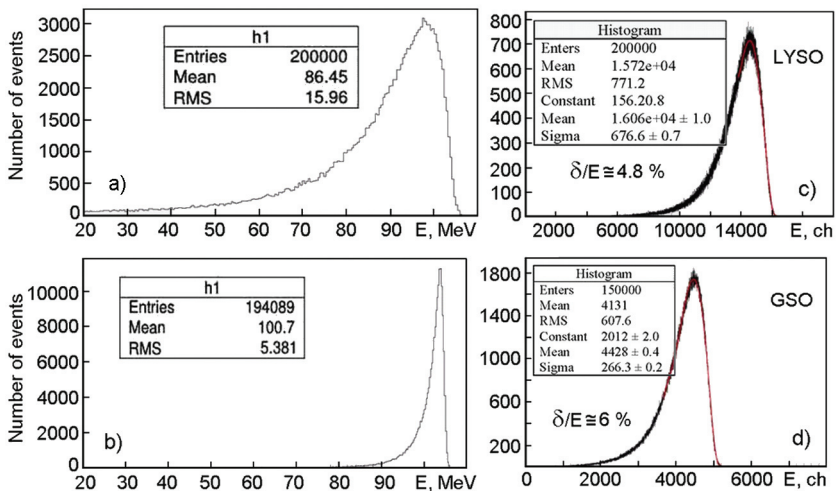


Рис.8. Моделирование ECAL калориметра в однородном магнитном поле 1 Тл на пучке электронов с энергией 105 МэВ: *a)* – энерговыделение в калориметре при сегментации GSO кристаллов в “майларовые” модули; *b)* – энерговыделение в калориметре на GSO кристаллах, обернутых тефлоном; *c)* – энергетический спектр калориметра на LYSO кристаллах; *d)* – энергетический спектр калориметра на GSO кристаллах

терь энергии (фотонов) внутри калориметра зависит не только от процессов рассеяния и поглощения на материале кристалла и обочек, но и от траектории электронного пучка. Учитывая, что в калориметре эксперимента COMET все треки электронов, падающих на поперечную поверхность калориметра, являются криволинейными, эта неоднородность будет приводить к ошибкам регистрации энерговыделения электронов в калориметре, и, как следствие, ухудшать энергетическое разрешение. Поэтому сегментирование кристаллов в модули для выработки триггера целесообразно выполнить на уровне логических сигналов, т.е. объединением в модули из 4 (2×2) кристаллов без обертки в майларовую пленку.

Таким образом, оптимальная структура калориметра может быть следующей:

- боковые поверхности кристаллов должны иметь диффузное отражение, т.е. должны быть обернуты тефлоном для улучшения эффективности накопления фотонов за счет диффузного отражения и для поперечной однородности калориметра;
- передняя торцевая поверхность кристаллов должна иметь зеркальное отражение, т.е. может быть обернута пленкой майлара, миллипора, Tyvek и др. для улучшения светосбора.

Это существенно улучшит сбор фотонов в калориметре и, следовательно, энергетическое разрешение.

#### ***4. Выводы.***

Так как кристаллы, выбранные в качестве кандидатов для создания калориметра СОМЕТ эксперимента, имеют неоптимальную геометрию, были проведены исследования методов, позволяющих скомпенсировать ухудшение параметров калориметра. А именно, экспериментальное и с помощью программ SLitrani и Geant4 изучение потерь фотонов по длине кристалла; изучение параметров и типов светоотражающей обертки, для достижения заданного энергетического и пространственного разрешения калориметра, а также, оптимальной структуры сегментированных модулей для триггерной системы.

Как следует из анализа результатов, требуемые значения энергетического и координатного разрешения в эксперименте СОМЕТ, могут быть достигнуты, когда боковые поверхности кристаллов обернуты тефлоном, а передняя торцевая поверхность имеет зеркальное отражение. Сегментирование кристаллов в модули для выработки триггера лучше выполнить на уровне логических сигналов без обертывания в майларовую пленку.

#### ***Литература***

1. Y.Kuno, Y. Okada, Rev Mod. Phys., 73, 151 (2001).
2. Y.G. Cui (Brookhaven) et al. (СОМЕТ Collaboration), KEK-2009-10, 208 (2009).

3. [http://www.omegapiezo.com/crystal\\_scintillators.html](http://www.omegapiezo.com/crystal_scintillators.html);  
<http://www.vniia.ru/rgamo/literat/obzor/doc/obzorrus.pdf>;  
[http://www.greenstar.ru/articles/cpektrometruchekue\\_komplekcs.pdf](http://www.greenstar.ru/articles/cpektrometruchekue_komplekcs.pdf);  
<http://www.isma.kharkov.ua/eng/>
4. М.Е. Глобус, Б.В. Гринев. Неорганические сцинтилляторы. Новые и традиционные материалы. – Харьков: АКТА, 2000, 408 с.
5. Woo Gyo Lee et al., J. of Nucl. Science and Technology, Supp. 5, 572 (2008).
6. V. Kalinnikov, E. Velicheva, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, Letters, 11, 418, (2014).
7. Janeczek M. IEEE Transactions on Nuclear Science 59(3), 490 (2012).
8. G. Graham, H. Yamamoto. NIM A307, 240 (1991).
9. F.X. Gentit, CMS-NOTE-2001-044, (Oct. 2001); <http://gentitfx.fr/SLitrani/>
10. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1-t.html>
11. V. Kalinnikov, E. Velicheva, COMET-doc-108-v1.
12. Min K. Yang, Roger H. French, Edward W. Tokarsky, Optical properties of Teflon® AF amorphous Fluoropolymers, - J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS 7 (3), 033010 (Jul–Sep 2008)
13. Андреев С.В., Губанова Л.А. Исследование оптических постоянных металлов // Оптические и лазерные технологии, сборник статей, Санкт-Петербург, 2001,-С. 74-83
14. Шульц Ф. Дегенхардт К., Грисмер Д., Стивен И., Патент на изобретение №: 2476906. (Steven E , Carsten D., Volkmar Schulz V. Patent WO2009024895 A3).
15. Agostinelli S. et al. GEAN4 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth, A506, 250 (2003)
16. <http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/3002/H1949/>
17. Kou Oishi, 14th COMET International CM, September 22-26, 2014, Tbilisi, Georgia.

МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФФУЗИИ ЧАСТИЦ  
В ОБЛАСТЬ ГАЛО И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ  
МОДЕЛИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ КОЛЛИМАЦИИ  
БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА

А.И. Сытов <sup>1,2,3</sup>, И.В. Сафронов <sup>2</sup>

<sup>1</sup>*НИИ ЯП Белорусского государственного университета,  
г. Минск, Беларусь*

<sup>2</sup>*Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь*

<sup>3</sup>*Национальный институт ядерной физики,  
Университет г. Феррары, Италия*

***1 Введение.***

Работа посвящена моделированию системы коллимации на основе изогнутых кристаллов на Большом адронном коллайдере (БАК) [1]. При коллимации изогнутый кристалл становится дефлектором частиц, достигших опасно высокой амплитуды бетатронных или синхротронных колебаний и угрожающих стабильной работе всего ускорителя (гало частиц). Преимуществом кристалла является большой угол отклонения частиц и значительно меньшие их потери по сравнению с аморфным коллиматором. Это может стать основой для проекта модернизации Большого адронного коллайдера, в ходе которой светимость пучков возрастет в несколько раз по сравнению с проектной. В этом случае вследствие ядерных реакций внутри аморфного коллиматора использование последнего может стать недостаточным из-за низкой эффективности отклонения частиц и их значительных потерь. Незахваченные коллиматором частицы

и поток вторичных частиц представляют угрозу для стабильной работы сверхпроводящих магнитов и создают дополнительные шумы в детекторах. Изогнутые кристаллы позволяют отклонять большинство частиц непосредственно в поглотитель за одно прохождение кристалла.

В данной работе предлагаются методы моделирования входного распределения пучка при падении на кристалл и проводится моделирование эффективности системы коллимации. Моделирование проводится при помощи программы CRYSTAL [2,3], в которой реализуется Монте-Карло моделирование траекторий частиц в усредненном межплоскостном потенциале с учетом рассеяния на ядрах и электронах, неупругих и ионизационных потерь энергии частиц.

## ***2 Аналитическая модель диффузии гало в области коллимации на БАК.***

Движение частиц в ускорителе в поперечной плоскости можно определить как комбинацию бетатронных и синхротронных колебаний. Бетатронные колебания возникают благодаря магнитному полю фокусирующих и дефокусирующих квадруполов. Поперечные координаты и углы частиц, изменяющиеся за счет бетатронных колебаний, можно записать в виде [4]:

$$x = x_b \cos \psi_b, \quad (1)$$

$$\theta = \frac{dx}{ds} = -\frac{x_b}{\beta} \left( \sin \psi_b - \frac{1}{2} \frac{d\beta}{ds} \cos \psi_b \right) = -\frac{x_b}{\beta} (\sin \psi_b + \alpha \cos \psi_b), \quad (2)$$

где  $x_b = \sqrt{\beta \varepsilon}$  и  $\psi_b$  – соответственно амплитуда и фаза бетатронных колебаний,  $\varepsilon$  – эмиттанс,  $\alpha$  и  $\beta$ -функции – так называемые параметры Твисса,  $s$  – продольная координата в ускорителе,  $d\psi_b/ds = 1/\beta$ .

Физическая причина синхротронных колебаний заключается в отклонении траекторий частиц от оптимальной фазы высокочастотных резонаторов и, следовательно, отклонение импульсов частиц

от заданного значения  $\Delta p/p = \delta_p \neq 0$ . Образующееся отклонение частицы в поперечном направлении можно выразить, используя дисперсию  $D$  и ее первую производную  $D' = dD/ds$  [5]:

$$x = x_s \cos \psi_s = D \delta_p \cos \psi_s, \quad (3)$$

$$\theta = \frac{dx}{ds} = D' \delta_p \cos \psi_s, \quad (4)$$

где  $x_s$  – амплитуда синхротронных колебаний.

Комбинация бетатронных и синхротронных колебаний может быть записана как:

$$x = x_b \cos \psi_b + x_s \cos \psi_s, \quad (5)$$

$$\theta = \frac{dx}{ds} = -\frac{x_b}{\beta} (\sin \psi_b + \alpha \cos \psi_b) + D' \delta_p \cos \psi_s. \quad (6)$$

Частицы со слишком большими значениями амплитуд  $x_b$  или  $x_s$  (или обеих) называются гало пучка.

Чтобы построить модель диффузии, мы должны определить диффузионный шаг  $\lambda$ , как средний рост амплитуды колебаний за один оборот по ускорителю. Будем рассматривать только коллимацию бетатронного гало. Моделирование динамики гало пучка в ускорителе можно начать с момента попадания частицы в область коллимации, т.е. когда ее амплитуда бетатронных колебаний достигает значения  $x_0 = x_c - x_s$ , и частица уже может попасть на край кристалла при координате  $x_c$ . Средний рост амплитуды бетатронных колебаний  $x_b$  после  $n$  оборотов в ускорителе составит:

$$\Delta x_b = x_n - x_0 = n\lambda. \quad (7)$$

Условие попадания частицы на кристалл:  $x > x_c$ . Это условие можно достичь при различных комбинациях фаз  $\psi_b$  и  $\psi_s$  около 0 (благодаря малому значению  $n\lambda$ ). Их максимальное абсолютное значение можно соответственно найти из условий:

$$(x_0 + n\lambda) \cos \psi_b + x_s - x_c = 0; \psi_s = 0, \quad (8)$$

$$x_0 + n\lambda + x_s \cos \psi_s - x_c = 0; \psi_b = 0. \quad (9)$$

Раскладывая  $\cos \psi_{b,s}$  в ряд и пренебрегая слагаемыми третьего порядка малости, получаем:

$$|\psi_b|_{\max} = \sqrt{\frac{2n\lambda}{x_0 + n\lambda}}, \quad |\psi_s|_{\max} = \sqrt{\frac{2n\lambda}{x_s}}. \quad (10)$$

В соответствии с соотношением (5), которое является суммой двух независимых гармонических колебаний, можно заметить, что область попадания частиц на кристалл – эллипс, заключенный между линиями  $\psi_b = \pm |\psi_b|_{\max}$  и  $\psi_s = \pm |\psi_s|_{\max}$ . Площадь эллипса равна  $\pi |\psi_b|_{\max} |\psi_s|_{\max}$ . Интервал изменения фаз:  $(-\pi, \pi)$ . Следовательно, площадь области всевозможных фаз  $\psi_b$  и  $\psi_s$  равна  $4\pi^2$ . Таким образом, вероятность попадания на кристалл на  $n$ -ном обороте при фиксированной амплитуде синхротронных колебаний запишется как отношение между двумя полученными площадями:

$$p_n = \frac{\pi |\psi_b|_{\max} |\psi_s|_{\max}}{4\pi^2} = \frac{1}{2\pi} \frac{n\lambda}{\sqrt{(x_0 + n\lambda)x_s}} \approx \frac{n\lambda}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{x_0 x_s}}. \quad (11)$$

При этом необходимо усреднить величину  $1/\sqrt{x_0 x_s}$ . Распределение амплитуд колебаний  $x_0$  и  $x_s$  было принято гауссовым. Эта величина может быть рассчитана один раз численно. Для нашей модели важно только, что это значение является константой. Таким образом, вероятность попадания частицы на кристалл на  $n$ -ном обороте может быть записана как:

$$p_n = \frac{n\lambda}{2\pi} \left\langle \frac{1}{\sqrt{x_0 x_s}} \right\rangle = an, \quad (12)$$

где  $a$  – константа. Вероятность непопадания частицы на кристалл на  $n$ -ном обороте в ускорителе, следовательно, равна  $1 - p_n$ . Вероятность попадания частицы на кристалл после  $n$  оборотов, т.е. вероятность  $n-1$  непопаданий и попадания на  $n$ -ном обороте равно:

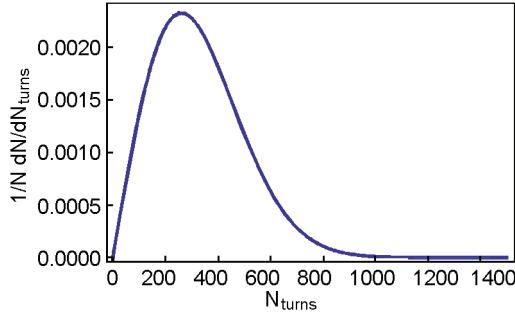


Рис. 1. Распределение количества оборотов частицы, необходимого для попадания на кристалл в планируемом эксперименте по коллимации на Большом адронном коллайдере.

$$P_n = p_n \prod_{i=0}^{n-1} (1 - p_i) = an \prod_{i=0}^{n-1} (1 - ai), \quad (13)$$

что при разложении на множители и замене интегралов на суммы дает:

$$P_n \approx ane^{-\frac{1}{2}an^2}. \quad (14)$$

Важно отметить, что предположение о большом количестве оборотов является правильным, поскольку его среднее значение превышает 200 для планируемого эксперимента на Большом адронном коллайдере [1], как показано на рисунке 1.

Распределение роста амплитуды бетатронных колебаний на входе в кристалл может быть записано в виде:

$$p_{\Delta x_b}(\Delta x_b) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n p_{n\Delta x_b}(\Delta x_b) = \sum_{n=0}^{\infty} ane^{-\frac{1}{2}an^2} p_{n\Delta x_b}(\Delta x_b), \quad (15)$$

где  $p_{n\Delta x_b}(\Delta x_b)$  – распределение роста амплитуды на  $n$ -ном обороте. Поскольку при возрастании амплитуды имеет место сложение большого количества малых случайных возмущений, логично предположить, что распределение  $p_{n\Delta x_b}(\Delta x_b)$  может быть определено как распределение Пуассона:

$$p_{n\Delta x_b}(\Delta x_b) = \frac{(\Delta x_b / \lambda)^n}{n!} e^{-\Delta x_b / \lambda}. \quad (16)$$

Так как мы определяем это как распределение количества оборотов по ускорителю, необходимого для достижения частицей амплитуды бетатронных колебаний, равной  $x_0 + \Delta x_b$ , то распределение роста амплитуды бетатронных колебаний при попадании на кристалл запишется в виде:

$$p_{\Delta x_b}(\Delta x_b) = \sum_{n=0}^{\infty} a n e^{-\frac{1}{2} a n^2} \frac{(\Delta x_b / \lambda)^n}{n!} e^{-\Delta x_b / \lambda}. \quad (17)$$

Важно подчеркнуть, что это распределение не зависит от физической природы возмущения частиц. Необходимо знать только диффузионный шаг  $\lambda$  в области коллимации и среднеквадратичные амплитуды бетатронных и синхротронных колебаний  $\sigma_0$  и  $\sigma_s$  как входные параметры. Чтобы смоделировать прицельный параметр (по формуле (5)):

$$\Delta = x - x_c = x_b \cos \psi_b + x_s \cos \psi_s - x_c \quad (18)$$

и угол падения частицы на кристалл (6), необходимо получить четыре независимые случайные величины:  $\Delta x_b$ ,  $x_s$ ,  $\psi_b$  and  $\psi_s$ . Первые две из них можно получить как обратные функции распределений –  $F_{x_s}^{-1}$ ,  $F_{\Delta x_b}^{-1}$  соответственно. Эти функции были рассчитаны численно и проинтерполированы. Фазы  $\psi_b$  и  $\psi_s$  – равномерно распределенные величины в области попадания на кристалл (см. (8-9)). Таким образом, амплитуды и фазы могут быть получены как:

$$x_s = F_{x_s}^{-1}(\xi_1); \quad (19)$$

$$x_b = x_c - x_s + F_{\Delta x_b}^{-1}(\xi_2); \quad (20)$$

$$\psi_s = \left| \psi_s \right|_{\max} \sqrt{\xi_3} \cos(2\pi\xi_4); \quad (21)$$

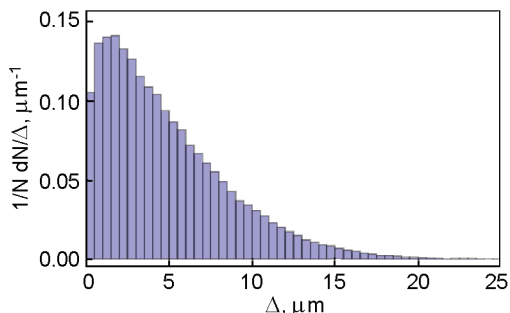


Рис. 2. Распределение прицельного параметра падения частиц на кристалл в планируемом эксперименте по коллимации на Большом адронном коллайдере.

$$\psi_b = |\psi_b|_{\max} \sqrt{\xi_3} \sin(2\pi\xi_4), \quad (22)$$

где  $\xi_1$ ,  $\xi_2$ ,  $\xi_3$  и  $\xi_4$  – независимые случайные величины, равномерно распределенные в интервале  $(0,1)$ .  $|\psi_b|_{\max}$  и  $|\psi_s|_{\max}$  могут быть получены из (8-9) при замене  $n\lambda$  на  $\Delta x_b$ . Этот метод позволяет моделировать входное распределение на несколько порядков быстрее, чем в явном численном эксперименте. Компьютерное время генерации входного распределения по формулам (19-22) пренебрежимо мало по сравнению со временем, требуемым для расчета траектории частицы в кристалле и ускорителе. Полученные этим методом распределения прицельного параметра и входного угла приведены на рисунках 2, 3. Это распределение использовалось при моделировании системы коллимации Большого адронного коллайдера.

### **3 Моделирование динамики пучка в ускорителе и кристалле.**

Для моделирования траекторий заряженных частиц в кристалле была разработана программа CRYSTAL [2,3]. Она включает 1D и 2D модели. Первая модель была разработана для моделирования движения заряженных частиц в поле кристаллических плоскостей

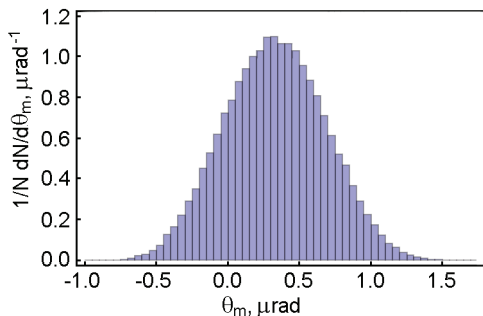


Рис. 3. Распределение угла падения частиц на кристалл в планируемом эксперименте по коллимации на Большом адронном коллайдере.

и использовалась для расчета отклонения частиц посредством плоскостного каналирования в изогнутом кристалле. 2D модель позволяет рассчитывать траектории частиц в поле кристаллических плоскостей и может применяться для моделирования осевого каналирования или многократного объемного отражения в одном кристалле [6-8]. В данной работе использовалась только одномерная модель.

Главное преимущество данной программы заключается в универсальности алгоритма. Это достигается благодаря сплайн-интерполяции всех основных функций: межплоскостного (осевого) потенциала, электростатического поля, ядерной и электронной плотности. Коэффициенты интерполяции содержатся во входных файлах, позволяя использовать тот же алгоритм для различных кристаллов и их ориентации.

Другое преимущество сплайн интерполяции – скорость вычислений. Например, для расчета любой функции в одномерной модели требуется только 10 математических операций.

В простейшем случае для Большого адронного коллайдера (протоны энергией 7 ТэВ, проходящие через кристалл длиной в несколько мм, в ориентации каналирования) скорость вычисления достигала 100 000 траекторий в кристалле в минуту на ядро процессора Intel Core i7. Программа также имеет возможность расчета

в параллельном режиме на суперкомпьютере. В программу включена процедура перебора начальных данных, благодаря которой за один расчет можно смоделировать траектории частиц для таблицы начальных параметров таких, как длина, угол изгиба кристалла, его ориентации и т.д.

Для моделирования динамики пучка в ускорителе была разработана специальная программа, учитывающая бетатронные и синхротронные колебания. Бетатронные колебания рассчитываются по формулам (1-2). Последний эффект моделируется путем решения системы дифференциальных уравнений [9], в качестве зависимых переменных в которых выступают энергия и фаза частицы при прохождении высокочастотных резонаторов. Ионизационные потери [10], как и потери энергии при квазиупругом рассеянии на ядрах [11], моделируемые в кристалле, являются источниками потерь энергии.

Все необходимые параметры для Большого адронного коллайдера были взяты из официальных источников [12-13]. Полученная программа проверяет последовательно возможные столкновения частиц со всеми коллиматорами. Также моделируется смещение тьюна благодаря объемному заряду в точках взаимодействия [14] и хроматичность [15]. Кроме этого включена опция модифицированного метода Монте-Карло [16]. Этот метод рассматривает статистический вес каждой частицы, который равен 1 в начале траектории и уменьшается в зависимости от вероятности ядерного взаимодействия в кристалле. Эта вероятность рассчитывается вдоль моделируемой траектории и мала для каналирующих частиц.

Таким образом, полученная программа позволяет смоделировать систему коллимации Большого адронного коллайдера в планируемом на 2015 г. эксперименте по коллимации на основе изогнутых кристаллов [1].

Экспериментальная конфигурация системы коллимации БАК на основе изогнутых кристаллов [1] представляет собой кристалл как первичный коллиматор, помещенный на расстоянии  $6\sigma$  от центра пучка ( $\sigma$  – среднеквадратичная амплитуда бетатронных

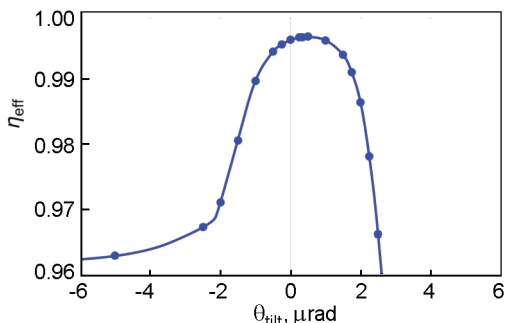


Рис. 4. Зависимость эффективности коллимации от ориентации кристалла.

колебаний), и вторичный коллиматор TCSG.6R7.B1, установленный ниже по пучку на расстоянии  $7\sigma$  [1], а также ряд коллиматоров, установленных в различных точках Большого адронного коллайдера, предназначенных для перехвата как бетатронного, так и синхротронного гало, расположенных на  $7.5\sigma - 900\sigma$  [1,13]. Эксперимент по коллимации на БАК – эксперимент по выводу бетатронного гало. Коллиматоры на Большом адронном коллайдере расположены симметрично с обеих сторон относительно пучка.

В эксперименте по выводу [1] горизонтального гало планируется использовать кристалл кремния длиной 4 мм и изогнутый на 50 мкрад вдоль плоскостей (110). Входное распределение гало частиц при падении на кристалл было получено в разделе 1 [3], изображенное на рисунках 2-3.

Зависимость эффективности коллимации от ориентации кристалла изображена на рисунке 4 [3]. Полученные точки были рассчитаны со статистикой от  $10^5$  до  $10^7$  частиц. Максимальная эффективность коллимации достигает 99.66%.

#### 4 Выводы.

Разработана модель диффузии гало пучка в области коллимации. Эта модель позволяет быстро смоделировать входное распределение гало частиц при падении на кристалл с учетом бетатронных

и синхротронных колебаний. Она не зависит от природы увеличения амплитуды колебаний при условии медленной диффузии, что делает ее универсальной.

Также разработана программа моделирования динамики пучка в ускорителе с учетом бетатронных и синхротронных колебаний. При помощи разработанных программ был смоделирован планируемый эксперимент по системе коллимации Большого адронного коллайдера на основе изогнутых кристаллов. Была рассчитана эффективность коллимации в зависимости от угла наклона кристалла. Максимальная эффективность достигает 99.66%. Таким образом система коллимации на основе изогнутых кристаллов является перспективным методом для удаления гало из Большого адронного коллайдера и других ускорителей.

Работа поддерживается грантом Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования Республики Беларусь Ф14МВ-010.

### *Список литературы*

- 1 Mirarchi D. Final layout and expected cleaning for the first crystal-assisted collimation test at the LHC / D. Mirarchi et al. // Proc. of International Particle Accelerator Conference, Dresden, Germany, June 15-20, 2014. – MOPRI110.
- 2 Сытов А.И. Применение изогнутого кристалла для вывода протонного пучка из накопительного кольца / А.И. Сытов // Вестник БГУ. – 2014. – Сер. 1. №2. – С. 48-52.
- 3 Sytov A.I., CRYSTAL simulation code and new coherent effects in bent crystal at the LHC / A.I. Sytov, V.V. Tikhomirov // Submitted to Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. – Preprint: arXiv: 1412.0110 [physics.acc-ph]. – 2014. – 18 p. – Mode of access: <http://arxiv.org/abs/1412.0110> – Date of access: 29.11.2014.
- 4 Tikhomirov V.V. The miscut angle influence on the future LHC crystal based collimation system / V.V. Tikhomirov, A.I. Sytov // Problems of Atomic Science and Technology (Kharkov, Ukraine). – 2012. – Vol. 57 N1. – P. 88-92.
- 5 Previtali V. Performance evaluation of a crystal-enhanced collimation

- system for the LHC / V. Previtali // EPFL Thesis, No. 4794, Lausanne, 2010. – 203 p.
- 6 Tikhomirov V.V. Multiple volume reflection from different planes inside one bent crystal / V.V. Tikhomirov // Phys. Lett. B – 2007. – Vol. 655. – P. 217–222.
  - 7 Guidi V. On the observation of multiple volume reflection from different planes inside one bent crystal / V. Guidi, A. Mazzolari, V.V. Tikhomirov // J. Appl. Phys. – 2010. – Vol. 107, Issue 11. – P.114908.
  - 8 Tikhomirov V.V. Multiple volume reflection as an origin of significant scattering intensity and radiation power increase/ V.V. Tikhomirov, A.I. Sytov // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. – 2013. – Vol. 309. – P. 109-114.
  - 9 Коломенский А.А. Теория циклических ускорителей / А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев // М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1962. – 352 с.
  - 10 Biryukov V. Crystal channeling and its application at high energy accelerators / V. Biryukov, Y. Chesnokov, V. Kotov // Springer–Verlag, 1997. – 219 p.
  - 11 Baishev I.S., The STRUCT program user’s reference manual / I.S. Baishev et al // Mode of access: <http://www-ap.fnal.gov/users/drozhdin/>. – Date of access: 31.08.2012. – 43 p.
  - 12 LHC Optics Web Home // CERN [Electronic resource]. – Mode of access: <http://lhc-optics.web.cern.ch/lhc-optics/www/>. – Date of access: 05.12.2014.
  - 13 Crystal Collimation // CERN [Electronic resource]. – Mode of access: <http://lhc-optics.web.cern.ch/lhc-optics/www/>. – Date of access: 01.08.2014.
  - 14 Brüning O.S. What do we need to understand and optimize the LHC? / O.S. Brüning // Proc. of 2nd Evian 2010 Workshop on LHC Beam Operation, Evian-les-bains, France, December 7-9, 2010. – P. 85-89.
  - 15 Steinhagen R.J. Tune and chromaticity diagnostics / R.J. Steinhagen // CERN, Geneva, Switzerland. – Mode of access: <http://cds.cern.ch/record/1213281/files/p317.pdf>. – Date of access: 04.03.2014. – 43 p.
  - 16 Соболев И.М. Метод Монте-Карло / И.М. Соболев // М.: Наука, 1968. – 64 с.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
УРАНА В МИШЕНЯХ ДЛЯ НАРАБОТКИ  $^{99}\text{Mo}$   
НЕРАЗРУШАЮЩИМ МЕТОДОМ ГАММА-  
ПЛОТНОМЕТРИИ

А.В. Кремер, Ю.А. Кушнир, А.А. Леоненко, Д.А. Леоненко,  
Ю.И. Лещенко, А.П. Малков, В.С. Романовский, А.И. Теллин

*Открытое акционерное общество «Государственный научный центр –  
Научно-исследовательский институт атомных реакторов»  
г. Димитровград, Ульяновская обл., Россия, 433510*

### ***1 Введение.***

Целевые радионуклиды для нужд медицины, науки и промышленности получают облучением в ядерных реакторах сырьевых материалов. Эти материалы размещают в мишенях, загружаемых в экспериментальные устройства. Такие мишени должны проходить один из этапов проверки выполнения требований безопасности – контроль неравномерности распределения стартового ядерного материала (ЯМ) или смеси в сердечнике мишени.

В частности, для наработки  $^{99}\text{Mo}$  изготавливают сердечники из сплава урана и алюминия. В этих мишенях распределение локальной массы урана по длине сердечника определяют с помощью установки УИРУМ-С и оригинальной методики измерений, также разработанной в ОАО «ГНЦ НИИАР». Установка состоит из гамма-спектрометра на базе сцинтилляционного детектора, шагового двигателя в системе перемещения мишени и радиоизотопного источника на основе изотопа  $^{55}\text{Fe}$ .

## **2 Метод измерения.**

Метод измерения локальной массы урана основан на измерении коэффициента пропускания внешнего рентгеновского излучения от изотопа  $^{55}\text{Fe}$  с широким энергетическим спектром в диапазоне (30 – 220) кэВ. Локальная масса урана (ЛМУ) в просвечиваемом участке сердечника определяется по измеренному спектру пропускания, который определяется как отношение потока квантов, прошедшего через образец, к потоку без образца (опорному). Поскольку опорный спектр излучения непрерывный, в результате измерения образца получается набор (спектр) значений коэффициентов пропускания, вычисленных для каждого канала анализатора (канал соответствует энергии 1,4 кэВ.) Каждому каналному значению коэффициента пропускания соответствует вычисленное значение ЛМУ на просвечиваемом участке сердечника. Результатом измерения является среднее по спектру масс в определённом диапазоне каналов (энергий) значение ЛМУ. Усреднение по нескольким десяткам каналных значений, измеренных одновременно, обеспечивает надежность и точность результатов измерения.

## **3 Алгоритм вычисления локальной массы урана.**

Интенсивность моноэнергетического пучка излучения  $I$ , прошедшего через слой поглощающего материала толщиной  $x$ , уменьшается по сравнению с начальной интенсивностью пучка  $I_0$  в соответствии с уравнением [1]

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot m\right), \quad (1)$$

где  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления,  $\text{см}^{-1}$ , который учитывает эффекты когерентного и некогерентного рассеяния и истинного поглощения в материале;  $x$  – толщина материала, см;  $\rho$  – плотность вещества,  $\text{г}/\text{см}^3$ ;  $m$  – поверхностная плотность, т.е. масса, прихо-

дящаяся на единицу площади,  $\text{г/см}^2$ ;  $\frac{\mu}{\rho}$  – массовый коэффициент ослабления,  $\text{см}^2/\text{г}$ .

Для сложных веществ, состоящих из нескольких элементов, коэффициент  $\frac{\mu}{\rho}$  определяется через массовые коэффициенты составляющих элементов. Это возможно потому, что поглощение и рассеяние рентгеновских квантов осуществляется в основном внутренними электронами, состояние которых не зависит от агрегатного состояния вещества и его химических связей.

Суть метода заключается в измерении коэффициента пропускания  $T(E)$  сердечника из двухэлементного сплава  $\text{UAl}_x$ , для которого при определенной энергии  $E_i$  справедливо выражение:

$$\ln T(\diamond) = -\left(m_U * \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_U(E) + m_{Al} * \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Al}(E)\right), \quad (2),$$

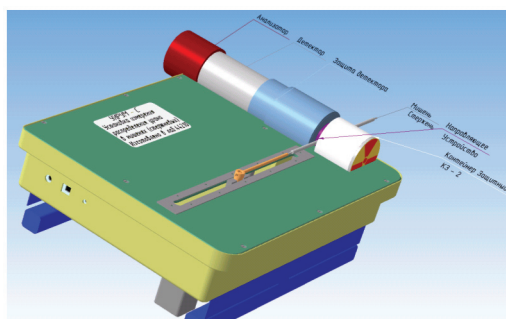
где  $m_U$  и  $m_{Al}$  – поверхностные плотности урана и алюминия на площади  $S$  (площадь сердечника, просвечиваемая пучком) соответственно.

При известной геометрии пучка поверхностная плотность урана находится из выражения (2). При этом параметры  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_U(E)$  и  $m_{Al} * \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{Al}(E)$  определяют экспериментально с использованием контрольных образцов урана и алюминия.

Алгоритм определения спектра масс в просвечиваемых объемах исследуемого образца опирается на паспортные данные по его диаметру и справочные данные по плотности алюминия, урана и основного интерметаллида  $\text{UAl}_3$  в сплаве.

#### **4 Описание измерительной установки.**

Установка УИРУМ-С позволяет измерять распределение локальной массы урана в стержневых сердечниках в форме цилиндра диаметром  $\sim 4,8$  мм и длиной до 200 мм. Основной целью установки является измерение и анализ характеристик распределения локальной массы урана (ЛМУ) по длине сердечника с последующей



Измерительный блок в сборе

Рис. 1. Измерительный блок в сборе.

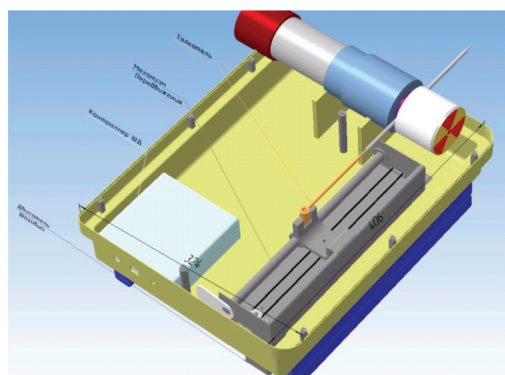


Рис. 2. Размещение блоков измерительного узла установки УИРУМ-С.

отбраковкой сердечников с критическими значениями неоднородностей.

Основу установки составляют: источник рентгеновского излучения типа РЖ55-03 на основе изотопа  $^{55}\text{Fe}$ , сцинтилляционный детектор с многоканальным анализатором спектра гамма излучений, а также устройство перемещения сердечника на базе шагового двигателя и контроллера.

На рис. 1 показано расположение привода и измерительного узла, а на рис. 2 показано относительное размещение блоков измерительного узла.

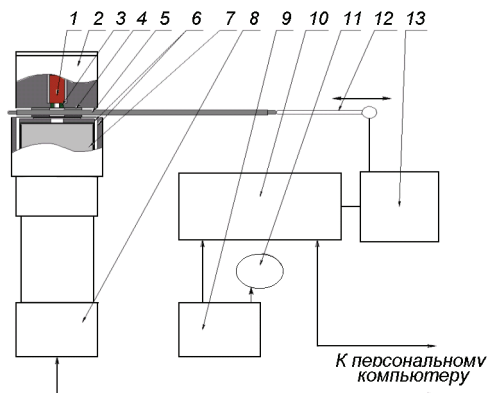


Рис. 3 - Блок-схема установки: 1 – источник РИ; 2 – контейнер защитный; 3 – коллиматор вольфрамовый; 4 – направляющая втулка; 5 – сердечник  $UAl_x$ ; 6 – защита детектора; 7 – сцинтиллятор  $NaI(Tl)$ ; 8 – анализатор digiBASE; 9 – блок питания контроллера ШД; 10 – контроллер ШД; 11 – вентилятор; 12 – толкатель; 13 – привод толкателя с ШД.

Блок-схема управления шаговыми двигателями и анализатором излучений источника приведена на рис. 3.

### 5 Спектрометр.

Прошедший через образец пучок рентгеновского и гамма-излучения регистрируется спектрометром, состоящим из двух блоков:

- сцинтилляционный детектор ORTEC 905-3 с кристаллом  $NaI(Tl)$  размером 2×2 дюйма, помещенный в защитный свинцовый корпус;
- многоканальный анализатор спектра ORTEC digiBASE, включающий предусилитель, источник высокого напряжения (0–1200 В) и многоканальный анализатор (1024 каналов) в одном компактном корпусе с выходом USB для соединения с компьютером.

Анализатор работает в комплекте с программой MAESTRO-32, входящей в семейство программных продуктов CONNECTION, поставляемых в комплекте с анализатором. На базе этих продуктов было разработано прикладное специальное программное обеспе-

чение SPCU, в котором реализованы управление установкой и методика измерений (МИ) локальной массы урана [2].

### **6 Система перемещения образцов.**

Привод, предназначенный для перемещения сердечников, состоит из следующих узлов:

- модуль привода горизонтального перемещения толкателя с шаговым двигателем типа KE56HM2-X58;
- контроллер управления шаговыми двигателями (ШД) типа TSMC №0031;
- вентилятор для охлаждения контроллера.

Горизонтальное перемещение сердечника осуществляется вдоль одной оси с помощью толкателя модуля привода с шаговым двигателем. Шаговый двигатель управляется программой SPCU с помощью контроллера. Привод обеспечивает перемещение толкателя на длине до 200 мм. В начальное положение сердечник устанавливается вручную так, что он упирается в толкатель. Начальное положение толкателя и координаты последующих положений сердечника задаются программным путём. Калибровка привода и определение коэффициентов преобразования осуществляется автоматически после запуска программы.

### **7 Источник рентгеновского излучения.**

Источник размещён в защитном контейнере (ЗК), в выходном отверстии которого установлен вольфрамовый коллиматор с отверстием прямоугольной формы с размерами 5×2 мм. Коллиматор формирует рентгеновский луч квазипрямоугольной формы (в сечении). Луч проходит через направляющую втулку, в которой размещается измеряемый сердечник.

Источник РЖ55-03-06 имеет диаметр 12 мм и длину 20 мм и позволяет получить луч рентгеновского излучения с энергией фотонов до 200 кэВ. Он сконструирован в соответствии с требованиями документации [3-11].

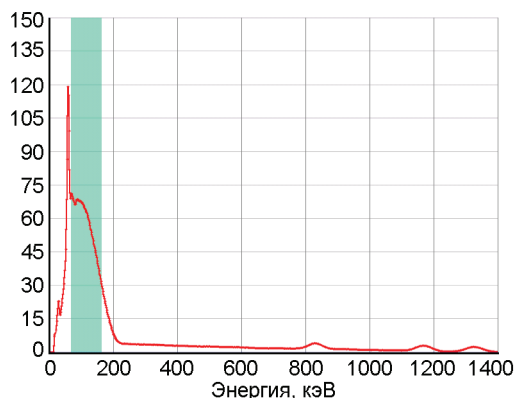


Рис. 4. Спектр излучений источника РЖ55-03-06 в отсутствии сердечника в направляющей втулке (опорный спектр).

Активная часть источника (хлорид железа-<sup>55</sup>) находится внутри полости (диаметром 5 мм и глубиной 6 мм) в вольфрамовой подложке диаметром 10 мм. Подложка устанавливается в капсулу с “окном” из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм. “Окно” и крышка приварены к корпусу аргонодуговой сваркой.

Источник излучения соответствует классу прочности ИСО «/99/ В2 11111» по ГОСТ Р 52241-2004. Основная особенность этого источника заключается в том, что вольфрамовая втулка обеспечивает формирование коллимированного луча рентгеновского излучения требуемой формы, выходящего в направлении открытого отверстия подложки, и проходящего через окно капсулы.

Изотоп <sup>55</sup>Fe с периодом полураспада 2,73 года (999 дней) [12] известен в основном как источник очень мягких (5,9 и 6,1 кэВ) рентгеновских фотонов дочернего марганца, образующегося по реакции К-захвата. В редких случаях при распаде наблюдается гамма-переход ( $1,3 \cdot 10^{-7}$  %). Однако распад всегда сопровождается внутренним тормозным излучением (с интенсивностью относительно К захвата около  $3,24 \cdot 10^{-5}$  фотонов), формирующим РИ с непрерывным спектром квантов в диапазоне до 231,21 кэВ.

Реальный препарат, который использован для изготовления источника, кроме изотопа  $^{55}\text{Fe}$ , содержит примеси радиоактивных изотопов, в основном  $^{54}\text{Mn}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Несмотря на малое содержание примесей  $^{60}\text{Co}$  и  $^{54}\text{Mn}$  в препарате, гамма-излучение этих изотопов создаёт значительную подложку в области энергий рентгеновского излучения (10-220 кэВ). Этот спектр подложки имеет сложную структуру, которая обусловлена комптоновским рассеянием жёсткого гамма-излучения нескольких энергий (рис. 4). Форма подложки от примесей учитывается в методике.

### **8 Стандартные образцы и специальные источники.**

В метрологическое обеспечение методики измерений входят специальные изотопные источники и стандартные образцы.

Набор из 4 источников гамма излучения включает три источника одной конструкции: основной источник генератора луча РИ типа РЖ55-03, вспомогательные источники ГМн54-03 и ГКО60-03, которые используются для определения формы спектров комптоновского рассеяния для гамма излучения изотопов  $^{54}\text{Mn}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Четвёртый источник с  $^{241}\text{Am}$  типа ОСГИ встроено в защиту детектора и служит для стабилизации энергетической шкалы всех измеряемых спектров.

Для градуировки и периодической поверки установки изготовлен и аттестован комплект стандартных образцов предприятия (СОП).

Разработаны два типа стандартных образцов:

- СОП поверхностной плотности урана (СОПппу) металлического с обогащением 90% по  $^{235}\text{U}$ ;
- Комплект образцовых сердечников из сплава  $\text{UAl}_x$ , которые аттестованы как контрольные образцы предприятия (КОП) штатной локальной массы урана (КОПС41), неоднородности урана (КОПС700) и диапазона ЛМУ (КОПС701).

Комплект из 6 СОПппу содержит урановые образцы в виде дисков диаметром примерно 10 мм из металлического урана в

полиэтиленовом корпусе типа АКН или АКН-Т-10. Основной метрологической характеристикой образцов является поверхностная плотность урана. Комплект перекрывает диапазон поверхностных плотностей урана металлического 0,05 – 0,5 г/см<sup>2</sup>. Эти образцы использованы для измерения спектра коэффициента массового ослабления ( $\mu/\rho$ ) урана – основного параметра, необходимого для вычисления массы урана по результатам измерения коэффициента пропускания.

Три КОП используются для проведения метрологических исследований и аттестации МИ.

### **9 Измерение спектра коэффициента пропускания.**

Источник рентгеновского излучения на основе изотопа <sup>55</sup>Fe испускает рентгеновские фотоны с непрерывным спектром в диапазоне энергий 30 – 220 кэВ. Это позволяет реализовать процедуру определения непрерывного спектра коэффициента пропускания  $K_n(E)$  в этом диапазоне энергий путём поканального деления скоростей счета двух измеряемых спектров

$$\diamond_{\diamond}(E_i) = \frac{S(E_i)}{R(E_i)},$$

где  $S(E_i)$  – скорость счета в  $i$ -ом канале спектра рентгеновского излучения, прошедшего через образец;  $R(E_i)$  – скорость счета в  $i$ -ом канале опорного спектра рентгеновского излучения, измеренная без образца;  $E_i$  – энергия.

В сцинтилляционном детекторе фотонов с кристаллом NaI(Tl) при регистрации рентгеновских и гамма- излучений реального источника РЖ55-03-06 аппаратурный спектр в энергетическом диапазоне действия рентгеновских лучей является суперпозицией нескольких спектров следующего происхождения:

- спектр рентгеновского излучения изотопа <sup>55</sup>Fe,  $R_0(E_i)$ ;
- спектр комптоновского рассеяния гамма излучения линии 835 кэВ основной (по содержанию в препарате с <sup>55</sup>Fe) примеси <sup>54</sup>Mn,  $M_{Mn}(E_i)$ ;

- спектр комптоновского рассеяния гамма излучения линий 1172 и 1334 кэВ второй (по содержанию в препарате с  $^{55}\text{Fe}$ ) примеси  $^{60}\text{Co}$ ,  $M_{Co}(E_i)$ ;
- спектр фонового гамма излучения в помещении,  $B(E_i)$ ;
- спектр собственного гамма излучения сердечника ( $^{235}\text{U}$ ),  $B_U(E_i)$ .

Фоновые спектры должны вычитаться из аппаратурных измеренных спектров при вычислении спектра пропускания. Вклад спектров комптоновского рассеивания гамма излучения  $^{54}\text{Mn}$  и  $^{60}\text{Co}$  определяется экспериментально с помощью двух специальных источников, содержащих чистые излучатели  $^{54}\text{Mn}$  и  $^{60}\text{Co}$ .

При расчёте коэффициента пропускания учитывается и распад изотопов  $^{55}\text{Fe}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  и  $^{60}\text{Co}$ .

В итоге, вычисление спектров коэффициента пропускания в процессе сканирования сердечника в программе SPCU проводится по формуле

$$K_n(E_i) = \frac{\left( S(E_i) - B_U(E_i) - \frac{A_S^{Mn}}{A_{Mn}} \cdot M_{Mn}(E_i) - \frac{A_S^{Co}}{A_{Co}} \cdot M_{Co}(E_i) \right) \cdot \exp\left(-\frac{Ln(2)}{T_{1/2}^{Fe55}} \cdot (\tau_S - \tau_R)\right)}{R(E_i) - B(E_i) - \frac{A_R^{Mn}}{A_{Mn}} \cdot M_{Mn}(E_i) - \frac{A_R^{Co}}{A_{Co}} \cdot M_{Co}(E_i)},$$

где  $A_S^{Mn}$  – площадь фотопика примеси  $^{54}\text{Mn}$  в спектре образца;

$A_S^{Co}$  – площадь фотопика примеси  $^{60}\text{Co}$  в спектре образца;

$A_R^{Mn}$  – площадь фотопика примеси  $^{54}\text{Mn}$  в опорном спектре;

$A_R^{Co}$  – площадь фотопика примеси  $^{60}\text{Co}$  в опорном спектре;

$A_{Mn}$  – площадь фотопика  $^{54}\text{Mn}$  в примесном спектре;

$A_{Co}$  – площадь фотопика  $^{60}\text{Co}$  в примесном спектре;

$T_{1/2}^{Fe55}$  – период полураспада изотопа  $^{55}\text{Fe}$ ;

$\tau_S$  и  $\tau_R$  – даты измерения опорного спектра и спектра образца.

Для стандартных образцов урана и алюминия формулы для вычисления спектров коэффициента пропускания аналогичны.

## 10 Результаты измерений.

На рис. 5 приведен спектр локальной массы урана и среднее значение ЛМУ в области интереса, полученной при обработке гам-



Рис. 5. Спектр локальной массы урана в одной позиции контрольного образца КОПС41.



Рис. 6. Распределение урана по длине сердечника КОПС41.

ма-спектров просвечивания сердечника КОПС41 с содержанием урана около 18%.

Испытание одного сердечника составляет около 16 минут (32 позиции через 5 мм по 30 с в каждой). По окончании сканирования выдаётся отчёт в EXCEL, в котором указаны общие сведения о сердечнике, распределение ЛМУ в цифровом виде, измеренные характеристики распределения (среднее ЛМУ, СКО ЛМУ, максимальное ЛМУ, относительная неоднородность, доля урана, общая масса урана). Также выдаётся график распределения ЛМУ по длине сердечника (рис. 6).

### ***11 Метрологические испытания и аттестация МИ.***

При испытании и аттестации МИ установлению подлежали границы погрешности (для доверительной вероятности  $P=0,95$ ) при

однократном измерении на участке сканирования для следующих величин:

- Локальная масса урана;
- Значение неоднородности распределения локальной массы урана;
- Суммарная масса урана в сердечнике.

Суть метода состоит в том, что средствами аттестуемой методики проводили сканирования (при различных экспозициях) контрольных образцов (КОП) сердечников, изготовленных из тех же материалов (сплавов  $UAl_x$ ), что и сердечники реальных накопительных мишеней. По набранной статистике измерений оценивали характеристики погрешностей, применяя методы математической статистики.

При метрологических исследованиях методики проведена проверка нормальности распределения в выборках для значений канальной локальной массы урана в спектре масс (в области интереса), а также значений локальной массы урана в выборках результатов параллельных измерений. С помощью программы "Проверка критерия нормальности", в которой используется критерий согласия Пирсона, установлено, что и каналные массы  $m$ , и локальные массы МУ, подчиняются нормальному закону.

Характеристики погрешности измерения локальной массы урана на участке сканирования закономерно зависят от статистики счета при измерениях, т.е. от длительности экспозиции. Доверительные границы полной относительной погрешности значений МУ, погрешности значений максимальной инструментальной неоднородности и погрешности суммарной массы урана в сердечнике при доверительной вероятности  $P = 0,95$  приведены в табл. 1.

Измеренное значение суммарной массы урана по длине сердечника имеет систематическое смещение порядка 8%, не зависящее от длительности экспозиции, обусловленное неточным знанием апертуры коллиматора излучения. Указанное систематическое смещение устранено введением поправочного множителя  $K_{см} = 1,081$ . Проведенные измерения опытных партий мишеней и стержней из уран-алюминиевого сплава подтвердили работоспособность разработанной

Табл. 1. Основные характеристики погрешности методики в зависимости от длительности экспозиции,  $t_{\text{эксп}}$ .  $P=0,95$  (на 01.08.12).

$t_{\text{эксп}}, \text{с}$	$\delta(\text{МУ}), \%$	$\delta(\text{H}_{\text{II}}), \%$	$\delta(\text{M}_{\text{U}}), \%$
20	$\pm 4,5$	4,5	$\pm 1$
40	$\pm 3,2$	3,2	$\pm 0,8$
90	$\pm 2$	2	$\pm 0,7$

методики и установки, и позволили выявить и отбраковать образцы с неоднородным содержанием урана.

Опытная установка УИРУМ-С прошла производственные испытания более 2 месяцев в технологическом режиме 100 % контроля более 1000 произведённых сердечников. В 2012 г проведены процедуры метрологического исследования и метрологической аттестации установки и МИ, а метрологическая служба института выдала Свидетельство об аттестации МИ.

### ***12 Варианты использования.***

Установка типа УИРУМ может быть использована при измерениях мишеней с сердечниками других диаметров, длин и геометрических форм. Программное обеспечение позволяет вести расчет локальной массы также для любых форм измерительного узла и может работать с двухкоординатной системой перемещения в случае сканирования мишеней, например, с плоским сердечником.

В настоящее время на базе УИРУМ разработаны две установки измерения урана в плоских и кольцевых мишенях.

### ***Заключение.***

Проведенные метрологические испытания и аттестация МИ подтвердили работоспособность методики и установки.

МИ обеспечивает НРА измерения массы контролируемого нуклида с требуемой точностью. Результат измерения получают в абсолютных единицах – граммах делящегося вещества.

### **Список литературы**

1. D. Reilly et al., "Passive Non-destructive Assay of Nuclear Materials", NUREG /CR-5550, LA-UR-90-732, March 1991.
2. Измерение массы урана в сердечниках из сплава UAl<sub>x</sub> неразрушающим методом многоэнергетической плотнометрии / Ю.И. Лещенко и др. // Изв. Самарского НЦ РАН. – т.15. – №4(5). – 2013. – С. 1095.
3. ГОСТ 15484-81. Излучения ионизирующие и их измерения. Термины и определения.
4. ГОСТ 25504-82. Источники ионизирующего излучения радионуклидные закрытые. Термины и определения.
5. ГОСТ Р 51873-2002. Источники ионизирующего излучения радионуклидные закрытые. Общие технические требования.
6. ГОСТ Р 51919-2002. Источники ионизирующего излучения радионуклидные закрытые. Методы испытания на утечку.
7. ГОСТ Р 52125-2003. Источники ионизирующего излучения радионуклидные закрытые. Методы измерения параметров.
8. ГОСТ Р 52241-2004. Источники ионизирующего излучения радионуклидные закрытые. Классы прочности и методы испытаний.
9. Изотопный источник рентгеновского излучения РЖ55-03. Эскизный проект 12А737.100.00 ВО. ГНЦ РФ НИИАР, Димитровград, 2009.
10. Паспорт №2195 на закрытый радиоактивный источник. ГНЦ РФ НИИАР, Димитровград, 2009.
11. Table of Radioactive Isotopes, <http://ie.lbl.gov/toi/nuclide.asp?iZA=260055>.
12. Таблица радионуклидов (Table of radionuclides), Le Laboratoire National Henri Becquerel, [http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/DDEPdata.htm](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm).
13. Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements. 1991 NEAND/INDC Nuclear Standards File. Editor H. Conde, Uppsala University. 1992. OECD.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ И РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ ДЛЯ КАЛОРИМЕТРА СОМЕТ ЭКСПЕРИМЕНТА

В. Калинин, Е. Величева

*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

## ***Введение.***

Открытие осцилляций нейтрино дало новый толчок экспериментам по поиску редких процессов, в которых происходит нарушение закона сохранения лептонного числа в секторе заряженных лептонов. К числу таких процессов относятся процессы  $\mu \rightarrow e$  конверсии,  $\mu \rightarrow e\gamma$ ,  $\mu \rightarrow Ze$ , безнейтринный двойной  $\beta$  распад и другие.

При торможении в веществе отрицательный мюон может быть захвачен ядром какого-нибудь атома и заместить один из электронов ядра, образовав мюонный атом. Этот мюонный атом находится возбужденном состоянии, затем, испуская гамма кванты или передавая энергию атомным электронам, мюонный атом распадается. В стандартной модели (СМ) существуют две основные моды распада - распад на орбите  $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$  и захват ядром с испусканием нейтрино  $\mu^- + N(A, Z) \rightarrow \nu_\mu + N(A, Z - 1)$ . Кроме того, в рамках физики за пределами СМ, разрешен экзотический процесс безнейтринного захвата мюона  $\mu^- + N(A, Z) \rightarrow e^- + N(A, Z)$ . Этот процесс называется  $\mu - e$  конверсией в мюонном атоме [1]. Чувствительность  $R_{\mu e}$  процесса  $\mu \rightarrow e$  конверсии определяется как отношение

$$R_{\mu e} = \frac{\Gamma(\mu^- + N(A, Z) \rightarrow e^- + N(A, Z))}{\Gamma(\mu^- + N(A, Z) \rightarrow \nu_\mu + N(A, Z - 1))}.$$

Процесс безнейтринной мюон-электронной конверсии - это один из наиболее чувствительных к поиску нарушения лептонного числа процессов. В настоящее время лучшее значение предела чувствительности для процесса  $\mu - e$  конверсии получено коллаборацией SINDRUM-II и равно  $R_{\mu e} \leq 7 \times 10^{-13}$  [2]. Повышение чувствительности эксперимента по поиску редкого процесса мюон-электронной конверсии, на несколько порядков ( $10^2 - 10^4$ ) является главной целью эксперимента COMET [3].

Поиск этого процесса  $\mu^- + Al \rightarrow e^- + Al$  в атоме алюминия будет осуществляться в эксперименте COMET на протонном пучке ускорительного комплекса (J-PARK, Токио). Экспериментальная установка COMET состоит из соленоидов сильного магнитного поля для захвата пионов, мюонной транспортной системы (С-образная форма которой, значительно улучшает отбор по импульсу) и электронной транспортной системы С-образной формы, которая подавляет низкоэнергетические фоновые события от процесса распада на орбите, что приводит к улучшению энергетического разрешения детектора. Детектирующая часть установки состоит из трекового детектора для определения импульса электрона, выполненного на дрейфовых камерах, и электромагнитного калориметра, выполненного на кристаллах.

Электромагнитный (ECAL) калориметр является одним из наиболее важных и определяющих узлов установки COMET, от параметров которого зависит возможность реализации поставленной задачи всего эксперимента. Поэтому к параметрам калориметра предъявляются высокие требования. Калориметр должен иметь энергетическое разрешение не хуже 5%, так как события, которые должны регистрироваться в данном эксперименте лежат в узкой энергетической области (вблизи  $105 \pm 0.5$  МэВ) и координатное разрешение не хуже 1 см (rms) и должен решать следующие задачи: измерение энергии 105 МэВ электрона с высокой точностью;

выработку временного сигнала триггера для системы регистрации событий; корреляцию положения трека электрона и его энергии; достоверно разделять электроны, нейтроны и низкоэнергетические гамма кванты.

Основной целью проведенных исследований было определение ожидаемых параметров ECAL калориметра при использовании различных типов кристаллов (в COMET эксперименте рассматриваются два кандидата – GSO и LYSO кристаллы) и светоотражающих материалов; определение оптимальной структуры и геометрии калориметра, а также разработка и проверка алгоритма пространственной реконструкции событий в калориметре.

Исследования включали экспериментальные измерения кристаллов на измерительном стенде [4], тестовые измерения прототипов калориметра на электронном пучке ускорителя Тохоку (Япония, март 2014) [5], а также моделирование в пакетах SLitran1 [6] и Geant4 [7].

### ***1 Экспериментальное исследование оптических параметров длинных GSO и LYSO кристаллов.***

Кристаллы, используемые в калориметре, должны иметь высокое энергетическое разрешение, большой (при длине 12-15 см) световой выход, быстрое время высвечивания для надежного разделения «pile-up» событий и высокую радиационную стойкость. Этим требованиям отвечают два кандидата - LYSO и GSO кристаллы [8, 9]. Поэтому было проведено экспериментальное исследование и измерение оптических параметров LYSO и GSO кристаллов для сравнительной оценки рассматриваемых кандидатов и для уточнения их оптических свойств, результаты которых опубликованы в [4]. Было выполнено измерение потерь световых выходов по длине кристалла, определение однородности и энергетического разрешения, а также сравнительная оценка световых выходов для LYSO и GSO кристаллов. Кроме того, была сделана проверка и калибровка партии из 50-ти LYSO (20×20×120) мм<sup>3</sup> кристаллов для прототипа

калориметра, который использовался в тестовых измерениях в Тохоку [10].

Таблица 1. Средние значения и стандартные отклонения для измеренных параметров партии из 50-ти LYSO кристаллов

Проверяемый параметр		Среднее значение
1	Коэффициент неоднородности, % $\text{cm}^{-1}$	$1.44 \pm 0.03$
2	Коэффициент потерь световыхода, % $\text{cm}^{-1}$	$1.82 \pm 0.05$
3	Энергетическое разрешение, %	$8.85 \pm 0.06$
4	Относительный световыход, в мВ	$158.5 \pm 2.5$

В таблице 1 приведены средние значения и стандартные отклонения измеренных оптических параметров для партии из 50-ти LYSO кристаллов, (производитель SAINT-GOBAIN, Франция), а в таблице 2 даны сравнительные результаты экспериментальных измерений оптических параметров GSO кристаллов, проведенных в ОИЯИ (Дубна) и в КЕК (Цукуба, Япония). Как видно из таблицы 2 полученные в ОИЯИ значения измеренных параметров GSO кристаллов хорошо согласуются с результатами измерений, проведенных в КЕК [11].

Таблица 2. Сравнение результатов экспериментальных измерений GSO кристаллов

Проверяемый параметр	ОИЯИ	КЕК
Энергетическое разрешение на 1274.5 КэВ, %	9,5	9,8
Время высвечивания быстрой компоненты, нс	$60 \pm 0.5$	53
Время высвечивания медленной компоненты, нс	$420 \pm 0.5$	400
Длительность переднего фронта, нс	$17 \pm 0.03$	21
Потери световыхода по длине кристалла, %	$17.9 \pm 1.2$	22

## 2 Моделирование GSO и LYSO кристаллов с использованием пакета SLitrani.

Для уточнения оптической модели калориметра были проведены исследования LYSO и GSO кристаллов с использованием пакета **SLitrani** (Super Light Ray Tracing in ANIsotropic media) [6]. Пакет **SLitrani** – пакет Монте-Карло моделирования процессов распространения света в изотропных и анизотропных средах. В этой программе оптические параметры среды задаются как функции, зависящие от длины волны, энергии фотона и других величин, что позволяет более точно описывать процессы внутри исследуемых сред.

Основные задачи моделирования с использованием пакета **SLitrani**:

- определение или уточнение оптических параметров LYSO и GSO кристаллов и светоотражающих материалов, необходимых для моделирования калориметра с использованием программы Geant4;
- исследование реальных потерь энергии (фотонов) по длине кристалла;
- исследование потерь фотонов в материалах светоотражающих обертток.

В результате моделирования были получены:

- энергетический спектр и спектр сцинтилляции кристаллов как функции от энергии фотона (длины волны);
- время высвечивания;
- потери фотонов по длине кристалла;
- потери фотонов в светоотражающих оберттках;
- общие потери фотонов;
- квантовая эффективность регистрации как функции длины волны.

Эти параметры использовались для моделирования ECAL калориметра с помощью программы Geant4.

На рисунке 1 показаны промоделированные (Рис.1а) и экспериментально измеренные (Рис.1б) значения временного «отклика»

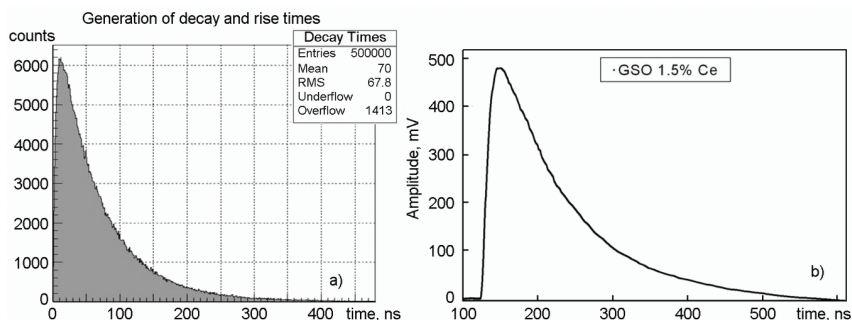


Рис. 1. Временной спектр сигнала GSO кристалла а) – полученный при моделировании в пакете SLitrani и б) – в результате экспериментальных измерений.

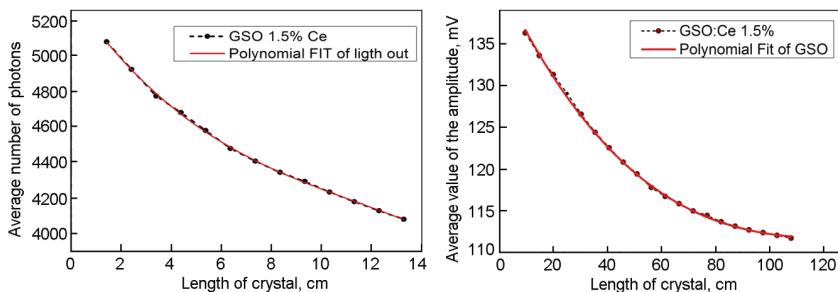


Рис.2. Зависимость потерь фотонов по длине кристалла GSO, полученных а) – при моделировании в пакете SLitrani и б) – в результате экспериментальных измерений.

(время высвечивания и фронт нарастания сигнала) для кристалла GSO.

На рисунке 2 показаны промоделированные (Рис.2а) и экспериментальные (Рис.2б) потери сгенерированных фотонов по длине кристалла GSO (световыхода), а в таблице 3 представлены значения основных оптических параметров, полученные при моделировании с использованием пакета SLitrani и в результате экспериментальных измерений.

Анализ результатов (Табл.3) показал, что разница промоделированной и измеренной величин потери световыхода по длине

Таблица 3. Сравнение значений промоделированных и измеренных экспериментально оптических параметров GSO кристалла.

Оптический параметр	Измеренное значение	Промоделированное значение
Время высвечивания, нс	$420 \pm 0.5$	430
Длительность переднего фронта, нс	$17 \pm 0.03$	15
Потери световыхода вдоль длины, %	$17.9 \pm 1.2$	16.4

кристалла составляет около 3%. Также получено хорошее согласие между промоделированным и измеренным значениями времени высвечивания, длительности переднего фронта. Все это подтверждает адекватность параметров оптической модели и реальных параметров GSO кристалла.

### ***3. Моделирование в пакете Geant4.***

Исследование параметров ECAL калориметра для различных типов кристаллов и светоотражающих материалов было выполнено на основе моделирования с использованием программы Geant4 (Geant4 моделирование). В таблице 4 даны значения основных параметров кристаллов и физических процессов, включенных в Geant4 моделирование ECAL калориметра. Кроме того, в моделировании были использованы оптические параметры реальных кристаллов, полученные экспериментально, а именно, время высвечивания (FastTimeConstant и SlowTimeConstant), световыход (LightOutput), и результаты SLitrani моделирования: спектр сцинтилляции (ScintillationYield), длина поглощения (AbsLength), коэффициент преломления (Rindex) и др.

При моделировании калориметр был помещен в однородное магнитное поле 1 Тл (как это будет в эксперименте); «размытость» по энергии электронного пучка составляла  $105 \pm 0.5$  МэВ, а по геометрии  $\pm 1$  см. Моделирование калориметра проводилось для случаев, когда:

Таблица 4. Параметры кристаллов и процессы, включенные в Geant4 моделирование ECAL калориметра.

Кристалл / Параметр	LYSO (C:1.5%)		GSO (C:1.5%)	
	справочный	померенный	справочный	померенный
Геометрические размеры [мм]	20 x 20 x 120			
Плотность [г/см <sup>3</sup> ]	6.71	–	7.4	–
Время высвечивания: быстрая/медленная компонента [нс]	40-60/300-600	60/470	40-60	47
Эффективный атомный номер (Z eff)	59	–	66	–
Коэффициент отражения	1.85	SLitrani <sup>1</sup>	1.81	SLitrani <sup>1</sup>
Максимум люминесценции [нм]	440	–	420	–
Световыход [фотоны/МэВ]	25000-32000	31000	8000-11500	8400
Длина затухания [см]	20.8	SLitrani <sup>1</sup>	30.3	SLitrani <sup>1</sup>
Радиационная длина [см]	1.14	–	1.38	–
Спектр сцинтилляции		SLitrani <sup>1</sup>		SLitrani <sup>1</sup>
Радиус Мольера [см]	2.03	–	2.3	–
Длина поглощения [см]	–	SLitrani <sup>1</sup>	–	SLitrani <sup>1</sup>
Коэффициент преломления	–	SLitrani <sup>1</sup>	–	SLitrani <sup>1</sup>
Материал обертки кристалла	тефлон AF1601, 60 мкм			
Материал обертки модуля кристаллов	майлар, 20 мкм			
Физические процессы	photoelectric effect, Compton and multiply scattering, gamma conversion, Bremsstrahlung, pair production			
Оптические процессы	optical absorption, Rayleigh scattering, optical scattering reflection, reflection on the interaction between surfaces			

Примечание: SLitrani<sup>1</sup> означает, что соответствующий параметр, получен при моделировании в пакете SLitrani, и является некоторой функцией.

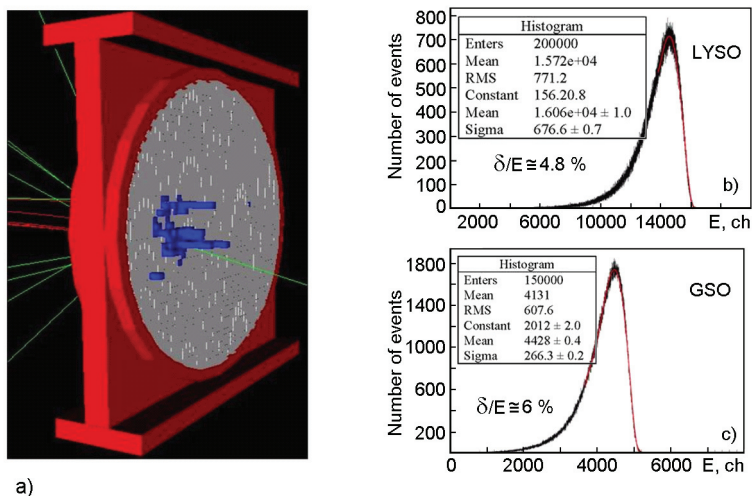


Рис.3. Моделирование ECAL калориметра в однородном магнитном поле 1Тл на пучке электронов с энергией 105 МэВ: а) – геометрия ECAL калориметра; б)– энергетический спектр калориметра на LYSO и с) – энергетический спектр калориметра на GSO кристаллах.

- все кристаллы были без светоотражающей обертки;
- каждый кристалл был обернут тефлоном;
- каждый кристалл был обернут тефлоном, и они были сгруппированы в модули по  $2 \times 2$  или  $3 \times 3$  кристалла, обернутые майларом.

Лучшее значение энергетического разрешения и энерговыделения было получено для калориметра на кристаллах без светоотражающей обертки, так как в этом случае учитывался весь спектр электромагнитного ливня без потерь фотонов в материале тефлона, но данный вариант не удовлетворяет требованию, предъявляемому к калориметру COMET эксперимента, по координатному разрешению.

На рисунке 3 представлен результат моделирования калориметра на GSO и LYSO кристаллах, обернутых тефлоном. В этом случае присутствуют потери фотонов в светоотражающей обертке. Эти потери включают в себя многократное отражение и рассеяние между кристаллом и материалом обертки, рассеяние и поглощение

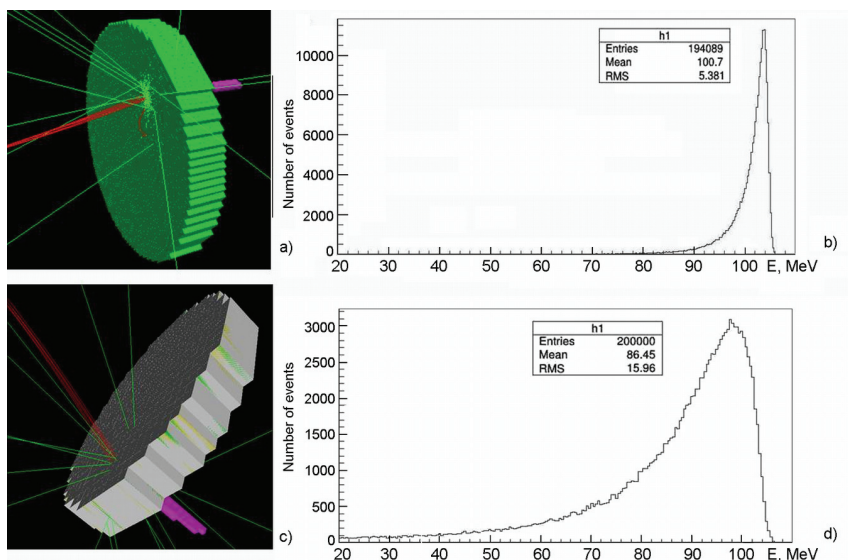


Рис.4. Моделирование ECAL калориметра в однородном магнитном поле 1Тл на пучке электронов с энергией 105 МэВ: а) –визуализация геометрии калориметра на кристаллах, обернутых тефлоном и б) – промоделированный спектр энерговыделения в этом случае; с) – визуализация геометрии калориметра на кристаллах, обернутых тефлоном, сгруппированных в модули по 2×2 кристалла и обернутые майларом и д) – промоделированный спектр энерговыделения в этом случае.

фотонов в материале тефлона. Энергетическое разрешение калориметра на GSO кристаллах (Рис.3-б) составило  $\sim 6\%$ , а на LYSO кристаллах (Рис.3с)  $\sim 4.8\%$ , что совпадает с экспериментально измеренным на 105 МэВ электронном пучке прототипа калориметра (4,6 % для прототипа калориметра на LYSO кристаллах и 5,7 % для прототипа на GSO кристаллах) [5].

На рисунках 4а,б представлены результаты моделирования (геометрия и спектр энерговыделения) калориметра на GSO и LYSO кристаллах, обернутых тефлоном, а на рисунке 4 с, d – калориметра выполненного на кристаллах, обернутых тефлоном, сгруппированных в модули по 2×2 кристалла и обернутые майларом. Объединение кристаллов в модули по 4 (2×2) кристалла,

обернутые майларом, существенно ухудшает энергетическое разрешение калориметра (Рис. 4d). В этом случае структура калориметра становится неоднородной, а величина потерь энергии (фотонов) внутри калориметра зависит не только от процессов рассеяния и поглощения на материале кристалла и оболочек, но и от траектории электронного пучка.

#### ***4 Пространственная реконструкция событий внутри кристаллов в сегментированном ЕСАЛ калориметре.***

Для оценки энергетического разрешения, которое может быть получено для ЕСАЛ калориметра на LYSO и GSO кристаллах, были проведены экспериментальные тестовые измерения прототипов калориметра на электронном пучке ускорителя в Тохоку. Прототипы были выполнены в виде сегментированных матриц, состоящих из 49 (7×7) LYSO и GSO кристаллов. Одиночные кристаллы были обернуты двумя слоями тефлоновой пленки (AF1601, толщина 60 мкм) и помещены в майларовые модули. Толщина майлара 20 мкм. Прототипы имели следующую сегментацию: майларовый модуль из 9 (3×3) кристаллов в центре, майларовые модули из 6 (2×3) и 4 (2×2) кристаллов по краям матрицы.

Исследования энергетического разрешения и энерговыделения прототипов проводились на электронном пучке с энергиями 65, 85, 105, 125 и 145 МэВ без внешнего магнитного поля. По результатам обработки этих измерений было получено энергетическое разрешение, равное 4,6 % для прототипа калориметра на LYSO кристаллах и 5,7 % для прототипа на GSO кристаллах [5]. В результате Geant4 моделирования калориметра на электроном пучке с энергией 105 МэВ было получено энергетическое разрешение 4,8 % для LYSO (Рис.3-б) и 6 % для GSO кристаллов (Рис.3с). Необходимо отметить, что значение энергетического разрешения, полученного в экспериментальных измерениях, оказалось немного лучше, чем при моделировании. Это объясняется тем, что: во-первых, Geant4 моделирование калориметра проводилось с учетом однородного

магнитного поля 1 Тл на 105 МэВ «размытом» пучке электронов, а экспериментальный результат получен для случая, когда узкий 105 МэВ пучок падает под прямым углом в центральный кристалл прототипа; во-вторых, при обработке экспериментальных результатов не учитывались потери световыхода по длине кристалла. Потери световыхода по длине кристалла могут составлять до 17% (Табл.3), поэтому их необходимо учитывать.

При обработке результатов измерений без учета потерь световыхода, сигналы с выходов матричных лавинных фотодиодов (APD), пропорциональные энергии, выделившейся в кристаллах, просто суммируются, что приводит к ошибке измерения энергии. Так как «вытекание» энергии из одного кристалла в другой происходит на конкретных расстояниях от APD и без учета потерь по длине кристалла (фотоны проходят только часть длины кристалла) значение этих энергий при калибровке по пучку будет увеличено по сравнению с реальными значениями. И, как следствие, суммарное значение полной выделившейся энергии, полученное в калориметре, будет больше по сравнению с реальным, при том же самом среднеквадратичном отклонении  $\sigma$ , что приведет к «мнимому» улучшению энергетического разрешения калориметра:

$$R_{real} = \frac{\sigma}{\sum E_{real}} \% > R_{measur} = \frac{\sigma}{\sum E_{real} + \sum E_{error}} \% .$$

Значение этой ошибки  $E_{error}$  сильно зависит от положения трека внутри калориметра и может быть достаточно большим, особенно для криволинейных треков, когда калориметр находится в магнитном поле.

Так как в эксперименте СОМЕТ регистрируемые события лежат в узкой энергетической области ( $105 \pm 0.5$  МэВ), ЕСАЛ калориметр должен очень точно измерять энергию 105 МэВ электрона. Решение этой проблемы без учета потерь световыхода по длине кристалла невозможно при существующих методах измерений. Поэтому, для достижения заданной в эксперименте точности измерения энергии электронов, необходимо выполнять пространственную реконструк-

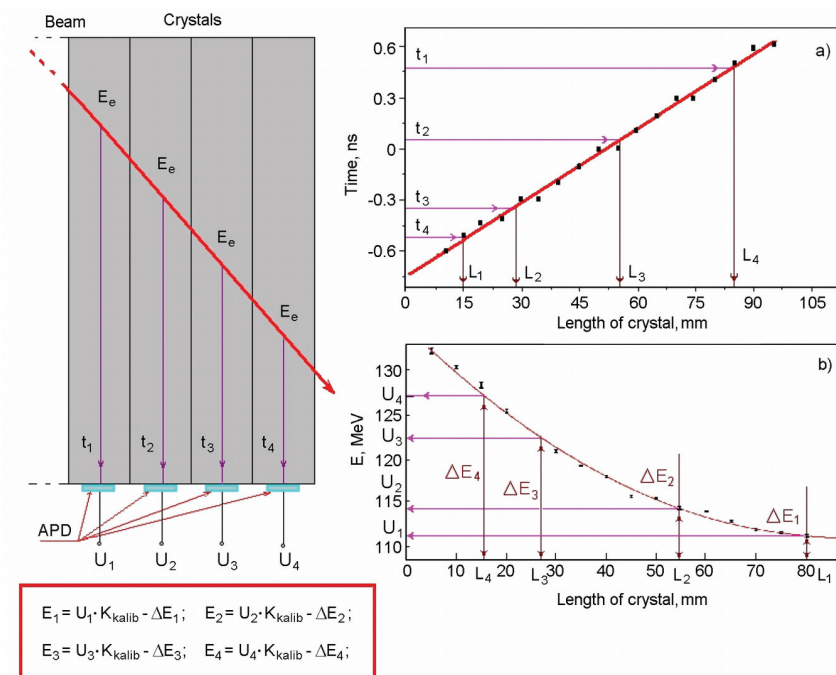


Рис.5. Алгоритм пространственной реконструкции событий внутри сегментированного калориметра на длинных кристаллах: а) зависимость времени распространения по длине кристалла; б) зависимость потерь по длине кристалла.

цию событий внутри сегментированного калориметра на длинных кристаллах.

Для пространственной реконструкции событий в сегментированных калориметрах авторами был разработан и экспериментально проверен алгоритм пространственного восстановления событий. Суть предложенной методики заключается в том, что при регистрации события в калориметре необходимо измерять два параметра с каждого кристалла: амплитудное распределение сигнала и время его прихода на вход APD. Зная время распространения сигнала в кристалле и время его прихода на APD, можно определить с какого расстояния в кристалле относительно APD пришел данный сигнал,

то есть определить положение трека внутри кристалла. Затем, зная зависимость распределения потерь световых выходов по длине кристалла, можно восстановить истинное значение энергии, выделенной в данном кристалле, с заданной точностью.

Рассмотрим предложенную методику более детально. На рисунке 5 показано положение трека электрона, проходящего под углом  $\alpha$  через матрицу кристаллов. При таком положении трека электрона энергия  $E_e$ , выделившаяся во всех кристаллах по траектории будет одинакова, но сигналы  $U_1 \div U_4$  с выходов APD (так как существуют потери по длине кристалла) будут иметь разную амплитуду. Сигнал  $U_4$  будет иметь максимальное значение амплитуды, так как расстояние, которое проходят фотоны от положения траектории трека до APD, будет минимальным, а сигнал  $U_1$  будет иметь минимальное значение по аналогичной причине (Рис.5-б). При предварительно проведенной энергетической калибровке ( $k_{kalibr}$ ) матрицы на пучке, для рассматриваемого случая прохождения электрона через матрицу, четыре разных значения выделившейся энергии ( $E_i \cdot k_{kalibr}$ ) на траектории трека будут регистрироваться с выходов APD, что не соответствует действительности.

При пространственной реконструкции, измеряя время прихода сигналов  $t_1 \div t_4$  на выходах APD, по временной зависимости (Рис.5-а) определяются расстояния  $L_1 \div L_4$  (положения трека) в каждом кристалле. Затем, учитывая зависимость потерь световых выходов по длине  $\Delta E_1 \div \Delta E_4$  (Рис.5-б), определяются значения ошибок  $\Delta E_i$ , которые должны быть учтены при вычислении энергии, выделившейся в кристаллах:

$$E_1 = U_1 \cdot k_{kalibr} - \Delta E_1; \quad E_2 = U_2 \cdot k_{kalibr} - \Delta E_2;$$

$$E_3 = U_3 \cdot k_{kalibr} - \Delta E_3; \quad E_4 = U_4 \cdot k_{kalibr} - \Delta E_4.$$

В этом случае ошибка регистрации энергии будет минимальна и будет зависеть от точности определения потерь и времени распространения сигнала по длине кристалла.

Экспериментальная проверка методики пространственной реконструкции событий проводилась на реальном прототипе.

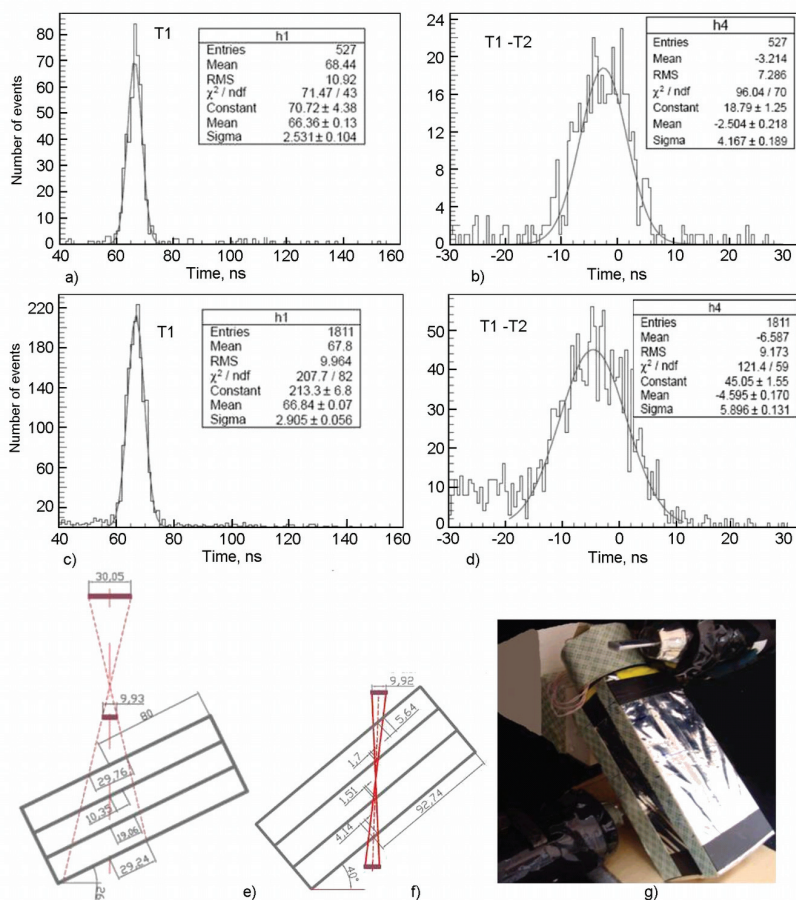


Рис.6. Экспериментальные измерения времени распространения сигнала для углов 26 и 40 градусов: а) – временной спектр прихода сигнала с кристалла 1; б) – разности времени прихода сигналов с кристаллов 1 и 2 на выходе диджитайзера для одного и того же события для угла 26 градусов; в) и д) – спектры аналогичные а) и б) для угла 40 градусов; е) и ф) – схема измерения прихода сигналов для углов 26 и 40, соответственно; г) – общий вид установки измерения для угла 40 градусов.

Прототип был выполнен в виде матрицы 3x3 LYSO кристаллов ( $20 \times 20 \times 150 \text{ мм}^3$ ), обернутых двойным слоем тефлона (AF1601, толщина 60 мкм), помещенной в майларовый модуль (Рис.6-г).

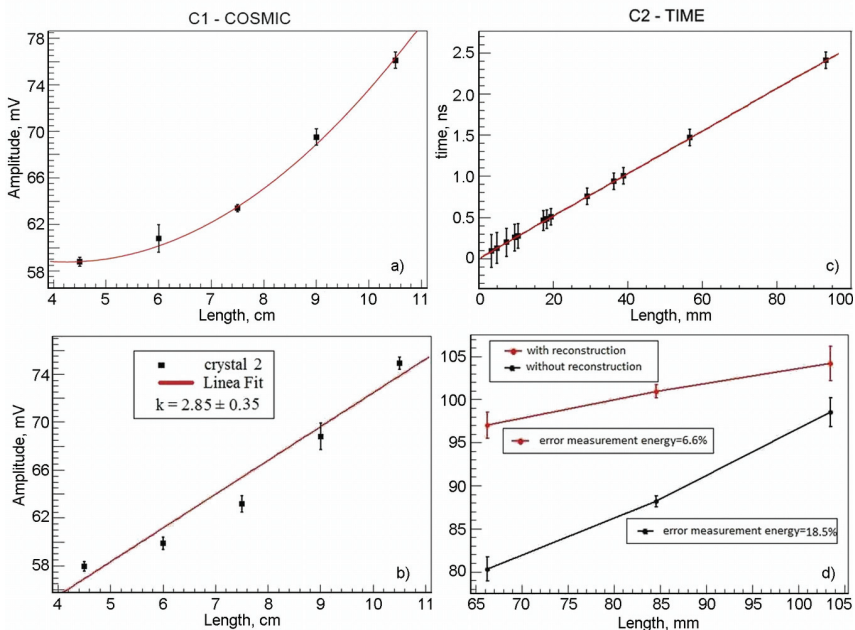


Рис. 7. Результат экспериментальной проверки метода пространственной реконструкции событий в калориметре: а) – зависимость потерь световыхода по длине и б) – соответствующий коэффициент потерь для кристалла 2; с) – зависимость времени распространения по длине кристалла; д) – результат сравнения измерения энергии без учета (черная) и с учетом (красная) пространственной реконструкции событий.

Толщина пленки майлара – 20 мкм. Считывание сигналов с кристаллов осуществлялось с использованием матричных лавинных фотодиодов S8664-1010 (Hamamatsu) [12].

Все экспериментальные измерения проводились на космических мюонах и на статистике 2000 событий. Измерения зависимости потерь световыхода по длине кристаллов LYSO в данном прототипе проводились в пяти точках на расстояниях 45, 60, 75, 90 и 105 см от APD. На рисунке 7а дана зависимость потерь световыхода по длины для кристалла 2. Измерения зависимости времени распространения сигналов по длины кристалла проводилось при углах поворота матрицы на 10, 26 и 40 градусов (Рис.6е, f, g). На данных углах, зная

Таблица 5. Статистические значения времени регистрации сигналов с кристаллов и временной разности сигналов на выходе.

Время, нс	Угол 10 град.	Угол 26 град.	Угол 40 град.
$T_1$	$67.73 \pm 0.16$	$66.36 \pm 0.11$	$66.84 \pm 0.06$
$T_2$	$68.65 \pm 0.27$	$68.92 \pm 0.29$	$71.64 \pm 0.08$
$T_3$	$69.59 \pm 0.17$	$71.48 \pm 0.28$	$76.37 \pm 0.07$
$\Delta t_1 - \Delta t_2$	$0.923 \pm 0.32$	$-2.50 \pm 0.19$	$-4.59 \pm 0.17$
$\Delta t_1 - \Delta t_3$	$-1.83 \pm 0.17$	$-5.11 \pm 0.21$	$-9.367 \pm 0.21$

Таблица 6. Среднее значение времени распространения сигналов в зависимости от расстояния, измеренное при разных углах.

Угол, град.	$L$ , см	$t$ , нс	$t = \frac{\Delta t_1 - \Delta t_i}{L}, i = 2, 3$
10	$L_1$	3.5	$0.263 \pm 0.09$
	$L_2$	7.0	$0.260 \pm 0.02$
26	$L_1$	9.75	$0.257 \pm 0.02$
	$L_2$	19.5	$0.262 \pm 0.01$
40	$L_1$	18.4	$0.249 \pm 0.01$
	$L_2$	36.9	$0.254 \pm 0.006$
Среднее время			$0.2575 \pm 0.16$

разницу времени прихода сигналов на APD и разницу расстояний, с которых пришли эти сигналы, была получена зависимость времени распространения сигнала по длине кристалла (Рис.7с).

На рисунке 6 приведены экспериментально измеренные временные спектры сигналов с кристалла 1 (Рис.6а) и 2 (Рис.6с) для углов 26 и 40 градусов и спектры разности времени распространения сигналов с этих кристаллов для одного и того же события (Рис.6b,d) на выходе диджитайзера (прямые измерения без учета

аппаратной задержки сигналов в каналах считывания) для углов 26 и 40, соответственно.

В таблицах 5 и 6 даны измеренные временные параметры, на основе которых с учетом аппаратной задержки в каналах регистрации, было вычислено среднее время распространения сигнала по длине кристалла. Здесь  $T_1, T_2, T_3$  – время регистрации сигнала на соответствующих входах APD с кристаллов 1, 2, 3, соответственно. Величины  $(\Delta t_1 - \Delta t_2)$  и  $(\Delta t_1 - \Delta t_3)$  – разница времени прихода сигналов на входы APD для одного и того же события;  $L_1 - L_2$  – расстояние в кристаллах от APD до положения трека, проходящего через матрицу (Рис.6е, ф).

Для корректировки потерь фотонов вдоль длины кристалла были вычислены коэффициенты потерь световыхода (Рис.7б). Используя эти коэффициенты и зная положение трека, определялась ошибка, которую необходимо компенсировать для результатов прямых измерений. По результатам проведенных измерений была построена зависимость времени распространения сигнала по длине кристалла (Рис.7с), используя которую было определено положение трека мюона, проходящего через кристаллы матрицы.

На рисунке 7d показан результат экспериментальной проверки предложенной пространственной реконструкции трека в рассматриваемом прототипе. Ошибка измерения энергии без пространственной реконструкции составляет 18.5 % и 6.6 % с учетом предложенной реконструкции.

Таким образом, было получено улучшение точности измерения энерговыделения в сегментированном прототипе (матрице) на космических мюонах в 2.8 раз, что очень важно исходя из требований, предъявляемых к калориметру эксперимента СОМЕТ.

Анализ данных экспериментальных тестовых измерений в Тохоку показал, что значения энерговыделения в прототипе калориметра для прямого и трека под углом 20 градусов отличаются примерно на 10% при энергии электронного пучка 105 МэВ. Это хорошо согласуется с результатами, представленными на рисунке 7d, и подтверждает правильность методики пространственной реконструкции треков в сегментированном калориметре.

### ***Заключение.***

В результате проведенных исследований, состоящих из экспериментальных измерений оптических свойств кристаллов и моделирования с использованием пакетов SLitrani и Geant4, получена реальная оптическая модель кристалла, промоделирована оптимальная структура и геометрия калориметра, изучено влияние электромагнитного ливня, определены значения энерговыделения и энергетическое разрешение калориметра COMET эксперимента. Полученное в результате моделирования энергетическое разрешение для калориметра на LYSO кристаллах имеет значение 4.8 %, а на GSO кристаллах – 6.0 %.

Предложен и экспериментально проверен алгоритм пространственной реконструкции событий в калориметре, позволяющий значительно улучшить результат прямых измерений энерговыделения в сегментированном калориметре, что является важным результатом для эксперимента COMET. Использование алгоритма пространственной реконструкции позволяет улучшить точность определения величины энерговыделения в калориметре примерно в 2,8 раз.

### ***Литература***

1. Y.Kuno, Y. Okada, Rev Mod. Phys., 73, 151 (2001).
2. W. Bertl et al. (SINDRUM II Collaboration), Eur. Phys. J., C47, 337 (2006).
3. Y.G. Cui (Brookhaven) et al. (COMET Collaboration), KEK-2009-10, 208 (2009).
4. V. Kalinnikov, E. Velicheva, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, Letters, 11, 418, (2014).
5. Kou Oishi, 14th COMET International CM, September 22-26, 2014, Tbilisi, Georgia.
6. F.X. Gentit, CMS-NOTE-2001-044, (Oct. 2001); <http://gentitfx.fr/SLitrani/>

7. Agostinelli S. et al. GEAN4 Collaboration, Nucl. Instr. and Meth, A506, 250 (2003)
8. [http://www.omegapiezo.com/crystal\\_scintillators.html](http://www.omegapiezo.com/crystal_scintillators.html);  
<http://www.vniia.ru/rgamo/literat/obzor/doc/obzorrus.pdf>;  
[http://www.greenstar.ru/articles/cpektrometruchekue\\_komplekcs.pdf](http://www.greenstar.ru/articles/cpektrometruchekue_komplekcs.pdf);  
<http://www.isma.kharkov.ua/eng/>
9. Woo Gyo Lee et al., J. of Nucl. Science and Technology, Supp. 5, 572 (2008).
10. V. Kalinnikov, E. Velicheva, COMET-doc-107-v2.
11. M. Tanaka et al., NIM A, 404, 283(1998).
12. <http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/3100/3002/H1949/>

# ПРИМЕНЕНИЕ ГРИД ДЛЯ РЕКОНСТРУКЦИИ КООРДИНАТ СЦИНТИЛЛЯЦИИ В ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ РАДИОНУКЛИДНОЙ АППАРАТУРЫ

С.В. Баранник, А.В. Демин, В.А. Колбасин

*Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины*

## ***1 Введение.***

Суть метода ядерной медицины состоит в том, что больному вводится препарат, соединенный с радионуклидной меткой. В зависимости от введенного радиофармпрепарата (РФП) он накапливается в том или ином органе. Задачей гамма-камеры является зарегистрировать гамма кванты, испускаемые меткой, восстановить по этим данным распределение радиофармпрепарата в организме пациента, представить его в удобной форме на экране компьютера и предоставить врачу необходимый инструментарий для обработки медицинских изображений и постановки диагноза. Каждый гамма-квант регистрируется детектором камеры отдельно. При этом необходимо определить энергию гамма-кванта и координаты места его взаимодействия с сцинтилляционным кристаллом. Задача реконструкции координат сцинтилляции по набору сигналов с фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) решается электроникой, расположенной внутри детектора. Ввиду ограниченного объема, мощность вычислительной электроники детектора невелика и не позволяет применять ресурсоемкие алгоритмы. В данной работе

---

обосновывается возможность и целесообразность использования Грид в качестве внешнего вычислительного элемента.

## ***2. Задача реконструкции координат сцинтилляци.***

Основная часть гамма-камеры это детектор, функцией которого является визуализация потока гамма-квантов. Гамма-кванты прошедшие сквозь отверстия коллиматора, попадают на сцинтилляционный кристалл и вызывают вспышки света, называемые сцинтилляциями, которые воспринимаются ФЭУ, преобразующими их в электрические сигналы.

Свет сцинтилляции распространяется в кристалле и выходит из детектора неравномерно. Распределение света (LSF – light spread function) регистрируется набором ФЭУ располагающихся в узлах гексагональной решетки и покрывающих всю поверхность кристалла (Рис. 1.)

До недавнего времени во всех производимых гамма-камерах задача восстановления координат решалась при помощи алгоритма, предложенного в 1958 Ангером [1]. Это обуславливалось простотой алгоритма, за счет которой его можно реализовать на аналоговой электронике, или на цифровых устройствах небольшой вычислительной мощности. Однако основным недостатком ангеровского алгоритма является то, что он обладает свойством увеличивать влияние погрешностей измерения на результат вычисления и, таким образом, снижать соотношение сигнал-шум. Переход к более точным алгоритмам требует катастрофического увеличения вычислительных ресурсов и вплоть до самого недавнего времени был невозможен в режиме реального времени. Неангеровские алгоритмы применялись в системах с постобработкой или небольшим количеством каналов, например в астрофизике

Наиболее перспективным является аппроксимационный алгоритм [2]. В нем функция распределения света (LSF) представляется в виде функции с некоторым количеством свободных параметров.

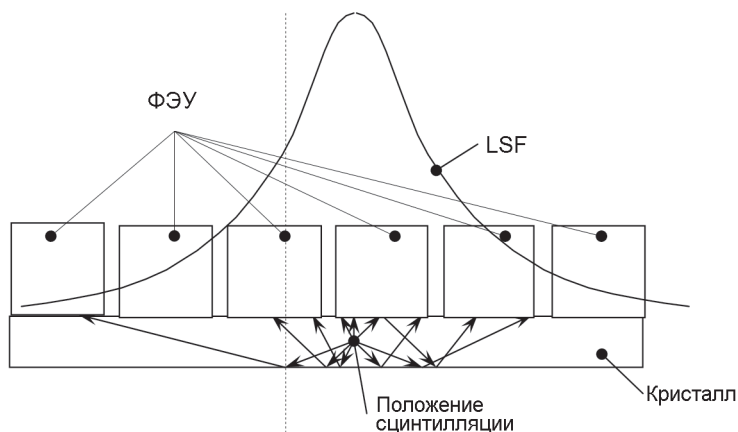


Рис. 1. Типичная функция распределения света LSF. Положение вспышки совпадает с максимумом функции.

В число этих параметров входят параметры сцинтилляции — ее координаты и интенсивность. После измерения детектором распределения света от конкретной сцинтилляции происходит аппроксимация, т.е. вычисление таких значений свободных параметров, при которых теоретическая функция наилучшим образом подходит к измеренным значениям. Это происходит путем минимизации соответствующего функционала. Таким образом определяются координаты и энергия сцинтилляции.

Вплоть до настоящего времени неангеровские алгоритмы не могли быть реализованы на однопроцессорных вычислительных системах в режиме реального времени из-за недостаточной скорости расчетов. Однако эти алгоритмы допускают эффективное распараллеливание. Ранее рассматривалась возможность реализации неангеровских алгоритмов при помощи многопроцессорных систем, которые устанавливаются в детектор гамма камеры. Однако такое решение заметно увеличивает стоимость гамма камеры. А в наше время экономические показатели являются одними из самых существенных при проектировании коммерческих устройств.

### ***3 Грид-обработка медицинских данных.***

В данной работе нами была рассмотрена возможность применения Грид в качестве внешней многопроцессорной вычислительной системы реального времени. Грид (англ. grid — решётка, сеть) представляет собой систему соединенных между собой вычислительных кластеров [3]. Грид является географически распределённой инфраструктурой, объединяющей множество ресурсов разных типов (процессоры, долговременная и оперативная память, хранилища и базы данных, сети), доступ к которым пользователь может получить из любой точки, независимо от места их расположения. Самый существенный толчок к развитию Грид в Европе и, в частности, в Украине дал проект Большого Адронного Коллайдера. В этом проекте Грид применяется для постобработки данных в параллельном, распределенном режиме. Таким же образом Грид используется и в подавляющем количестве других проектов.

Отметим, что при реконструкции параметров зарегистрированного гамма кванта в сцинтилляционном детекторе, данные ФЭУ для различных сцинтилляционных вспышек обрабатываются по одинаковому алгоритму независимо друг от друга. А это суть один из классических случаев алгоритма, допускающего эффективное распараллеливание.

В последние годы в Украине была создана виртуальная организация MedGrid, которая объединяет ресурсы нескольких Грид-кластеров (рис. 2) для решения задач практической медицины, прежде всего для хранения диагностических данных [4,5]. Авторы данной работы входили в группу проектировщиков структуры этой организации. До настоящего времени эта структура использовалась для хранения больших объемов медицинской информации, как то медицинские изображения с различных модальностей, электрокардиограммы, энцефалограммы и т.д.

В прошлом году к МедГрид были подключены несколько медицинских учреждений при помощи высокоскоростного оптоволокна на скорости 1 Гигабит [6,7]. Следует также отметить, что кластеры,

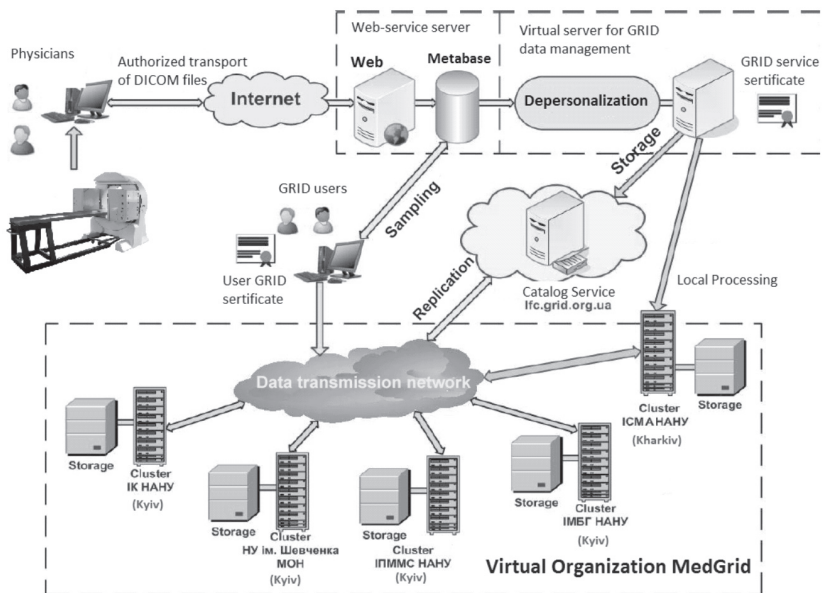


Рис. 2. Структура виртуальной организации MedGrid.

входящие в МедГрид, соединены между собой на скорости 10 Гигабит. Это позволило рассмотреть задачу о передаче в Грид на обработку не только готовых медицинских изображений, но и «сырых» данных от медицинских диагностических устройств в режиме реального времени.

Проведенные при помощи электроники сбора реального детектора гамма-камеры измерения показывают, что при максимальной загрузке, скорость передачи данных с блока оцифровки сигналов с ФЭУ составляет 3 – 8 Мегабайт в секунду.

Таким образом, для двухдетекторной гамма камеры должно быть достаточно канала в 1 Гигабит для передачи данных в Грид на параллельную обработку

На кластере ИСМА было запущено программное обеспечение реконструкции координат сцинтилляции. Было проведено модели

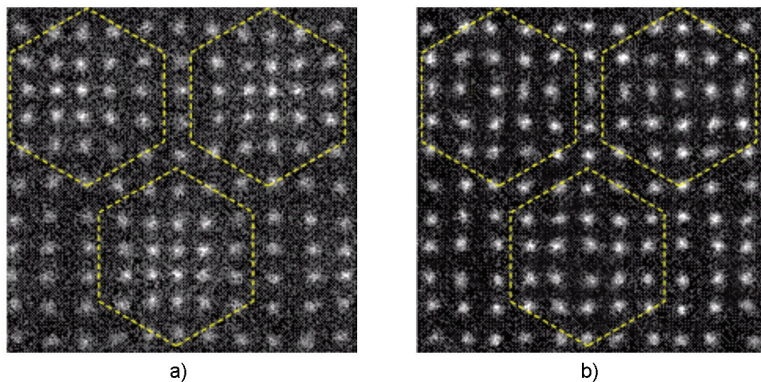


Рис. 3. Изображения калибровочного фантома, реконструированные ангеровским (а) и аппроксимационным (б) алгоритмами.

рование одновременной передачи двух реальных дампов данных с ФЭУ на кластер, обработки их и возврата координат сцинтилляций на детектор. Установлено, что скорости 1 Гб достаточно для проведения такой процедуры в режиме реального времени.

На рис. 3 представлены результаты обработки дампов, собранных при наборе от калибровочного фантома (прямоугольной решетки тонких отверстий в свинцовой пластине.) Источник излучения расположен за фантомом. Обработка производилась ангеровским и аппроксимационным методом. Видно, что шумовая составляющая при ангеровском методе заметно больше.

### ***Выводы.***

Развитие коммуникационных технологий делает возможным использование Грид в качестве вычислительного устройства реального времени для различной аппаратуры

На кластере ИСМА опробовано программное обеспечение для параллельной реконструкции координат сцинтилляций в детекторе гамма-камеры.

Проведенное моделирование позволяет утверждать, что скорости 1 Гигабит и вычислительной мощности Грид достаточно для real time обработки данных с двухдетекторной гамма-камеры в Грид.

Использование неангеровских алгоритмов позволяет увеличить разрешающую способность детектора.

### ***Список литературы:***

1. H.O. Anger Scintillation camera. // Rev. Sci. Instrum. 1958, vol. 29, p. 27-33.
2. В.П. Гаврилюк, А.В. Дёмин, В.А. Колбасин Алгоритмы восстановления изображений в гамма-камере // Сцинтилляционные материалы. Инженерия, устройства, применение. — Харьков. «ИСМА», 2009. — С. 193–224.
3. Grid Computing : Making the Global Infrastructure a Reality / edited by F. Berman, G. Fox, T. Hey – New York: J.Wiley, 2003.– 1012 p.
4. В. Авраменко, А. Загородний, Е. Мартынов Особенности применения ГРИД-технологий в медицине // Вестник НАН Украины. -N10.-2008.- С.5-15.
5. S. Barannik, A. Dyomin GRID as a Storage for Medical Information. // International Conference Nuclear Medicine: Physics, Engineering and Practice 2011, Kharkov, Ukraine, September 19-21 2011
6. Создание и внедрение Грид-системы в лечебно-диагностическое кардиохирургическое отделение / Г.В. Кнышов, А.С. Коваленко, Е.А. Настенко, С.О. Сиромаха, А.В. Демин, С.Я. Свистунов, А.А. Пезенцали, А.В. Яковенко, О.А. Романюк. // Клини. информат. и Телемед. – 2014. – Т.10. – Вып.11. С.45–53.
7. Подготовка медицинских изображений к обработке в больших информационных хранилищах / А.С. Коваленко, А.А. Пезенцали, А.В. Демин, М.А. Наджафиан, Е.К. Царенко // Кибернетика и вычислительная техника. – 2014. – Вып. 176. – С. 46-53.

ИССЛЕДОВАНИЕ СБОРКИ МОДУЛЕЙ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА ESCALO ДЛЯ  
ЭКСПЕРИМЕНТА COMPASS НА ЭЛЕКТРОННОМ  
ПУЧКЕ УСКОРИТЕЛЯ ELSA

В. Аносов<sup>1</sup>, Н. Анфимов<sup>1</sup>, Й. Барт<sup>2</sup>, А. Гуськов<sup>1</sup>,  
М. Дзиевицки<sup>2</sup>, М. Жембицки<sup>2</sup>, К. Заремба<sup>2</sup>, Ф. Клейн<sup>3</sup>,  
З. Крумштейн<sup>1</sup>, Р. Курята<sup>2</sup>, Я. Мажец, А. Нагайцев<sup>1</sup>,  
А. Ольшевский<sup>1</sup>, И. Орлов<sup>1</sup>, Т. Резинько<sup>1</sup>, А. Рихтер,  
А. Рыбников<sup>1</sup>, А. Селюнин<sup>1</sup>, В. Фролов<sup>1</sup>, Ф. Фроммбергер<sup>3</sup>,  
В. Хиллерт<sup>3</sup>, В. Чалышев<sup>1</sup>, И. Чириков-Зорин<sup>1</sup>, Д. Элснер<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Объединённый институт ядерных исследований,  
141980 Дубна, Россия*

<sup>2</sup>*Варшавский политехнический университет,  
Институт радиоэлектроники, Нововойска 15/19,  
Варшава 00-665, Польша*

<sup>3</sup>*Физический институт Боннского университета,  
Нуссалле 12, Бонн 53115, Германия*

## ***1 Введение.***

Измерение обобщённых партонных распределений (GPD) в реакции глубоко-неупругого комптоновского рассеяния (DVCS)

$$\mu^+ p \rightarrow \mu^+ p \gamma \quad (1)$$

является одной из основных задач второй фазы эксперимента COMPASS [1]. Большинство фотонов, рождённых в реакции (1), регистрируется системой двух уже имеющихся на установке

COMPASS электромагнитных калориметров ECAL1 и ECAL2. В настоящее время в ОИЯИ создаётся дополнительный широкоапертурный электромагнитный калориметр ECAL0, в задачи которого входит расширение кинематической области регистрации фотона в реакции (1) и участие в эффективном подавлении фона от процессов с  $\pi^0$  и  $\eta$  с большим поперечным импульсом в конечном состоянии. ECAL0 будет расположен после протяженной жидководородной мишени на выходе детектора протонов отдачи, и в его задачу будет входить регистрация гамма-квантов с энергией от 0,15 до 30 ГэВ в диапазоне полярных углов 0,15-0,6 радиан.

Конструкция калориметра ECAL0 была выбрана в результате ряда успешных испытаний различных прототипов электромагнитных калориметров типа “шашлык” со съемом света микропиксельными лавинными фотодиодами (МЛФД) на пучке Т9 PS (ЦЕРН) в 2008-2009 годах [2, 3]. ECAL0 представляет собой калориметр типа “шашлык” с высокой гранулярностью (размер ячейки  $4 \times 4 \text{ см}^2$ ). Модуль калориметра ( $3 \times 3$  ячейки) состоит из активной части - 109 чередующихся слоёв свинца (0,8 мм) и сцинтиллятора (1,5 мм), и блока регистрации на МЛФД. Суммарная толщина активной части составляет 15,3 радиационных длин. Светосбор со сцинтилляционных пластин на МЛФД осуществляется спекросмещающими волокнами. Применение фотоумножителей в качестве фотодетекторов практически невозможно, так как калориметр будет расположен в области достаточно сильного рассеянного поля спектрометрического магнита установки COMPASS. В блоке регистрации используются фотодиоды типа MAPD-3N и MAPD-3A со сверхвысокой плотностью пикселей ( $1.5 \times 10^4 \text{ мм}^{-2}$ ) и площадью в  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ , имеющие широкий динамический диапазон, обеспечивающий хорошую линейность отклика [2]. Активные части модулей калориметра изготовлены в Институте Сцинтилляционных Материалов (г.Харьков). Детальное описание конструкции модуля калориметра представлено в работе [4]. Отметим, что модули аналогичной конструкции планируется использовать для электромагнитных калориметров коллайдера NICA.

В 2011 году на пучке Т9 (ЦЕРН) была успешно испытана сборка из 3×3 прототипов модулей ECAL0 [5]. В тестовом сеансе на установке COMPASS в 2012 году проводились испытания фрагмента калориметра ECAL0 из 56 модулей (примерно четверть от полного числа). Калибровка ячеек калориметра проводилась с помощью параллельного пучка мюонов и сигнала от распада  $\pi^0$ . Исследования показали, что такие параметры, как энергетическое, пространственное, временное разрешения и линейность отклика - соответствовали ожидаемым и были стабильны во времени.

Однако, для дальнейшей оптимизации алгоритмов реконструкции событий, а также улучшения пространственного и энергетического разрешения и др. необходимо изучить зависимости характеристик калориметра от угла падения фотонов (или электронов). С этой целью в феврале 2014 года на электронном пучке ускорителя ELSA [6] в Бонне были проведены дополнительные исследования сборки из 3×3 модулей.

## ***2 Исследование сборки модулей***

### ***2.1 Эксперимент***

Исследование сборки 3×3 модулей (81 ячейка) проводилось на выведенном электронном пучке ускорителя ELSA с интенсивностью -  $2 \times 10^3$  /с при трех значениях энергии электронов: 0,8 ГэВ, 1,6 ГэВ и 3,2 ГэВ. Сборка модулей размещалась на дистанционно управляемой подвижной платформе, позволяющей устанавливать вертикальное и горизонтальное положение модулей с точностью лучше 0,2 мм, а угол поворота в горизонтальной плоскости - с точностью 0,1°. Годоскоп, состоящий из двух плоскостей сцинтилляционных волокон диаметром 1,0 мм с шагом 0,7 мм, использовался для определения координат точки падения электронов на модули калориметра, мониторингования интенсивности пучка, а также в качестве триггера. Размер активной области годоскопа составлял 2,3×2,3 см<sup>2</sup>. На Рис. 1(а) представлен типичный профиль пучка электронов с энергией 1,6 ГэВ, полученный с использованием

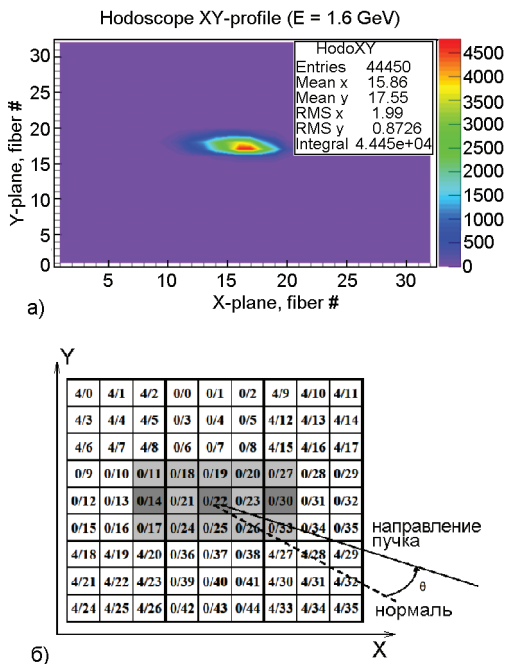


Рис. 1: (а) Типичный профиль пучка электронов с энергией 1,6 ГэВ:  $\sigma_x = 1,4$  мм,  $\sigma_y = 1,4$  мм. (б) Конфигурация сборки из 9 модулей. Серым цветом отмечены центральные ячейки, для которых измерялась энергетическая и угловая зависимости отклика. Темно-серым цветом отмечены ячейки, для которых проводилось Монте-Карло моделирование отклика.

годоскопа. Сигналы с фотодетекторов модулей калориметра подавались на усилители-формирователи и затем по скрученной паре на вход 12 разрядного 80 МГц аналого-цифрового преобразователя MSADC-COMPASS. Триггер для системы считывания вырабатывался при совпадении сигналов с двух плоскостей годоскопа. В системе считывания MSADC-COMPASS устанавливался цифровой порог 5 каналов АЦП ( $\approx 50$  МэВ).

Исследование модулей калориметра проводилось в два этапа. На первом этапе выполнена калибровка отклика каждой ячейки

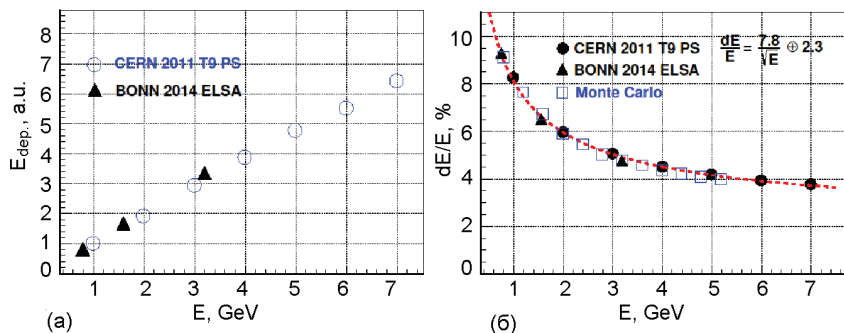


Рис. 2: Зависимость отклика (а) и энергетического разрешения  $\sigma_E/E$  (б) сборки модулей от энергии электронов, нормально падающих ( $\Theta = 0^\circ$ ) в центр ячейки 0/22. Результаты измерений 2011 года в ЦЕРН показаны кружками, 2014 года на ELSA – треугольниками, а результаты Монте-Карло моделирования – квадратами.

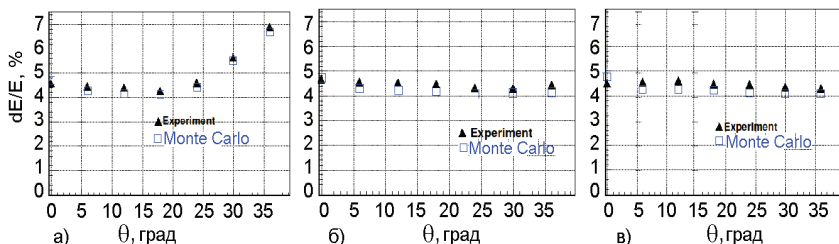


Рис. 3: Зависимости энергетического разрешения сборки  $\sigma_E$  от угла падения пучка электронов с энергией 3,2 ГэВ в центры ячеек: (а) 0/14, (б) 0/22, (в) 0/30. Результаты измерений показаны треугольниками, результаты моделирования – квадратами.

при энергии 3,2 ГэВ. На втором этапе исследована угловая зависимость отклика калориметра для 15 ячеек, расположенных в центральной области сборки.

Для осуществления энергетической калибровки ячеек платформа с установленной на ней сборкой перемещалась в вертикальном и горизонтальном направлении с шагом в 40 мм так, чтобы пучок электронов попадал в центр каждой ячейки. Для нескольких ячеек сканирование было проведено с шагом 10 мм с целью изучения

вариации отклика в зависимости от места попадания электрона в ячейку.

Для изучения угловых зависимостей характеристик калориметра сборка поворачивалась в горизонтальной плоскости на угол  $\Theta$  от  $0^\circ$  до  $36^\circ$  относительно оси пучка с шагом в  $6^\circ$ . Направление поворота показано на Рис. 1(б). Измерения выполнялись при энергиях электронов 0,8 ГэВ, 1,6 ГэВ и 3,2 ГэВ для 15 центральных ячеек сборки, которые показаны серым цветом на Рис 1(б)).

## **2.2 Моделирование**

Экспериментальные результаты сравнивались с результатами Монте-Карло моделирования, выполненного с использованием программного пакета Geant4 [7]. При описании конструкции калориметра в модели было учтено наличие отверстий в свинцовых и сцинтилляционных пластинах, зазоров, LEGO соединений и спектросмещающих волокон. Учитывались также размеры пучка электронов, измеренные сцинтилляционным годоскопом. При моделировании развития электромагнитного ливня в веществе использовался стандартный набор физических процессов QGSP\_BERT. Отклик калориметра на прохождение электрона считался пропорциональным суммарному энерговыделению в слоях сцинтиллятора, при этом для каждой ячейки был установлен порог регистрации 43 МэВ, который соответствовал цифровому порогу электроники (5 каналов АЦП). Для корректного описания отклика калориметра дополнительно вводилось гауссовое размытие порога с  $\sigma=15$  МэВ, определенной из экспериментальных данных. Также при моделировании учитывались затухание света в волокнах и статистические флуктуации числа фотоэлектронов, образующихся в МЛФД.

## **3 Результаты исследований**

Результаты исследований представлены на Рис.2-5, ошибки измерений меньше размеров точек на графиках.

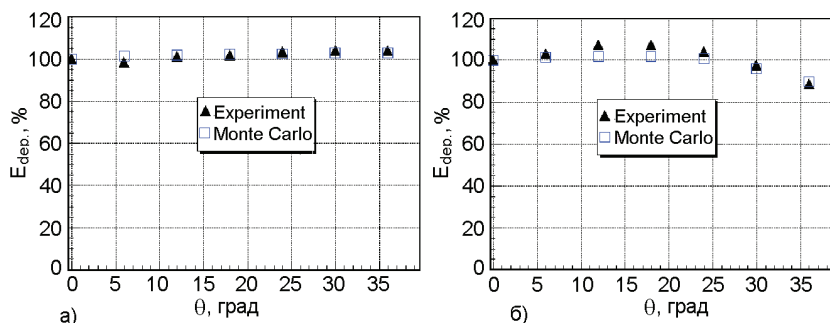


Рис. 4: Зависимости энерговыведения в сборке от угла падения пучка электронов с энергией 3,2 ГэВ в центральную 0/22 (а) и краевую 0/14 (б) ячейки. Результаты измерений показаны треугольниками, результаты моделирования – квадратами.

На Рис. 2(а, б) представлены результаты измерений отклика и энергетического разрешения калориметра для случая нормально падающего пучка. Для сравнения на рисунке также приведены результаты моделирования и данные, полученные в 2011 году на канале Т9 в ЦЕРН[5]. Видно, что результаты хорошо согласуются.

На Рис. 3 приведены измеренные и полученные в результате моделирования угловые зависимости энергетического разрешения  $\sigma_E/E$  при падении пучка электронов с энергией 3,2 ГэВ в центры ячеек 0/14, 0/22 и 0/30. Для ячеек 0/22 и 0/30 наблюдается ожидаемое незначительное улучшение разрешения с ростом угла, связанное с увеличением эффективной длины активной части калориметра. Тогда как для ячейки 0/14 при углах  $\Theta \geq 20^\circ$  разрешение ухудшается значительно, что обусловлено вытеканием электромагнитного ливня через боковую поверхность сборки. Зависимости энерговыведения от угла падения пучка для центральной ячейки 0/22 и краевой 0/14 при энергии 3,2 ГэВ представлены на Рис. 4 (а), (б) соответственно. Видно, что Монте-Карло моделирование описывает экспериментальные данные.

При моделировании использовалось экспериментально полученное значение порога на энерговыведение в одной ячейке – 43 МэВ. Для подтверждения правильности этого значения были

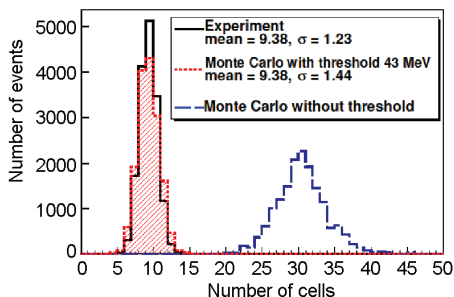


Рис. 5. Распределение числа ячеек в кластере энерговыделения при падении пучка электронов в ячейку 0/30 под углом  $\Theta = 360$ : экспериментальное, и полученные в результате моделирования - без порога на энерговыделение в ячейке и с порогом 43 МэВ.

построены экспериментальное и полученные при моделировании распределения числа ячеек в кластере энерговыделения в калориметре (Рис. 5). Как видно из представленных распределений, моделирование с использованием порога 43 МэВ хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

#### 4 Заключение.

Результаты выполненных исследований продемонстрировали способность калориметра ESCALO измерять энергию фотонов, падающих под большими углами (до 0,6 рад) с требуемой в эксперименте COMPASS точностью  $\sigma_E/E \leq 10\%/\sqrt{E}$ . Результаты Монте-Карло моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. Результаты измерений и моделирования будут использованы для оптимизации алгоритмов реконструкции кластеров, в которых будут учтены как эффекты, связанные с углом падения, так и краевые эффекты.

#### Литература

- [1] COMPASS collaboration, COMPASS II proposal // CERN-SPSC-2010-014, SPSC-P-340, May 2010.

- 
- [2] N. Anfimov et. al, Beam test of Shashlyk EM calorimeter prototypes readout by novel MAPD with super high linearity // NIM A. 2010. T617. C. 78-80.
  - [3] N. Anfimov et. al, Novel micropixel avalanche photodiodes (MAPD) with super high pixel density // NIM A. 2011. T628. C. 369-371.
  - [4] I. Chirikov-Zorin et. al, The design of a module of a new electromagnetic calorimeter for COMPASS II // ПИСЬМА В ЭЧАЯ. 2014. Т. 11, ВЫП. 3. С. 412-417. , препринт ОИЯИ Е13-2013-82 (2013).
  - [5] N. Anfimov et. al, Shashlyk EM calorimeter prototype readout by MAPD with superhigh pixel density for COMPASS II // NIM A. 2013. T718. C. 75-77.
  - [6] W. Hillert, The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future // Eur. Phys. J. A28 s01 (2006) 139-148.
  - [7] H. Agostinelli et. al., Geant4 - a simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. Т. 506 ВЫП. 3. С. 250-303.

# УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТЯЖЕННЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Н.В.Анфимов, З.В.Крумштейн, А.А.Ноздрин, А.Г.Ольшевский,  
Т.В.Резинько, А.В.Рыбников, А.С.Селюнин, Д.В.Федосеев

*Объединённый институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

## ***1 Свойства кристаллов чистого йодида цезия.***

Кристалл чистого йодида цезия представляет собой монокристалл (CsI), который обладает плотностью  $4.51 \text{ г/см}^3$ , малой радиационной длиной  $1.86 \text{ см}$  и световыходом на уровне  $5000 \text{ фотонов/МэВ}$  (табл. 1). Спектр люминисценции чистого йодида цезия (рис. 1) состоит из быстрой ультрафиолетовой компоненты со временем затухания около  $20 \text{ нс}$  и длинноволновой компоненты, затухающей в течение  $1 \text{ мкс}$  [1]. На быструю компоненту приходится  $70\text{-}80\%$  общего светового выхода кристалла чистого йодида цезия. Интенсивность медленной компоненты в значительной степени зависит от чистоты кристалла и в кристаллах хорошего качества медленная компонента может практически отсутствовать [2].

Интенсивность сцинтилляции кристалла CsI при комнатной температуре примерно в  $10$  раз меньше, чем для активированных кристаллов CsI(Tl) и CsI(Na) и довольно сильно зависит от температуры: уменьшается с ее увеличением приблизительно на  $1.3\%/^{\circ}\text{C}$  [3].

Для проведения исследований в ИСМА были изготовлены  $50$  кристаллов двух типоразмеров (тип 9 и тип 21) по образцам

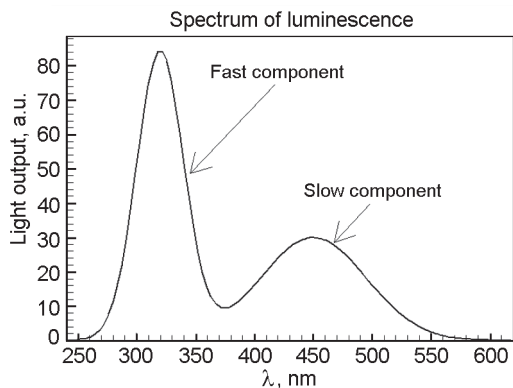


Рис. 1. Спектр люминесценции кристалла чистого йодида цезия.

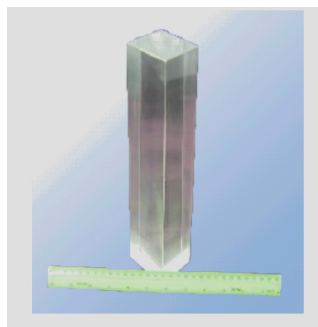


Рис. 2. Вид кристалла чистого йодида цезия.

калориметра Belle [3,6]. Каждый кристалл имеет форму усеченной четырехгранной пирамиды с основаниями около 60x60 мм и длиной 300 мм. Кристаллы разных типов отличаются только поперечными размерами. Вес кристалла 5-6 кг.

## 2 Методика измерения и экспериментальная установка.

Качество кристаллов можно оценить с помощью отношения величины световыхода, получаемого за время высвечивания быстрой компоненты ( $\approx 100$  нс) к величине светового выхода получаемому за 1 мкс ( $F/T = I_{Fast} / I_{Total}$ ). Для изучения однородности световыхода кристалла по объему необходимо измерить данное отношение по всей длине кристалла. Для измерения величин световыхода ( $I_{Fast}$  и  $I_{Total}$ ) кристаллов чистого йодида цезия в ИСМА был разработан измерительный стенд (рис. 3). Стенд представляет собой светоизолированный контейнер, внутри которого находятся две платформы: фиксированная платформа с исследуемым кристаллом и подвижная платформа с радиоактивным источником, которая может перемещаться вдоль оси кристалла с точностью 0.1 мм. Кристалл облучается гамма-квантами от коллимированного радиоактивного

Таблица 1. Характеристики различных сцинтилляционных кристаллов.

Кристалл	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$X_0$ , см	$\lambda_{em}$ , нм	$N_{ph}$ /МэВ	$\tau$ , нс
Pure CsI	4.51	1.86	310/450	5000	30/1000
CsI(Tl)	4.51	1.86	550	52000	1000
BaF <sub>2</sub>	4.89	2.03	220/310	2500/6500	0.6/620
CeF <sub>3</sub>	6.16	1.65	310	600	3
PbWO <sub>4</sub>	8.28	0.89	430	25	10
LuAlO <sub>3</sub> (Ce)	8.34	1.08	365	20500	18

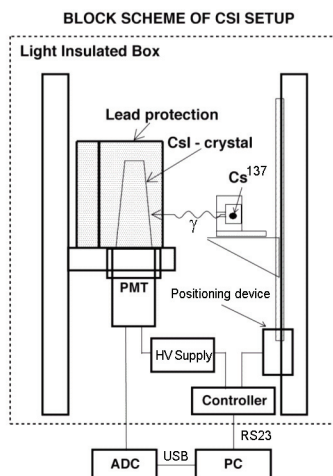
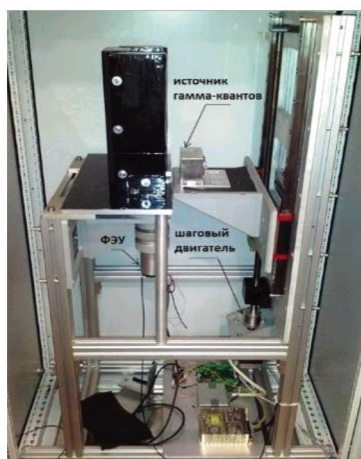


Рис. 3. Вид и схема установки.

источника  $^{137}\text{Cs}$  (размер щели коллиматора 28x10 мм), расположенного на расстоянии 20 мм от поверхности кристалла. Гамма-кванты с энергией 662 КэВ, за счет комптоновского рассеяния и фотоэффекта, рождают в объеме кристалла электроны, которые теряют энергию за счет ионизационных потерь. Часть этой энергии

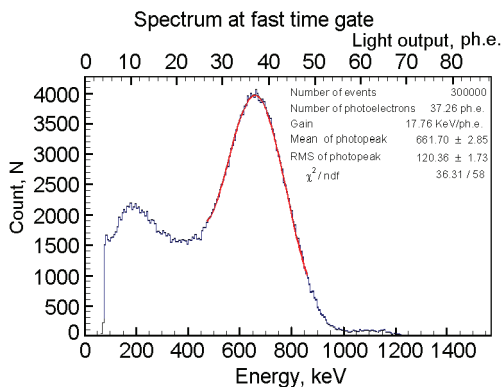


Рис. 4. Зарядовый спектр сигнала от источника  $^{137}\text{Cs}$ .

выделяется в виде сцинтилляционных вспышек, которые регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя ET Enterprises 9821QB (ФЭУ).

Кристалл устанавливался на фотокатод ФЭУ. Сигнал с ФЭУ оцифровывался с помощью АЦП (DRS4 Evaluation board V4)[4] и сохранялся на жесткий диск ПК. Далее на основе полученные данных строились зарядовые спектры во временных интервалах интегрирования сигнала длительностью 100 и 1000 нс. Спектры набирались при 7 различных положениях источника  $^{137}\text{Cs}$ , эквидистантно расположенных (40 мм) по длине кристалла. Типичный вид зарядового спектра представлен на рис. 4. На спектре видны: пик полного поглощения  $\gamma$ -квантов с энергией 662 КэВ, край комптоновского спектра и спектр шумовых импульсов. Спектр в области фотопика полного поглощения аппроксимировался функцией

$$f(x) = Ae^{-(x-x_0)^2/2\sigma^2} + Be^{-ax} \quad (1)$$

Второе слагаемое вводится для аппроксимации края комптоновского спектра. Световыход определялся по положению центра пика  $x_0$ .

Для получения абсолютного значения световыхода проводилась калибровка ФЭУ. Калибровка основана на методе вспышек малой

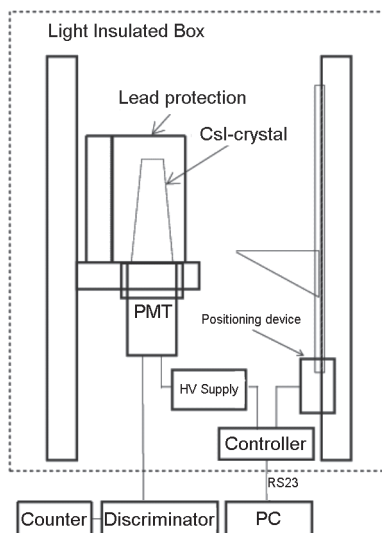


Рис. 5. Схема для изучения счетных характеристик ФЭУ с кристаллом.

интенсивности [5]. Во время калибровки ФЭУ кристалл и радиоактивный источник извлекались из установки и на ФЭУ подавался свет от светодиода, питание которого осуществлялось генератором коротких импульсов с частотой импульсов 1 кГц и длительностью 20 нс. Амплитуда импульсов генератора подбиралась, так чтобы отклик ФЭУ был на уровне одного фотоэлектрона. При калибровке и при облучении кристалла источником  $^{137}\text{Cs}$  рабочее напряжение питания ФЭУ устанавливалось 1900 В.

### 3 Защита от радиационного фона.

Для обеспечения работы с малоинтенсивными источниками радиоактивного излучения (активностью менее 100 кБк) вокруг кристалла с трех сторон была установлена защита от радиационного фона состоящая из свинцовых кирпичей толщиной 50 мм. Для дополнительной светоизоляции использовалась черная бумага.

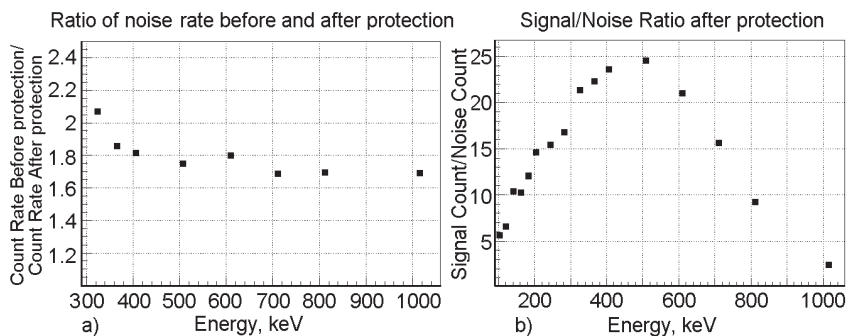


Рис. 6. а - отношение счетных характеристик ФЭУ ET Enterprises 9821QВ с кристаллом CsI(Pure) до и после установки защиты, б - отношение сигнал фон после установки защиты.

Счетные характеристики измерялись по схеме, представленной на рис.5. Сигналы с ФЭУ подавались на дискриминатор с регулируемым порогом дискриминации от 10 до 500 мВ. Счетная характеристика снималась без источника до и после установки защиты. В результате защиты фон в области фотопика (662 КэВ) удалось снизить в  $\approx 1.7$  раза (рис. 6(а)). Отношение сигнал шум после установки защиты представлены на рис. 6(б). В области фотопика счет от радиоактивного источника превышает счет без источника в  $\approx 18$  раз.

#### 4 Результаты.

Изучение неоднородности было проведено для 24 кристаллов чистого йодида цезия. Для каждого кристалла было получено отношение F/T и световыход в расчете на 1 МэВ в 7 эквидистантно расположенных точках/плоскостях (40 мм) по всей длине кристалла (типичные графики приведены на рис. 7 и рис. 8 для кристаллов № 22 и № 15 9 типа). На рис. 8 приведены графики для кристаллов с наименьшим (№ 22 тип 9) и наибольшим (№ 15 тип 9) световыходом. Одновременно с определением световыхода определялось и энергетическое разрешение пика полного поглощения ( $\sigma_{E/E}$ ) при

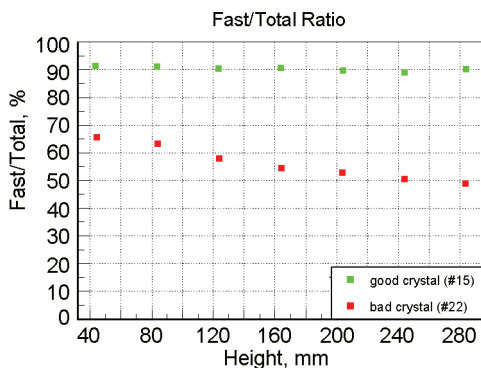


Рис. 7. F/T отношение по всей длине кристалла для кристаллов 15 и 22.

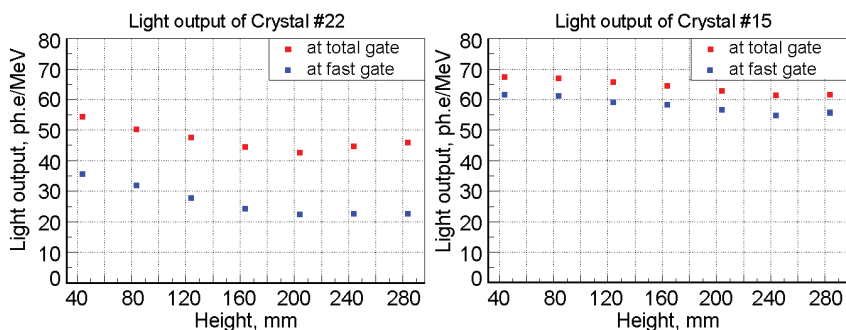


Рис. 8. Световыход кристаллов при интегрировании во временном интервале 100 и 1000 нс по всей длине кристалла.

временных интервалах интегрирования в 100 и 1000 нс. В данном случае энергетическое разрешение (рис. 9) для кристалла № 22 составило около 27%(100 нс) и 21%(1000 нс), для кристалла № 15 около 17% (100 нс) и 16% (1000 нс). Значение величины неоднородности световыхода для каждого кристалла оценивалось по формуле

$$D = (I_{\max} - I_{\min})/I_{\text{avr}},$$

где  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$ ,  $I_{\text{avr}}$  – максимальный, минимальный и средний световыход по высоте кристалла, соответственно. Чтобы неоднородность

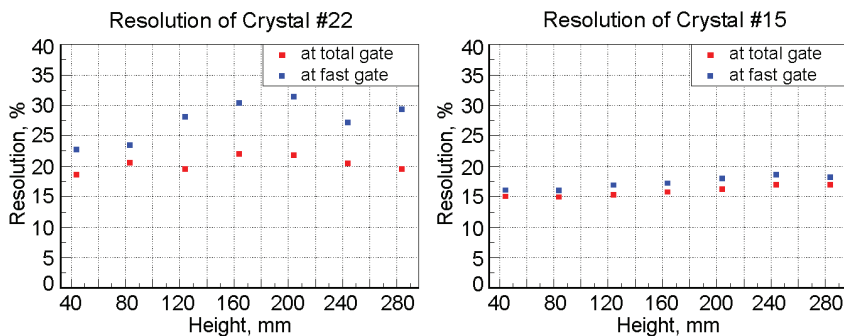


Рис. 9. Разрешение  $\sigma E/E$  при интегрировании во временном интервале 100 и 1000 нс по всей длине кристалла.

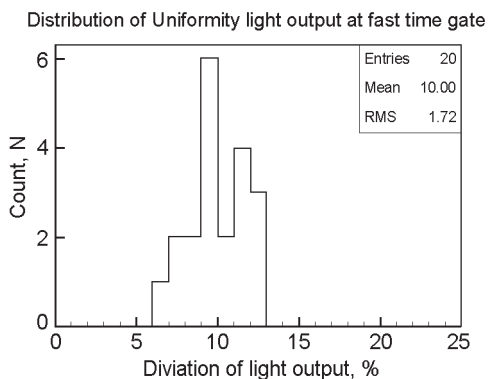


Рис. 10. Распределения неоднородности световыхода среди кристаллов с неоднородностью менее 15% при интегрировании во временном интервале длительностью 100 нс.

светосбора не давала существенного вклада в разрешение, она должна быть менее 15% [6]. Большинство кристаллов имеет неоднородность световыхода лежащую в пределах 15% (20 кристаллов) со средним значением неоднородности 10% при интегрировании сигнала во временном интервале 100 нс (рис. 10).

**Список литературы**

- [1] Schotanus P. et al. Scintillation characteristics of pure and Tl-doped CsI crystals. Trans. Nucl. Sci., 1990, NS-37, N2, p.177-182.
- [2] Akimov Y. «Photonic methods of radiation detection». Dubna, JINR, 2014, V.8.3, p.127.
- [3] Kuzmin A. Endcap calorimeter for SuperBelle based on pure CsI crystals. Nucl. Instr. and Meth., A623 (2010), p.252-254.
- [4] <http://www.psi.ch/drs/evaluation-board>. The Paul Scherrer Institute. DRS4 Evaluation Board.
- [5] Bellamy E. et al. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. Nucl. Instr. and Meth., A339 (1994), p.468-476.
- [6] В.Н.Жилич, З.А.Крумштейн, А.А.Ноздрин, А.Г.Ольшевский и др. Измерение радиационной стойкости кристаллов чистого CsI для детектора Belle-2. ИСМАРТ 2012.

ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫЕ ИСТОЧНИКИ  
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОИЗВОДСТВА  
ОАО «ГНЦ НИИАР» И ОСОБЕННОСТИ ИХ  
ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ КОНТРОЛЯ ЯДЕРНЫХ  
МАТЕРИАЛОВ НЕРАЗРУШАЮЩИМИ МЕТОДАМИ

А.В. Кремер, Ю.А. Кушнир, А.А. Леоненко, Д.А. Леоненко,  
Ю.И. Лещенко, А.П. Малков, В.С. Романовский, А.И. Теллин

*Открытое акционерное общество «Государственный научный центр –  
Научно-исследовательский институт атомных реакторов»  
г. Димитровград, Ульяновская обл., Россия, 433510*

### ***1 Введение.***

ОАО «ГНЦ НИИАР» является крупнейшим в России научно-исследовательским экспериментальным комплексом гражданской атомной энергетики. Одно из направлений деятельности института – наработка в пяти исследовательских ядерных реакторах различных радионуклидов; производство на основе этих радионуклидов высокотехнологичных источников ионизирующих излучений (ИИИ) для науки, промышленности и медицины; разработка технологий и систем измерений с использованием ИИИ.

В докладе представлен обзор ИИИ производства ОАО «ГНЦ НИИАР», применяемых в целях контроля неразрушающими методами характеристик различных материалов, в том числе ядерных.

Для целей учета и контроля ядерных материалов в топливе ядерных реакторов и контейнерах с сырьевыми материалами для

производства этого топлива необходимы средства измерения характеристик материалов неразрушающими методами анализа (НРА). Для измерений используют, как правило, гамма-спектрометрическую аппаратуру с полупроводниковыми или сцинтилляционными детекторами.

Для настройки, калибровки и поверки измерительного оборудования необходимы источники ионизирующего излучения в качестве стандартных образцов (СО) требуемого класса. В ОАО «ГНЦ НИИАР» (НИИАР) разработаны, изготовлены и аттестованы в качестве стандартных образцов для зарубежных и отечественных организаций, а также собственных нужд ИИИ, содержащие уран и плутоний различных композиций. Аттестация СО проведена от уровня рабочих образцов предприятия до государственных стандартных образцов (ГСО).

Для настройки и калибровки порталльных транспортных и пешеходных радиационных мониторов, устанавливаемых на проходах и проездах ядерно- и радиационно-опасных объектов, аэропортов, вокзалов и других сооружений разработаны и изготавливаются калибровочные источники с ураном и плутонием, а также альтернативные источники на основе  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{244}\text{Cm}$  с различной активностью.

Для контроля распределения материалов в цилиндрических, плоских и кольцевых изделиях разрабатываются методики и измерительные установки, включающие сцинтилляционные детекторы ( $\text{NaI(Tl)}$  и  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ ), ИИИ на основе радионуклида  $^{55}\text{Fe}$  с непрерывным рентгеновским спектром излучения в диапазоне 30 – 220 кэВ, и автоматизированные средства сканирования объекта и обработки регистрируемого спектра излучения.

### ***1 Стандартные образцы для настройки и калибровки измерительной аппаратуры.***

Для обеспечения единства измерений при определении характеристик ядерных материалов (ЯМ), а также при проверке, калибровке, поверке измерительной аппаратуры необходимы



Рис. 1. Комплект ГСО обогащения урана (металлического).

стандартные образцы. Они также нужны при проверках, настройках, поверках новой измерительной техники, для метрологических испытаний программного и методического обеспечения измерений характеристик ЯМ.

В рамках международных программ по совершенствованию системы учета и контроля (УиК) ЯМ в НИИАР были произведены и сертифицированы наборы стандартных образцов с ураном и плутонием [1]. Наиболее востребованы для целей учета и контроля ядерных материалов – СО обогащения урана по изотопу  $^{235}\text{U}$ . Разработанные и изготовленные стандартные образцы являются эталонами изотопного состава и массы урана. Они изготовлены с выполнением требований, характерных для классического образца обогащения урана, который должен иметь урансодержащий слой “квази-бесконечной” толщины (для гамма излучения  $^{235}\text{U}$  с энергией 185,7 кэВ) и тонкое “окно” для выхода этого гамма излучения.

В качестве рабочего материала в таких стандартных образцах использован как металлический уран, так и диоксид урана.

По заказу МАГАТЭ были изготовлены комплекты СО обогащения урана металлического (Uranium Enrichment Reference Material). Каждый комплект состоит из восьми стандартных образцов, которые условно скомпонованы в два набора по четыре СО (высокого и низкого обогащений) и упакованы в два носимых контейнера (рис 1).

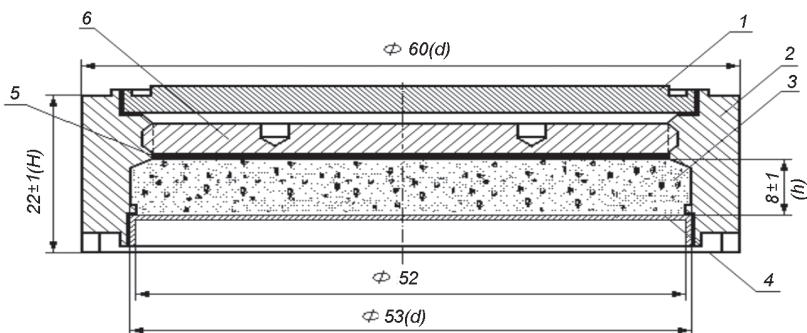


Рис. 2. Стандартный образец обогащения урана с диоксидом урана. 1 – крышка; 2 – корпус капсулы; 3 – диоксид урана; 4-окно; 5 – шайба; 6 – прижим.

Три таких комплекта прошли процедуру государственной аттестации и сертифицированы в качестве Государственных Стандартных Образцов (ГСО) изотопного состава и массы урана. Этим образцам присвоен тип ГСООУМ, и они включены в государственный реестр под номером ГСО 8433-2003. Основные характеристики этих образцов представлены в табл. 1.

Конструкция образцов с диоксидом урана показана на рис.2. Каждый комплект этих СО, аттестованных как Государственные Стандартные Образцы Обогащения Урана (ГСООУ) содержит пять образцов разного обогащения. Их характеристики приведены в табл.1, а внешний вид – на рис.3.

В качестве рабочего тела ГСООУ используется гранулированный диоксид урана. Диоксид урана требуемого обогащения готовится с использованием процесса электрохимического растворения



Рис. 3 Комплект ГСООУ (диоксид)

Таблица 1. Основные характеристики стандартных образцов изотопного состава и массы урана, изготовленных в НИИАР

№ п/п	Обозначение образца	Характеристики уранового материала			Капсула из нержавеющей стали, размеры, мм
		Материал	Форма, масса, г	Обогащение, масс. %	
1	ГСОУМ.00475	U (метал)	Диск с квази-бесконечной толщиной и массой 105 г	0.458 ±0.65	Диаметр 80 мм, Высота 8 мм. Окно: диаметр 52 мм, толщиной 0,48 мм
	ГСОУМ.00703			0.707 ±0.57	
	ГСОУМ.01840			1.839 ±0.24	
	ГСОУМ.04870			4.863 ±0.05	
	ГСОУМ.11899			11.894 ±0.06	
	ГСОУМ.26061			26.064 ±0.04	
	ГСОУМ.60041			60.067 ±0.03	
ГСОУМ.89915	89.916 ±0.03				
2	ГСОУ.0043	Гранули-рованный UO <sub>2</sub>	Квази-бесконечной толщины слой массой 130 г	0,4263 ±0.0002	Диаметр 60 мм, Высота 23 мм. Окно: диаметр 52 мм, толщина 0,48 мм
	ГСОУ.0365			3,652 ±0.005	
	ГСОУ.2128			21,28 ±0.018	
	ГСОУ.4948			49,48 ±0.018	
	ГСОУ.8783			87,83 ±0.038	

диоксидов в солевом расплаве, и осаждения  $\text{UO}_2$  на графитовом катоде. Эта технология позволяет получить диоксид урана (смеси) с максимальной насыпной плотностью и однородным заданным изотопным составом урана. Для подготовленных смесей в аналитической лаборатории проводятся аттестационные исследования основных характеристикам диоксидов урана таких, как:

- массовые доли изотопов урана и неоднородность их распределения в объёме гранулированного диоксида урана;
- массовая доля урана;
- массовые доли других элементов-примесей.

После герметизации смесей в корпусе источника для каждого образца проводится полный цикл подтверждающих неразрушающих измерений:

- гамма спектрометрия с Ge-детектором высокого разрешения для измерения выхода гамма излучения  $^{235}\text{U}$  с  $E = 185,7$  кэВ из окна образца и подтверждения изотопного состава урана и определения содержания  $^{228}\text{Th}$  (с помощью программы PC/FRAM);
- просвечивание образца гамма излучением от источников  $^{133}\text{Ba}$  с  $E = 356$  кэВ или  $^{55}\text{Fe}$  с  $E = 30-220$ кэВ с целью определения неоднородности локальной поверхностной плотности и среднего значения поверхностной плотности для подтверждения квази-бесконечной толщины  $\text{UO}_2$ ;
- выхода нейтронного излучения.

## ***2 Наборы стандартных образцов изотопного состава и массы урана и плутония для радиационных мониторов.***

В настоящее время общей практикой является обязательное использование радиационных мониторов для контроля проноса (провоза) ядерных и радиоактивных материалов на пешеходных и транспортных проходах ядерно- и радиационно-опасных объектах, а также вокзалах и аэропортах. Для контроля используют разнообразные (носимые, пешеходные, автомобильные, железнодорожные) радиационные мониторы (РМ) ядерных и радиоактивных материа-

Таблица 2. Категории и пороги обнаружения мониторов, и рекомендуемые массы урана, плутония для СО, и активности альтернативных источников с  $^{133}\text{Ba}$  и  $^{252}\text{Cf}$  ( $^{244}\text{Cm}$ ) для транспортных (Т) и пешеходных мониторов (П) с органическими гамма детекторами

Категории мониторов		Пороги обнаружения			Выход нейтронов $^{252}\text{Cf}$ , и $^{244}\text{Cm}$ , нейтр./с
		Урана, г	Плутония, г	Активность $^{133}\text{Ba}$ , кБк	
1П		1	0,03	8	
2П	1Т	3	0,1	22	
3П	2Т	10	0,3	55	18
4П	3Т	64	1	140	60
	4Т	250	3	340	180
	5Т	1000	10	770	600
	6Т	2500	20	1360	
	7Т	4000	30	1920	1800

лов. Естественно, что из-за различия конструкций и детекторов излучений значения основной характеристики мониторов – порога детектирования ЯМ различаются на несколько порядков. Для проверки и настройки РМ в соответствии с документом [2] требуются наборы стандартных образцов с ЯМ, которые по массе ЯМ должны соответствовать определённой категории мониторов. В ГОСТ Р 51635-2000 приводятся данные по характеристикам таких радиационных источников, представленные в табл.2.

НИИАР имеет опыт изготовления источников для калибровки РМ, как для собственных нужд, так и для других организаций. Для собственных нужд изготовлены опытные наборы стандартных образцов предприятия (СОП) ЯМ, а также альтернативных источников гамма и нейтронного излучений (плутония). Для сторонних организаций изготовлены наборы государственных стандартных образцов ЯМ и альтернативные источники излучений.

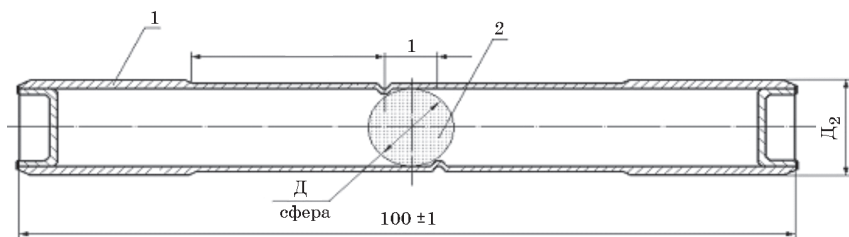
Характеристики СОП изотопного состава и массы урана и плутония (МУ и МП) представлены в табл. 3. Поскольку начало этих работ относится к 1995 г, когда национальные нормативные доку-

Таблица 3. Стандартные образцы массы урана и плутония, изготовленные для использования внутри института (СОПМУ и СОПМП), а также для других предприятий (ГСОМП и ГСОМУ)

Обозначение образца	Активная часть источника		
	Материал	Форма	Масса, г
СОМУ-10 СОМУ-3 СОМУ-1	$^{235}\text{U}$ , металл (90 %)	Сфера	10,3 3,09 1,02
СОМП-0,30 СОМП-0,10 СОМП-0,03	$^{239}\text{Pu}$ , металл (97 %)	Цилиндр, Высота = диаметру	0,292 0,0974 0,029
ГСОМУ-10 ГСОМУ-3	$^{235}\text{U}$ металл, (90 %)	Сфера	10,3 3,09
ГСОМП-0,30 ГСОМП-0,10	$^{239}\text{Pu}$ , металл, (97 %)	Цилиндр, Высота = диаметру	0,292 0,0974

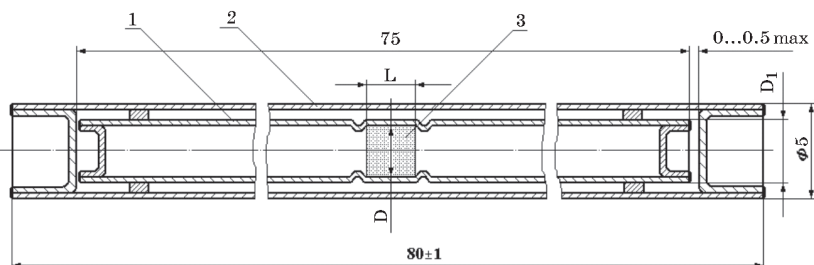
менты по калибровочным источникам для РМ отсутствовали, то при проектировании этих образцов в качестве основного руководящего документа был выбран сборник Стандартов ASTM [3]. В стандартах этого документа рекомендованы требования к источникам из ЯМ, которые пригодны для проверки радиационных мониторов. В этих стандартах рекомендуется излучатели СО с ураном или плутонием изготавливать в виде шаров или цилиндров (у которых высота примерно равна диаметру) из металла, поскольку в таком виде максимально самопоглощение гамма излучения, и образцы труднее обнаружить. Поскольку основная цель каждого монитора – обнаружение урана и плутония высокой пробы, поэтому для СОПМУ и МП целесообразно использовать плутоний с высоким содержанием  $^{239}\text{Pu}$  и уран с высоким обогащением по  $^{235}\text{U}$ .

В образцах НИИАР урановый шар герметизован в капсуле из нержавеющей стали (рис. 4а) с применением аргон-дуговой сварки, а плутониевый цилиндр заварен в две тонкостенные капсулы (рис. 4б). Все капсулы перед сваркой были заполнены аргоном, который предохраняет уран и плутоний от окисления.



Обозначение	Рис.	Керн КСУ D, мм	Масса урана, г	D <sub>2</sub> , мм	L, мм ± 0.2	l, мм ± 0.2	Маркировка
12A 581.000.00СБ		10.5	11.10	12	22	6	СОПМУ <sub>р</sub> -11-1(2)
-0.1СБ	1	7.08	3.33	9.2	22	6	СОПМУ <sub>р</sub> -3.5-1(2)
-0.2СБ		4.80	1.11	6	22.8	4.4	СОПМУ <sub>р</sub> -1,1-1(2)

а)



Обозначение	Стандарт массы			D1, мм	Масса, кг	Маркировка
	D, мм	L, мм	Масса, г			
12A 582.000.00СБ	2.5	3.2	0.3	3x0.15		СОПМПл-0.3-1(2)
-0.1СБ	1.9	1.9	0.1		СОПМПл-0.1-1(2)	
-0.2СБ	1.3	1.2	0.03		1.8x0.15	СОПМПл-0.03-1(2)

б)

Рис.4 Стандартный образец массы урана (а) и плутония (б).

Основные аттестуемые характеристики СО – масса и размеры плутониевых цилиндров и урановых шаров – измеряются непосредственно перед капсулированием. Изотопный состав каждого керна из ЯМ определялся с помощью гамма спектрометрии высокого разрешения (Ge-детектор, анализатор DSPEC<sup>plus</sup> и программ Maestro и PC/FRAM).

После капсулирования образцов проведены повторные гамма-спектрометрические подтверждающие измерения изотопного состава урана и плутония, а также исследования анизотропии выхода гамма излучения из образцов. Проведены также измерения выхода нейтронов с помощью детектора PWCC и анализатора JSR-12. Повторный неразрушающий анализ позволяет гарантировать отсутствие посторонних радиоактивных загрязнений образцов.

Аттестация образцов массы урана и плутония проведена в уральском НИИ метрологии (УНИИМ) в соответствии с ГОСТ 8.315-97 [4]. Они внесены в Государственный реестр:

- государственный стандартный образец изотопного состава и массы урана (ГСОМУ) под номером ГСО8401-2003;
- государственный стандартный образец изотопного состава и массы плутония (ГСОМП) под номером ГСО8400-2003.

Из двух ГСОМУ с массами образцов 3 и 10 г. и двух ГСОМП с массами образцов 0,1 г и 0,3 г формируется комплект для измерения характеристик (или категоризации) радиационных мониторов.

Набор из четырёх ГСО упакован в миниатюрный контейнер (рис.5), вместе с калибровочным  $^{137}\text{Cs}$  источником, который используется для энергетической калибровки детекторных каналов.

Опыт показал, что изготовленные образцы массы U и Pu пригодны только для калибровки и поверки пешеходных портальных и носимых мониторов, поскольку максимальные массы урана (10 г) и плутония (0,3 г) слишком малы, и не могут быть использованы для калибровки и поверки автомобильных и железнодорожных мониторов.



Рис. 5. Комплект ГСО массы урана и плутония.

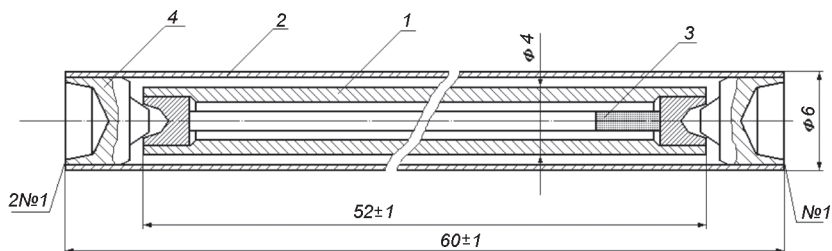


Рис.6. Альтернативный гамма (и нейтронный) источник. 1 – внутренняя ампула, 2 – внешняя ампула, 3 – активная часть, 4 – торцевая втулка.

У этих порталных мониторов, как правило, пороги детектирования находятся в диапазоне 10 – 20 г по урану и 1 – 3 г по плутонию.

При создании и использовании СО с массой урана превышающей 15 г и СО с массой плутония более 0,3 г возникают значительные проблемы, связанные с выполнением нормативных требований по безопасности при работе с образцами при использовании их в полевых условиях. Такие образцы относятся к ядерным материалам и на них распространяются специальные требования по учёту и контролю, охране и транспортировке ЯМ.

Более практичными в использовании являются радиационные источники, которые имитируют гамма и нейтронное излучение образцов с плутонием различной массы, и поэтому называются альтернативными. Альтернативные источники представляются хорошей заменой образцам с плутонием с массой 0,3 г и более. В НИИАР разработаны конструкции, технологии изготовления и процедуры аттестации двух типов альтернативных источников:

- альтернативных гамма источников (АГИ) с  $^{133}\text{Ba}$ , активности которых перекрывают диапазон от 100 до 45000 кБк 14-ю парными значениями (спектр гамма излучения  $^{133}\text{Ba}$  очень похож на спектр  $^{239}\text{Pu}$ );
- альтернативных нейтронных источников (АНИ) с  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{244}\text{Cm}$ , выходы нейтронов которых перекрывают диапазон от 100 до 20000 нейтр $\cdot\text{с}^{-1}$  десятью парными значениями.

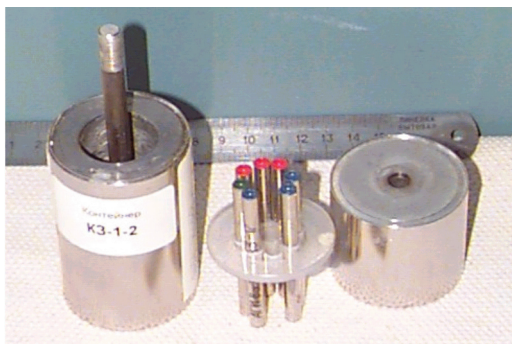


Рис. 7. Комплект альтернативных источников.

Таблица 4. Альтернативные источники гамма излучения с  $^{133}\text{Ba}$  и нейтронного излучения с  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{244}\text{Cm}$ .

Обозначение образца	Активная часть источника		
	Материал	Форма	Выход, нейтр.*с <sup>-1</sup>
АНИ $^{252}\text{Cf}$ -(20-1)	$^{252}\text{Cf}$		20000-1000
АНИ $^{244}\text{Cm}$ -6 АНИ $^{244}\text{Cm}$ -3	$^{244}\text{Cm}$	Цилиндр, диаметр*высота, Ф2*15мм.	6000 3000
			Активность, кБк
АГИ $^{133}\text{Ba}$ -(45000-30)		Внешняя капсула Ф6*70мм	30-45000
АГИ $^{133}\text{Ba}$ -340 АГИ $^{133}\text{Ba}$ -140 АГИ $^{133}\text{Ba}$ -20	$^{133}\text{Ba}$	Внутренняя капсула Ф4*60мм	350 150 25
КаГИ $^{137}\text{Cs}$	$^{137}\text{Cs}$		20

Конструкция двухкапсульных нейтронных и гамма источников показана на рис.6.

На базе разработанных технологий изготовления стандартов массы ЯМ и альтернативных радиационных источников в НИИАР изготовлены наборы средств аттестации радиационных мониторов для предприятий отрасли. Номенклатура и общее количество

альтернативных источников (АИ) приведены в табл. 4. На рис. 7 приведена фотография набора альтернативных источников.

### **3. Источники ионизирующего излучения для контроля распределения материала в изделиях.**

В ОАО «ГНЦ НИИАР» постоянно совершенствуется производство различных типов реакторных мишеней, которые облучаются в высокопоточных реакторах. В зависимости от назначения мишени и материала сердечника мишени во время облучения появляются новые полезные радиоактивные вещества. Так, например, в результате деления  $^{235}\text{U}$  в сердечнике из сплава  $\text{UAl}_3$  накапливаются продукты деления, из которых после окончания облучения выделяют  $^{99}\text{Mo}$ . Если же в реакторе облучать мишень с сердечником из смеси алюминия и оксида юрия, то в сердечнике появляются продукты синтеза тяжёлых элементов такие, как  $^{252}\text{Cf}$ .

Одним из основных требований безопасности облучения мишени к качеству сердечника является пороговая допустимая неоднородность распределения локальной массы ядерного материала в сердечнике. Локальная масса ЯМ измеряется методом просвечивания сердечника рентгеновским излучением (РИ) источника с изотопом  $^{55}\text{Fe}$ . Принцип, положенный в основу метода, заключается в измерении непрерывного спектра коэффициента пропускания для пучка РИ, проходящего через сердечник мишени. В качестве регистратора излучения используют полупроводниковый или сцинтилляционный детектор гамма-излучения. Массу ЯМ определяют с использованием данных массовых коэффициентов ослабления гамма излучения в ЯМ, элементах матрицы (алюминий и кислород), и элементах оболочки мишени (нержавеющей стали или алюминия), которые входят в состав мишени. Энергетические зависимости массовых коэффициентов ослабления измеряют с помощью контрольных образцов этих элементов. В качестве источника излучения используется радиоизотопный источник типа РЖ55-03 на основе изотопа  $^{55}\text{Fe}$ , испускающий рентгеновское излучение с непрерывным спектром в диапазоне 30 – 220 кэВ.

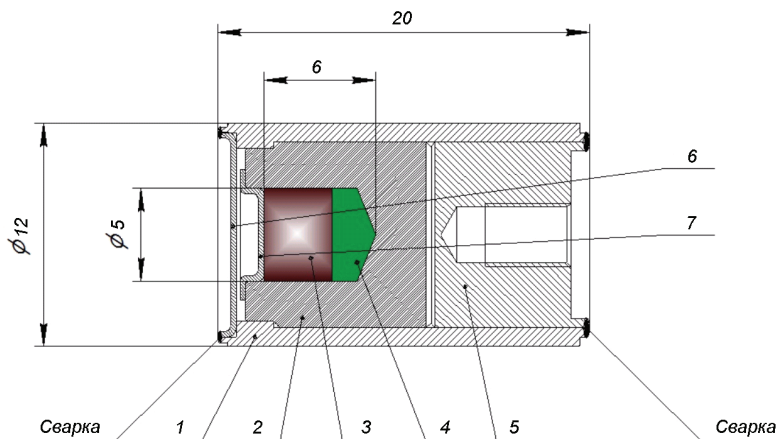


Рис. 8. Конструкция источника РЖ55-03 на основе изотопа  $^{55}\text{Fe}$ .

Источник размещён в защитном контейнере (ЗК). В выходное отверстие ЗК установлен вольфрамовый коллиматор (ВК) с отверстием требуемой формы, например, прямоугольной формы размерами  $5 \times 2$  мм. Сформированный коллиматором рентгеновский луч проходит через направляющий диск, в котором размещается испытуемый сердечник.

Активная часть источника (хлорид железа-55) находится внутри полости (диаметром 5 мм и глубиной 6 мм) в вольфрамовой подложке диаметром 10 мм. Подложка устанавливается в капсулу с «окном» из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм. «Окно» и крышка приварены к корпусу аргонодуговой сваркой. Конструкция источника приведена на рис. 8.

Источник излучения соответствует классу прочности ИСО «/99/V2 1111» по ГОСТ Р 52241-2004. Основная особенность этого источника заключается в том, что вольфрамовая подложка обеспечивает первичное формирование луча рентгеновского излучения, выходящего в направлении открытого отверстия подложки и проходящего через окно капсулы.

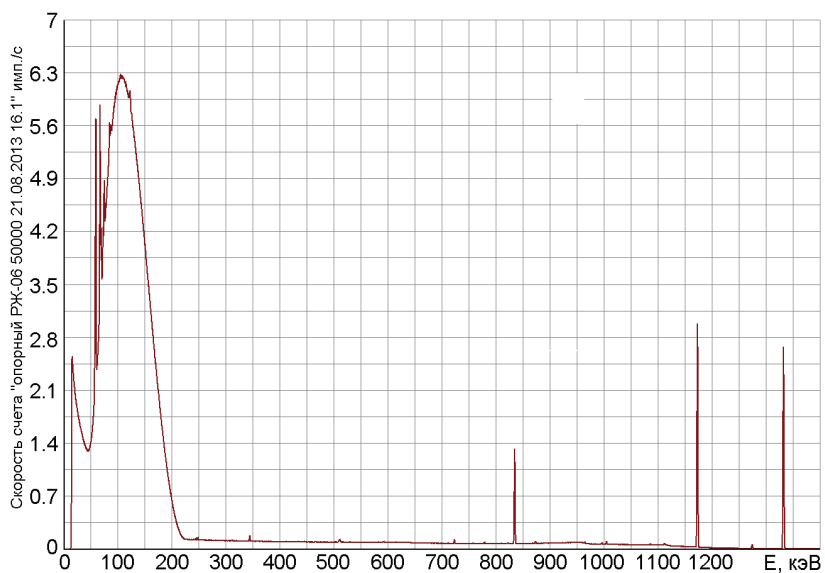


Рис. 9. Спектр излучения источника РЖ55-03-06.

Реальный препарат, который использован для изготовления источника, кроме изотопа  $^{55}\text{Fe}$  содержит примеси радиоактивных изотопов в основном  $^{54}\text{Mn}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Несмотря на малое содержание в препарате, гамма-излучение этих изотопов создаёт значительную подложку в области энергий рентгеновского излучения. Этот спектр подложки источника имеет сложную структуру, которая обусловлена комптоновским рассеянием жёсткого гамма-излучения примесей  $^{60}\text{Co}$  и  $^{54}\text{Mn}$  (рисунок 9). Форма подложки от примесей учитывается в методике, а для учёта используются эталонные измерения спектра от источников ГМн54-03 и ГЖо60-03 с изотопами  $^{54}\text{Mn}$  и  $^{60}\text{Co}$ , соответственно. Конструкции трёх источников одинаковы.

Радиоизотопный источник на основе изотопа  $^{55}\text{Fe}$  является универсальным средством для измерения масс ЯМ в диапазоне концентраций поверхностных плотностей до  $1 \text{ г/см}^2$ , таким образом, избавляя от использования для каждого химического элемента индивидуального набора радиоактивных источников просветки при

измерении концентрации или поверхностной плотности ядерного материала по К-краю.

Для измерения масс ЯМ в изделиях с высоким содержанием ЯМ (более 1 г/см<sup>2</sup>) используются источники гамма излучения с более высокой энергией. В частности, для просвечивания ТВЭЛов или стандартных образцов с поверхностной плотностью (толщиной) более 1–2 г/см<sup>2</sup> используют источники на основе радиоизотопов <sup>133</sup>Ba с характеристической линией излучения 356 кэВ. Использование такого источника позволяет определить коэффициент пропускания образцом гамма-излучения для фотопика 356 кэВ. Распределение коэффициента пропускания позволяет оценить неоднородность ЯМ в изделии.

Представленные источники применяются в установках, контролирующих однородность распределения ЯМ в мишенях, твэлах и экспериментальных изделиях с ЯМ различного типа, разрабатываемых и используемых в НИИАР.

### *Список литературы*

1. Горобец А.К., Лещенко Ю.И., Малков А.П. и др. Изготовление государственных стандартных образцов свойств и состава ядерных материалов для неразрушающего анализа. III Всероссийская научно-техническая конференция «Стандартные образцы в измерениях и технологиях», Сборник трудов. – Екатеринбург: ФГУП «Уральский научно-исследовательский институт метрологии», 2011. С.64-65.
2. ГОСТ Р 51635-2000. Мониторы радиационные ядерных материалов. Общие технические условия.
3. Сборник стандартов ASTM. “Selected ASTM Standards on The Application, Evaluation, and Maintenance of SNM Portal Monitors“, LA-UR-95-1770.
4. ГОСТ 8.315. Стандартные образцы состава и свойств веществ и материалов. Основные положения.
5. Лещенко Ю.И., Лещенко А.Ю., Романовский В.С., Леоненко Д.А., Леоненко А.А. Новая реализация старого метода просветки для измерения массы урана в мишенях. III Всероссийская научно-техническая конференция “Стандартные образцы в измерениях и технологиях“, сборник трудов. Екатеринбург, Российская Федерация, 2011 г.

# ПЕРСПЕКТИВЫ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Лобко

*НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ  
Ул. Бобруйская, д. 11, Минск 220030, Беларусь*

## ***Введение.***

Значение использования рентгеновского (гамма) излучения в современной науке, промышленности и медицине сложно переоценить. Логика развития источников жесткого излучения требует появления новых способов генерации для получения и дальнейшего использования (квази)монохроматического перестраиваемого по частоте, пространственно когерентного и, особенно, короткоимпульсного (десятки фемтосекунд) излучения повышенной интенсивности. Очевидно, востребованность применения таких источников будет тем шире, чем более компактными и доступными они будут, так как синхротронные световые источники и рентгеновские лазеры на свободных электронах на их основе при всех неоспоримых достоинствах являются все же уникальными установками. Наиболее перспективным методом генерации фемтосекундных импульсов рентгеновского излучения является генерация с использованием соответствующих пучков компактных (table-top – «настоельных») электронных ускорителей. Механизмов генерации излучения может быть в этом случае несколько: генерация коротких импульсов тормозного излучения, обратное комптоновское рассеяние коротких лазерных импульсов на релятивистских электронах, генерация

жестких излучений (параметрическое рентгеновское излучение, дифрагированное тормозное излучение, дифрагированное переходное излучение) в пространственно-периодических средах, таких как монокристаллические мишени, многослойные рентгеновские зеркала или периодические наноструктуры.

Впечатляющий прогресс, произошедший за последние годы в области создания мощных фемтосекундных лазеров, привел к тому, что в лабораториях стали доступны новые возможности генерации экстремальных состояний вещества [1,2]. В частности, генерация сверхинтенсивных полей в лазерной плазме позволила добиться ускорения заряженных частиц с темпом, на несколько порядков большим, чем это удавалось ранее.

Традиционные методы и технологии ускорения (напр. [3,4]), которые стали разрабатываться еще с 1930-х годов, развивались и шлифовались многие десятилетия и достигли известных всем успехов (ускорители Tevatron, LEP, LHC) к настоящему времени практически исчерпали себя. Физические принципы, заложенные в их основу, позволяли продвигаться к большим значениям энергии ускоренных частиц за счет наращивания размеров ускорительных установок, что выливается в итоге в их огромную стоимость при сооружении и существенные операционные расходы при эксплуатации. И если на сооружение уникальных установок типа Тэватрона или Большого адронного коллайдера LHC для изучения фундаментальных вопросов строения мироздания, человечество еще может пойти, то отсутствие линейки компактных («настошных») и относительно доступных по цене ускорителей (так наз. «дешевый пучок»), способных обеспечить интенсивные пучки ионов и спектрально-яркие пучки перестраиваемого по энергии квазимонохроматического рентгеновского излучения, пока существенно сдерживает развитие радиационных технологий и, в первую очередь, ядерной медицины.

Методы ускорения посредством коллективного взаимодействия заряженных частиц, реализуемого в лазерной плазме, свободны от многих принципиальных ограничений присущих традиционным

методам ускорения. Это связано прежде всего с тем фактом, что в плазме возможно создание ускоряющих полей с градиентами, которые на несколько порядков превышают ограниченные высоковольтным пробоем ускоряющие поля в традиционных ускорителях. Таким образом, если традиционные радиочастотные ускорители в каком-то смысле являются детищем радиофизики, то в новых условиях на авансцену выдвигаются лазерная физика и физика плазмы. Важным соображением является то, что лазерно-ускорительные установки могут базироваться на лазерах так называемого «университетского» класса, а не обязательно только на уникальных и самых передовых в мире по параметрам. Поскольку лазерно-плазменное ускорение прошло большой путь с 1979 года, когда оно было предложено Т. Таджимой и Дж. Доусоном [5] и, к настоящему времени уже накоплено очень большое количество результатов, в данном обзоре рассматриваются лишь основные физические принципы и наиболее, на наш взгляд, яркие достижения. Очевидно, далеко не все достойные обсуждения вопросы смогли быть упомянуты здесь в силу ограниченности объема публикации.

### ***1 Современные мощные фемтосекундные лазеры.***

Бурное развитие лазерных технологий, связанное с изобретением метода усиления частотно-модулированных (чирпированных) импульсов, привело к созданию лазерных систем, способных генерировать излучения мощностью, превышающей ПВт [6,7]. При этом качество получаемых пучков позволило фокусировать их в область диаметром порядка нескольких длин волн, что обеспечивает значение интенсивности излучения на уровне  $10^{22}$  Вт см<sup>-2</sup>. Применение принципа чирпирования позволило поднять интенсивность лазерного излучения на 5 – 6 порядков, радикально снизить размер и стоимость ТВт лазеров, ставшими «настольными» устройствами (T3 lasers – Table-Top Terawatt lasers). Изучение механизмов взаимодействия столь интенсивного оптического излучения с веществом является фундаментальной задачей, стоящей перед физиками.

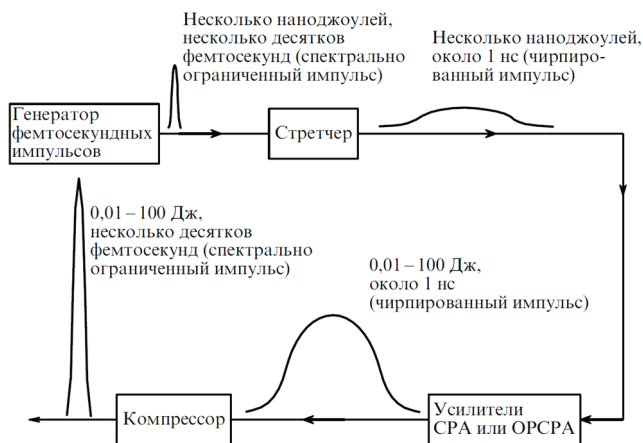


Рис. 1. Общая схема мощных фемтосекундных лазеров [7].

Появление лазерной техники высоких плотностей энергии позволило перейти от изучения атомных и твердотельных процессов к лабораторному изучению горячей плазмы, лазерной ядерной физике, физике высоких энергий и т.д. [1; 2].

Кратко напомним метод усиления чирпированных импульсов (Chirped Pulse Amplification – CPA). Идея метода, схематически представленного на рис. 1, заключается в том, что исходный изначально короткий лазерный импульс пропускается через *стретчер* – дисперсионную оптическую систему, придающую ему сильную линейную частотную модуляцию. При этом импульс оказывается растянутым во времени и пространстве за счет разнесения его спектральных компонент и имеет интенсивность много меньшую по сравнению с первоначальной. Растянутый импульс усиливается обычным способом, обходя таким образом серьезное ограничение по оптическому пробое среды, и затем пропускается через вторую диспергирующую систему – *компрессор*. В качестве стретчера и компрессора обычно используют пару дифракционных решеток, определенным образом расположенных и ориентированных по отношению к оптическому пути импульса. Если традиционная

техника позволяла фокусировать излучение линзами в двух перпендикулярных направлениях, то метод чирпирования делает фокусировку сразу в трех измерениях, резко повышая результирующую плотность мощности на выходе.

По усиливающей среде петаваттные лазеры делятся на три типа: 1) неодимовое стекло; 2) сапфир (корунд с титаном) и 3) параметрические усилители (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification – OPCPA) на кристаллах KDP и DKDP. Максимальная энергия достигается в лазерах на неодимовом стекле, поскольку запасенная в виде инверсии заселенностей энергия непосредственно преобразуется в чирпированный импульс. Однако, узкая полоса усиления лазерных стекол с неодимом ограничивает длительность сжатого импульса на уровне нескольких сотен фемтосекунд. В результате оптическая стойкость дифракционных решеток ограничивает продвижение в мультипетаваттный диапазон.

Изобилие новых физических явлений и возможных применений в петаваттном диапазоне стимулирует развитие большого количества лазерных проектов в мире, в том числе в Европе [8] и в России [9]. В частности, европейский мегапроект ELI [8] предусматривает создание европейской лазерной инфраструктуры с центрами в Венгрии, Чехии и Румынии для решения задач физики сверхсильных полей, аттосекундной физики, фотоядерной физики и создания лазерно-плазменных ускорителей и новых источников жестких излучений на их основе.

## **2 Движение электрона в лазерной волне. Релятивистские пороги электронов и ионов.**

Рассмотрим весьма упрощенно процессы ионизации и движения электронов в волне мощного лазерного импульса [10]. Для начала сравним электрическое поле интенсивного лазерного импульса с атомарными электрическими полями. Электрическое поле, действующее на первой борновской орбите атома водорода, равно

$$E_a = \frac{e}{a_b^2} = 5.1 \cdot 10^9 \text{ В} \cdot \text{см}^{-2} \quad (1)$$

где  $a_b = \frac{\hbar^2}{m c^2} = 5 \cdot 10^{-9}$  см – боровский радиус. Поле (1) соответствует следующей интенсивности лазерного импульса

$$I_a = \frac{c E_a^2}{8\pi} = 3.14 \cdot 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$$

Итак, поле сильной лазерной волны может ионизировать атомы, причем конкретный механизм ионизации существенно зависит от интенсивности импульса. Для его определения важно значение безразмерного параметра адиабатичности Келдыша  $\Gamma$  [11]:

$$\Gamma^2 = \frac{U_i}{2\epsilon_{0s}}$$

где  $U_i$  – потенциал ионизации и  $\epsilon_{0s} = \frac{eE(1+\alpha)^2}{4m\omega^2}$  – энергия колебаний электрона в лазерном импульсе с электрическим полем  $E$  и несущей частотой  $\omega$ ,  $\alpha$  – степень поляризации лазерного импульса, соответственно  $\alpha = 0$  для линейной поляризации и  $\alpha = 1$  для циркулярной поляризации.

Для больших величин параметра Келдыша,  $\Gamma \gg 1$ , доминирует механизм многофотонной ионизации. В противоположном случае, когда  $\Gamma \ll 1$ , туннельная ионизация приводит к практически мгновенному высвобождению электрона и формированию плазмы. Известная простейшая квазиклассическая картина туннельной ионизации представима в виде механизма полевой надбарьерной ионизации. Электрон находится в первоначально невозмущенном потенциале атомного ядра на энергетическом уровне  $-U_i$ , (см. рис. 2(а)). Электрическое поле лазера может рассматриваться как статическое, потому что лазерная частота обычно много ниже, чем частоты атомных переходов. Лазерное поле деформирует потенциальный барьер, удерживающий электрон вблизи ядра. Когда лазерное поле достаточно сильно, барьер становится ниже величины энергии электрона, и он освобождается из атома (рис. 2(б)).

Этот порог интенсивности лазерного излучения может быть оценен следующим образом:

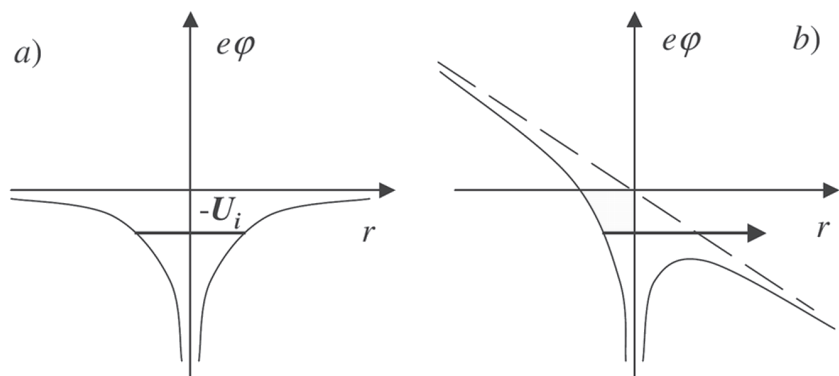


Рис. 2. Картина полевой ионизации: (а) электрон находится на энергетическом уровне  $-U_i$  в невозбужденном атоме в отсутствии внешнего поля; (б) к веществу приложено сильное электрическое поле, возможен надбарьерный выход электрона [10].

$$I_{ion} (\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}) = \frac{4.0 \cdot 10^9 U_i^4 (\text{эВ})}{Z^2}, \quad (2)$$

где  $Z$  – заряд ядра. Очевидно, что рассмотренная модель квазиклассическая и весьма упрощенная. Следует напомнить, что существует квантовое туннельная подбарьерная ионизация, которая позволяет электрону покидать атом задолго до достижения порога (2). Подробно познакомиться с теорией лазерной ионизации можно по обзору [11]. Однако, высота барьера быстро растет для электрических полей ниже величины порога и во многих практических случаях инженерная формула (2) дает удовлетворительную оценку.

Интенсивности, соответствующие полям (2), имеют значения ниже  $10^{16} \text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  для электронов занимающих внешние оболочки атомов. Это означает, что когда сверхинтенсивный лазерный импульс взаимодействует с веществом, ионизация происходит в начале взаимодействия, а центральная часть импульса взаимодействует уже с плазмой свободных электронов и ионов. Таким образом, взаимодействие электромагнитной волны именно со свободной заряженной частицей носит здесь фундаментальный характер.

Рассмотрим потенциал простейшей плоской электромагнитной волны, распространяющейся в положительном направлении вдоль оси  $Z$ :

$$a(\zeta) = a_0(\zeta) \cos k\zeta \quad (3)$$

где  $a = \frac{eA}{mc^2}$  – релятивистски нормализованный векторный потенциал,  $z = \frac{mc^2}{\hbar} z - ct$ ,  $k = 2\pi/l$ ,  $l$  – длина волны. Используем кулоновскую калибровку и положим скалярный потенциал электромагнитной волны равным нулю,  $j(z) = 0$ .

Потенциал волны (3) имеет две важных симметрии, каждая из которых приводит к интегралу движения, сохраняющемуся при перемещении заряженной частицы. Во-первых, потенциал (3) не зависит от поперечных координат. Как следствие, это приводит к сохранению обобщенного поперечного момента

$$P_z = P_{\perp} + amc = const,$$

Где  $P_{\perp} = m\gamma v_{\perp}$  – кинетический момент и  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  – лоренц-фактор. Во-вторых, лазерный импульс – это волна, распространяющаяся с постоянной фазовой скоростью  $v_{ph}$ , которая в вакууме равна скорости света. Эта симметрия порождает второй интеграл движения:

$$W = K - p_z c = const,$$

где  $K = (\gamma - 1)mc^2$  – кинетическая энергия частицы.

Получив эти два интеграла, можно определить энергию и момент как функцию амплитуды лазерной волны. Пусть частица находится в покое, когда ее достигает лазерный импульс. В этом случае оба интеграла равны нулю и

$$p_z = \frac{p_{\perp}}{2mc}, \quad K = \frac{a^2}{2} mc^2 \quad (4)$$

Из выражения для кинетической энергии  $K$  мы видим, что частица, колеблющаяся в лазерной волне, получает энергию, сравнимую с ее энергией покоя  $mc^2$ , когда нормализованная амплитуда лазерной волны становится близкой к единице,  $a_0 = 1$ . Если нормализовать ее на массу электрона, то эта амплитуда соответствует интенсивности лазерного излучения

$$I_0 \lambda^2 = 1,37 \cdot 10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2 \cdot \text{см}^{-2}.$$

Интенсивность  $I_0$  обычно рассматривается как переходная к релятивистскому взаимодействию лазер-плазма (релятивистская оптика), потому что большие количества электронов в плазме в этом случае начинают осциллировать с релятивистскими скоростями. Отметим, что релятивистская интенсивность  $I_0$  зависит от длины волны как  $\lambda^2$ . Это дает  $10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  для лазера на стекле с  $\lambda = 1 \text{ мкм}$  и «всего»  $10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  для  $\text{CO}_2$  лазера с  $\lambda = 10 \text{ мкм}$ .

Форму траектории частицы в плоской волне можно определить аналитически, если ввести «внутреннее время частицы»  $s = \omega t / \gamma$ . Для плоской волны с амплитудой  $a_0$  линейной поляризацией в направлении  $X$ , траектория в нормализованных координатах  $(\zeta, \xi, \tau)$  имеет вид:

$$\zeta = \frac{kz}{a_0^2} = \frac{1}{8}(2s - \sin 2s), \quad \xi = \frac{kx}{a_0} = \cos s,$$

$$\tau = ckt = a + \frac{a_0^2}{8}(2s - \sin 2s)$$

Эта траектория показана на рис. 3. Она автомодельная и не зависит от амплитуды лазерного поля в координатах  $(\zeta, \xi, \tau)$ . Однако при возвращении к физическим координатам видно, что существует значительная разница в движении частицы при нерелятивистской ( $a \ll 1$ ) и релятивистской ( $a > 1$ ) амплитудах поля.

Действительно, отклонение частицы в направлении поляризации пропорционально амплитуде лазерной волны, а в продольном направлении – квадрату амплитуды. Таким образом, при малых интенсивностях частицы осциллируют в основном в направлении

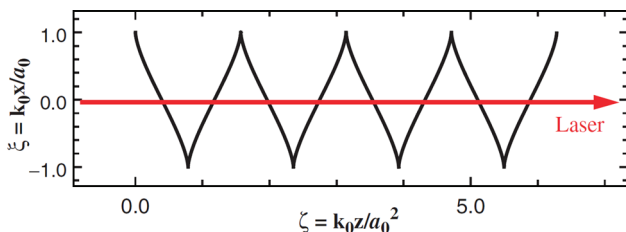


Рис. 3. Автономная траектория электрона в плоской электромагнитной волне [10].

поляризации с малым пондеромоторным сдвигом в направлении распространения лазерного импульса. При переходе в релятивистский режим движение частиц становится преимущественно продольным. Лазерная пондеромоторная сила  $v_{\perp} \times B$  ускоряет их вдоль оси распространения импульса.

Правда следует отметить, что такое прямое лазерное ускорение электронов в вакууме достаточно неэффективно. Средняя ускоряющая сила ( $F$ ), действующая на релятивистскую частицу в вакууме, насыщается на уровне  $F/mc\omega < 2$ . Причиной этого является зависимость поперечной скорости от нормированной амплитуды волны. При нерелятивистских интенсивностях она вначале растет  $v_{\perp}/c \sim a_0$  для  $a_0 \ll 1$ , далее достигает максимума на  $a_0$  и далее спадает обратно пропорционально амплитуде,  $v_{\perp}/c \sim 1/a_0$  для больших  $a_0$ . Как следствие, пондеромоторная сила  $v_{\perp} \times B$  далее уже не возрастает вне зависимости от интенсивности лазерного импульса.

Кроме того, лазерные импульсы при экстремальных интенсивностях сильно сфокусированы, а не являются плоскими волнами. Сфокусированная волна имеет не только поперечные, но продольные компоненты векторного потенциала. Это приводит к тому, что когда сфокусированный лазерный импульс взаимодействует с частицами в вакууме, они рассеиваются от фокусного пятна.

Рассмотренный механизм прямого лазерного ускорения генерирует ускоренные электроны со спектром, имеющим форму близкую к распределению Больцмана. Однако, будущие применения

(например, в ядерной медицине) требуют пучков намного лучшего качества, т.е. (квази)-моноэнергетических и с малой угловой расходимостью. Такие пучки могут генерироваться лазером в плазме с использованием другого механизма ускорения: ускорение в плазменной кильватерной волне, который будет более подробно рассмотрен далее.

Что касается ионов, они значительно тяжелее электронов, поэтому достигают релятивистского режима много позднее. Например, для протонов можно оценить интенсивность следующим образом:

$$I_p = \left( \frac{M_p}{m} \right)^2 I_0 \approx 5 \cdot 10^{24} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2 \cdot \text{см}^{-2}$$

Эта интенсивность даже для протонов пока превышает технически доступные на сегодняшний день значения. При «электронной» релятивистской интенсивности протон осциллирует в лазерном поле с энергией порядка сотни электрон-вольт. Таким образом, ускорение ионов в настоящее время возможно только как вторичный процесс, т.е. в электрических полях индуцированных разогретыми лазерным импульсом электронами.

### **3. Ускорение электронов в плазменной волне.**

Размеры современных радиочастотных ускорителей электронов определяются напряженностью ускоряющего поля, которая составляет  $10^7 - 10^8 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$  и физически ограничена электрическим пробоем в резонаторной ускоряющей системе. Уже достаточно давно начал обсуждаться вопрос об ускорении частиц не в вакууме, а в плазме [5]. В этом случае, с одной стороны отсутствует ограничение, обусловленное пробоем, а с другой – напряженность электрического поля в релятивистской волне плотности заряда (фазовая скорость которой близка к скорости света) может достигать огромных величин. Действительно, оценка ([1] с. 126) с помощью уравнения Пуассона позволяет связать эту напряженность с концентрацией электронов плазмы  $n_e$ :

$$E \cong a(n_e)^{1/2} [\text{В}\cdot\text{см}^{-1}]$$

где  $a = \delta n/n_e$  – безразмерная амплитуда плазменной волны ( $\delta n$  – амплитуда колебаний плотности электронов). При плотности электронов  $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $a = 0,3$ , напряженность ускоряющего поля в плазменной волне составляет  $10^8 \text{ Вт/см}$ , что сразу на два-три порядка превышает темпы ускорения даже в лучших традиционных радиочастотных ускорителях.

Общая идея ускорения заряженных частиц мощными лазерными импульсами в при их взаимодействии с плазмой, впервые предложенная в [5], заключается в следующем. Лазерный импульс, распространяясь в прозрачной плазме, оказывает пондеромоторное воздействие на электроны вдоль направления своего распространения и индуцирует тем самым колебания плазмы, которые проявляются в виде кильватерной плазменной волны. В этой плазменной волне существует продольное электрическое поле, в котором есть как фазы ускорения, так и фазы торможения. Поскольку зоны ускорения перемещаются с фазовой скоростью, равной групповой скорости лазерного импульса в плазме и близкой к скорости света, то электроны, попавшие в фазу ускорения и движущиеся с релятивистской скоростью в направлении распространения лазерного импульса, могут оставаться в ускорительной фазе относительно долгое время, приобретая тем самым значительную энергию, рис. 4. Такие электроны называют захваченными, а предел набора энергии определяется длиной дефазировки.

Одной из основных проблем в этом режиме является загрузка или захват электронов в ускоряющую фазу поля. Обычно захватываемый заряд не превышает 10 нКл, имеет бoльцмановское распределение и температуру порядка нескольких МэВ ( $\sim 10^{10} \text{ К}$ ). При этом новый захват ограничивается уже захваченными электронами ввиду действия кулоновских сил отталкивания. Предпринимаются различные способы решения проблемы инжекции: инжекция из внешнего источника (технически очень сложная задача для традиционной ускорительной физики); создание условий захвата с по-

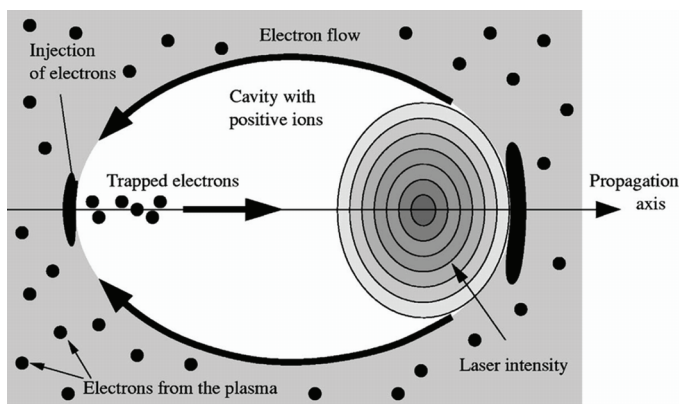


Рис. 4. Ускорение в кильватерной волне лазерного импульса в плазме [21].

мощью второго лазерного импульса [12] (см. рис. 5); использование неоднородной плазмы с градиентом плотности [13] и т.д.

Рассмотрим схему механизма автоинжекции в (сильно нелинейном) режиме электронного пузыря. На рис. 5а представлена диаграмма распределения плотности электронов плазмы за лазерным импульсом. Плазменная волна сильно нелинейна и имеет области, откуда электроны удалены (на рисунке – темные) и области, где электроны сконцентрированы (на рисунке – светлые). Стрелками показано как электроны перемещаются наружу и потом собираются в задней части кильватерной волны, где некоторые из них захватываются и ускоряются. На рис. 5b показана диаграмма инъекции в схеме с двумя сталкивающимися импульсами. На рис. 5b(1) два лазерных импульса еще не столкнулись, импульс накачки создает сильную плазменную волну, однако не столь сильно нелинейную, как в случае режима электронного пузыря. На рис. 5b(2) импульсы сталкиваются, и их интерференция создает биение поля, которое предускоряет электроны. На рис. 5b(3) некоторые из предварительно ускоренных электронов захватываются и далее ускоряются в кильватерной волне.

Среди наиболее впечатляющих результатов с точки зрения качества и возможностей управления параметрами пучка в экспе-

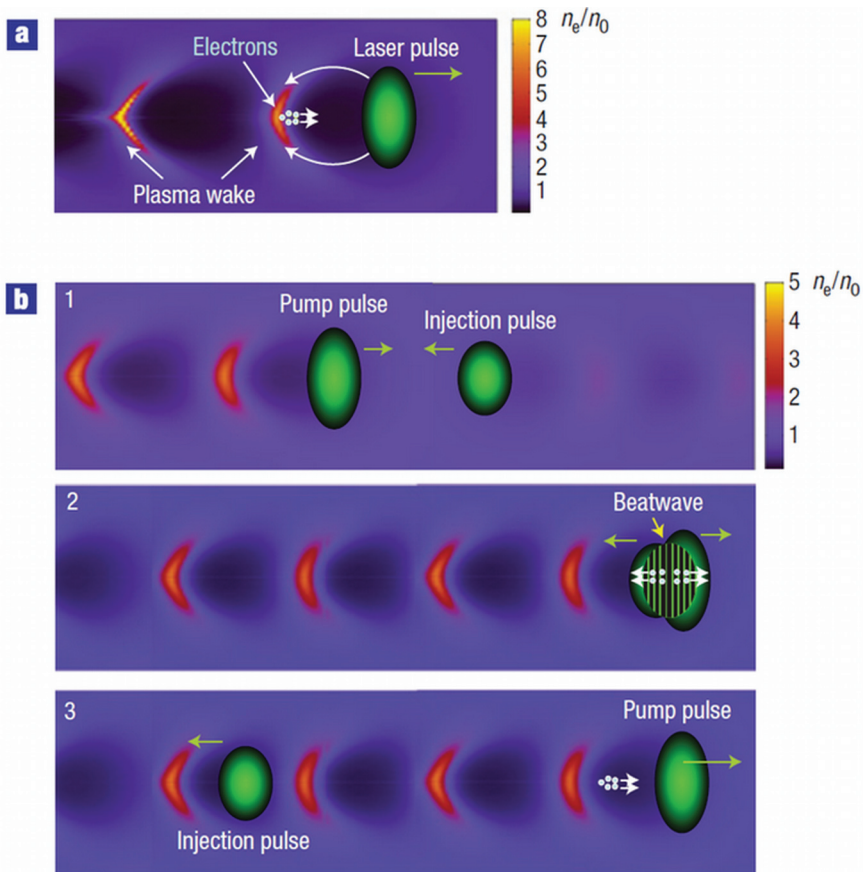


Рис. 5. Некоторые схемы инжекции в лазерно-плазменных ускорителях [12].

риментах по ускорению электронов можно указать на результаты, полученные в схеме (рис. 6) и воспроизведенные на рис. 7.

Таким образом, прогресс в лазерно-плазменном ускорении электронов позволяет утверждать, что параметры пучков уже близки к необходимым для их применения в различных схемах генерации жестких излучений. Целью всегда ставится получение компактных («настоельных») интенсивных источников (квази)-мо-

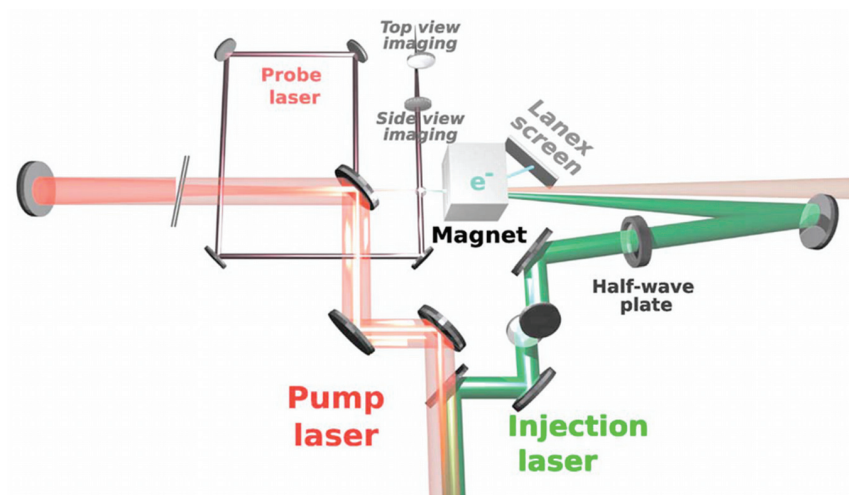


Рис. 6. Экспериментальная схема с двумя лазерными пучками, распространяющимися под углом  $176^\circ$  и ускоряющими электроны в плазменной мишени в виде ультразвуковой газовой струи [14].

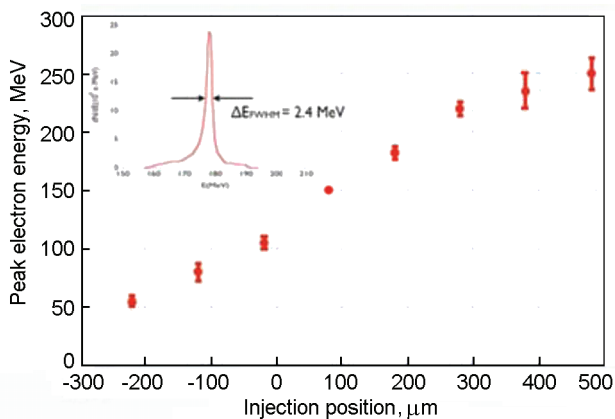


Рис. 7. Энергия электронного пучка как функция расположения точки столкновения лазерных импульсов внутри газовой струи. На врезке показано, что энергетический разброс порядка 1,3%. Точка 0 мкм соответствует середине газовой струи, а точка 500 мкм соответствует ранней инжекции на входе в струю газа [15].

нохроматических ионизирующих излучений с перестраиваемой энергией фотонов, которые позволят, например, использовать радиационные технологии, которые применимы пока только на синхротронных световых источниках. Перечислим уже достигнутые параметры этих пучков:

- энергия пучка до 400 МэВ и  $dE/E$  порядка 1%;
- возможность перестройки энергии излучения;
- короткий импульс электронов порядка 1,5 фс;
- слабая пространственная расходимость порядка 2 мрад.

Конечно, здесь особо следует уточнить, что в рассматриваемых процессах ускоряются короткие сгустки (банчи) электронов с зарядом порядка десятков пКл, что не может обеспечить большой средний ток (пока частота работы мощных лазерных систем не превышает нескольких десятков герц) и, как следствие, существенную интенсивность выходного излучения. Однако, весьма вероятно усиление генерируемой интенсивности в некоторых радиационных механизмах из-за коллективных эффектов (сверхизлучение) в силу очень короткой длительности импульсов тока.

#### ***4 Короткоимпульсные источники жесткого излучения.***

Весьма перспективным выглядит полностью оптический короткоимпульсный источник высокоэнергетического гамма-излучения на основе обратного комптоновского рассеяния (см. рис. 8). На рис. 8а интенсивный фемтосекундный лазерный импульс фокусируется на гелиевой струйной мишени толщиной порядка миллиметра, индуцирует в ней кильватерную полость, в которой захватываются и ускоряются электроны. За газовой мишенью нормально к осям лазерного импульса и электронного пучка располагается твердая мишень (например, стекло толщиной 1,0 мм). Мишень ионизируется фронтом импульса и превращается в плазменное зеркало, эффективно (лучше чем 70% при  $a_0 \geq 0,04$ ) отражающее лазерный импульс. Такой подход позволяет синхронизировать в пространстве и времени встречные импульсы лазерного излучения и релятивист-

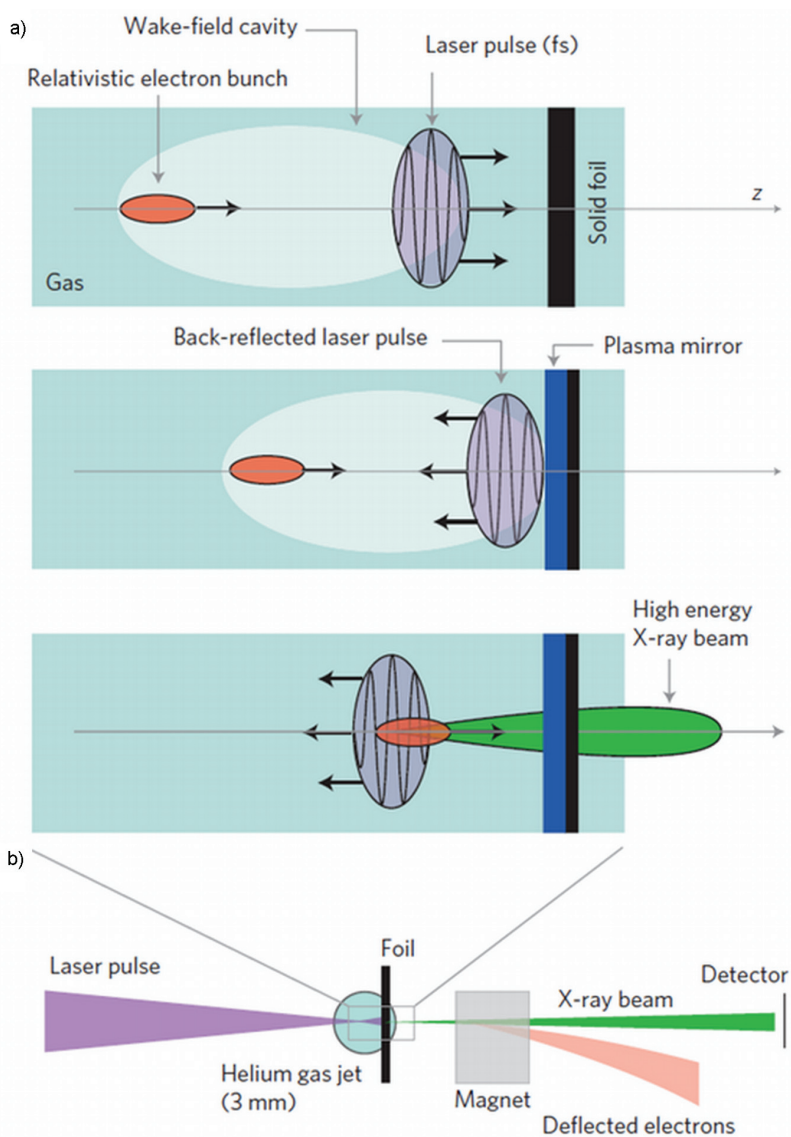


Рис. 8. Полностью оптический гамма-источник: а – формирование условий обратного комптоновского рассеяния; б – упрощенная экспериментальная схема [16].

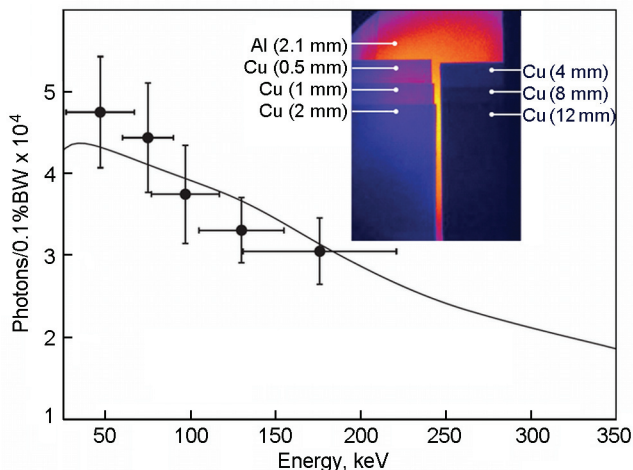


Рис. 9. Энергия и интенсивность полностью оптического источника гамма-излучения [16].

ских электронов для обеспечения условий для обратного комптоновского рассеяния. На рисунке 8b показана упрощенная схема эксперимента. Измеренный заряд банча электронов, ускоренного в кильватерном режиме, составлял 120 пКл. Энергия и интенсивность полученного гамма-излучения показана на рис. 9.

В недавно опубликованной работе [17] при демонстрации полностью лазерного (100 ТВт) комптоновского гамма-источника были получены гамма-кванты 50%-ной монохроматичности с перестраиваемой энергией в диапазоне 70 кэВ–1 МэВ. Его спектральная яркость оценивается величиной для пучка с энергией 70 кэВ и для пучка с энергией 1,0 МэВ. Такие величины уже конкурентны с величинами спектральных яркостей синхротронных световых источников 3-го поколения (с ондуляторами или вигглерами) [18] при «настольных» габаритах лазерной установки-генератора. Количество фотонов было порядка двух миллионов в импульсе, что при существующей частоте следования лазерных импульсов пока не обеспечивает нужных для широкого применения интенсивностей пучка.

Для исследования быстропротекающих процессов в рентгеновском и гамма диапазонах очевидным образом требуются адекватные аппаратура и методики. Рентгеновская спектроскопия короткоимпульсных источников уже во многом разработана применительно к фемтосекундной диагностике плазмы (напр. см. обзор [19]). Однако, что касается рентгеновской спектрометрии с разрешением по времени, перевода фемтосекундных структурных исследований из академических лабораторий в индустрию и медицину, необходимо разработать целый ряд новых или модифицированных методик измерений, подкрепленных соответствующим инструментарием, а также новых детекторов и стандартов. В целом, должна быть сформирована полная система рентгеновской фемтосекундной метрологии, включающей в себя некогерентную метрологию (качество рентгеновской оптики, свойство многослойных рентгеновских зеркал, измерения коэффициентов преломления), когерентные методики (интерферометрия, голография), спектрально-временную метрологию (фурье-спектрометрия, аттосекундные измерения), контроль деградации оптики из-за интенсивности падающего излучения и прямые оценки его интенсивности. Одной из структурированных попыток собрать экспертов из различных областей применения рентгеновских методов для фокусирования на этой проблеме является мероприятие MP2013 в рамках Европейской кооперации в науке и технологии (COST) под названием «Усовершенствованная пространственная и временная рентгеновская метрология» [20].

### **5 Новая структура импульсного лазера с высокой средней мощностью – CAN.**

Но все же, основным сдерживающим фактором в практическом использовании лазерно-плазменных методов ускорения и связанных с ними разработок является существующее в настоящее время технологическое ограничение средней мощности импульсного лазерного излучения. В качестве одной из новых идей для преодоления этого ограничения можно упомянуть международный

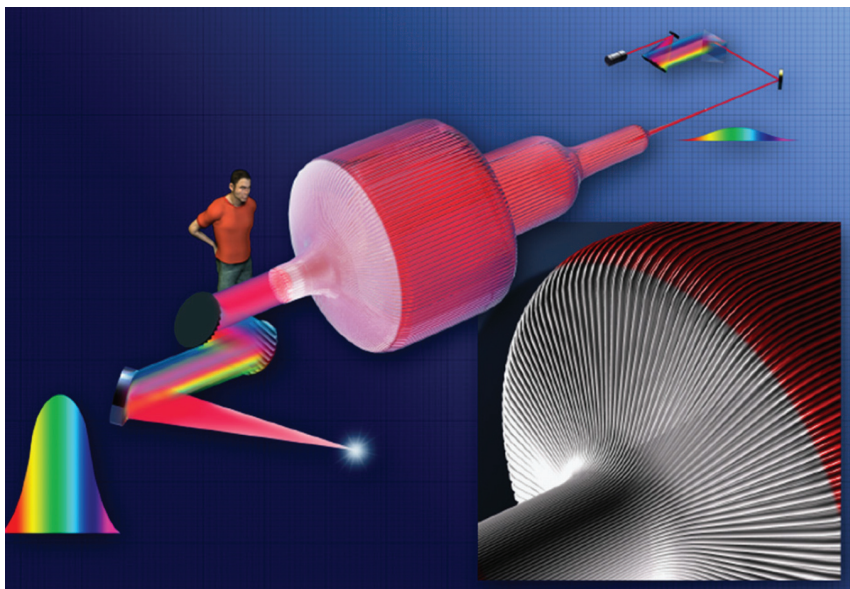


Рис. 10. Концепция волоконного CAN-усилителя в схеме усиления чирпированных импульсов [22].

консорциум CAN (Coherent Amplification Network – сеть когерентного усиления) [22; 23], предлагающий использование когерентного сложения сигналов нескольких тысяч волоконных лазеров с диодной накачкой, уже коммерчески доступных и применяемых в технике телекоммуникаций. Целью проекта является создание импульсного лазера (кпд 30–50%) с выходной энергией 32 Дж при частоте повторения импульсов 15 кГц, что дает среднюю мощность излучения примерно 500 кВт и пиковую мощность 240 ТВт. Концепция проекта CAN показана на рис. 10, а обсуждение проблем и последних достижений приведено в докладе [24], где данный подход представляется, как новая парадигма в генерации фемтосекундных лазерных импульсов с высокой средней мощностью.

Ключевой проблемой в реализации такой концепции является разработка технических возможностей активного управления фазами группы импульсных волоконных лазеров с целью когерентного

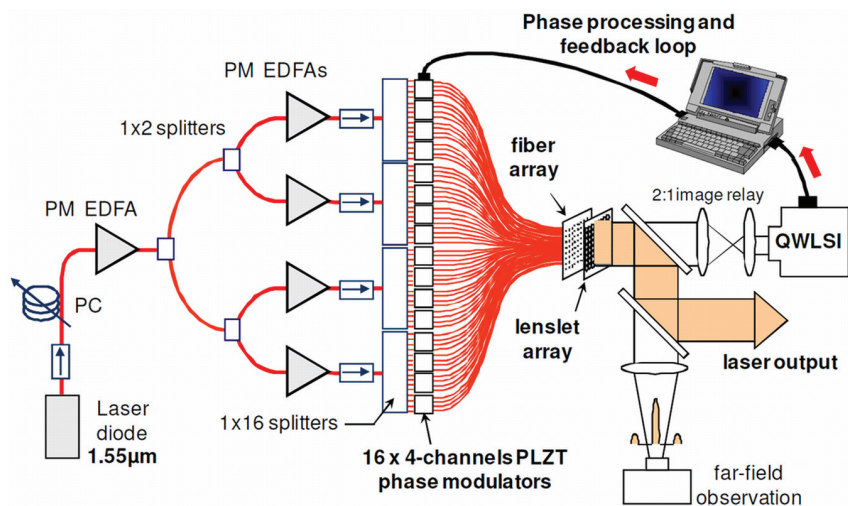


Рис. 11. Экспериментальная установка (PC – контроллер поляризации; PM EDFA – активированный эрбием волоконный усилитель с поддержкой фазы; QWLSI – четырехволновой интерферометр поперечного сдвига) [25].

сложения их полей в дальней зоне. Основная сложность состоит в необходимости управления не только фазовой, но и групповой задержками. Разрабатывается достаточно много различных подходов, один из которых недавно продемонстрировал успешное когерентное сложение выходных полей 64-х независимых волоконных усилителей [25]. Экспериментальная установка состояла из матрицы коллимированных волоконных световодов, наборов быстродействующих фазовых модуляторов и анализатора волнового фронта QWLSI, специально разработанного для этого применения, см. рис. 11.

Утверждается, что такая адаптивная архитектура, базируемая на активном управлении фазой волны каждого из световодов с помощью компактных матриц электрооптических PLZT-модуляторов, имеет потенциал масштабирования до большего (вплоть до  $10^4$ ) количества управляемых каналов. Для этого необходимо повысить быстродействие измерительного канала с помощью камеры высокого разрешения и более быстрых каналов обратной связи.

Оценка стоимости системы CAN, сделанная на основании ряда «реалистичных» допущений в [23], приводит авторов к величине в 20 М\$ для лазера с энергией 30 Дж и частотой повторения импульсов 10 кГц.

### *Заключение*

Для того чтобы еще раз подчеркнуть перспективность работ по лазерно-плазменному ускорению, кратко перечислим возможные (фундаментальные и практические) применения лазерно-ускоренных частиц [1, 2]:

- инжекторы для традиционных радиочастотных ускорителей частиц (электронов и ионов);
- протонная радиография, например зондирование сильных полей в мишенях инерционного термоядерного синтеза;
- «быстрый» поджиг мишени инерционного термоядерного синтеза;
- получение короткоживущих изотопов, например для позитронной эмиссионной томографии, которые получают сейчас на медицинских циклотронах;
- коротко-импульсные источники нейтронов, например для диагностики быстропротекающих процессов в плотных средах;
- генерация жесткого электромагнитного излучения;
- ионная имплантация;
- фундаментальные эксперименты в области физики экстремальных состояний и ядерной физики, например исследования по трансмутации долгоживущих изотопов;
- лазерная радиационная терапия [21] т.д.

Очевидно, что исследования в этой области не только находятся на переднем крае науки, но и являются междисциплинарными. Таким образом, ученые многих специальностей могут найти свою нишу в этих исследованиях, т.к. здесь находится стык лазерной физики, теоретической физики, физики плазмы, физики ядра и элементарных частиц, материаловедения, теории и практики ускорения заряженных частиц, научного приборостроения. Коллективный

характер взаимодействия частиц и полей в лазерно-плазменных экспериментах ставят весьма серьезные проблемы при проведении численных экспериментов и, следовательно, требуют привлечения специалистов по высокопроизводительным вычислениям и использования соответствующей суперкомпьютерной техники.

С точки зрения применений просматриваются интересы физиков, химиков, медиков и биологов, разработчиков и промышленных пользователей радиационных технологий. Именно отсутствие компактных ускорителей электронов и ионов тормозит широкое применение многих, уже в достаточной степени зрелых и отработанных на больших ускорителях и синхротронных световых источниках, ядерно-медицинских и радиационных технологий.

Чтобы особенно подчеркнуть значение фемтосекундного диапазона временной шкалы, напомним, что базовые изменения в атомарных конфигурациях в процессе химических реакций, структурных фазовых переходов, колебаний кристаллической решетки и других элементарных процессов происходят именно в фемтосекундном диапазоне. Таким образом, если традиционные источники рентгеновского излучения помогают получить статические образы структур, то короткоимпульсные рентгеновские источники будут давать в дополнение к информации с высоким пространственным разрешением еще и информацию о временной эволюции атомарных структур, то есть позволят получить динамические структурные картины вещества. Другими словами, рентгеновские структурные исследования с разрешением по времени (напр. [18] гл. 5) с прогрессом рассмотренных источников получают свое дальнейшее развитие.

### ***Литература***

1. Фортгов В.Е. Экстремальные состояния вещества. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2009. – 304 с.
2. Laser-plasma interactions. Eds.: Jaroszynsky D.A., Bingham R., Cairns R.A. Boca Raton, London, New York: CRC Press. 2009. – 427 p.

3. Humphries S. Principles of charged particle acceleration. New York: J. Wiley and Sons. 1999. – 578 p.
4. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоатомиздат. 1991. – 528 с.
5. Tajima T., Dawson J.M. Laser electron accelerator // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 43. P. 267–270.
6. Коржиманов А.В. и др. Горизонты петаваттных лазерных комплексов // *УФН.* 2011. Т. 181, №1. С. 9–32.
7. Хазанов Е.А., Сергеев А.М. Петаваттные лазеры на основе оптических параметрических усилителей: состояние и перспективы // *УФН.* 2008. Т. 178, №9. С. 1006–1011.
8. Extreme Light Infrastructure: Report on the Grand Challenges Meeting (27-28 Apr. 2009, Paris), Eds. G. Korn, P. Antici – Paris: [www.wli-laser.eu](http://www.wli-laser.eu). 2009. – 98 P.
9. Сергеев А.М. Экстремальные световые поля // <http://theor.mephi.ru/sem/school-12/sergeev/%d1%e5%f0%e3%e5%e2%20-%20%f8%eae%eb%e0%20%cc%8%d4%c8.pdf> [Электронный ресурс, 20.11.2013].
10. Pukhov A. Strong field interaction of laser radiation // *Rep. Prog. Phys.* 2003. Vol. 66. P. 47–101.
11. Попов В.С. Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) // *УФН.* 2004. Т. 174, №9. С. 921–951.
12. Malka V., Faure J., Gauduel Y. et al. Principles and applications of compact laser–plasma accelerators // *Nature Physics.* 2008. Vol. 4. P. 447–453.
13. Malka V. Laser plasma accelerators // *Phys. Plasmas.* 2012. Vol. 19. P. 055501 (11 PP).
14. Malka V., Faure J., Rechatin C. et al Laser-driven accelerators by colliding pulses injection: A review of simulation and experimental results // *Phys. Plasmas.* 2009. Vol. 16. P. 056703 (7 PP).
15. Malka V. Laser plasma accelerator research activities at LOA // *Journ. Intense Pulsed Lasers & Appl. in Adv. Physics.* 2012. Vol. 2. P. 23–29.
16. Ta Phuoc K., Corde S., Thaury C. et al. All-optical Compton gamma-source // *Nature Phot. Letters.* 2012. DOI: 10.1038/nphoton.2012.82.

17. Powers N.D., Ghebregziabher I., Golovin G., et al. Quasi-monoenergetic and tunable x-rays from a laser-driven Compton light source // *Nature Phot.* 2013. DOI:10.1038/NPHOTON.2013.314.
18. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ. / Под ред. Л.А. Асланова. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 672 С.
19. Шевелько А.П. Методы фемтосекундной диагностики плазмы // Препринт ФИАН №35, Москва, 2006. - 62 С.
20. Advanced x-ray spatial and temporal metrology // Электронный ресурс (29.02.2015) <http://www.cost-mp1203.eu/?PHPSESSID=d0270b673b56b224e90f5e6cb06fcfd1>
21. Glinec Y., Faure J., Malka V. et al. Radiotherapy with laser-plasma accelerators: Monte Carlo simulation of dose deposited by an experimental quasimonoenergetic electron beam // *Med. Phys.* 2006. Vol. 33, No 1. P. 155–162.
22. Mourou G., Hulin D., Galvanauskas A. The road to high peak power and high average power lasers: Coherent Amplification Network (CAN) // *AIP Conf. Proc.* 2006. Vol. 827. P. 152–163.
23. Mourou G., Tajima T., Quinn M. et al. Are fiber-based lasers the future of accelerators? // *Nucl. Instr. Meth.* 2014. Vol. A740. P. 17–20.
24. Brocklesby W.S., Nilsson J., Schreiber T. et al. ICAN as a new laser paradigm for high energy, high average power femtosecond pulses // *Eur. Phys. J. Special Topics.* 2014. Vol. 223. P. 1189–1195.
25. Bourderionnet J., Bellanger C., Primot J., Brignon A. Collective coherent phase combining of 64 fibers // *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, No 18. P. 17053–17058.

Национальная академия наук Украины  
Институт сцинтилляционных материалов

Состояние и перспективы развития функциональных  
материалов для науки и техники®

# ФИЗИКА СЦИНТИЛЛЯТОРОВ. МАТЕРИАЛЫ, МЕТОДЫ, АППАРАТУРА

Ответственный секретарь Е.В. Щербина  
Компьютерная верстка С.В. Баранник

Сдано в набор 26.02.2015. Подписано в печать 01.06.2015.  
Формат 60×84 1/16. Бумага типограф. Гарнитура Century Schoolbook.  
Печать высокая с ФПФ. Усл. печ. л. 17  
Тираж 300 экз.

Харьков  
2015