

**BELARUS STATE UNIVERSITY
INSTITUTE FOR NUCLEAR PROBLEMS**

**BASIC AND APPLIED
PHYSICAL RESEARCH
2002–2009**

Collected Papers

Editor: Professor V. G. Baryshevsky

**MINSK
2009**

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
2002–2009 гг.**

Сборник научных трудов

Под редакцией
профессора В. Г. Барышевского

**МИНСК
2009**

УДК 53(082)
ББК 22.3я43
Ф94

Редакционная коллегия:
доктор физико-математических наук,
профессор *В. Г. Барышевский* (отв. редактор);
кандидат физико-математических наук
С. Н. Сытова (отв. секретарь);
доктор физико-математических наук *М. В. Коржик*;
доктор физико-математических наук *А. С. Лобко*;
доктор физико-математических наук *С. А. Максименко*;
доктор физико-математических наук *В. В. Тихомиров*

Ф94 **Фундаментальные** и прикладные физические исследования. 2002–2009 гг. :
сб. науч. тр. / редкол. : В. Г. Барышевский (отв. ред.) [и др.] ; под ред. проф. В. Г. Барышевского. – Минск : БГУ, 2009. – 415 с. : ил.
ISBN 978-985-518-147-8.

В сборнике представлены результаты научных исследований, выполненных сотрудниками НИИ ЯП БГУ за 2002–2009 гг. в области ядерной и теоретической физики, прикладной физики и приборостроения.

Предназначено для научных работников, а также студентов и аспирантов физических специальностей вузов.

УДК 53(082)
ББК 22.3я43

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА ДЛЯ ТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ КАЛОРИМЕТРИИ НА УСКОРИТЕЛЯХ С ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТЬЮ

М. В. Коржик, В. А. Качанов*, А. Н. Анненков,
О. В. Мисевич, А. А. Федоров**

1. Введение

Разработка новых экспериментов на планируемых в 80-х гг. прошлого века к постройке ускорителях с высокой светимостью в СССР (УНК), США (SSC) и ЦЕРНе (LHC) потребовала с очевидностью создания новых технологий как в системах сбора данных, так и в конструкционных материалах для детекторов. Одной из наиболее очевидных проблем оказалось отсутствие радиационно-стойкого сцинтилляционного материала, сочетающего высокую тормозную способность и быстродействие для долговременной эксплуатации в интенсивных радиационных полях. В конце 80-х гг. сформировались три направления работ. Первое, развиваемое в рамках программы SSC, основывалось на разработке кросс-люминесцентных сцинтилляторов, в частности BaF_2 . Были получены обнадеживающие результаты по выращиванию крупногабаритных кристаллов, однако технология радиационно-стойких кристаллов так и не была создана вследствие закрытия проекта. В рамках проекта LHC была открыта междисциплинарная интенсивная научно-исследовательская работа RD18, вылившаяся в дальнейшем в создание отдельной исследовательской коллаборации «Crystal Clear», которая провела достаточно подробные исследования широкого круга как активированных, так и самоактивированных люминесцентных неорганических соединений. Выбор был сделан в пользу CeF_3 , самоактивированного сцинтиллятора. Однако, несмотря на приложенные усилия, технология крупногабаритных и радиационно стойких кристаллов фторида церия так и не была разработана, работы были свернуты в 1995 г. Отдел экспериментальной физики ИФВЭ, возглавляемый академиком Ю. Д. Прокошкиным, организовал в рамках подготовки УНК методическую работу по новым материалам и конструкционным решениям для электромагнитной калориметрии. Поскольку в то время материальное обеспечение было уже ограниченным, предпочтение на начальном этапе было отдано не широкой поисковой работе, а выработке технических требований к сцинтилляторам и выделению классов материалов, соответствующим этим требованиям.

* ИФВЭ, Протвино.

** Технический университет стали и сплавов, Москва.

В начале 90-х гг. высвободилось много высококвалифицированных групп из институтов, ранее занятых исследованиями по специальным тематикам. К работам была привлечена группа молодых исследователей НИИ ЯП (Минск, Беларусь), а также многочисленные организации, занимавшиеся синтезом неорганических соединений, как ВНИИСИМС (Александров), НИИ «Монокристаллов» (Харьков), НИИ «Полус» (Москва), «Карат» (Львов) и др. Анализ и предварительные исследования показали, что наиболее перспективным классом материалов являются вольфраматы. Явным контраргументом являлось то, что среди тяжелых соединений вольфраматов были уже обнаружены и активно использовались материалы с медленно затухающими сцинтилляциями в микросекундном диапазоне как CaWO_4 , CdWO_4 , ZnWO_4 , что полностью исключало их использование в новых экспериментах. Однако в результате проведенных исследований среди вольфраматов были установлены соединения, $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ и PbWO_4 , с потушенной собственной люминесценцией, обуславливающей быстрые сцинтилляции в наносекундном диапазоне. Результаты были опубликованы в работе [Baryshevsky V. G., Korzhik M. V. et al. // NIM. 1992. Vol. A322. P. 231], открывшей дорогу вольфраматам в физику высоких энергий и ставшей классической. В дальнейшем из-за технологических проблем работы по разработке $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ были свернуты, а работы по созданию технологии кристаллов вольфрамата свинца PbWO_4 получили активное развитие.

2. Первые тесты кристаллов вольфрамата свинца

Кристалл вольфрамата свинца, на котором были впервые измерены сцинтилляционные свойства этого материала, был получен в НИИ «Монокристаллов» в 1990 г. и изучен в НИИ ЯП. Никто не мог представить, что у этого желтоватого (рис. 1), в общем-то невзрачного кристалла, большое будущее. Первый сцинтилляционный элемент кристалла вольфрамата свинца, содержащий более 10 радиационных длин X_0 , то есть пригодный для тестов на пучках ($20 \times 20 \times 120 \text{ мм}^3$), был изготовлен из кристалла, выращенного в Институте «Монокристалл», г. Харьков (Украина) в начале 1991 г. Он был всесторонне изучен в ИФВЭ на пучках электронов канд. физ.-мат. наук В. А. Качановым (ныне д-р. физ.-мат. наук, вед. научн. сотр.), и данные были представлены широкой научной общественности в ЦЕРНе и международной конференции CRYSTAL 2000, Chamoni, 1992 г. Резонанс научной дискуссии был столь велик, что стало очевидным – у материала есть будущее. Встал вопрос о разработке лабораторной технологии производства кристаллов для обеспечения тестов сцинтилляционными элементами.

Проанализировав все возможности внедрения этого кристалла в промышленность, эксперты ИФВЭ и НИИ ЯП остановились на Богородицком заводе техно-химических изделий (БЗТХИ), с которым в конце 1992 г. был заключен договор на производство первых элементов электромагнитного калориметра из вольфрамата свинца. Уже в марте 1993 г. были изготовлены около 10 ячеек, тесты которых на ускорителе ИФВЭ подтвердили, что материал PbWO_4 обладает уникальной комбинацией свойств – высокой плотностью, быстрозатухающими сцинтилляциями в удобном для фотоприемников спектральном диапазоне,



Рис. 1. Первый сцинтилляционный кристалл вольфрамата свинца

удовлетворительной прозрачностью. Работы по созданию технологии и ее совершенствованию, доведению до уровня спецификации экспериментов на ЛНС возглавили молодые физик из НИИ ЯП канд. физ.-мат. наук М. В. Коржик (ныне д-р физ.-мат. наук, зав. отделом) и технолог А. А. Анненков, канд. техн. наук, ставший впоследствии техническим директором завода БЗТХИ. Вплоть до 1996 г. ИФВЭ осуществлял методическое руководство и испытания макетов электромагнитных калориметров на основе вольфрамата свинца на ускорителях ИФВЭ и ЦЕРНе, а со вступлением института в коллаборацию CMS сделал весь научный задел достоянием коллаборации. В конце 1993 г. ИФВЭ заключил контракт с Богородицким заводом технохимических изделий на разработку лабораторной технологии и производство около 300 сцинтилляционных кристаллов из PWO для макета калориметра. Завод, ранее бывший флагманом электронной промышленности и основным поставщиком кристаллов ниобата и танталата лития, лишившись основных потребителей в СНГ, находился на грани банкротства. Этот и последующие контракты ИФВЭ спасли его от неминуемой остановки и перепрофилирования. Всего в течение 1993–1995 гг. ИФВЭ выплатил по контрактам БЗТХИ около 400 тыс. долл. США. Это позволило заводу сохранить высокие технологии и, по существу, выжить в очень тяжелых условиях начала 90-х гг. в России.

В 1993–1994 гг. в ЦЕРНе на канале Н8 были проведены тесты макета калориметра, состоящего из 60 ячеек PWO, коллаборацией институтов ИФВЭ, НИИ ЯП и LAPP (France) при поддержке коллаборации ALICE. Костяк команды составили эксперты коллаборации ГАМС, применение богатого опыта которых и предопределило успех испытаний. Результаты оказались столь впечатляющими, что руководство коллаборации CMS вынуждено было полностью пересмотреть концепцию экспериментальной установки и в сентябре 1994 г. принять сцинтиллятор вольфрамата свинца в качестве основы для электромагнитного калориметра.

3. Детекторные свойства кристаллов вольфрамата свинца

PWO – очень плотное вещество ($\rho = 8.28 \text{ г/см}^3$) с наименьшей, среди известных синтетических кристаллов, радиационной длиной ($X_0 = 0.89 \text{ см}$). Его радиус Мольера (R_M) составляет около 20 мм, что обеспечивает небольшие поперечные размеры электромагнитного ливня и высокую точность измерения координат фотонов (электронов). Свойства кристалла в сравнении со свойствами других сцинтилляторов, применяемых в электромагнитной калориметрии, приведены в таблице.

Свойства сцинтилляционных материалов для электромагнитной калориметрии

Материал	$\rho, \text{ г/см}^3$	$X_0, \text{ см}$	Выход, фот/МэВ	$\tau_{\text{сц}}, \text{ нс}$	$\lambda_{\text{сц}}, \text{ нм}$
PbWO ₄	8.28	0.89	200	6	420
Bi ₃ Ge ₄ O ₁₂	7.13	1.12	8200	300	505
CsI	4.51	2.43	16800	10	310
CeF ₃	6.16	1.77	4500	30	330
BaF ₂	4.88	2.03	1430 9950	0.6 620	220 310

Энергетическое разрешение PWO калориметра уже при энергии около 30 ГэВ выходит на уровень 0.5 %, а при энергии 1 ГэВ оно менее 2 %.

Точность измерения координат электромагнитного ливня для PWO калориметра лучше 0.5 мм. Сегодня это самая высокая точность, достигнутая в электромагнитной калориметрии при высоких энергиях.

Ливни в тяжелых кристаллах в два раза уже, чем в свинцовом стекле. Из опыта разделения ливней в ГАМС следует, что два фотона (электрона) могут быть надежно разделены в PWO калориметре, при расстоянии между ними около 15 мм. Эта величина критична для экспериментов ALICE и CMS из-за высокой загрузки детекторов частицами.

Первый спектрометр гамма-квантов, состоявший из 150 гексагональных кристаллов PWO, был изготовлен в 1995 г. в рамках подготовки эксперимента НЕПТУН на УНК, совместно с экспериментом ГАМС и размещен в центре гамма-детектора ГАМС-2000 в ИФВЭ. Цель создания – измерение физических характеристик детектора на PWO в реальном эксперименте. Это был последний эксперимент академика РАН Юрия Дмитриевича Прокошкина, который уделял огромное внимание этому новому направлению в электромагнитной калориметрии.

4. Методические исследования кристаллов вольфрамата свинца

При измерениях энергетического и координатного разрешений в области энергии электронов 1–45 ГэВ были получены рекордные для данных кристаллов результаты:

$$\sigma(E)/E = 1.8 \text{ \%}/\sqrt{E} + 0.3 \text{ \%}$$

При энергии 27 ГэВ координатное разрешение $\sigma(x)$ составило 250 мкм на границе двух кристаллов, что соизмеримо с разрешением современных дрейфовых камер. Были проведены также систематические исследования радиационной

стойкости кристаллов при их облучении электронами и адронами, а также потоком со смешанным спектром частиц, включавшим заряженные адроны, нейтроны и γ -кванты. Два кристалла были облучены до 3 Мрад, с мощностью дозы 100 крад/час. Оказалось, что при потере до половины света сцинтилляций за счет индуцированного радиацией поглощения центров окраски, энергетическое разрешение ухудшилось всего на 20–30 %.

Учитывая, что температурная зависимость выхода сцинтилляций в кристалле имеет коэффициент $2\% / ^\circ\text{C}$ в относительно большом интервале температур, открывается техническая возможность увеличения выхода сцинтилляций за счет понижения его температуры при условии сохранения временного спектра высвечивания сцинтилляций. При температуре несколько ниже 0°C для таких кристаллов достижимым является световыход 80 фэ/МэВ, а 95 % света импульса сцинтилляций высвечивается за время менее 100 нс. На рис. 2 приведены результаты измерения энергетического разрешения при регистрации γ -квантов, полученные с помощью матрицы 3×3 , составленной из кристаллов с улучшенным выходом сцинтилляций с размерами $20\times 20\times 200$ мм при $T = 253$ К. Дальнейшее охлаждение кристалла приводит к перераспределению высвеченной светосуммы в пользу медленной компоненты и является нецелесообразным.

Полученное энергетическое разрешение в зависимости от энергии аппроксимируется выражением $\frac{\sigma}{E} = \frac{0.95\%}{\sqrt{E}} + 0.907\%$, где энергия γ -квантов выра-

жена в ГэВ. Полученное временное разрешение составило 130 пс для энергий γ -квантов более 25 МэВ. Полученные результаты дают основание утверждать, что сцинтилляционный кристалл вольфрамата свинца при его охлаждении в детекторе до оптимальной температуры позволяет получать энергетическое и временное разрешение лучше, чем с кристаллами CsI и сравнимое с результатами, полученными с кристаллами BF_2 и BGO. Это открыло широкие возможности для применения сцинтилляционного кристалла вольфрамата свинца в экспериментах по физике низких и средних энергий.

В дополнение к экспериментам на LHC, CMS и ALICE, в настоящее время в мире, в различных научных центрах, готовятся следующие эксперименты, где электромагнитные калориметры делаются на основе кристаллов вольфрамата свинца.

Эксперимент коллаборации MECO в лаборатории AGS в Брукхейвенской национальной лаборатории (США), который нацелен на поиск нарушения симметрии при преобразовании мюонов в электроны в поле ядра. Электромагнитный калориметр установки состоит из 2300 кристаллов с размерами $30\times 30\times 120$ мм³.

Эксперимент коллаборации PrimEx в национальной лаборатории им. Джефферсона (США) нацелен на измерение с высокой точностью времени жизни π^0 через эффект Примакова и будет использовать 1200 PWO кристаллов с размерами $20.5\times 20.5\times 180$ мм³.

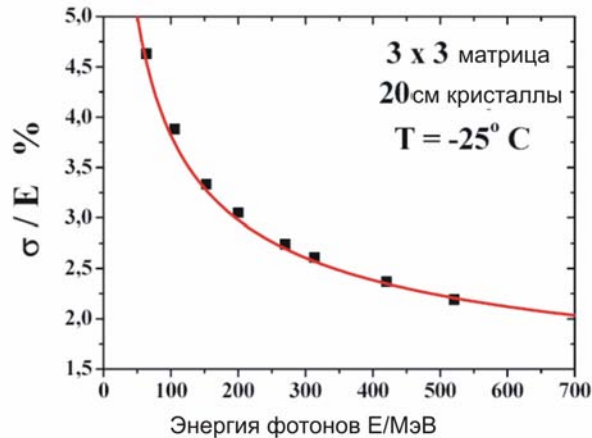


Рис. 2. Зависимость энергетического разрешения при регистрации γ -квантов, полученное с помощью матрицы 3×3 , составленной из кристаллов с размерами $20 \times 20 \times 200$ мм, $T = 253\text{K}$

В эксперименте коллаборации PANDA на многофункциональном детекторе на накопительном антипротонном кольце в GSI (Германия) будет использовано 18000 PWO кристаллов с размерами $27 \times 27 \times 200$ мм³.

Рассматривается возможность применения кристаллов вольфрамата свинца на перспективных ускорителях SLHC и ILS, однако это потребует интенсивной НИР по совершенствованию радиационной стойкости кристаллов до уровня менее $0,1\text{м}^{-1}/100$ крад.

Монокристалл вольфрамата свинца является перспективным сцинтилляционным материалом для применения в экспериментах по физике частиц высоких энергий. По совокупности параметров является оптимальным для применения в электромагнитной калориметрии на коллайдерах с большой светимостью и высокой частотой столкновения пучков. Применение сцинтиллятора вольфрамата свинца позволяет создавать компактные гомогенные быстродействующие электромагнитные калориметры с удовлетворительным энергетическим разрешением в диапазоне энергий регистрируемых γ -квантов от 50 МэВ.

Результаты исследований описаны экспертами ИФВЭ, НИИ ЯП и их коллегорами в более чем 200 научных статьях и сборниках, 2 монографиях. По результатам исследований защищены 3 докторских и 8 кандидатских диссертаций.

5. Технология производства кристаллов вольфрамата свинца

Свойства PWO существенно определяются технологией его выращивания и могут меняться в довольно существенных пределах. В исследованиях кристаллов вольфрамата свинца, выполненных в последние 10 лет, можно выделить две стадии. Вплоть до конца 90-х гг. XX в. было опубликовано достаточно много экспериментальных данных с различными, часто противоречивыми интерпретациями, носившими явно спекулятивный характер. Однако в это же

время путем сопоставления экспериментальных данных были установлены: 1) технологические особенности выращивания кристалла, то есть преимущественная утечка ионов свинца из расплава, а следовательно, дефицит ионов свинца в кристалле, при его получении методом Чохральского; 2) метод одновременной компенсации катионных и анионных вакансий в кристалле посредством активации кристалла ионами со стабильным трехвалентным состоянием; 3) роль ионов Мо в формировании люминесцентных свойств кристаллов вольфрамата свинца и необходимая спецификация по примесным ионам в сырье для выращивания кристаллов; 4) особенности распределения электронной плотности состояний в валентной зоне и зоне проводимости. Это позволило непротиворечиво объяснить такие особенности кристалла, как его окраска, люминесцентные характеристики, изменение спектральных свойств под действием ионизирующего излучения.

Понимание физических процессов, происходящих в кристалле, позволило оптимизировать технологию кристалла и довести ее до уровня спецификации детекторов на ЛНС. Первой проблемой, которая была успешно решена, – это устранение желтого цвета кристаллов. Поглощение света сцинтилляций внутренними центрами в длинном кристалле создает большую неоднородность световых выходов вдоль сцинтилляционного элемента, что ухудшает энергетическое разрешение. Второй решенной проблемой стало устранение в кинетике сцинтилляций медленных компонент. Наконец третьей, наиболее важной из решенных проблем, явилось радикальное улучшение радиационной стойкости кристалла до уровня $1 \text{ м}^{-1}/100 \text{ крад}$.

Разработанная в России массовая технология производства кристаллов вольфрамата свинца вкратце состоит в следующем. В базовой технологии исходным сырьем являются окислы PbO и WO₃. Из этих порошков готовятся уплотненные таблетки, которые наплавляются в тигли, изготовленные на основе Pt-Al₂O₃. Перед выращиванием производится предварительная перекристаллизация на ростовых установках типа «Лазурит», с использованием платиновых тиглей размером 170×0.9×180. В качестве затравки используется кристалл вольфрамата свинца, закрепляемый в платиновом охлаждаемом держателе. Выращивание кристаллов вольфрамата свинца проводится в ростовых установках типа «Кристалл 3М». В установках этого типа температурный градиент между расплавом и кристаллом создается путем отвода тепла от затравочного кристалла. Растущий кристалл вытягивается из расплава, получаемого высокочастотным нагревом в комбинированном платиновом тигле в заданной газовой среде. Установка автоматически поддерживает заданные скорости вытягивания, скорость вращения и температурный режим.

К технологическим параметрам, определяющим качество кристалла, относятся: 1) состав шихты; 2) состав газовой атмосферы; 3) ориентация затравки относительно кристаллографического направления роста; 4) температура выращивания; 5) скорость выращивания; 6) скорость вращения затравки; 7) скорость охлаждения. Опыты показали, что параметры 4–7 не очень критичны и могут меняться в относительно широких пределах без потери качества. Так, температура выращивания может лежать в пределах 1110–1150 °С, скорость выращивания (вытягивания) – (1–12) мм/час, скорость вращения затравочного кри-

сталла (1–50) об/мин., а скорость охлаждения – не более 150 С/час. Наиболее существенными оказались параметры 1–3. Кристалл выращивался в направлении кристаллографической оси «а». Этот параметр особенно сильно влиял на внутренние напряжения и проявлялся в виде сколов при операциях резки, шлифовки и т. п.

Монокристаллы, выращенные из смеси оксида вольфрама WO_3 и окиси свинца PbO , так же как и монокристаллы, выращенные из смеси оксида вольфрама WO_3 и окиси-закиси свинца Pb_3O_4 в воздушной атмосфере, имеют световыход ~5–8 фотоэлектронов/МэВ. Монокристаллы, выращенные из смеси оксида вольфрама WO_3 и окиси-закиси свинца Pb_3O_4 в атмосфере азота, или аргона с содержанием кислорода от $1 \cdot 10^{-3}$ до 1 об. %, имеют световыход существенно больше (выше 10 фотоэлектронов/МэВ). Они же имеют и лучшие характеристики пропускания на длине волны 440 нм (длина волны сцинтилляций).

Кристаллизационное оборудование допускает проведение нескольких последовательных кристаллизаций из одного тигля. Масса выращенного кристалла существенно меньше массы шихты, наплавленной в тигель. После добавления в тигель израсходованного количества материалов можно проводить выращивание следующего кристалла. Однако известно, что каждая последующая кристаллизация неизбежно должна изменять свойства кристалла. Понятно, что в массовом производстве экономически невыгодно использовать только одну кристаллизацию. Поэтому важной задачей явилось установление того, насколько сильно меняются свойства кристалла от цикла к циклу и если повторная кристаллизация возможна, то сколько таких циклов можно сделать без потери качества. Оказалось, что при использовании в качестве материалов для синтеза PbO и WO_3 , максимальное число кристаллизаций не превышает 6. В то же время использование оптимизированных составов шихты позволяет существенно увеличить число кристаллизаций. Технологический процесс становится более стабильным во времени и появляется возможность использования кристаллов, забракованных по механическим повреждениям, а также отходов резки для повторного использования.

Заключительным этапом в производстве кристаллов является их сертификация, которая производится на автоматизированном оборудовании, разработанном специалистами НИИ ЯП, LAPP (Франция) и ЦЕРНа.

В настоящее время БЗХТИ является основным производителем кристаллов вольфрамата свинца в мире. Каждый месяц производится не менее 1000 сертифицированных сцинтилляционных элементов для комплектования электромагнитного калориметра коллаборации CMS.

6. Заключение

Внедрение сцинтилляционных кристаллов вольфрамата свинца в физику высоких энергий обеспечило ей реальный прорыв в области прецизионной электромагнитной калориметрии. Достаточно дешевый и технологичный при выращивании и обработке кристалл, обладающий уникальными характеристиками (высокая плотность, малая радиационная длина, высокая прозрачность, хорошая радиационная стойкость и высокая скорость высвечивания сцинтилляций), занял

лидирующие позиции в электромагнитной калориметрии. Наличие в России больших мощностей для его производства позволяет верить в реальность создания крупнейших электромагнитных калориметров нового поколения. Общая мировая потребность сегодня составляет порядка 100 тыс. кристаллов PWO до 2010 г., основное количество которых было или будет изготовлено в России. Сегодня уже изготовлено более 60 тыс. элементов для CMS и около 10 тыс. для ALICE. Внедрение вольфрамата свинца в экспериментальную физику по праву считается выдающимся достижением последнего десятилетия.

LEAD TUNGSTATE SCINTILLATION CRYSTALS FOR PRECISE ELECTROMAGNETIC CALORIMETRY ON HIGH LUMINOSITY ACCELERATORS

M. V. Korzhik, V. A. Kachanov*, A. N. Annenkov,
O. V. Missevitch, A. A. Fedorov**

In the last two decades a new type of the scintillation material namely lead tungstate crystal (PbWO_4 , PWO) has been developed. The PWO crystal is a high density, fast and radiation hardness scintillation material. The crystal allows to create new generation of the compact and fast electromagnetic calorimeter with 4π geometry like as CMS Collaboration (100 000 detector units) and PANDA Project (20 000 detector units) to detect γ -quanta and electrons (positrons) in wide energy range, 10 MeV – 1 GeV.

* Institute of High Energy Physics, Protvino.

** Steel and Alloy Technical University. Moscow, Russia.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ КАЛОРИМЕТР НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА PANDA (GSI, ГЕРМАНИЯ)

В. И. Дорменев, Г. Ю. Дробышев, М. В. Коржик, О. В. Мисевич

1. Введение

Проведение современных экспериментов по физике высоких энергий требует создания нового типа ускорительных комплексов. При этом увеличение интенсивности пучка и энергии ускоряемых частиц требует разработки нового поколения детекторных установок, которые должны обеспечивать высокую скорость счета, регистрируемых событий, широкий диапазон энергии регистрации вторичных частиц и быть радиационно-стойкими к ионизирующему излучению. Важной составной частью современных детекторных установок является электромагнитный калориметр (ЭМК) на основе неорганических сцинтилляционных кристаллов.

Одним из широко применяемых сцинтилляционных материалов в экспериментальной физике частиц является кристалл вольфрамата свинца, $PbWO_4$ (PWO) [1]. Данный материал был выбран в качестве сцинтиллятора для электромагнитного калориметра при разработке таких экспериментальных установок, как PRIMEX в JLAB [2], CMS-ECAL и ALICE-PHOS на ускорителе LHC (ЦЕРН) [3] и PANDA на ускорителе FAIR (GSI, Германия).

В данной работе представлены результаты исследований по оптимизации свойств кристаллов вольфрамата свинца для применения в ЭМК эксперимента PANDA.

2. Эксперимент PANDA

Эксперимент PANDA будет проводиться на базе высокоэнергетического накопительного кольца HESR (High Energy Storage Ring). С помощью ускорителя HESR будет возможно формирование пучка антипротонов интенсивностью вплоть до 10^{11} с^{-1} и с энергией в диапазоне 1.5–15 ГэВ [4, 5].

Экспериментальная программа проекта PANDA охватывает следующие направления [6, 7]:

1. Спектроскопия чармония (cc): измерение энергии и ширины уровня всех состояний чармония с высокой точностью. Следует отметить, что важным преимуществом экспериментов с реакциями pp , в отличие от e^-e^+ реакций, является возможность получения мезонов со всеми разрешенными квантово-механическими состояниями по спину заряду и четности. Примерами реакций, которые необходимо будет регистрировать в этом случае, являются $pp \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma\gamma$, $pp \rightarrow J/\psi \rightarrow e^+e^-$.

2. Исследование свойств экзотических адронов (гибриды, глюболы, содержащие c - и \bar{c} -кварки) в области масс чармония (3–5 ГэВ), предсказанных в рамках квантовой хромодинамики. Примеры реакций: $pp \rightarrow h_c \eta \rightarrow \chi_c \pi^0 \pi^0 \eta$, $pp \rightarrow DD \rightarrow KK\pi KK\pi$.

3. Исследование структуры одиночных и двойных гиперядер, гиперон-нуклонного и гиперон-гиперон взаимодействия с помощью точной γ -спектроскопии в реакциях типа $pp \rightarrow \Lambda\Lambda$ и $pp \rightarrow \Xi\Xi$.

Регистрация многих реакций будет проводиться по электромагнитному каналу распада, с регистрацией γ -квантов, электронов и позитронов. При этом энергия регистрируемых частиц будет находиться в диапазоне от 10 МэВ до 10 ГэВ. Оптимальным решением данной задачи является применение гомогенного ЭМК на основе кристаллов PWO.

3. Увеличение выхода сцинтилляции кристаллов вольфрамата свинца

В последние 15 лет в НИИ ЯП БГУ был разработан сцинтилляционный кристалл вольфрамата свинца, который выбран в качестве рабочего материала для ЭМК эксперимента CMS.

Кристаллы PWO, оптимизированные для применения в ЭМК эксперимента CMS, имеют быструю кинетику сцинтилляций, высокие плотность и радиационную стойкость. Для обеспечения высокой радиационной стойкости кристаллы данного типа активируются ионами La и Y на уровне 100 ppm.

Главным недостатком этих кристаллов с точки зрения применения в ЭМК эксперимента PANDA является относительно низкий выход сцинтилляции (8–12 фэ/МэВ при использовании ФЭУ XP 2020Q), что очень критично для энергетического разрешения ЭМК при регистрации γ -квантов низких энергий, вплоть до нескольких десятков МэВ.

Авторами [8, 9] было выдвинуто предположение, что дальнейшее увеличение световых выхода сцинтилляции PWO возможно получить двумя методами. Во-первых, уменьшением концентрации точечных дефектов в структуре кристаллов, во-вторых, активацией кристалла люминесцентными примесными центрами, которые имеют большое сечение электронного захвата из зоны проводимости и относительно короткое время последующей излучательной рекомбинации. В результате дальнейших исследований по оптимизации свойств кристаллов PWO были получены образцы с повышенным световыходом – так называемый кристалл PWO-II. Кристалл PWO-II длиной 20 см имеет световыход 17–22 фэ/МэВ при проведении измерений на ФЭУ XP 2020Q при комнатной температуре. Уровень активации кристаллов PWO-II ионами La и Y равен 40 ppm.

Таким образом, было получено двукратное увеличение световыхода для полноразмерных образцов кристаллов PWO-II по сравнению с образцами для проекта CMS. Это достигнуто путем повышения структурного совершенства кристаллов и уменьшения концентрации используемых активаторов. При этом радиационно-наведенное оптическое поглощение и кинетика высвечивания сцинтилляции сохранились на ранее достигнутом уровне.

4. Температурная зависимость световыхода кристаллов PWO-II

В дополнение к увеличению выхода сцинтилляций за счет совершенствования технологии, дальнейшее увеличение выхода достигается при охлаждении кристалла. Это объясняется тем, что при охлаждении кристалла температурное тушение сцинтилляции становится менее интенсивным, что приводит к увеличению

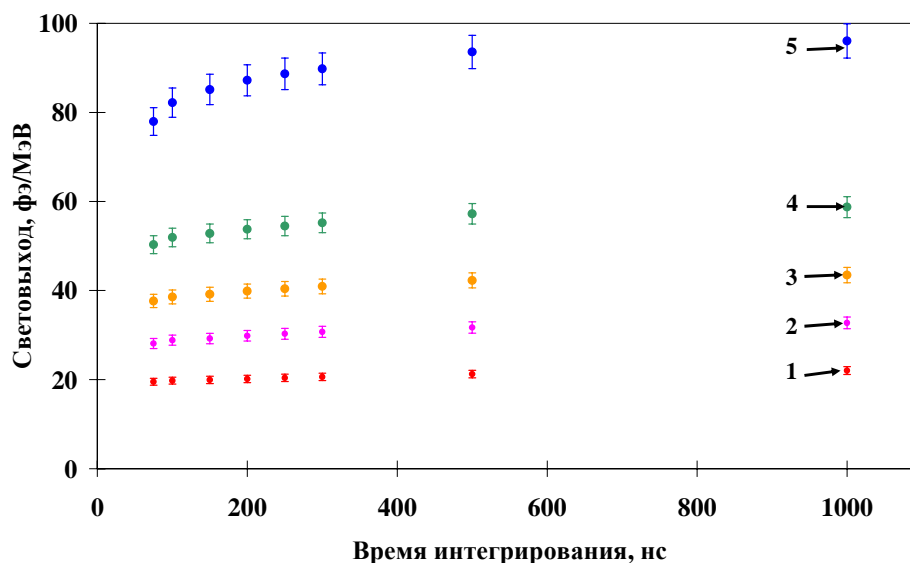


Рис. 1. Зависимости среднего значения световыхода от времени интегрирования для 10 кристаллов PWO-II при различных температурах: 1 – измерение при $T = +25$ °C; 2 – измерение при $T = +10$ °C; 3 – измерение при $T = 0$ °C; 4 – измерение при $T = -10$ °C; 5 – измерение при $T = -25$ °C

световыхода. Однако в неактивированных кристаллах понижение температуры приводит к существенному замедлению кинетики люминесценции, а следовательно, и сцинтилляции, за счет возрастания интенсивности медленных компонент [10].

Установлено, что в активированных кристаллах, выращенных по оптимизированной технологии, при понижении температуры не происходит столь быстрого перераспределения кинетики сцинтилляций в сторону медленных компонент. На рис. 1 представлены результаты измерения световыхода кристалла PWO-II при различных температурах и временах интегрирования. Видно, что величина световыхода при понижении температуры с -25 ° до $+25$ °C возрастает в среднем в 4 раза при значении времени интегрирования 75 нс и в 4.5 раза – при 1000 нс. Это объясняется тем, что при охлаждении образца температурное тушение сцинтилляции становится менее интенсивным, это приводит к увеличению световыхода за счет возрастания интенсивности медленных компонент в сцинтилляции. Из приведенных зависимостей можно сделать вывод, что при температуре -25 °C не менее 90 % запасенной светосуммы высвечивается в среднем за 200 нс.

5. Свойства матрицы 3×3 кристаллов 3×3 PWO-II с ЛФД в качестве фотодетектора при облучении на пучках γ -квантов

Важным этапом при создании ЭМК является проведение тестовых исследований матриц, состоящих из нескольких детекторных модулей, на пучках частиц с целью оценки основных характеристик калориметра. Результаты таких измерений позволяют однозначно оценить разрешающую способность всего детек-

тора с привлечением численного моделирования и параметров, полученных экспериментальным путем.

В данном разделе представлены результаты тестовых исследований матрицы 3×3 кристаллов PWO-II (2×2×20 см) с ЛФД (активная площадь 1 см²) в качестве фотодетектора на пучках γ -квантов. Экспериментальная установка была собрана на базе *Tagged Photon Facility* в научно-исследовательском центре МАМІ (Майнц, Германия). Пучок вторичных γ -квантов формировался в результате коллимации фотонов тормозного излучения, образовавшихся в результате прохождения первичного пучка электронов с энергией 855 МэВ через никелевый радиатор. Энергия γ -кванта определялась по разнице энергий электрона первичного пучка до вхождения в радиатор и этого же электрона регистрируемого после прохождения его через радиатор. Траектория пучка электронов задавалась конфигурацией магнитного поля, создаваемого дипольным магнитом. Диапазон энергии γ -квантов составлял 40–675 МэВ. Температура матрицы составляла 0 °С.

На рисунке 2 представлена экспериментальная зависимость энергетического разрешения матрицы 3×3 кристаллов вольфрамата свинца от энергии γ -квантов и результат ее фитирования выражением вида

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1.98\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.68\% .$$

Полученное значение статистического члена энергетического разрешения, равное 1.98 %, удовлетворяет требованиям экспериментальной программы проекта PANDA. При этом следует ожидать дальнейшего уменьшения статистического члена энергетического разрешения при понижении рабочей температуры матрицы до –25 °С.

6. Заключение

Улучшение структурного совершенства синтетических кристаллов вольфрамата свинца позволяет снизить концентрацию активаторов иттрия и лантана, используемых для повышения радиационной стойкости кристаллов, до суммарной концентрации 40 ppm. Тем самым достигается двукратное увеличение выхода сцинтилляций в кристалле при +25 °С, до 19±2 фэ/МэВ, для элементов длиной более 20 см, при сохранении их радиационной стойкости и быстродействия сцинтилляций.

Понижение температуры эксплуатации данного кристалла до –25 °С позволяет увеличить световыход дополнительно не менее чем в четыре раза, при этом 90 % света сцинтилляций высвечивается за время не более 200 нс. Таким образом, суммарное увеличение световыхода кристаллов PWO-II при температуре –25 °С составляет 8–9 раз в сравнении с кристаллами для ЭМК эксперимента CMS, которые будут эксплуатироваться при комнатной температуре.

Полученное значение статистического члена энергетического разрешения для матрицы 3×3 кристаллов PWO-II с ЛФД при температуре 0 °С удовлетворяет требованиям к ЭМК эксперимента PANDA. Это позволит применять кристалл PWO-II в детекторах, работающих в диапазоне низких и средних энергий γ -квантов и электронов, начиная с 10 МэВ, на ускорителях с большой светимостью.

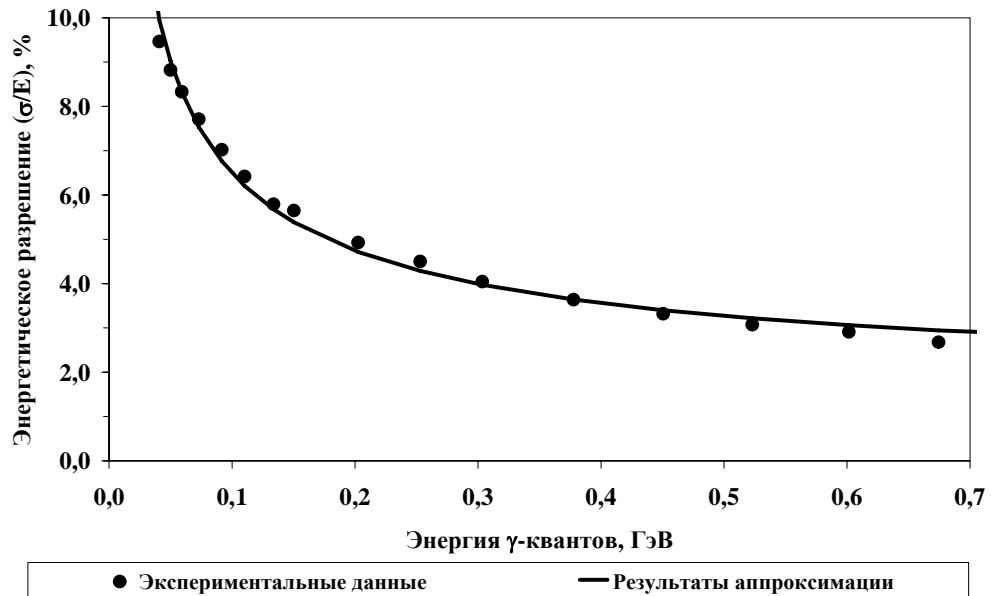


Рис. 2. Энергетическое разрешение матрицы 3×3 кристаллов вольфрамата свинца с ЛФД в качестве фотодетекторов. Температура 0 °С

Литература

1. *Annenkov A. N., Korzhik M.V., Lecoq P.* // NIM 2002. Vol. A490, №1/2. P. 30.
2. *Kubantsev M.* et al. // e-Print ArXive physics, 0609201; JLAB-PHY-06-528. 2006.
3. *Price M.J.* // NIM. 2002. Vol. A478, № 1/2. P. 46.
4. *Franzke B.* et al. // NIM. 2004. Vol. A532, № 1/2. P. 97.
5. *Lehrach A.* et al. // NIM. 2006. Vol. A561, № 1. P. 289.
6. *Peters K.* // NIM. 2004. Vol. B214. P. 60.
7. *Schmitt L.* et al. // NIM. 2007. Vol. A581, № 1/2. P.542.
8. *Борусевич А.Е.* и др. // Приборы и техника эксперимента. 2006. № 2. С. 59.
9. *Fedorov A.* et al. // SCINT2005: Proc. 8th Intern. Conf. on inorganic scintillators and their use in scientific and industrial applications. 2006. P. 389.
10. *Nikl M.* et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 1996. Vol.195, № 1. P. 311.

ELECTROMAGNETIC CALORIMETER BASED ON THE LEAD TUNGSTATE CRYSTALS FOR THE PANDA EXPERIMENT (GSI, GERMANY)

V. I. Dormenev, G. Yu. Drobychev, M. V. Korzhik, O. V. Missevitch

New accelerator FAIR (Facility for Antiproton and Ions Researches) will be created at the nearest future at GSI (Darmstadt, Germany). The PANDA detector will be installed at the FAIR for the hadron physics studies using a cooled antiproton beams. PWO-II a new type of the lead tungstate crystal was chosen as a scintillation material for the electromagnetic calorimeter construction of the PANDA detector. Some research results of the PWO-II crystal light yield improvement and beam test of the 3×3 crystals matrix in the temperature range from -25 °C till +25 °C are presented at the paper.

ИСТОЧНИК ПОЗИТРОНИЕВ НА ОСНОВЕ АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ МАССЫ АНТИВОДОРОДА

Г. Ю. Дробышев, А. Е. Борисевич, О. Л. Войтик*, К. И. Делендик*

1. Введение

В настоящее время в Европейской лаборатории физики частиц (ЦЕРН) формируется международная научная коллаборация AEGIS [1], целями которой являются проведение экспериментов по исследованию поведения антиводорода в гравитационном поле и обнаружение нарушения СРТ четности антиводорода [2]. Планируется, что будут получены экспериментальные результаты в области фундаментальных исследований «за пределами» стандартной модели (поиск дополнительных размерностей и «зеркальной» темной материи) и развиты теоретические представления физики частиц высоких энергий.

Научная идея коллаборации AEGIS состоит в использовании взаимодействия пучка холодных антипротонов с позитрониями (Ps), возбужденными в Ридберговское состояние. Возбуждение позитрониев служит двум целям: увеличивается время жизни позитрониев и уменьшается энергия связи позитрона с электроном. Таким образом, для осуществления экспериментов, необходимо решить проблему формирования облака позитрониев. Это облако: 1) должно быть максимально холодным, чтобы увеличить сечение взаимодействия; 2) находиться достаточно далеко от материала, в котором позитронии сформировались, чтобы стало возможным их возбуждение лазером в Ридберговское состояние.

Позитронии будут формироваться в результате взаимодействия пучка медленных позитронов с соответствующей мишенью. Данное явление известно давно [3], однако эффективность образования позитрониев как функция параметров, таких как: материал, энергия начальных позитронов и угловое распределение изучены слабо. Таким образом, разработка источника позитрониев с необходимыми характеристиками является одной из ключевых задач при создании экспериментальной установки коллаборации AEGIS.

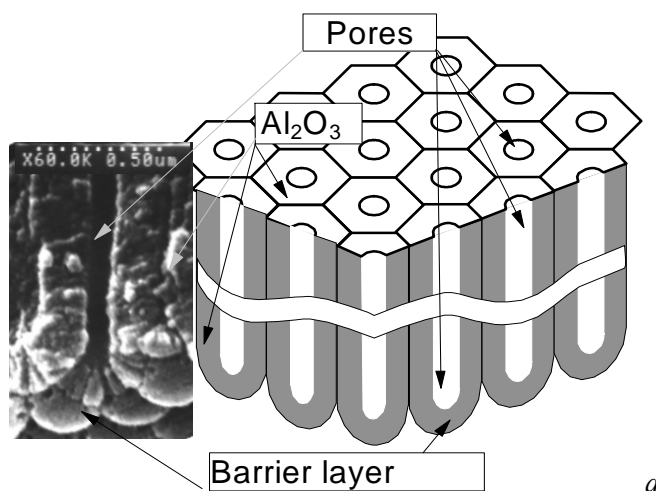
2. Анодный оксид алюминия – перспективный материал для формирования облака позитрониев

В качестве материала мишени нами было предложено использовать анодный оксид алюминия (АОА). АОА формируется электрохимическим окислением алюминия в электролитах, умеренно растворяющих АОА, и представляет собой регулярное гексагональное построение одинаковых ячеек, которые параллельны друг другу и нормальны к поверхности алюминиевой основы. Каждая индивидуальная ячейка имеет осевую пору, закрытую со стороны алюминиевого анода барьерным слоем оксида. На рис. 1, а схематически показана ячеистопористая структура анодного оксида алюминия, а на рис. 2 – фотографии, сделанные с помощью электронного микроскопа. Благодаря наличию в мишени из АОА регулярных каналов с хорошо контролируемыми размерами, мы надеемся

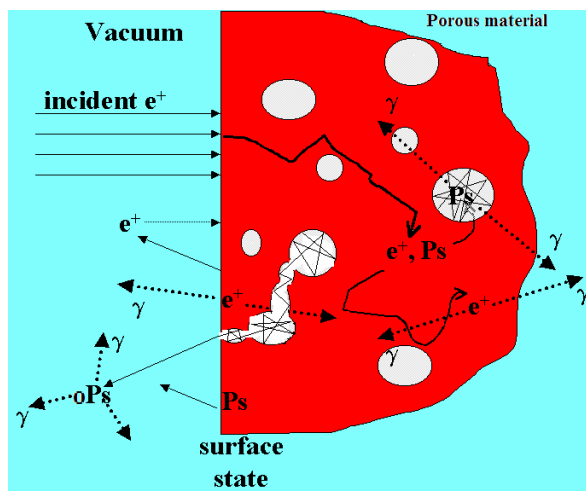
* Институт физики НАН Беларуси, Минск.

достичь большего выхода позитрониев по сравнению с широко используемыми мишенями из оксида кремния, полости которых имеют различные размеры и могут не иметь выхода на поверхность (рис. 1, б [4]).

В ходе совместных исследований с нашими партнерами из Лаборатории физики частиц (Анси-ле-Вье, Франция), было экспериментально подтверждено, что образовавшиеся в материале мишени позитронии выходят по имеющим регулярную структуру каналам из объема мишени наружу и доля образовавшихся и вышедших из мишени ортопозитрониев составляет порядка 20 %, что делает предложенный материал пригодным для использования в качестве источника позитрониев [5].



a



б

Рис. 1. Схематическое представление анодного оксида алюминия (а); возникновение и поведение позитрониев в пористой мишени (б)

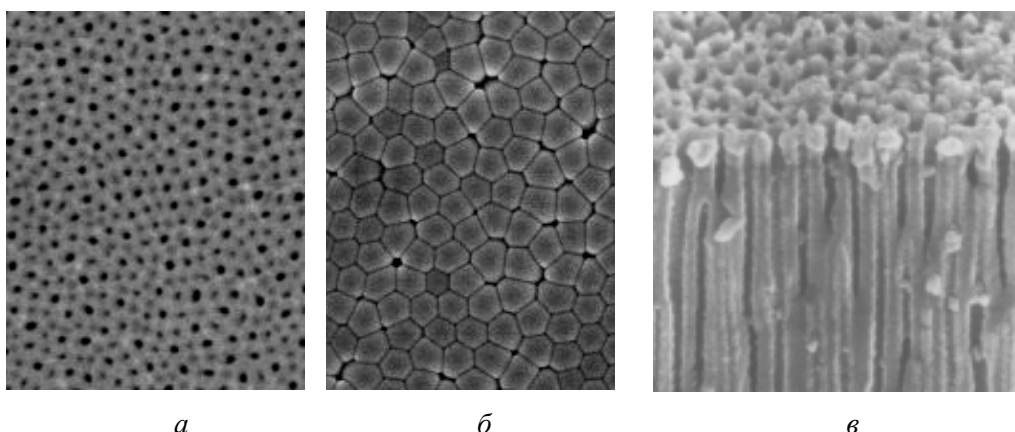


Рис. 2. Электронно-микроскопические снимки АОА: *а* – со стороны пористого слоя; *б* – скол; *в* – со стороны барьерного слоя

3. Исследования физических характеристик мишеней, легированных ионами металлов

Необходимость легирования обусловлена тем, что получаемый в результате стандартного технологического процесса анодный оксид алюминия является диэлектриком. Его электрическое сопротивление составляет единицы ГОм. Однако мишень должна не только обеспечивать высокий выход позитрониев, но и удовлетворять ряду технических требований, обусловленных условиями проведения эксперимента. В частности, применение непроводящей мишени является крайне нежелательным, т. к. создает существенные дополнительные трудности для оптимизации электрических полей в зоне эксперимента. Поэтому нами были проведены исследования возможности повышения электрической проводимости материала мишеней.

Основную технологическую проблему легирования составляла необходимость внедрить значительное количество ионов металла, которое обеспечивало бы достаточно высокую проводимость образцов, однако при этом не должна нарушаться присущая чистому анодному оксиду алюминия структура каналов. Использование метода ионной имплантации было признано нецелесообразным, так как данный метод не обеспечивает вхождения макроскопически значимого количества ионов в объем образца. В результате предварительных оценок перспективными для дальнейшей разработки были признаны три метода: выращивание образцов АОА из сплавов алюминия и другого металла и использование в процессе выращивания генератора переменного напряжения специальной формы и напыление проводящего покрытия на поверхность и стенки каналов мишени.

Для проверки работоспособности первого метода были проведены серии экспериментов по анодированию различных типов сплавов алюминия с другими металлами, такими как магний и марганец. В результате проведенных экспериментальных исследований было установлено, что сопротивление образцов практически не отличается от сопротивления чистого оксида алюминия.

Полученные образцы были подвергнуты спектральному анализу. Из спектрограммы (рис. 3) следует, что, кроме алюминия, металлы, входящие в состав сплава, не входят в состав оксида, как это предполагалось ранее. По-видимому, при электрохимическом окислении сплава происходит стравливание данных металлов и их переход в раствор в виде ионов с последующим разрядом на катоде.

Идея инкорпорирования ионов металлов в АОА в процессе электрохимического окисления алюминия состоит в следующем:

- в раствор электролита вводятся металлосодержащие агенты: соли, металлические кислоты, металлоорганические комплексы;
- анодирование производится с использованием переменного напряжения специальной формы;
- в анодный полупериод происходит рост анодного оксида алюминия, в катодный – разряд ионов металлов у дна пор АОА.

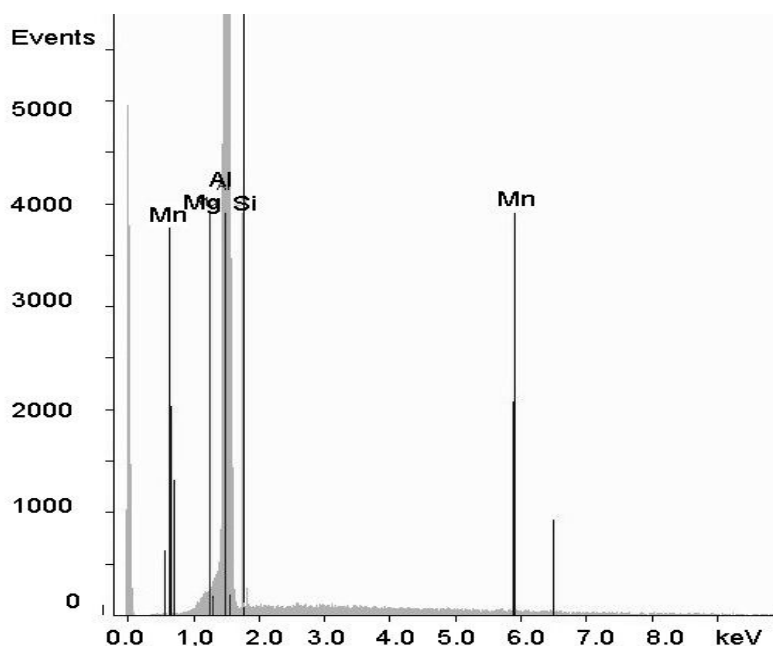


Рис. 3. Спектрограмма образца, выращенного из сплава

Предполагается, что происходит осаждение металла на барьерном слое АОА на дне пор с последующим его включением в состав АОА. Количество металла, осаждаемого в катодном полупериоде, контролируется по токовым характеристикам процесса.

Были предприняты попытки получения АОА, содержащего следующие металлы: цинк, олово, никель, магний, алюминий, медь, вольфрам, тантал, молибден, свинец. В настоящее время достигнут успех в инкорпорировании свинца (рис. 4) и молибдена. Разработанная процедура позволяет контролировать количество осажденного металла. Как показали проведенные исследования, распределение металла по объему оксида – равномерное.

Измерения показали, что сопротивление полученных этим методом образцов также мало отличается от сопротивления чистого АОА. Для того чтобы инкорпорированные металлы оказали влияние на общую проводимость АОА, необходимо осуществить их активацию, т. е. провести частичное восстановление окислов металлов. Для этого планируется использовать отжиг в среде водорода или в вакууме. В настоящее время продолжаются исследования по оптимизации параметров термической обработки пластин в вакууме или в водороде с целью восстановления легирующих металлов в приповерхностных областях стенок каналов мишеней.

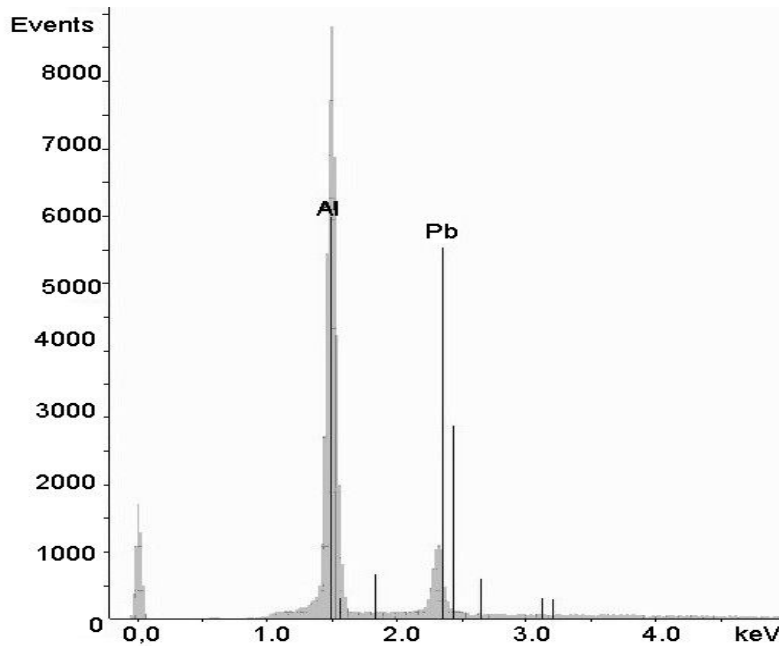


Рис. 4. Спектрограмма образца, легированного ионами свинца

Наилучшие результаты были получены при нанесении проводящих металлооксидных покрытий на стенки каналов мишени различными методами, в частности, напылением металлов в вакууме с последующим окислением и нанесением покрытий из растворов металлоорганических соединений с последующим отжигом. В качестве материалов оксидных покрытий использовались оксиды никеля и магния.

В настоящее время положительные результаты достигнуты при использовании оксидного никелевого покрытия, полученного напылением пленок никеля различной толщины на стенки каналов мишени с последующим их окислением.

Нами были проведены исследования электрического сопротивления в вакууме образцов с проводящими покрытиями. Установлено, что электрическое сопротивление, в зависимости от условий получения проводящей пленки, составляет от 1 МОм до нескольких сотен МОм при комнатной температуре.

4. Разработка технологии формирования мишени с заданным диаметром каналов

Естественная пористость АОА составляет от 10 до 200 нм. Образцы, на которых нами был получен максимальный выход позитрониев, имели каналы диаметром порядка 100 нм. Однако мы полагаем, что при таких размерах каналов, значительная часть сформировавшихся в материале позитрониев испытывает большое количество соударений и аннигилирует, не успев выйти из мишени. Поэтому нами начаты исследования, с целью нахождения оптимальных размеров каналов в диапазоне до нескольких мкм. Для формирования каналов требуемого диаметра в пластинах АОА был использован метод травлением через фоторезистивную маску.

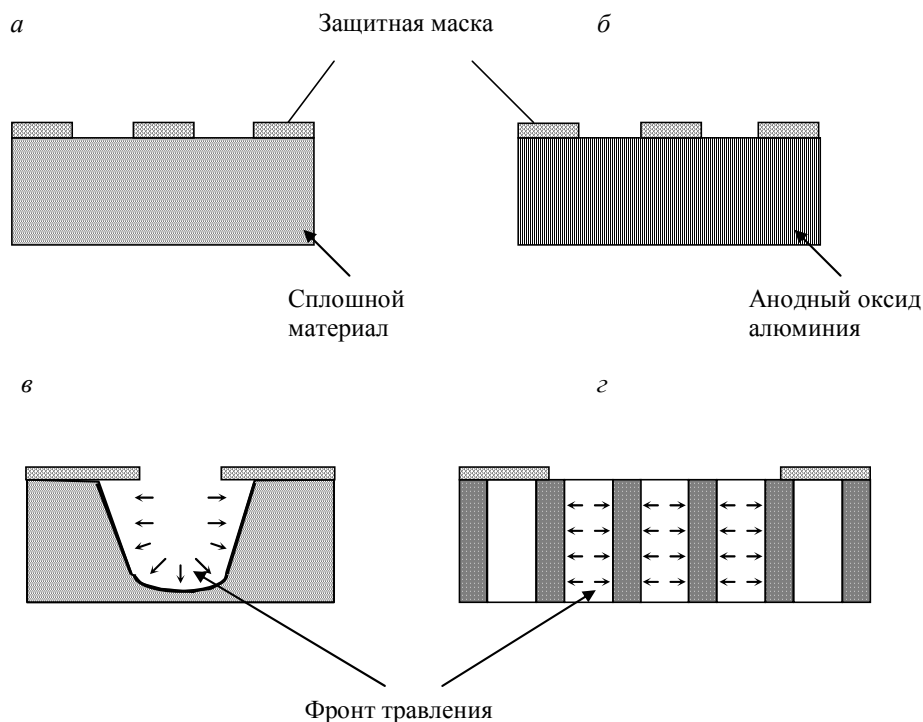


Рис. 5. Процесс травления сплошного (а, в) и пористого (б, г) материалов

Процессы химического травления структурированных материалов, в частности АОА, имеющего регулярную пористую структуру, и сплошных однородных материалов значительно отличаются друг от друга. Рассмотрим особенности поведения сплошного материала, например металла, и АОА при изготовлении из них химическим травлением какой-либо микроструктуры, например, матрицы сквозных каналов. На рис. 5, а, б изображены соответствующие схемы. В случае сплошного материала фронт травления распространяется более или менее одинаково по всем направлениям вследствие изотропности процесса, а

при наличии защитной маски на поверхности имеет место подтравливание материала под край маски и неоднородность сечения канала по его глубине (рис. 5, в). В случае АОА, травитель, проникая вглубь каналов на всю длину, разрушает их стенки, т. е. фронт травления движется параллельно поверхности алюминиевой основы. Таким образом, наблюдается своего рода анизотропия процесса травления, обусловленная наличием упорядоченной ячеисто-пористой структуры АОА. При этом образуются вертикальные каналы с минимальным уходом по размеру (рис. 5, з).

Для экспериментальных целей был разработан и изготовлен фотошаблон, представляющий собой позитивное изображение мишени с каналами диаметром 5 мкм и межканальным расстоянием 5 мкм. Была разработана процедура изготовления пластин АОА с травленными каналами.

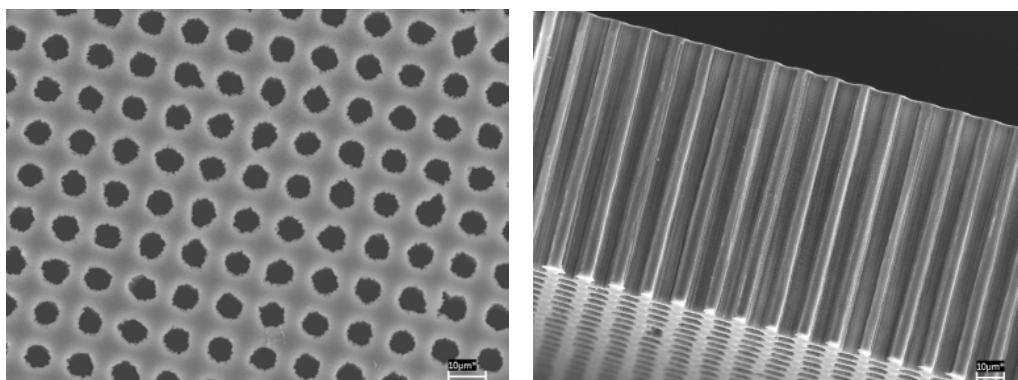


Рис. 6. Электронно-микроскопические снимки мишеней на основе АОА

Технология изготовления мишеней такого рода оказалась крайне сложной и потребовала значительных усилий для реализации. В частности, высокий коэффициент заполнения мишени обуславливал разрушение маски, нарушение целостности структуры пластины АОА при травлении.

К настоящему времени нами получены соответствующие структуры из АОА со следующими параметрами:

- диаметр – 24 мм;
- диаметр рабочей поверхности – 20 мм;
- толщина – 100–120 мкм;
- диаметр каналов – 5–6 мкм;
- межканальное расстояние – 4–5 мкм;
- калибр (отношение толщины к диаметру каналов) – от 20 и более;
- количество каналов – $1 \cdot 10^6$ на 1 см^2 .

На рисунке 6 показаны полученные структуры. Видно, что каналы протравлены насквозь, расположены регулярно, и имеют одинаковый диаметр по всей толщине пластины.

5. Заключение

Экспериментально продемонстрировано, что образовавшиеся в материале мишени позитронии будут выходить по имеющим регулярную структуру каналам из объема мишени наружу и доля образовавшихся и вышедших из мишени ортопозитрониев составляет порядка 20 %, что делает материал пригодным в качестве источника облака позитрониев. Исследованы возможности увеличения электрической проводимости образцов за счет легирования ионами металлов различными методами. Разработана технология травления пластин АОО с целью получения каналов оптимального диаметра. В настоящее время ведется работа по оптимизации разработанной технологии и доведению толщины мишени до 150–180 мкм с сохранением параметров микроканальной структуры.

6. Благодарности

Авторы выражают благодарность партнерам из НЦНИ (Франция): Д. М. Сью, П. Неделеку, К. Ба, Н. Шарвану за помощь в проведении экспериментальных исследований процессов формирования позитрония в различных материалах, а также П. Ф. Сафронову (НИИ ЯП) за помощь при проведении экспериментальных исследований.

Г. Ю. Дробышев и А. Е. Борисевич признательны Национальному центру научных исследований Франции и Белорусскому республиканскому фонду фундаментальных исследований за поддержку данной работы, оказываемую в рамках международного гранта БРФФИ Ф07Ф-004.

Литература

1. *Kellerbaue A., ... , Drobychev G. et al. // NIM. 2008. Vol. B266. P. 351.*
2. *Walz J., Hänsch T.W. // General Relativity and Gravitation. 2004. Vol. 36. P. 561.*
3. *Paulin R., Ambrosino G. // J. Phys. 968. Vol. 29. P. 263.*
4. *Charlton M. // Hyperfine Interactions. 1997. Vol. 109. P. 269.*
5. *Djourelou N., Palacio C. A. et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. Vol. 20. P. 095206.*

POSITRONIUM SOURCE ON A BASIS OF ANODIC ALUMINUM OXIDE FOR THE EXPERIMENT ON AN ANTI-HYDROGEN MASS MEASUREMENTS

G. Yu. Drobychev, A. E. Borisevich, O. L. Voitik*, K. I. Delendik*

It was experimentally shown that positroniums which are formed in the anodic aluminum oxide (AAO) will exit from target through regular channels. A part of OPs that leave target reaches 20 % which makes material to be usable as a source of positroniums cloud. Possibilities to increase an electric conductivity of samples were studied. A technology of AAO plates etching is developed in order to optimize channels diameter.

* Institute of Physics, Minsk, Belarus.

ПРИМЕНЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ PWO В КОМПЕНСИРОВАННЫХ ГИБРИДНЫХ КАЛОРИМЕТРАХ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Г. Ю. Дробышев, А. Е. Борисевич, В. И. Дорменев, М. В. Коржик,
А. Е. Корнеев, В. А. Мечинский

1. Введение

Развитие физики высоких энергий в последние десятилетия привело к возникновению насущной необходимости в создании технической базы, которая позволила бы вести исследования в области энергий частиц порядка нескольких ТэВ. С одной стороны, в ходе этих экспериментов планируется продолжить исследования в рамках так называемой «Стандартной модели» (СМ) [1]. СМ включает в рассмотрение такие понятия, как частицы материи, силы и механизм П. Хиггса [2, 3], объясняющий возникновение фундаментальных частиц, лептонов, кварков и калибровочных бозонов посредством взаимодействия со скалярным полем, распространенным в пространстве – времени. С другой стороны, новые эксперименты должны создать основу для разработки более общей модели, включающей СМ как частный случай [4, 5]. В ходе экспериментов, проведенных на ускорителе LEP2 в Европейской лаборатории ядерных исследований (ЦЕРН), был установлен нижний предел массы бозонов Хиггса – 100 ГэВ, однако достоверных результатов, свидетельствующих о существовании или не существовании бозонов Хиггса не было получено в силу ограниченности возможностей LEP2.

Для обеспечения потребностей физики высоких энергий ближайшего десятилетия в Европейской лаборатории физики частиц (ЦЕРН) создан Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC). Он позволит организовать ряд крупных многоплановых экспериментов при энергиях до 14 ТэВ при интенсивности пучка 10^{34} см⁻²с⁻¹ [6, 7]. На базе этого ускорителя планируется проведение нескольких экспериментов, являющихся ключевыми для дальнейшего развития фундаментальных исследований в области физики частиц высоких энергий, таких как, например, эксперимент CMS по поиску бозонов Хиггса [8]. Каждый подобный эксперимент включает многоуровневую детектирующую систему, одним из принципиальных элементов которой являются системы электромагнитного (ЭМК) и адронного калориметров (АК).

Поскольку специфика современных исследований в данной области заключается в значительном, порядка 20 лет, времени, требуемом на разработку, постройку и организацию экспериментальных исследований такого рода, уже сейчас начаты исследования по разработке подходов и принципов построения новых экспериментов «после LHC». В частности, начата проработка принципов работы и конструкций адронных калориметров, которые будут использоваться в экспериментах на планирующемся Международном линейном электронно-позитронном коллайдере ILC [9], Компактном линейном коллайдере CLIC [10] и других новых ускорителях.

Одной из принципиальных особенностей современных экспериментов по физике высоких энергий является чрезвычайно высокие требования к энергетическому разрешению калориметров в совокупности с необходимостью их функционирования в интенсивных радиационных и электромагнитных полях. Данные требования обусловлены необходимостью регистрации чрезвычайно редких событий, что уже привело к увеличению светимости в новом поколении экспериментальных установок. В настоящее время ведутся работы по созданию прототипов электромагнитных и адронных калориметров.

При обсуждении концепций построения новых калориметров для физики высоких энергий в настоящее время выявились следующие принципиальные тенденции:

- предлагается разрабатывать гибридные калориметры для регистрации и электромагнитной и адронной компонент, что позволит избежать негативного влияния материала ЭМК на работу АК и повысить точность идентификации частиц;
- предлагается, что конструкция АК должна обеспечить их компенсацию (т. е. эквивалентность сигналов от электромагнитной и неэлектромагнитной компонент) [11].

Исследование принципов построения новых адронных калориметров проводится в настоящее время на экспериментальном детекторе DREAM (Dual-REAdout Module – модуль с двойным трактом регистрации) [12– 17]. Принципиальной особенностью детектора DREAM является одновременная регистрация сцинтилляционного и черенковского сигнала в каждом детектирующем элементе калориметра. Детектирующий элемент состоит из семи оптических световодов, материал в трех из которых активирован, т. е. является сцинтиллятором, а остальные четыре регистрируют только черенковское излучение. Одновременная регистрация сцинтилляционного и черенковского излучений должна обеспечить надежную сепарацию релятивистских и нерелятивистских частиц ливня и уменьшить флуктуации электромагнитной компоненты ливня. В результате уменьшаются вызванные этими флуктуациями эффекты, такие как нелинейность сигнала и негауссовость функции отклика, что, в свою очередь, улучшает адронное энергетическое разрешение.

2. Кристалл PWO – перспективный материал для нового поколения калориметров

Нами было предложено использовать при разработке нового гибридного калориметра сцинтилляционные кристаллы вольфрамата свинца $PbWO_4$ (PWO), в которых будет осуществлена одновременная регистрация как сцинтилляционных, так и черенковских фотонов, возникающих под действием электромагнитной (ЭМ) и адронной (А) компонент.

Сцинтиллятор PWO был разработан научной группой НИИ ЯП в сотрудничестве с Европейской лабораторией физики частиц – ЦЕРН (Женева, Швейцария), Лабораторией физики частиц – ЛАПП (Анси-ле-Вье, Франция) и Богородицким заводом теххимических изделий – БЗТХИ (Богородицк, Россия) для

применения в новом поколении экспериментов в области физики высоких энергий, планируемых на ускорителях с высокой светимостью. По сравнению с другими используемыми сцинтилляторами, кристалл PWO имеет самую высокую плотность, наименьшие радиационную длину L_R и радиус Мольера R_M , что позволило создать на основе PWO компактные ЭМК с высокой эффективностью регистрации гамма-квантов высоких энергий.

Благодаря уникальному сочетанию своих характеристик вольфрамат свинца уже стал наиболее широко применяемым сцинтилляционным материалом в экспериментах по физике частиц текущего десятилетия [18]. В настоящее время кристалл PWO используется для изготовления Электромагнитного калориметра (ECAL) проекта CMS и Фотонного детектора в эксперименте ALICE в CERN [8, 19], а также для создания детектора для коллаборации PANDA в GSI (Дармштадт, Германия).

Большой коэффициент преломления PWO ($n = 2.28$) делает его пригодным для использования в качестве черенковского радиатора. Применение современных технологий позволяет выращивать сцинтилляционные элементы PWO длиной до 30 см. Эта длина соответствует порядка 1.5 ядерных длин взаимодействия, что гарантирует возникновение адронного ливня в кристалле. Одновременная регистрация сцинтилляционного и черенковского света из кристалла должна обеспечить надежное разделение релятивистских и нерелятивистских частиц в ливне и снизить влияние флуктуаций электромагнитной компоненты на энергетическое разрешение. Это, в свою очередь, позволит уменьшить нелинейность сигнала и негауссовость функции отклика, которые возникают вследствие флуктуаций электромагнитной компоненты. Таким образом, будет улучшено энергетическое разрешение детектора при регистрации адронов.

Проблема компенсации гибридного ЭМ-А калориметра, в конструкции которого используются сцинтилляционные кристаллы, может быть решена с помощью традиционного метода селективного усиления адронного сигнала за счет ядерных взаимодействий, при этом высокая концентрация свинца в PWO является положительным фактором [11]. Также могут оказаться эффективными два метода компенсации «off-line».

Первый метод компенсации «off-line» основан на различии характеров развития в калориметре ливней, имеющих электромагнитную и неэлектромагнитную (адронную) природу. Это различие становится особенно выраженным при использовании поглотителей с большим значением атомного номера Z . Использование этого метода требует построения высокогранулярного калориметра.

Второй метод компенсации «off-line» основан на том факте, что вторичные частицы (электроны и позитроны) электромагнитного ливня остаются релятивистскими вплоть до энергий в несколько кэВ. Нерелятивистские протоны, возникающие в реакциях расщепления и упругого рассеяния на нейтронах, доминируют в адронных ливнях. Одновременная регистрация черенковского и сцинтилляционного излучения позволит точнее оценить вклад каждой компоненты и осуществить компенсацию калориметра [11].

Таким образом, PWO представляется идеальным кандидатом для реализации всех трех методов компенсации гибридного калориметра.

К настоящему времени нами предложены и проанализированы различные методы разделения черенковского и сцинтилляционного сигнала в PWO. Проведены теоретические исследования и моделирования взаимодействия различных частиц с PWO с целью оценки вкладов черенковского и сцинтилляционного сигналов. Исследованы возможности создания кристаллов PWO с модифицированными спектральными и сцинтилляционными характеристиками. Изготовлены экспериментальные кристаллы с различным световыходом для уравнивания сцинтилляционных и черенковских сигналов и оптимизации их разделения. Начата подготовка к экспериментальным измерениям, которые планируется провести во второй половине 2009 г.

3. Оценки выхода черенковского излучения в сцинтилляторе PWO в различных диапазонах длин волн

Нами проведены серии моделирований с целью оценки выхода черенковского излучения в сцинтилляторе PWO в различных диапазонах длин волн при прохождении пучков электронов и пионов под различными углами через кристалл с стандартными размерами элемента торцевой части калориметра CMS (ЦЕРН).

Три диапазона длин волн были выбраны для моделирований:

- 320–500 нм, который соответствует области чувствительности ФЭУ;
- 300–675 нм, который определен как область высвечивания сцинтилляций;
- 675–1000 нм, в котором отсутствуют сцинтилляционные сигналы и который пригоден для селективной регистрации черенковского излучения.

Результаты представлены на рис. 1–6. Моделирования выполнялись для случая кристаллов PWO, имеющих характеристики, аналогичные тем, которые будут использованы в эксперименте CMS, т. е. не оптимизированные для построения гибридного калориметра. Таким образом, данные моделирования дают нижнюю оценку. Отношение черенковского сигнала к сцинтилляционному может быть улучшено при использовании технологических мер, подавляющих сцинтилляционный выход PWO.

4. Исследование методов разделения черенковского и сцинтилляционного сигнала в PWO

Для разделения сигналов черенковского и сцинтилляционного света могут быть использованы четыре метода [20, 21]:

- посредством анализа спектров эмиссии;
- посредством анализа временных характеристик сигналов;
- посредством использования факта направленности черенковского излучения в отличие от изотропного света сцинтилляций;
- посредством использования факта поляризованности черенковского излучения в отличие от неполяризованного света сцинтилляций.

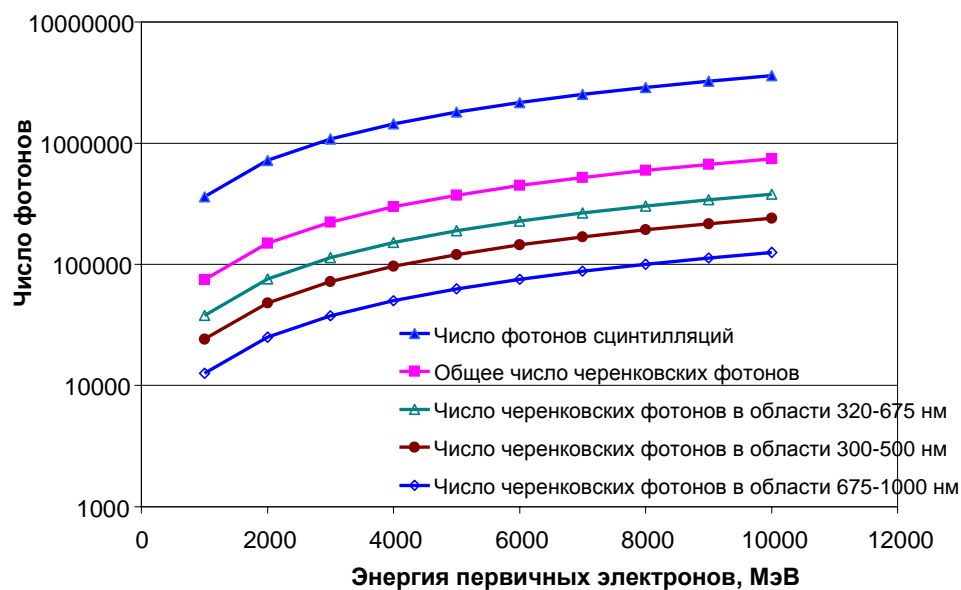


Рис. 1. Число сцинтилляционных и черенковских фотонов, возникающих в кристалле PWO под действием облучения электронами различных энергий. Угол падения пучка электронов на кристалл 0°

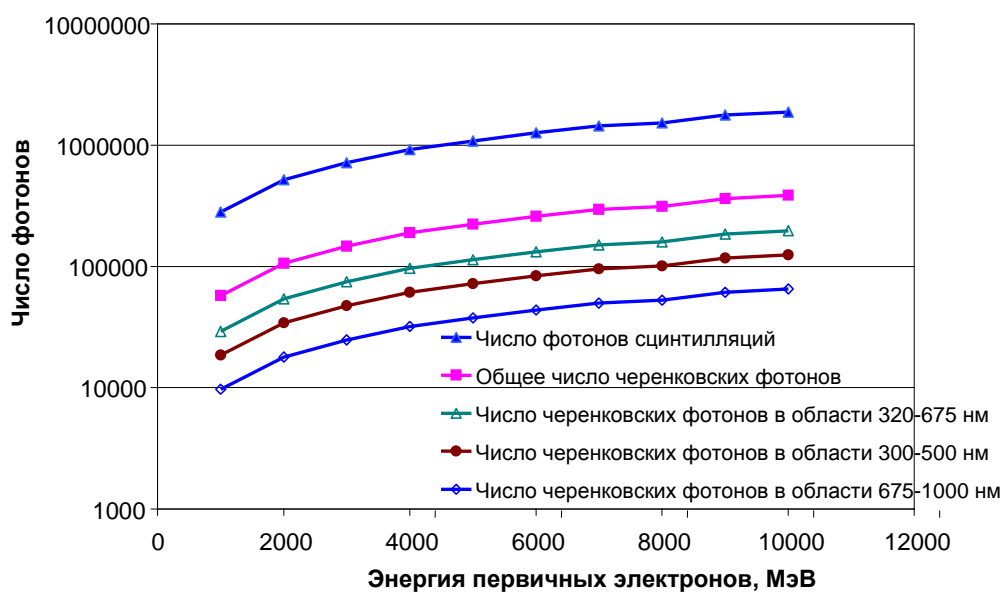


Рис. 2. Число сцинтилляционных и черенковских фотонов, возникающих в кристалле PWO под действием облучения электронами различных энергий. Угол падения пучка электронов на кристалл 25°

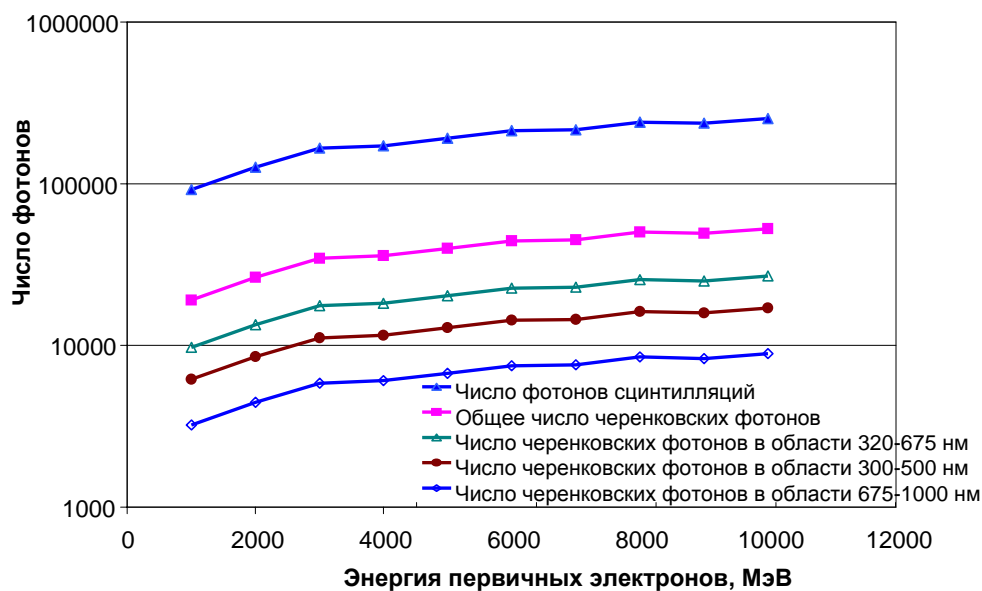


Рис. 3. Число сцинтилляционных и черенковских фотонов, возникающих в кристалле PWO под действием облучения электронами различных энергий. Угол падения пучка электронов на кристалл 90°

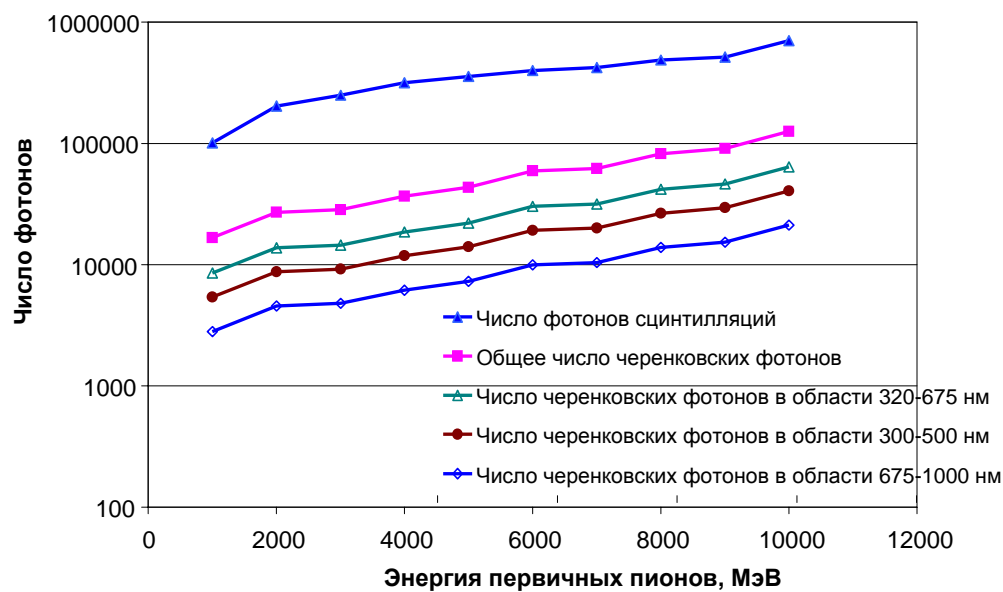


Рис. 4. Число сцинтилляционных и черенковских фотонов, возникающих в кристалле PWO под действием облучения пионами различных энергий. Угол падения пучка пионов на кристалл 0°

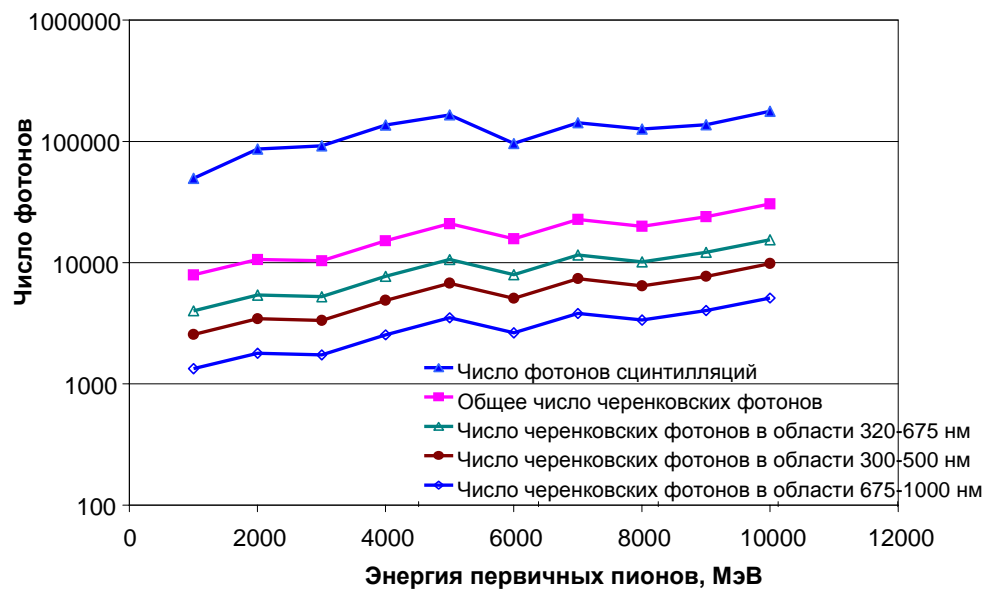


Рис. 5. Число сцинтилляционных и черенковских фотонов, возникающих в кристалле PWO под действием облучения пионами различных энергий. Угол падения пучка пионов на кристалл 25°

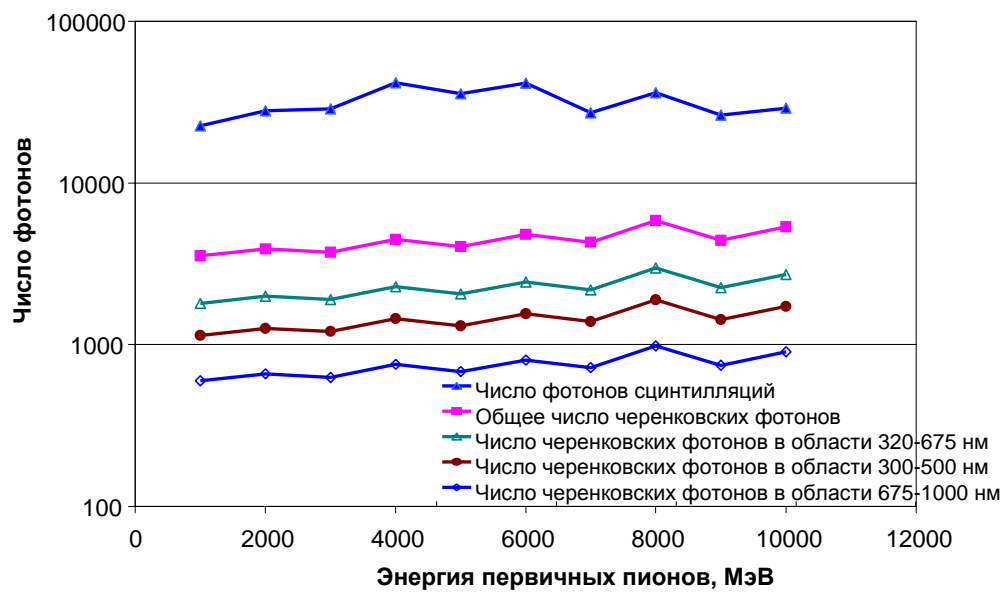


Рис. 6. Число сцинтилляционных и черенковских фотонов, возникающих в кристалле PWO под действием облучения пионами различных энергий. Угол падения пучка пионов на кристалл 90°

К настоящему времени нами проведен предварительный анализ различных методов разделения. Для экспериментального подтверждения проведенных моделирований и установления оптимального метода или комбинации методов разделения черенковского и сцинтилляционного излучения в PWO планируется провести серию экспериментальных исследований на пучках высоких энергий в ЦЕРНе. Для экспериментов будут использованы как стандартные сцинтилляционные элементы PWO для эксперимента CMS, так и кристаллы с модифицированными спектральными и сцинтилляционными характеристиками.

4.1. Метод разделения по спектральной области

Применение этого метода основано на том, что спектр сцинтилляций PWO локализован в полосе с максимумом порядка 420 нм, в то время как черенковское излучение можно, в первом приближении, считать распределенным изотропно в широком спектральном диапазоне. В случае кристаллов PWO, имеющих характеристики, аналогичные тем, которые будут использованы в эксперименте CMS, можно осуществить регистрацию сцинтилляционного света в области высвечивания сцинтилляций, а регистрацию черенковского излучения – в диапазоне 675–1000 нм. Разделение может быть осуществлено с помощью фотодетектора со специальным селектором (красный оптический фильтр с краем спектрального диапазона пропускания 690 нм).

4.2. Метод временного разделения

Метод основан на различиях во временных характеристиках сигналов – черенковское излучение возникает практически мгновенно и продолжается в течение прохождения релятивистской заряженной частицы через среду, в то время как сцинтилляции в PWO возникают с задержкой, содержат несколько затухающих компонент и достигают максимума через 6–11 нс после поглощения энергии частицы сцинтиллятором. Поэтому разделение сигналов может осуществляться посредством анализа формы импульса и времени высвечивания.

4.3. Метод анализа углового распределения

Метод основан на пространственной анизотропии черенковского излучения. Черенковские фотоны излучаются в конус, соосный траектории заряженной частицы, в то время как сцинтилляционное излучение пространственно изотропно.

Следует отметить, что анизотропность распространения черенковского излучения в длинных кристаллах PWO сохранится и при использовании кристаллов с диффузными отражающими поверхностями, поскольку отражение света от шлифованных поверхностей анизотропно [4].

4.4. Метод разделения по поляризации излучения

Этот метод основан на факте поляризованности черенковского излучения в отличие от неполяризованного сцинтилляционного.

5. Исследование возможности создания кристаллов PWO с модифицированными спектральными и сцинтилляционными характеристиками

Как видно из результатов моделирований, в стандартных кристаллах PWO при регистрации частиц одной и той же энергии сцинтилляционный сигнал на порядок – два превосходит сигнал черенковского излучения. Столь значительный динамический диапазон затрудняет регистрацию черенковского излучения. Отношение черенковского сигнала к сцинтилляционному может быть улучшено при использовании технологических мер, подавляющих сцинтилляционный выход PWO. Некоторое уменьшение световыхода сцинтиллятора PWO не является в данном случае критическим, так как данные сцинтилляционные элементы предназначены для регистрации частиц высоких энергий (десятки и сотни ГэВ). На рис. 7 представлены амплитудные спектры трех кристаллов PWO, измеренные с помощью ФЭУ XP 2020 при облучении гамма квантами с энергией 1.25 МэВ от источника Co^{60} . Образец № 4073 является стандартным элементом калориметра эксперимента CMS, образцы № 127-78 и №127-81 – специально выращенные кристаллы с подавленным световыходом сцинтилляций. Измеренные характеристики приведены в следующей таблице.

Номер кристалла	Световыход, фотоэлектрон/МэВ (ФЭУ XP 2020)
4073	12.3
127-78	6
127-81	5.9

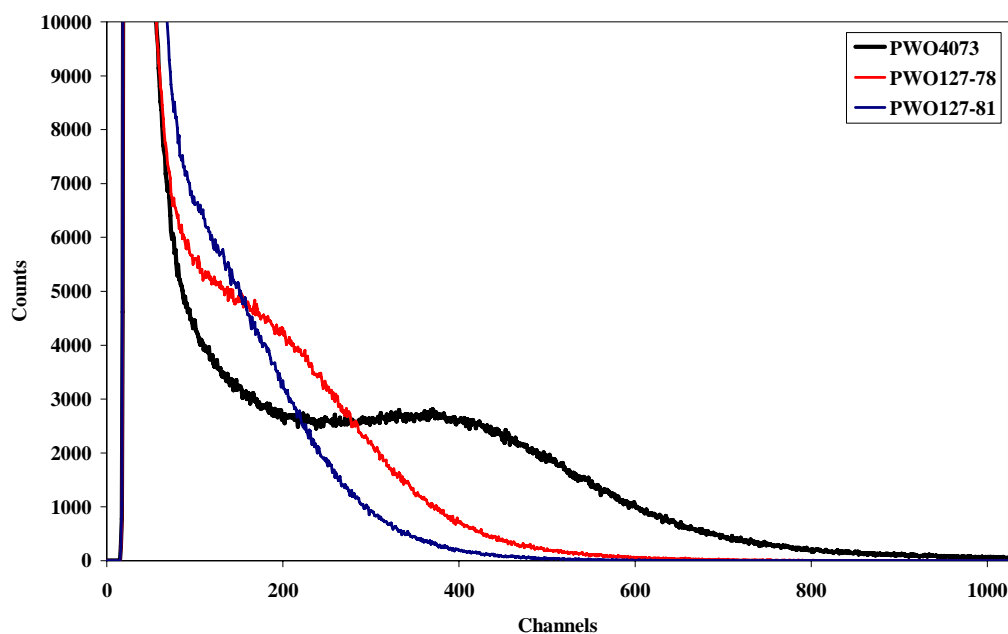


Рис. 7. Амплитудные спектры трех кристаллов PWO, измеренные с помощью ФЭУ XP 2020 при облучении гамма квантами с энергией 1.25 МэВ от источника Co^{60}

6. Заключение

В ходе исследований предложены и изучены различные методы разделения черенковского и сцинтилляционного сигнала в PWO. Показана принципиальная возможность использования этих методов. Окончательный выбор наилучшего метода или комбинации будет сделан по результатам экспериментальных измерений на пучке высоких энергий. Такие измерения планируется провести во второй половине 2009 г. в ЦЕРНе.

Проведены теоретические исследования и моделирования взаимодействия различных частиц с PWO с целью оценки вкладов черенковского и сцинтилляционного сигналов в различных диапазонах длин волн. Для немодифицированных кристаллов PWO при регистрации частиц одной и той же энергии сцинтилляционный сигнал на порядок – два превосходит сигнал черенковского излучения, что делает использование кристаллов для одновременной регистрации черенковского и сцинтилляционного сигналов возможным, однако, неоптимальным.

Исследованы возможности создания кристаллов PWO с модифицированными спектральными и сцинтилляционными характеристиками. Изготовлены экспериментальные кристаллы со световыходом, в два раза ниже световыхода немодифицированных кристаллов PWO при сохранении остальных потребительских характеристик (спектральный диапазон высвечивания, поглощение, радиационная стойкость) для уравнивания сцинтилляционных и черенковских сигналов и оптимизации их разделения.

Результаты планируемых исследований имеют важное значение для работ по созданию нового поколения экспериментальных установок для фундаментальных исследований по физике высоких энергий. В использовании результатов планируемых исследований заинтересованы, в частности, научные группы, планирующие проведение экспериментов в ЦЕРН (Швейцария).

7. Благодарности

Авторы выражают благодарность доктору П. Лекоку из ЦЕРНа за помощь в организации проведения экспериментальных исследований в ЦЕРН.

Литература

1. Particle data group. LBNL // Phys. Rev. D. Particles and fields. Part 1. Review of particle physics. 1996. Vol. 54. P. 77.
2. *Gunion J. F., Haber H. E.* et al. The Higgs Hunter's Guide. 1990.
3. *Denegri D.* // CMS TN. 1995. № 167. 24 p.
4. The Compact Muon Solenoid. Technical Proposal CERN/LHCC 94-38. 1994.
5. *Virdee T.* // CMS TN. 1995. № 168. 16 p.
6. *Bomeštar D.* // CMS TN. 1995. № 156. 8 p.
7. *Iashvili I.* // CMS CR. 1998. № 013. 6 p.
8. CMS. The Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report. CERN/LHCC 97-33. CMS TDR4. 15 December 1997.
9. International Linear Collider. <http://www.linearcollider.org/cms/>
10. The Compact Linear Collider. <http://clic-study.web.cern.ch/clic%2Dstudy/>

11. *Wigmans R.* // International Series of Monographs on Physics. Vol. 107. 2000.
12. *Akchurin N., Wigmans R.* // Rev. Sci. Instr. 2003. Vol. 74. P. 2955.
13. *Akchurin N., Carrell K.* et al. // NIM. 2004. Vol. A 533. P. 305.
14. *Akchurin N., Carrell K.* et al. // NIM. 2005. Vol. A 536. P. 29.
15. *Akchurin N., Carrell K.* et al. // NIM. 2005. Vol. A 537. P. 537.
16. *Akchurin N., Carrell K.* et al. // NIM. 2005. Vol. A 548. P. 336.
17. *Akchurin N., Atramentov O.* et al. // NIM. 2005. Vol. A550. P. 185.
18. *Annenkov A., Korzhik M.* et al. // IEEE'2000 Abstr. NSS-527. 2000. 3 p.
19. ALICE Technical Proposal, CERN/LHC 95-71, 15 December 1995.
20. *Akchurin N., Carrell K.* et al. // NIM. 2005. Vol. A 548. P. 336.

APPLICATION OF PWO CRYSTALS FOR CONSTRUCTION OF COMPENSATED HYBRID CALORIMETERS FOR EXPERIMENTAL HIGH ENERGY PHYSICS

**G. Yu. Drobychev, A. E. Borisevich, V. I. Dormenev, M. V. Korjik,
A. E. Karneyeu, V. A. Mechinsky**

Different methods for separation of Cherenkov and scintillation light from PWO scintillator were studied. A possibility of use of PWO crystals for simultaneous registration of Cherenkov and scintillation signals was proved. Possibilities to produce PWO scintillators with modified spectral and scintillation characteristics were studied. Experimental crystals with reduced scintillation yield were produced and tested.

ПОИСК ТЯЖЕЛОГО НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

С. Н. Гниненко*, Г. Ю. Дробышев, М. М. Кирсанов*,
А. Е. Корнеев, Н. В. Красников*, В. А. Матвеев*

Лево-правая симметричная модель $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ [1] объясняет причину нарушения четности при слабых взаимодействиях и предсказывает существование дополнительных калибровочных бозонов W_R и Z' . Также в этой модели естественным образом возникают тяжелые правосторонние майорановские состояния нейтрино (N_l), которые могут быть партнерами легких состояний нейтрино, объясняя, таким образом, ненулевую массу нейтрино посредством механизма «качели» (seesaw). Поэтому поиск калибровочных бозонов W_R, Z' и тяжелых нейтрино N_l представляется важным и интересным.

В рамках этой модели мы изучаем возможность регистрации распада W_R и N_l при протон-протонных взаимодействиях на ускорителе LHC. Показано, что сигнал можно выделить с малым уровнем фона. Для интегральной светимости LHC в $L = 30 \text{ фб}^{-1}$ и уровня достоверности 5σ возможно открытие W_R и N_l с массами до 4 и 2.4 ТэВ соответственно.

1. Лево-право симметричная модель

Среди нескольких расширений [2] Стандартной модели (СМ), которые могли бы быть проверены на LHC, лево-правая симметричная модель представляет собой одну из самых интересных. Эта модель включает в себя СМ и естественным образом объясняет нарушение четности при слабых взаимодействиях как результат спонтанного нарушения четности. Модель включает в себя дополнительные калибровочные бозоны W_R и Z' и тяжелые правосторонние майорановские состояния нейтрино N_l , которые могут быть партнерами легких состояний нейтрино ν_l ($l = e, \mu, \tau$), объясняя, таким образом, ненулевую массу нейтрино посредством механизма «качели» (seesaw) [3]. Модель представляется весьма интересной, поскольку результаты последних экспериментов [4] подтверждают существование осцилляций нейтрино, что является указанием на массивность нейтрино. Несмотря на то что упомянутые эксперименты весьма впечатляющи, они не объясняют ни природу возникновения массы (т. е. не делают различия между дираковскими и майорановскими нейтрино), ни ее значения. Единственный факт, позволяющий предпочесть одни модели по сравнению с другими – это то, что масса нейтрино значительно меньше массы заряженных лептонов и кварков. С другой стороны, поиск сигнала от N_l в диапазоне энергий LHC выглядит многообещающим, поскольку большое количество расширений лево-правой симметричной модели предсказывают массу тяжелого нейтрино в диапазоне от нескольких сотен ГэВ до нескольких ТэВ [2].

*Институт ядерных исследований, Москва.

2. Образование и распад тяжелого майорановского нейтрино

На LHC возможно изучение двух типов реакций с образованием N_l и W_R :

$$1) p + p \rightarrow W_R + X \rightarrow N_l + l + X ;$$

$$2) p + p \rightarrow Z' \rightarrow 2N_l + X ,$$

с последующим распадом $N_l \rightarrow l + j_1 + j_2$ [5, 6].

Соответствующие фейнмановские диаграммы показаны на рис. 1.

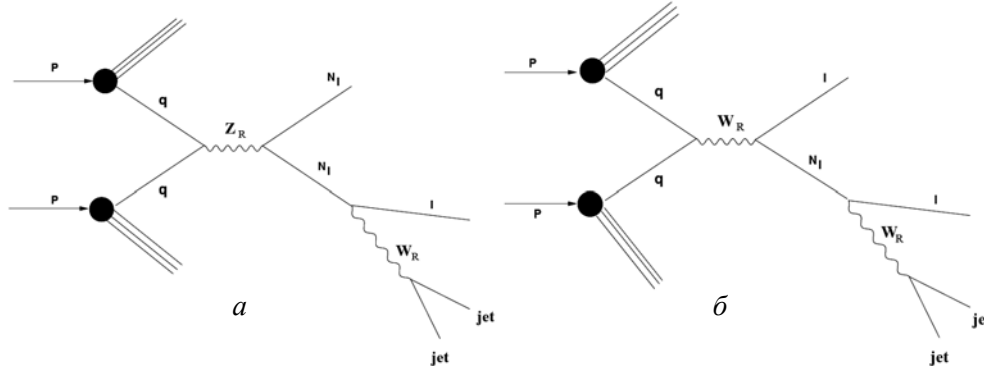


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы образования тяжелого нейтрино через: *a* – Z' бозон; *б* – W_R бозон

Сечение реакций зависит от следующих параметров модели:

- значения константы связи g_R ;
- масс N_l и W_R ;
- параметров матрицы смешивания СМК для правостороннего сектора;
- силы смешивания $W_R - W_L$ and $Z' - Z$.

Для упрощения нашего исследования мы используем следующие общепринятые предположения:

- углы смешивания малы;
- правосторонняя СМК матрица равна левосторонней;
- $g_R = g_L$.

При этих условиях реакция через Z' имеет меньшее сечение и более сложный канал распада (signature), поэтому для нашего исследования мы ограничились реакцией, идущей с образованием и распадом W_R .

В качестве контрольной точки мы используем $M(N_l) = 500$ ГэВ и $M(W_R) = 2$ ТэВ.

3. Моделирование сигнала и фона

Моделирование событий проводилось с помощью пакетов PYTHIA [7] и ALPGEN [8] (вычисление сечений и генерация событий) и CMSSW (отклик детектора и реконструкция событий).

Для анализа выбираются события, соответствующие конечному состоянию при распаде через W_R , т. е. с двумя лептонами и минимум двумя адронными струями (при этом используется две с наибольшим поперечным импульсом). Затем на основании 4-импульсов пары струй и пары лептонов вычисляется инвариантная масса $M(W_R) = M(jjll)$. Интерес представляет пик в распределении $M(W_R)$.

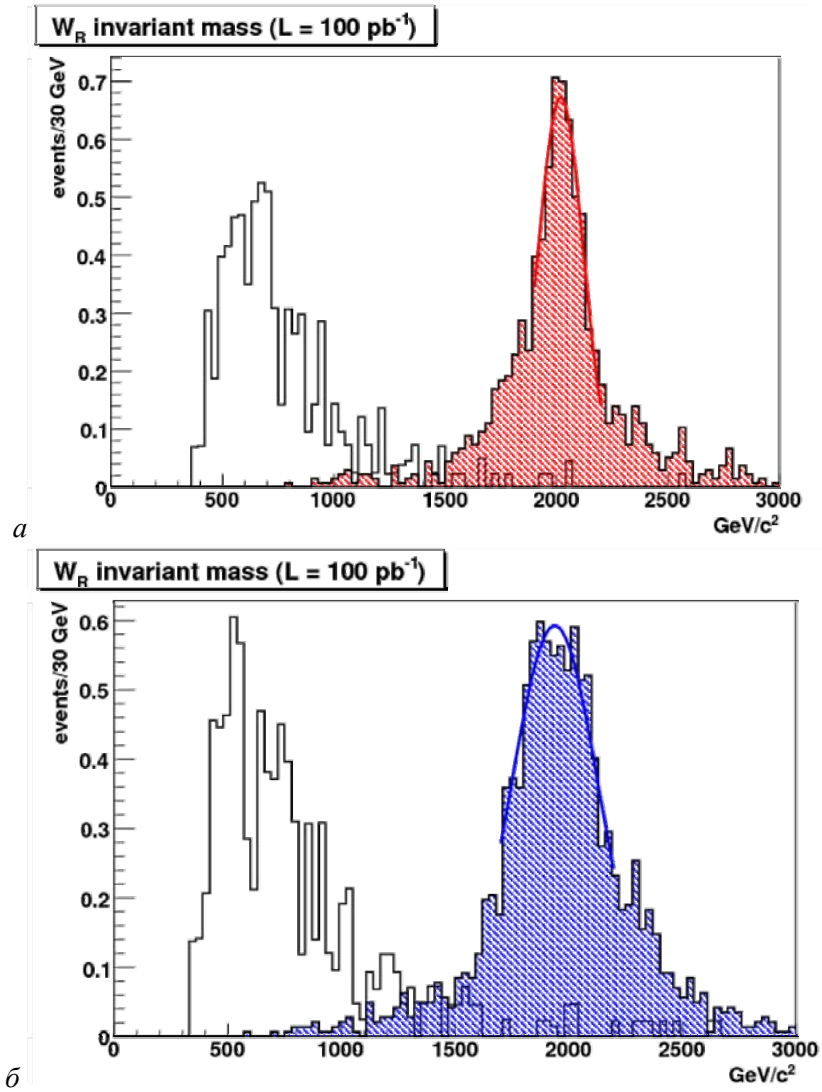


Рис. 2. Распределения восстановленной инвариантной массы W_R бозона для различных каналов распада: a – электронный канал; b – мюонный канал. Закрашенная область – сигнал; пустая – фон

Наиболее существенный вклад в фон вносят события образования $t\bar{t}$ и $Z + jet$. Сечения обеих реакций на несколько порядков превышают сечение сигнала. Поэтому для выделения сигнала из фона применяется дополнительная фильтрация событий. Наиболее эффективной себя показала фильтрация по порогу инвариантной массы пары лептонов $M(l\bar{l})$. На рис. 2 показаны распределения инвариантной массы $M(W_R)$ при отборе $M(l\bar{l}) > 200$ ГэВ. Видно, что пики от распадов калибровочного бозона W_R и тяжелого нейтрино N_1 отчетливо идентифицируются.

4. Заключение

Статистическая значимость открытия событий с N_e и W_R на детекторе CMS рассчитана с помощью следующего соотношения [9]:

$$S = 2 \cdot (\sqrt{N_s + N_B} - \sqrt{N_B}) \geq 5,$$

где N_s и N_B количество сигнальных и фоновых событий соответственно.

Соответствующая диаграмма, иллюстрирующая области исключенных значений масс N_e и W_R , представлена на рис. 3.

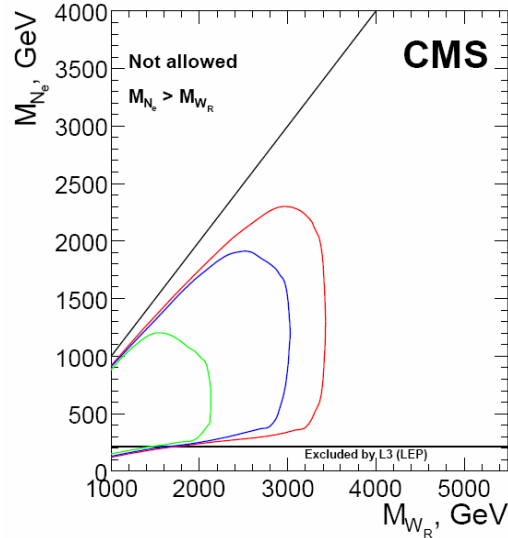


Рис. 3. Области исключенных значений масс W_R и N_e на детекторе CMS для различных значений интегральной светимости $L = 1, 10, 30 \text{ фб}^{-1}$ (соответственно 1 месяц, 1 год, 3 года работы ЛHC)

В статье мы представили результаты изучения возможности регистрации тяжелого правостороннего майорановского нейтрино N_e и тяжелого калибровочного бозона W_R на детекторе CMS. Для интегральной светимости в 30 фб^{-1} эти частицы могут наблюдаться с массами до 2.4 и 4 ТэВ соответственно. В нашей контрольной точке (массы 0.5 и 2 ТэВ соответственно) частицы могут быть обнаружены уже после 1 месяца работы ЛHC.

Литература

1. *Pati J. C., Salam A.* // Phys. Rev. D. 1974. Vol. 10. P. 275; *Mohapatra R. N., Pati J. C.* // Phys. Rev. D. 1975. Vol. 11. P. 366; *Senjanovic G., Mohapatra R. N.* // Phys. Rev. D. 1975. Vol. 12. P. 1502.
2. *Krasnikov N. V., Matveev V. A.* // arXiv: hep-ph/0309200.
3. *GellMann M., Ramon P., Slansky R.* // Super Gravity. 1979; *Yanagida T.* // Proc. Workshop on the Unified Theory and the Baryon Number in the Universe. 1979; *Mohapatra R. N., Senjanovic G.* // Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 44. P. 912.

4. *Giunti C., Laveder M.* // arXiv:hep-ph/0310238.
5. *Tso-hsiu H., Cheng-rui C., Zhijian T.* // Phys. Rev. D. 1990. Vol. 4. P. 2265.
6. *Data A., Guchait M., Roy D. P.* // Phys. Rev. D. 1993. Vol. 47. P. 961.
7. *Sjostrand T.* // Comput. Phys. Commun. 1994. Vol. 82. P. 74; *Sjostrand T.* // Computer Physics Commun. 1986. Vol. 39. P. 347; *Bengtsson H., Sjostrand T.* // Computer Physics Commun. 1987. Vol. 43. P. 367.
8. *Mangano M. L., Moretti M.* et al. // JHEP 2003. 0307:001.
9. *Bityukov S. I., Krasnikov N.V.* // CMS CR 2002/05, hep-ph/0204326; *Bityukov S. I., Krasnikov N.V.* // Mod. Phys. Lett. 1998. Vol. A13. P. 3235.

SEARCH FOR HEAVY NEUTRINO ON CMS EXPERIMENT AT LHC

**S. N. Gninenko*, G. Yu. Drobychev, M. M. Kirsanov*, A. E. Korneev,
N. V. Krasnikov*, V. A. Matveev***

The $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ left-right (LR) symmetric model [1] explains the origin of the parity violation in weak interactions and predicts the existence of additional gauge bosons W_R and Z' . In addition, heavy right-handed Majorana neutrino states N_l arise naturally within LR symmetric model. The N_l could be partners of light neutrino states, related to their non-zero masses through the see-saw mechanism. This makes the searches of W_R , Z' and N_l interesting and important. In the framework of the LR model we study the possibility to observe signals from N_l and W_R production in pp collisions at LHC. We show that their decay signals can be identified with a small background. For the integral LHC luminosity of $L = 30 \text{ fb}^{-1}$, the 5σ discovery of W_R -boson and heavy Majorana neutrinos N_l with masses up to 4 TeV and 2.4 TeV respectively is found possible.

* Institute for Nuclear Research, Moscow.

КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ (КТПРИ)

**В. Г. Барышевский, К. Г. Батраков, А. О. Грубич, А. А. Гуринович,
А. С. Лобко, А. А. Ровба, П. Ф. Сафронов, В. И. Столярский,
Б. А. Тарнопольский, А. П. Ульяненок*, И. Д. Феранчук****

1. Рентгеновское излучение нерелятивистских электронов в кристаллах

При уменьшении энергий электронов от релятивистских в область порядка десятков-сотен кэВ интерференция излучаемого ими в кристаллических мишенях параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) и когерентного тормозного излучения (КТИ) становится все более существенной, в результате чего формируется суммарное когерентное рентгеновское излучение [1]. Поскольку его нельзя экспериментально разделить на компоненты, ниже будем называть его КТИ и ПРИ нерелятивистских электронов (КТПРИ). Действительно (см. рис. 1, а), в случае излучения релятивистских частиц, проходящих через кристалл, фоновое излучение, обусловленное иными, чем ПРИ, механизмами генерации (некогерентное и когерентное тормозное излучения, переходное излучение), сосредотачивается в узком конусе с раствором $\Delta\theta \sim \gamma^{-1} = mc^2/E$ в направлении движения пучка частиц. Квазимонохроматическое же излучение, возникающее в направлениях, определяемых брэгговскими углами, генерируется только по механизму ПРИ. В результате процесс излучения в рефлекс виртуально свободен от фона и поэтому может быть зарегистрирован даже детектором с низким спектральным разрешением.

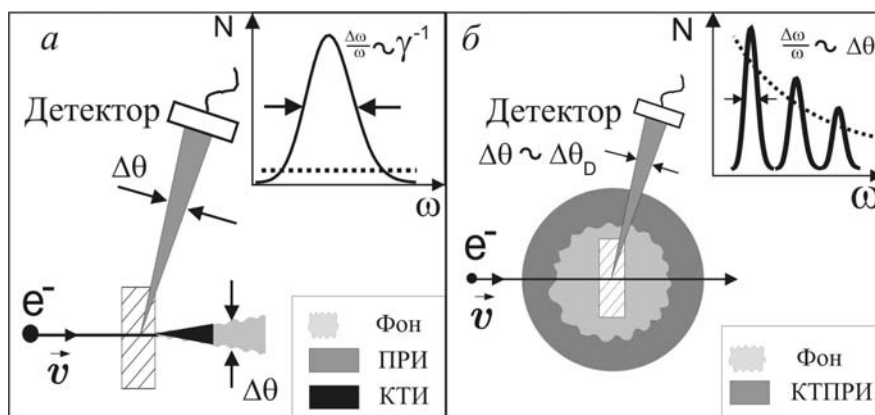


Рис. 1. Пространственные распределения интенсивности рентгеновского излучения для релятивистских (а) и нерелятивистских (б) электронов. На вставках показана спектральная структура пиков

* Bruker AXS, Germany.

** Физический факультет БГУ.

В случае нерелятивистских электронов угловое распределение фонового излучения становится практически изотропным (рис. 1, б). Вследствие этого рефлексы излучения, обусловленные когерентными эффектами, будут наблюдаться в присутствии интенсивного пространственно-однородного фона, а форма их спектров во многом будет определяться спектральным разрешением детектора и его угловой апертурой. Таким образом, экспериментальное исследование когерентного рентгеновского излучения нерелятивистских электронов принципиально возможно только с помощью коллимированных («точечных») детекторов с высоким спектральным разрешением.

Первые известные эксперименты по исследованию излучения нерелятивистских электронов в кристаллах были посвящены изучению когерентного тормозного рентгеновского излучения от нерелятивистских электронов и проводились с использованием в качестве источника пучка электронного микроскопа на мишени из LiF [2]. Невысокое разрешение системы регистрации на базе пропорционального счетчика (~17 % на 6 кэВ) позволило тем не менее зарегистрировать спектры КТПРИ благодаря в первую очередь использованию в качестве мишени весьма тонкой (~500–1000 Å) кристаллической пленки из LiF.

Позднее рентгеновское излучение нерелятивистских электронов в кристаллах достаточно подробно исследовалось с помощью полупроводниковых детекторов [3–5], которые обеспечивали более высокое разрешение, чем пропорциональный счетчик в [2]. Несмотря на повышение технического уровня измерений, результаты этих экспериментов не были интерпретированы количественно, так как их авторы при описании учитывали только механизм КТИ. Появление теории [1, 6, 7], в которой была введена модель КТПРИ, позволило более адекватно описать излучение нерелятивистских электронов в кристаллических мишенях и провести количественную интерпретацию нескольких ранних экспериментов.

Однако уже в первом эксперименте [2] были качественно установлены некоторые характерные особенности КТПРИ:

- зависимость положения (частоты) пиков от энергии электронов;
- зависимость частоты излучения от угла ориентации мишени;
- возникновение нескольких пиков, соответствующих различным порядкам отражения;
- уширение пиков в зависимости от структурного совершенства мишени.

Наиболее подробное и всестороннее исследование КТПРИ из известных до настоящего времени экспериментов представлено в работе [3]. Были установлены зависимости параметров излучения от энергии пучка в диапазоне 60–120 кэВ, углов ориентации мишеней из различных материалов (медь, железо, никель, кремний, алюминий и Ni₃Al) относительно оси пучка, детекторов (характерное энергетическое разрешение ~150 эВ) относительно мишеней, а также толщины и температуры мишени. Из результатов измерений в частности следует, что из всех экспериментальных требований для генерации КТПРИ наиболее существенным является условие использования весьма тонкой (100–300 нм) кристаллической мишени высокой степени совершенства. Учитывая, что ее площадь должна быть достаточно велика для обеспечения работы с большим

током пучка и реализации упомянутой выше возможности получения достаточно высокого выхода монохроматического рентгеновского излучения, создание таких мишеней представляет собой непростую технологическую проблему.

2. Характеристики КТПРИ нерелятивистских электронов

Теория КТПРИ детально изложена в [1, 7–9]. Рассмотрим подробнее существенные особенности излучения, которые определяют требования к условиям его экспериментального наблюдения, следуя в основном [8, 9].

Качественно особенности КТПРИ можно объяснить с привлечением концепции псевдофотонов. В рамках этого подхода любой механизм излучения может рассматриваться как конвертор псевдофотонов в реальные фотоны, испускаемые в спектральном интервале, зависящем от типа взаимодействия заряженной частицы и внешнего поля. В этом случае универсальная оценка спектрально-углового распределения фотонов, генерируемых электронным пучком в единицу времени при взаимодействии с веществом или внешним полем, выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial^2 N_s}{\partial \omega \partial \vec{n}} \approx \frac{\alpha}{4\pi c^4} (\vec{e}_s \vec{v})^2 R(\omega, \vec{n}, E) L_{coh}^2(\omega, \vec{n}, E) \omega \frac{I}{e}. \quad (1)$$

Здесь α – постоянная тонкой структуры; \vec{e}_s – вектор поляризации фотона с частотой ω ; \vec{n} – единичный вектор, определяющий направление испускания фотона; I – количество электронов с энергией E и скоростью \vec{v} , прошедших через область взаимодействия в единицу времени.

Безразмерный коэффициент $R(\omega, \vec{n}, E)$ определяет вероятность трансформации псевдофотона в реальный фотон с волновым вектором $\vec{k} = \omega \vec{n}$. Величина этой вероятности зависит от механизма излучения и удовлетворяет неравенству

$$R(\omega, \vec{n}, E) \leq 1. \quad (2)$$

Когерентная длина L_{coh} определяется кинематикой взаимодействия между электроном и полем излучения и по значению может быть оценена как наименьший из следующих параметров:

$$L_{coh} = \min \left\{ L, L_a = \frac{2}{\omega \varepsilon''}, L_{el} = [p_z - p_{fz} - k_z]^{-1} \equiv q_z^{-1} \right\}, \quad (3)$$

где $q_z = p_z - p_{fz} - k_z$ – проекция переданного импульса на направление скорости электрона; \vec{p} и $\vec{p}_f(E_f)$ – импульс электрона в начальном и конечном состояниях; $E_f = E - \hbar\omega$; L – толщина мишени вдоль траектории электрона.

При условии $\omega \ll E$ параметр L_{el} равен

$$L_{el} \approx \frac{1}{\omega [1 - (\vec{v}\vec{n}) \varepsilon'/c]},$$

$$L_{el} \approx \frac{2}{\omega [2(1 - \varepsilon') + \gamma^{-2}]}, \text{ если } \gamma = \frac{E}{mc^2} \gg 1. \quad (4)$$

В (3) – (4) ε' и ε'' – действительная и мнимая части коэффициента преломления среды. Физический смысл L_{coh} заключается в том, что это длина пути электрона в веществе, на котором испущенные фотоны являются когерентными.

Выражение (1) показывает, что при постоянной энергии электрона отношение интенсивностей различных излучательных механизмов определяется коэффициентами преобразования (2) и когерентной длиной. Для излучения Вавилова – Черенкова L_{coh} достигает максимального значения при условии $q_z = 0$ и внутри спектрального интервала, удовлетворяющего неравенству $\varepsilon' > 1$. Для ПРИ значение $R(\omega, \vec{n}, E)$ равно коэффициенту брэгговского отражения от кристаллографических плоскостей и оно стремится к единице для фотонов с вектором \vec{k} , лежащим вблизи сферы Эвальда. Таким образом, максимальная интенсивность ПРИ соответствует случаю, когда условие дифракции Брэгга

$$(\vec{k} + \vec{\tau})^2 = k^2 \quad (5)$$

выполняется одновременно с условием Вавилова – Черенкова

$$p_z - p_{fz} - k_z = 0. \quad (6)$$

Такая ситуация возможна для релятивистских частиц с энергией $E \gg m$, причем для электрона эта энергия должна быть больше чем ~50 МэВ [10].

Если (6) не выполняется точно, но условие $\gamma \gg 1$ еще действительно, величина L_{el} пропорциональна γ^2 , а величина $(\vec{e}_s \cdot \vec{v})$ пропорциональна характерному углу вылета фотонов $\Delta\theta \sim 1/\gamma$. В целом спектральная плотность излучения будет зависеть от энергии частицы следующим образом:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial \omega \partial \vec{n}} \sim E^2. \quad (7)$$

В работе [11] была сделана попытка подтвердить эту зависимость экспериментально в диапазоне энергий пучка 5–20 МэВ, но выполненная там аппроксимация параболой всего через три полученные точки выглядит не вполне убедительно.

При понижении энергии пучка от привычных по экспериментам с ПРИ десятков и сотен МэВ до, к примеру, характерных для рентгеновских трубок 100 кэВ, квантовый выход излучения уменьшится в $\sim 10^6$ раз по сравнению с максимально достижимым значением. Однако это уменьшение может быть скомпенсировано значительным увеличением тока, достижимым в низковольтных установках, по сравнению с ускорителями на высокие энергии.

Еще одним отличительным свойством КТПРИ является его угловое распределение, что налагает особые требования на схему детектирования. Как уже

упоминалось в п. 1, в случае нерелятивистских электронов угловые распределения всех типов излучения становятся практически изотропными (рис.1). Пики КТПРИ «тонут» в фоне тормозного излучения и поэтому принципиально могут быть зарегистрированы только детектором с высоким спектральным и угловым разрешением.

Существенным фактором, влияющим на экспериментальную наблюдаемость КТПРИ, также остается многократное рассеяние. Поскольку заряженные частицы при прохождении через мишень испытывают упругие и неупругие столкновения, угловое и энергетическое распределения электронов в пучке будут меняться. Влияние рассеяния электронов на характеристики КТПРИ станет заметным, если либо полуширина распределения скорости $\Delta v/v$ или полуширина углового распределения электронов в пучке $\Delta \vartheta$ станет равной или большей полуширины спектральной линии излучения $1/kL$, где k – волновой вектор испущенного фотона, L – длина пути электрона в мишени. Оценки влияния многократного и неупругого рассеяния, выполненные для нескольких типов кристаллов в широком диапазоне частот излучения, дали достаточно жесткие требования на величину толщины мишени и параметры электронного пучка. Установлено, что для наблюдения КТПРИ толщина кристаллической мишени не должна превышать значения ~ 0.5 мкм, энергия пучка должна быть не менее 50–60 кэВ и начальные разбросы по энергии и углам должны быть не более 0.01.

Влияние многократного рассеяния на регистрируемые спектры можно несколько снизить, если регистрировать излучение под скользящим углом $\psi \ll 1$ относительно поверхности мишени. В этом случае будут регистрироваться только фотоны, испущенные на пути $\sim \psi L_a$, где L_a – длина поглощения. Таким образом, в спектрах будет фиксироваться только излучение, испущенное на начальной (с малой дисперсией в силу $\overline{\theta_s^2} \sim L$) части траектории пучка в мишени.

Фотоны КТПРИ излучаются во всех направлениях, их частота зависит как от угла θ_0 между скоростью электронов и системой кристаллографических плоскостей, так и от угла наблюдения φ между скоростью электронов \vec{v} и направлением наблюдения:

$$\omega_n(\theta) = \frac{2\pi v \cos \theta_0}{d \left(1 - \frac{v}{c} \cos \varphi\right)} n, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (8)$$

где d – межплоскостное расстояние; c – скорость света.

Спектр КТПРИ состоит из набора гармоник со спектральными ширинами, определяемыми помимо толщины мишени L (собственная ширина), угловым разрешением детектора $\Delta \theta_D$ и углом многократного рассеяния электронов θ_s :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_n} \approx \left[\left(\frac{v}{L \omega_n(\theta)} \right)^2 + \frac{v^2 \cos^2 \theta}{c^2 \left(1 - \frac{v}{c} \cos \theta\right)} \Delta \theta_D^2 + K^2 \overline{\theta_s^2} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$K = \left| \vec{\tau}_\perp \left(1 - \frac{v\vec{n}}{c} \right) + \vec{n}_\perp \frac{v\vec{\tau}}{c} \right|.$$

Фактор K определяется геометрией эксперимента, \vec{n} – нормаль к поверхности мишени. Правильный выбор расположения детектора, его оптимальной коллимации и ориентации кристалла позволяет минимизировать значение геометрического фактора K . Например, регистрация КТПРИ в направлении $\varphi \sim \pi/2$ детектором с угловой шириной $\Delta\theta_d < (\omega_n L/c)^{-1/2}$ позволит получить минимальную (близкую к естественной) спектральную ширину.

Известно, что среднеквадратический угол многократного рассеяния может быть выражен как $\overline{\theta_s^2}(L) \approx \frac{E_s^2}{E^2} \frac{L}{L_{rad}}$, где $E_s \approx 21$ МэВ, E – энергия электронов, выраженная в МэВ, и L_{rad} – радиационная длина вещества мишени. Когда $\theta_s > c/\omega_n L$, ширина линии КТПРИ определяется в основном многократным рассеянием. Напомним, что амплитуда гауссиана N_m соотносится с его интегральной интенсивностью N_0 как $N_m \sim N_0/\Delta\omega$, поэтому увеличение угла многократного рассеяния приводит не только к уширению спектральной линии, но и к уменьшению ее амплитуды, что ухудшает условия ее регистрации при наличии интенсивного фона. Простая оценка показывает, что ширина линии КТПРИ излучаемого, например, электронами с энергией 100 кэВ в кремниевой ($L_{rad} = 10.32$ см) мишени толщиной 50 нм будет равна

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \sqrt{\overline{\theta_s^2}} \approx \frac{E_s}{E} \sqrt{\frac{L}{L_{rad}}} \approx 0.14,$$

что сравнимо со спектральным разрешением современных рентгеновских Si(Li) детекторов. Пик излучения в мишени толщиной 500 нм будет приблизительно в три раза шире, поэтому отношение сигнал/фон будет заметно меньше, чем для мишени толщиной 50 нм. Таким образом, толщина мишени является критическим параметром для экспериментов по наблюдению спектральных линий КТПРИ.

Возможность наблюдения эффекта детектором со спектральным разрешением $\Delta\omega/\omega$ можно оценить с помощью выражения для отношения интенсивностей КТПРИ и тормозного излучения [1]:

$$\eta \approx \frac{\rho}{\omega_n^3} \frac{6\pi^2 v}{\ln(137/Z^{1/3})} \frac{\omega_n}{\Delta\omega},$$

где ρ – концентрация рассеивателей.

Генерация КТПРИ в оптимальных условиях позволяет добиться максимальной яркости излучения. Количество монохроматических фотонов, испущенных в направлении \vec{n} внутри определенной спектральной линии, может быть рассчитано по формуле:

$$\frac{\partial N_n}{\partial \vec{n}} \approx \frac{e^2}{8\pi^2 \hbar c} \omega_n L v |g_\tau|^2. \quad (10)$$

Оценка яркости B с помощью (10) для рефлекса (111) монокристаллической медной фольги толщиной 10 мкм при энергии электронов 120 кэВ и среднем токе пучка $I(A)$ ($\omega \sim 2.0$ кэВ, $\Delta\omega/\omega = 10^{-5}$, $|g_\tau| \approx 3.1 \cdot 10^{-4}$) дает значение $B \approx 1.3 \cdot 10^9$ I(A) (фотон/с)/(мрад²) (на уровне 0.1 %).

Согласно оценкам [1, 9], эта яркость сравнима с яркостью излучения синхротрона второго поколения.

3. Установка для исследования КТПРИ

Результаты наших экспериментов по генерации КТПРИ нерелятивистскими электронами опубликованы в [12, 13].

Геометрия и схема экспериментов приведена на рис. 2. Для определенности показана геометрия Брэгга, но измерения также проводились и в геометрии Лауэ. Пучок электронов падает на поверхность тонкой кристаллической мишени вдоль оси Z . Угол θ_0 между осью Z и вектором обратной решетки мишени $\vec{\tau}$ устанавливается вращением мишени вокруг оси X . Угол наблюдения φ в нашем случае составляет примерно 90° относительно направления скорости электронов, что позволило уменьшить геометрический фактор, влияющий на ширину спектральной линии.

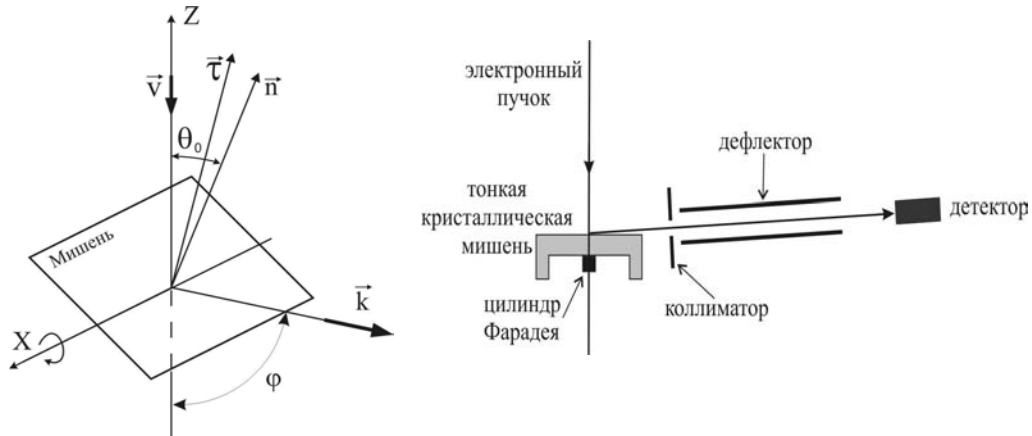


Рис. 2. Геометрия и схема эксперимента

Электронный пучок характеризуется следующими параметрами: энергия 50, 75, 100 кэВ; относительная нестабильность ускоряющего напряжения $2 \cdot 10^{-5}$. Дополнительно для снижения фона были установлены коллиматор и электростатический дефлектор электронов, находящийся под потенциалом ~ 5 кВ. Ток пучка измерялся цилиндром Фарадея, установленным за мишенью. Мишень фиксировалась на предметном столике, обеспечивающем линейные перемещения для

юстировки мишени относительно пучка и имеюшем возможность ее вращения вокруг осей Z и X.

Для регистрации рентгеновских фотонов КТПРИ применялись два Si(Li) полупроводниковых детектора с площадями чувствительной поверхности 20 мм^2 , что обеспечивало угловую апертуру, равную 0.2 мрад. Один из детекторов оборудован бериллиевым окном толщиной 20 мкм и имел термоэлектрическое охлаждение, второй детектор с полимерным окном толщиной 0,5 мкм и охлаждением жидким азотом предназначен для работы с мягким рентгеновским излучением от ~500 эВ. Энергетическое разрешение обоих детекторов, определенное по характеристической линии кремния $K_\alpha \sim 1.73 \text{ кэВ}$, составляло ~160 эВ. Спектры накапливались 4096-канальным анализатором ORTEC 2056-C, после чего переносились в компьютер, где подвергались первичной обработке и интерпретации.

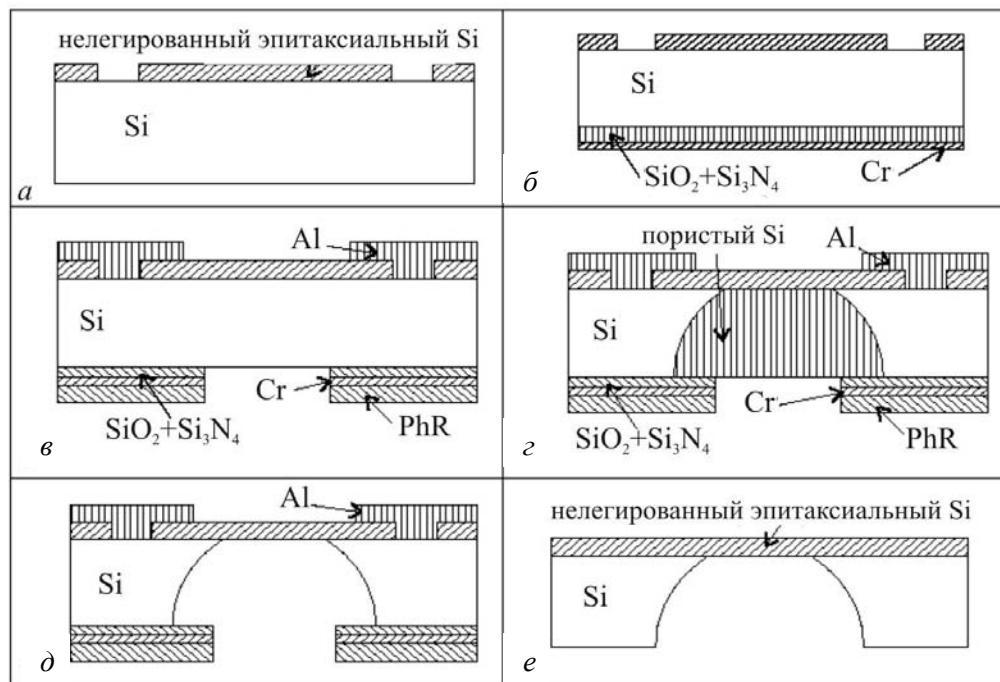


Рис. 3. Технологический маршрут изготовления кристаллических кремниевых мембран

Как уже упоминалось, необходимое условие для наблюдения КТПРИ при энергиях электронов 100 кэВ и менее – толщина кристаллической мишени $\leq 500 \text{ нм}$. Изготовление такой мишени в виде самоподдерживающейся мембраны потребовало создания специальной технологии. Рассмотрим кратко разработанный нами совместно с Минским НИИ радиоматериалов техпроцесс изготовления мишени и методику измерения ее толщины [14].

Мишень представляет собой кремниевый кристалл толщиной ~200 мкм размером $2 \times 2 \text{ мм}$, в котором изготавливается мембрана $\text{Ø}1.0 \text{ мм}$ и толщиной ~0.5 мкм. Материал мембраны – слой нелегированного эпитаксиального крем-

ния толщиной $\sim 0.9\text{--}1.0$ мкм, нанесенный на подложку высоколегированного p^+ -кремния марки КДБ 0.01<100> диаметром 100 мм и толщиной ~ 470 мкм. Выбор такой структуры определяется использованным методом электрохимического травления, при котором нелегированный эпитаксиальный Si служит в качестве стоп-слоя.

Для проведения процесса электрохимического травления необходимо изготовить электрический контакт с пластиной через слой высокоомного эпитаксиального Si с планарной стороны и утончить подложку до ~ 200 мкм. Подложка утончается механической полировкой.

Для получения контакта планарная сторона закрывается химически стойким лаком со вскрытием области по контуру подложки. Затем вся пластина травится в травителе для Si на толщину эпитаксиального слоя ~ 1 мкм (рис. 3, а). После снятия лака и химической обработки на непланарную сторону наносится SiO_2 толщиной $\sim 0.3\text{--}0.4$ мкм, Si_3N_4 толщиной $\sim 0.15\text{--}0.2$ мкм и напыляется Cr толщиной ~ 0.05 мкм для адгезии фоторезиста (рис. 3, б). Затем на непланарной стороне проводится фотолитография мембраны. Электрический контакт к пластине создается напылением пленки Al толщиной ~ 0.5 мкм при $T \sim 180^\circ\text{C}$ по контуру подложки через маску (рис. 3, в).

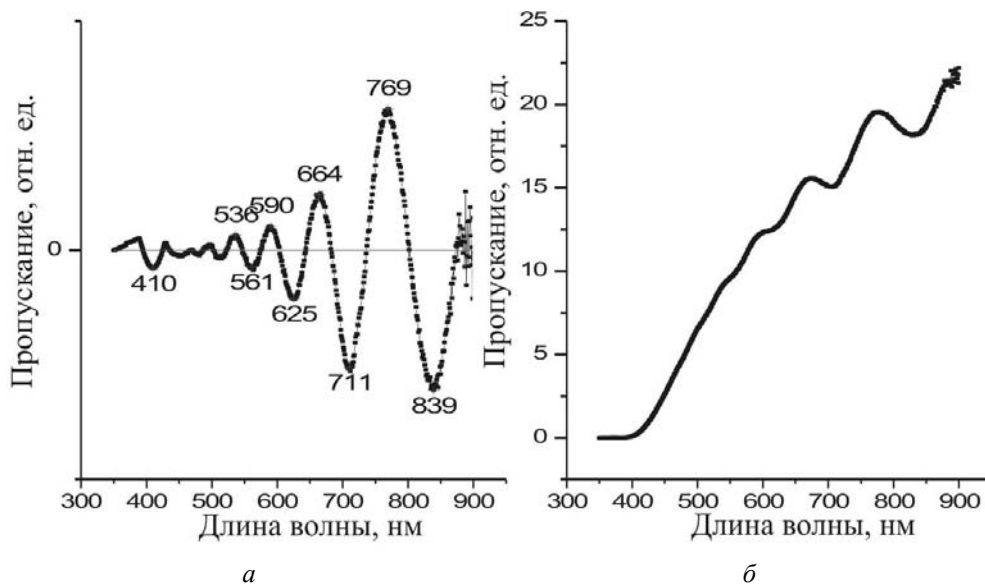


Рис. 4. Оптическое пропускание мембраны (а) и положения интерференционных максимумов (б)

Травление мембраны проводится в два этапа. На первом этапе выполняется электрохимическое пористое анодирование до эпитаксиального Si на глубину ~ 200 мкм в электролите $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}=4:1$ в течение ~ 120 мин при скорости ~ 1.8 мкм/мин. Контроль окончания процесса получения пористого Si производится по скачку потенциала $\sim 10\text{--}20\%$ при дотравливании до слоя высокоомного

эпитаксиального Si (рис. 3, з). После этого травление продолжается в течение дополнительного времени ~10 мин для выравнивания толщины пористого Si по всей поверхности подложки и утончения мембраны до ~0.5 мкм. Скорость травления высокоомного эпитаксиального Si незначительна и составляет ~50 нм/мин.

На втором этапе пористый Si травливается в растворе 1 % KOH в течение 30 мин (рис. 3, д). После травления пористого Si подложка извлекается из кассеты и производится снятие фоторезиста, Cr и Al в стандартных травителях. Диэлектрическая пленка SiO₂+Si₃N₄ снимается методом плазмохимического травления.

Разделение на кристаллы производится методом дисковой резки подложки, наклеенной с помощью нафталина на промежуточную кремниевую пластину. Готовые кристаллы с мембранами (рис. 3, е) получают при возгонке нафталина в термостате при $T \sim 110^\circ \text{C}$.

Толщина полученных мембран находится в диапазоне от 0.4 до 0.9 мкм, для получения более тонких мембран можно производить их утончение методом ионно-лучевого травления. Однако наш опыт показал, что ввиду их малой механической прочности, мишени в виде самоподдерживающихся мембран с толщинами менее 0.3 – 0.4 мкм получить крайне трудно.

Для оценки толщины мембран была разработана методика, основанная на измерении спектров оптического пропускания. Поскольку кремний толщиной порядка микрона и менее становится полупрозрачным в видимом свете, можно записать его спектр оптического пропускания (рис. 4, а). На спектре видны интерференционные максимумы, точное положение которых может быть получено после вычитания фоновой подложки (рис. 4, б). Комбинируя условия интерференции для соседних максимумов с учетом дисперсии кремния (~10 % в видимом диапазоне), можно получить следующее выражение для толщины плоско-параллельной пластинки:

$$d = \frac{\lambda_N \lambda_{N+1}}{2(n_{N+1} \lambda_N - n_N \lambda_{N+1})},$$

где n – коэффициент преломления; λ – длина волны в максимуме; индексы N и $N + 1$ относятся к значениям величин, взятых в соседних максимумах.

Данные по измерениям толщины нескольких образцов, взятых произвольным образом, приведены в таблице. Можно видеть, что разброс толщины составляет величину менее 5 %. Разработанная технология получения тонких мембран также может использоваться при изготовлении различных мембранных датчиков давления, концентрации и расхода газов, а также других изделий микромеханики.

Результаты измерения толщины кристаллических мишеней-мембран

Номер образца	1	2	3	4	5
Толщина, нм	520±2	514±3	505±25	495±17	467±25

4. Результаты экспериментов с КТПРИ

Из (8) следует, что частота излучения в определенный рефлекс КТПРИ меняется при варьировании:

- угла наблюдения φ ;
- угла ориентации кристалла θ_0 ;
- скорости электронов v , то есть энергии электронного пучка.

Таким образом, изменяя какой-либо из этих трех параметров, можно выделить переменные характеристики в спектрах и обнаружить линии КТПРИ среди других (характеристических) линий, не имеющих ориентационной зависимости.

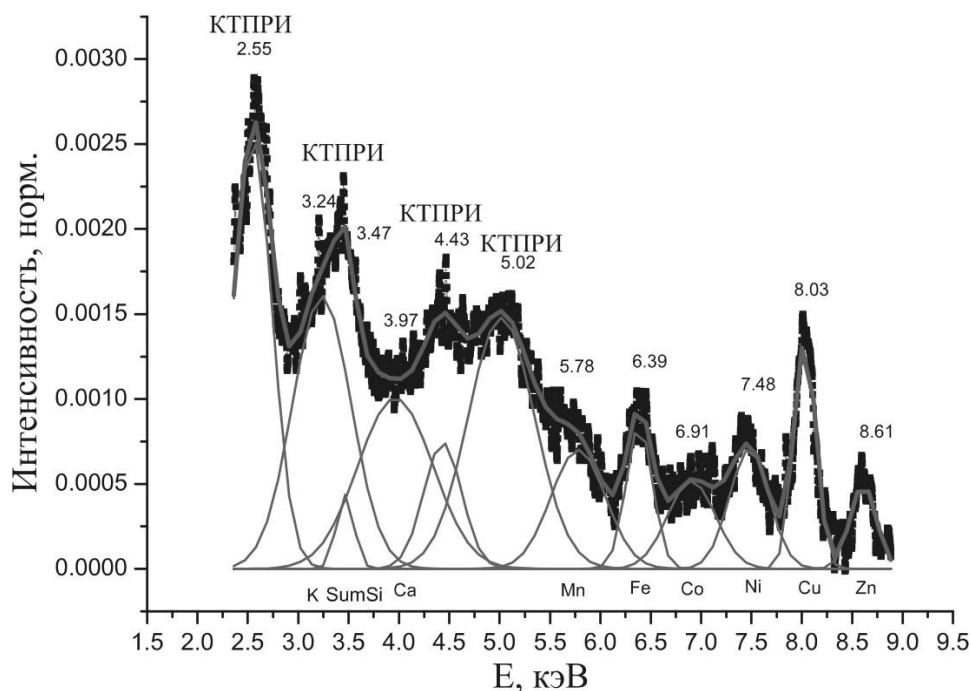


Рис. 5. Нормированный на максимум ХРИ кремния спектр излучения нерелятивистских электронов в тонкой кристаллической мишени с идентификацией пиков КТПРИ и характеристических линий

Эксперименты проводились нами в основном на мишенях с ориентацией базовой плоскости (111) и толщиной ~ 0.4 мкм. Измерения проводились при рабочих токах пучка от 40 до 150 нА. Выбор значения тока производился таким образом, чтобы скорость счета составляла величину порядка 3 кГц, что позволяло избежать искажений спектров из-за наложения импульсов. Характерное время накопления спектров составляло 5000 с. Усиление тракта регистрации было выбрано таким образом, чтобы детектировалось рентгеновское излучение в диапазоне < 10 кэВ. Первичная обработка спектров была достаточно стандартной и

включала в себя калибровку по энергии, полиномиальное сглаживание не приводящей к уширению пиков процедурой Savitzky – Golay [15], вычитание фоновой подложки и аппроксимацию спектральных пиков гауссианами (рис. 5).

Далее количественные характеристики спектральных пиков использовались для их идентификации либо в качестве характеристических по таблицам [16], либо в качестве пиков КТПРИ по формуле (8). Ввиду того, что пики в спектрах в основном имеют малую интенсивность и, кроме того, часто перекрываются друг с другом, их аппроксимация (фитирование) происходит не всегда вполне корректно. Это приводит к достоверному определению характеристик только наиболее интенсивных или достаточно изолированных пиков. Характеристические линии, регистрируемые в спектрах, имеют двойное происхождение: часть линий порождаются рентгеновской флюоресценцией конструкционных материалов колонны микроскопа и других внутренних элементов конструкции (в основном нержавеющая сталь и латунь), возбуждаемых рассеянными мишенью электронами пучка; другие пики – это характеристические линии материала мишени, а также примесей и загрязнений на ней. Укажем еще на присутствие в некоторых спектрах суммарного характеристического пика кремния ($\text{SumSi} \approx 3.46 \text{ кэВ}$), возникающего из-за случайного наложения импульсов в силу его интенсивности, большей на два порядка, чем интенсивности остальных линий в спектре.

На рисунках 6, 7 приведены фрагменты нормированных спектров КТПРИ, обработка которых показала, что частота пиков излучения зависит от энергии пучка в полном соответствии с формулой (8). В согласии с теорией меняется частота КТПРИ при вращении мишени вокруг оси X , то есть при изменении угла падения θ_0 (рис. 8) и изменении угла наблюдения φ (рис. 9). Сдвиги частоты КТПРИ составляют 100–350 эВ в зависимости от индекса пика. Нами также были получены линии мягкого рентгеновского излучения, перестраиваемые в диапазоне 850–950 эВ при варьировании угла падения (рис. 8, б).

Спектральные линии КТПРИ были соотнесены нами с соответствующими системами кристаллографических плоскостей. В реализованной геометрии генерации излучения отражения от кристаллографических плоскостей с одинаковой суммой индексов Миллера ($S = h+k+l$) имеют близкие частоты. Конечно же речь идет об отражениях, разрешенных симметрией решетки кремния, в частности, рефлекс с ($S = 6$) запрещен.

Таким образом, пики КТПРИ должны иметь тонкую структуру, расщепление в которой согласно расчетам должно увеличиваться с увеличением угла падения пучка на мишень. Например, при угле падения, равном 3° , расщепление должно быть порядка 0.2 кэВ, а при наклоне мишени в 10° оно уже может достигать значения 0.7 кэВ. На гармониках с $S = 7$ и 8 в спектрах такое расщепление уже вполне отчетливо видно (см. рис. 10, там же приведена моделированная кривая). Расщепление на гармониках с $S = 4$ и 5 плохо заметно ввиду недостаточного спектрального разрешения детектора.

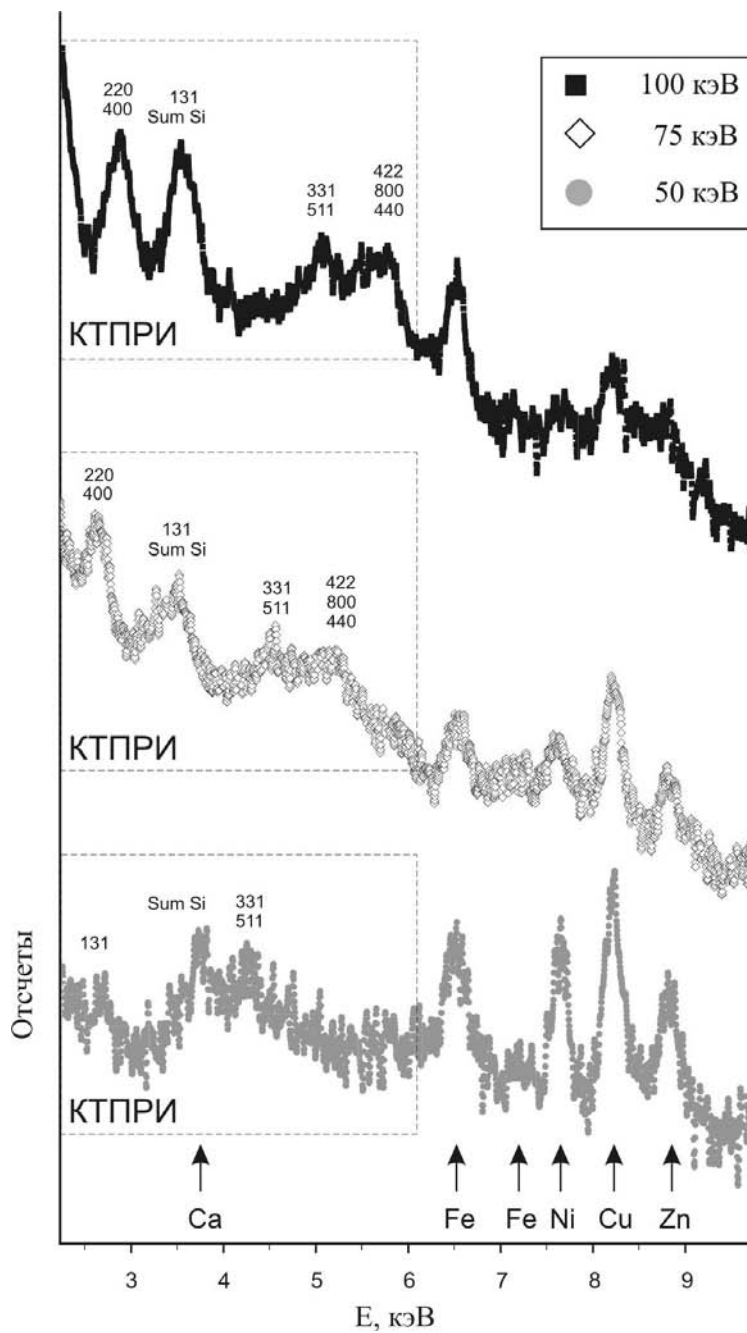


Рис. 6. Изменение частоты КТПРИ в геометрии Брэгга при варьировании энергии пучка электронов

Спектры моделировались на основе формулы из [1], описывающей спектрально-угловую плотность излучения (система единиц $h = c = 1$):

$$\frac{\partial^2 N_{n\omega}}{\partial \omega \partial \vec{n}} = \frac{4e^2}{3\pi} Z^2 \left(\frac{e^2}{m} \right)^2 \rho L \ln \left[\frac{137}{Z^{1/3}} \right] \frac{1}{\omega} +$$

$$+ \frac{e^2}{4\pi^2} \omega 2\pi \frac{L_a}{v} (1 - \exp\{-L/L_a\}) \sum_g \left| \vec{v} \vec{E}_g - \frac{e}{m} \frac{U_g}{(\vec{g}\vec{v})} \Omega \left[\vec{e}_s \vec{g} + (\vec{e}_s \vec{v}) \frac{(\vec{k}\vec{g})}{(\vec{g}\vec{v})} \right] \right|^2 \delta(\omega - \vec{k}_g \vec{v}),$$

где $\vec{E}_g = \frac{\chi_g}{k_g^2 - \omega^2} \left[\vec{k}_g (\vec{g}\vec{e}_s) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{e}_s \right]$, $\vec{k}_g = \vec{n}_k \omega + \vec{g}$, $\vec{k} = \vec{n}_k \omega$, U_g – фурье-компо-

нента кристаллического потенциала. Первый член этого выражения описывает тормозное излучение, а второй – КТПРИ.

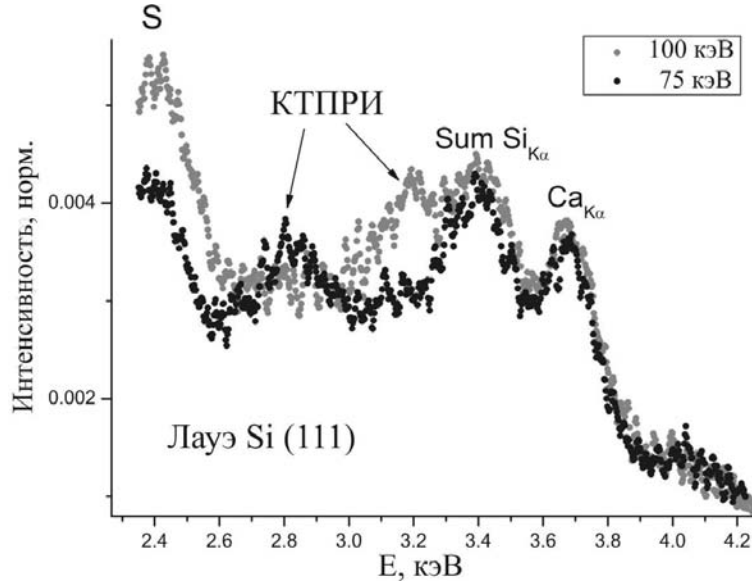


Рис. 7. Изменение частоты КТПРИ в геометрии Лауэ при варьировании энергии пучка электронов

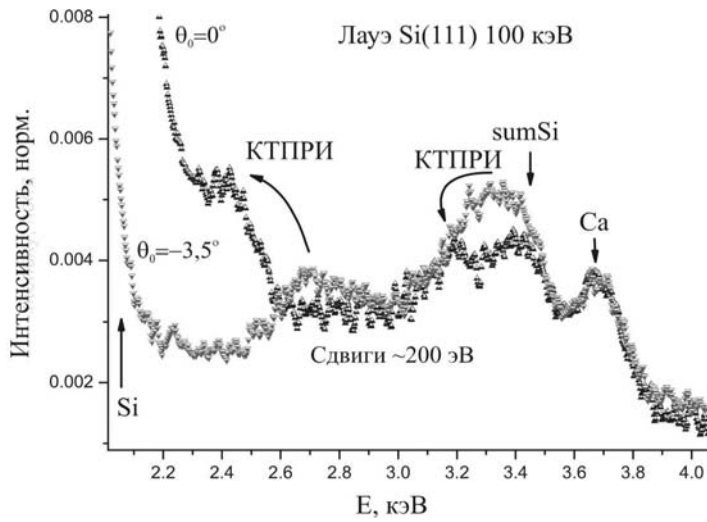
Количество рентгеновских фотонов, зарегистрированных детектором, теперь может быть рассчитано как

$$dN_{n\omega} = \int \frac{\partial^2 N_{n\omega}}{\partial \omega \partial \vec{n}} \exp \left\{ - \left(\frac{\theta - \theta_d}{\Delta \theta_d} \right)^2 - \left(\frac{\omega - \omega_d}{\Delta \omega} \right)^2 - \left(\frac{\phi - \phi_d}{\Delta \phi} \right)^2 \right\},$$

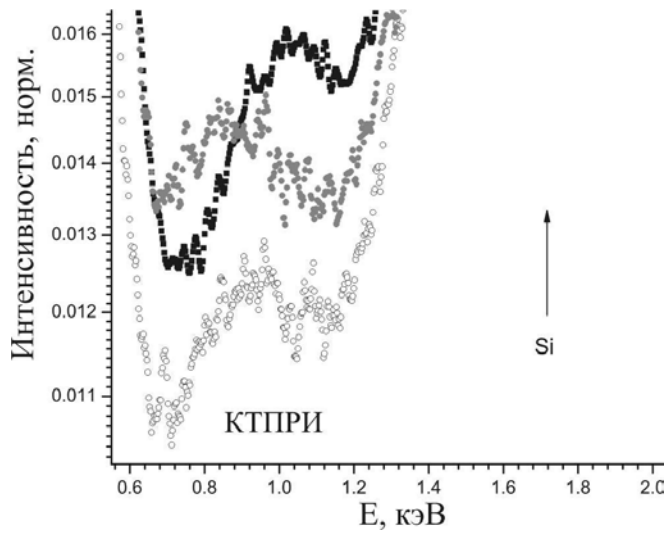
где $\Delta \theta_d$ и $\Delta \omega$ обозначают угловую апертуру и спектральное разрешение детектора, а $\Delta \phi$ соответствует уширению линии, обусловленному разбросом параметров пучка.

В итоге расчетов пик с энергией в диапазоне 2.5–2.9 кэВ (рис. 11) был отнесен к рефлексам (220) и (400) со всеми перестановками индексов; рефлекс (131) с перестановками накладывается при энергиях 100 и 75 кэВ на суммарный пик

характеристического излучения кремния, но виден при 50 кэВ в районе 2.6 кэВ; диапазон энергий 4.9–5.2 кэВ относится к рефлексам (331) и (511) с перестановками; наконец, энергии 5.4–6.0 кэВ соответствуют рефлексам (440), (422) и (800) с перестановками индексов.



a



б

Рис. 8. Сдвиги линий КТПРИ в зависимости от угла падения пучка на мишень: *a* – изменение частоты КТПРИ при наклоне мишени; *б* – тоже для мягкой линии КТПРИ $\omega \leq 1$ кэВ

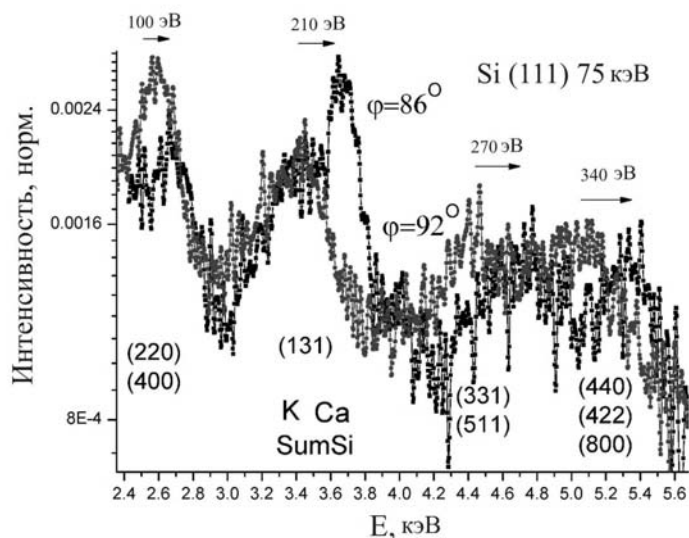


Рис. 9. Сдвиги линий КТПРИ в зависимости от угла наблюдения

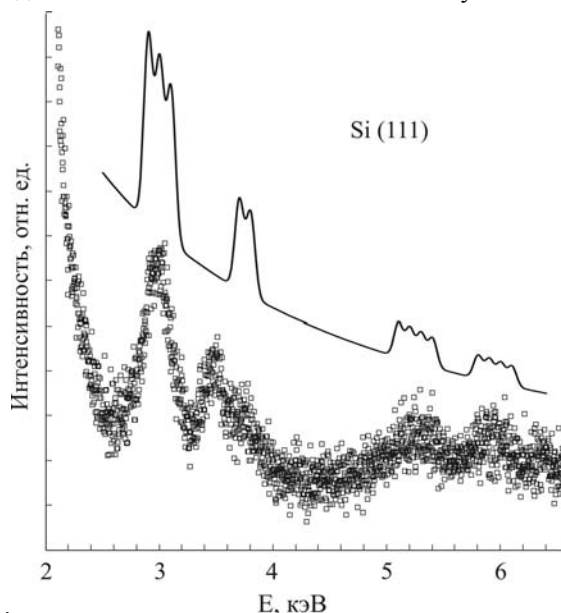


Рис. 10. Экспериментальный и моделированный спектры КТПРИ, энергия пучка 100 кэВ

Оценка интегрального выхода излучения дает значение $\sim 10^{-8}$ фотон/ $e^- \cdot$ ср, что близко к расчетному значению интенсивности. Нормированная зависимость интенсивности КТПРИ от энергии электронов была построена для трех гармоник и трех значений энергии пучка (рис. 12). Нормировка производилась по характеристическому рентгеновскому излучению (ХРИ) кремния с учетом зависимости выхода ХРИ от энергии пучка. Согласно [17], интенсивность К-линий

рентгеновского спектра может быть рассчитана по следующему практическому выражению:

$$I_K = \frac{ai(y-1)^{1,65}}{r^2(1+by^{1,65}/\sin \alpha)},$$

где $a = 4 \cdot 10^{-5} Z^5 / (Z^4 + 10^6)$; i – ток электронов, мА; $y = U/U_K$ – отношение ускоряющего потенциала к потенциалу ионизации; $b = 3 \cdot 10^{-6} \mu_m U_K^{1,65}$; μ_m – массовый коэффициент поглощения для К-линий, см²/г; α – угол выхода излучения, измеренный от поверхности мишени.

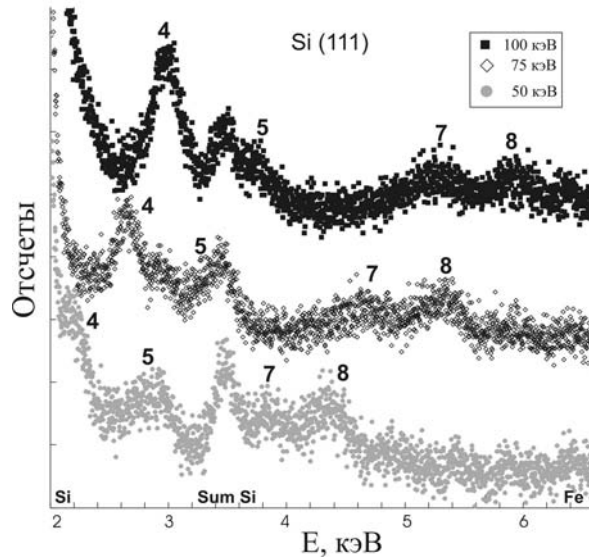


Рис. 11. Индексация пиков КТПРИ, полученных в геометрии Лауэ при различных энергиях пучка

Расчеты показали, что если принять интенсивность ХРИ кремния при энергии пучка 50 кэВ I_{50}^{Si} за единицу, то $I_{75}^{Si}/I_{50}^{Si} = 1.08$ и $I_{100}^{Si}/I_{50}^{Si} = 1.11$. Для приведения к одинаковому току измеренные величины интенсивностей ХРИ были скорректированы на указанные отношения. Поскольку измеренные величины интегральных интенсивностей ХРИ $I_{75}^{Si}/I_{50}^{Si} = 1.04$ и $I_{100}^{Si}/I_{50}^{Si} = 1.08$, т. е. близки к расчетным, можно сделать вывод, что ток практически полностью проходит через мишень, а его установка и измерение являются вполне надежными и воспроизводимыми.

К сожалению, подгонку пиков КТПРИ и определение их параметров из-за их относительно низкой интенсивности и наложений на линии ХРИ, присутствующие в спектре, удалось сделать не для всех гармоник, поэтому из полученных данных пока нельзя вывести функциональную зависимость интенсивности излучения от энергии электронов и подтвердить квадратичную зависимость согласно формуле (7).

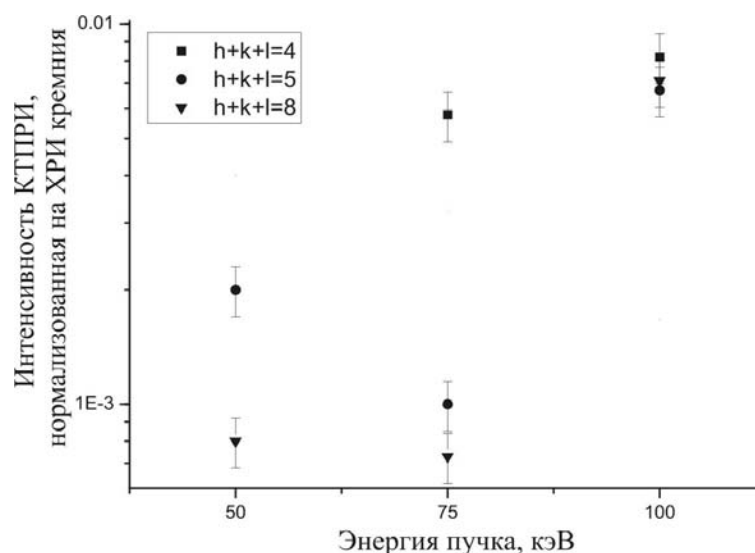


Рис. 12. Зависимость интенсивности КТПРИ, нормированной по ХРИ кремния, от энергии электронов для пиков с индексами Миллера (hkl)

В целом проведенный анализ подтверждает, что нами зарегистрированы спектральные линии КТПРИ, частота и интенсивность которых, а также зависимость частот от энергии пучка, углов ориентации мишени и угла наблюдения излучения хорошо согласуются с расчетами, выполненными по теории [1].

Результаты, рассмотренные в настоящей статье, получены при финансовой поддержке работы Международным научно-техническим центром в рамках проекта № В626.

Литература

1. *Feranchuk I. D. et al. // Phys. Rev. E. 2000. Vol. 62. P. 4225.*
2. *Коробочко Ю. С., Космач В. Ф., Минеев В. И. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1248.*
3. *Vecchio K. S., Williams D. B. // Journ. Microscopy. 1987. Vol. 147. P. 15.*
4. *Reese G. M., Spence J. C.H., Yamamoto N. // Philos. Mag. 1984. Vol. 49. P. 697.*
5. *Spence J. C. H., Reese G. M. // Acta. Cryst. A. 1986. Vol. 42. P. 577.*
6. *Feranchuk I. D., Ulyanekov A. // Acta. Cryst. 2001. Vol. A57. P. 283.*
7. *Feranchuk I. D., Ulyanekov A. // Acta. Cryst. 1999. Vol. A55. P. 466.*
8. *Baryshevsky V., Feranchuk I., Ulyanekov A. Parametric X-ray Radiation in Crystals: Theory, Experiment and Applications. 2006.*
9. *Feranchuk I. D., Batrakov K. G. // NIM. 2005. Vol. 543. P. 55.*
10. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D. // NIM. 1985. Vol. 228. P. 490.*
11. *Freudenberger J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 2487.*
12. *Барышевский В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. С. 50.*
13. *Baryshevsky V. G. et al. // Phys. Lett. A. 2007. Vol. 363. P. 448.*
14. *Vyssotsky V. B., Lobko E. V., Lobko A. S. // LANL e-Print archive. 2005. 0508079.*
15. *Savitzky – Golay Smoothing Filters. <http://www.library.cornell.edu/nr/bookcpdf/c14-8.pdf>.*
16. *Блохин М. А., Швейцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник. 1982.*
17. *Иванов С. А., Щукин Г. А. Рентгеновские трубки технического назначения. 1989.*

COHERENT BREMSSTRAHLUNG AND PARAMETRIC X-RAYS (CB&PXR) FROM NON-RELATIVISTIC ELECTRONS

**V. G. Baryshevsky, K. G. Bartrakov, A. O. Grubich, A. A. Gurinovich,
A. S. Lobko, A. A. Rouba, P. F. Safronov, V. I. Stolyarsky,
B. A. Tarnopolsky, A. P. Ulyanenko*, I. D. Feranchuk****

Experimental observation of x-ray radiation from non-relativistic (50–100 keV) electrons of the electron microscope beam in thin crystal target is reported and described as resulted from interference between parametric x-rays (PXR) and coherent *Bremsstrahlung* (CB). CB&PXR features are qualitatively described on the base of the pseudo-photon concept. Rigid requirements for thin single crystal membranes are obtained. The experimental set-up, thin silicon crystal target production, measurement procedures, data processing and spectra simulation are reported in detail. Each CB&PXR spectral line is attributed to a set of crystallographic planes.

Possibility of tuning of the x-ray frequency by the crystal target rotation is demonstrated for low-energy electrons for the first time. Despite its rather low total quantum yield of CB&PXR for the electrons in the considered energy range, this radiation can be prospective for development of a tabletop tunable x-ray source for structure analysis and crystallography (for example, for spectral-sensitive experiments) due to its brightness in the narrow spectral interval. Production of single crystal membranes is expected to become a high-tech challenge, when developing such a source.

Reported results are obtained due to support of the ISTC in the framework of the Project #B626.

* Bruker AXS, Germany.

** Department of Physics, Belarusian State University.

ПОДВОДНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ СИСТЕМЫ МОНИТОРИРОВАНИЯ НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА КМЗNeT

**Г. Etiopre*, С. И. Агафонов, А. О. Грубич, А. С. Лобко,
А. И. Лаптев**, А. Р. Лопатик, С. А. Кутень, А. А. Хрущинский**

Нейтринный телескоп КМЗNeT (cubic kilometer Neutrino Telescope), строящийся пан-европейским консорциумом и находящийся в настоящее время в стадии дизайн-проекта, будет одним из самых больших из когда-либо построенных детекторов частиц и астрономических инструментов (<http://www.km3net.org>). Идея построения телескопа состоит в расположении трехмерной конструкции из нескольких тысяч ФЭУ, просматривающих примерно кубический километр морской воды Средиземного моря на глубине порядка трех-четырёх километров. Чистота воды вблизи дна моря обеспечивает длину поглощения черенковского света, возбуждаемого мюонами, которые порождаются нейтрино, проходящими через толщу Земли, равной 40–50 м. Временные и пространственные сигналы с фотодетекторов позволят выполнить реконструкцию траекторий мюонов, а следовательно, и нейтрино. ФЭУ будут помещены в специальные прозрачные корпуса, выдерживающие давление до 600 атмосфер, и связаны усиленными подводными стекловолоконными кабелями для передачи данных с детектора на наземную станцию, находящуюся в сотне километров от телескопа.

Инфраструктура КМЗNeT также будет служить платформой для размещения детекторов и сбора данных для мониторинга состояния подводной среды, окружающей нейтринный телескоп. Мониторинг включает измерения чистоты воды, скорости подводных течений, биолюминесценции, вариаций природной и техногенной радиоактивности морской воды, подводной сейсмометрии и других параметров, данные которых позволят учитывать динамику фоновых характеристик детекторной системы. Предполагается также использование данных мониторинга КМЗNeT для исследований в области океанологии, морской биологии, геологии и геофизики.

Одним из основных источников фонового светового излучения, регистрируемого ФЭУ телескопа, будет черенковское излучение, испускаемое морской водой под воздействием электронов радиоактивного распада естественного радионуклида ^{40}K (максимальная энергия спектра бета-излучения 1.37 МэВ). Удельная активность ^{40}K в морской воде составляет около 12 Бк/дм³ и определяет ее естественную радиоактивность в толще морской воды (в поверхностном слое воды вблизи суши присутствует ^{222}Rn и его дочерние продукты распада; в придонном слое воды весь спектр естественных нуклидов радиоактивных семейств ^{238}U и ^{232}Th). Как следствие, мониторинг ^{40}K в морской воде является одной из многочисленных инженерных задач, решаемых при создании телескопа КМЗNeT.

НИИ ЯП БГУ был приглашен Национальным Институтом геофизики и вулканологии Италии (INGV, г. Рим) разработать прототип подводного гамма-спектрометра для мониторинга в морской воде удельной активности ^{40}K (гамма-

* Национальный институт геофизики и вулканологии (Рим, Италия).

** ЗАО «ТИМЕТ» (г. Минск).

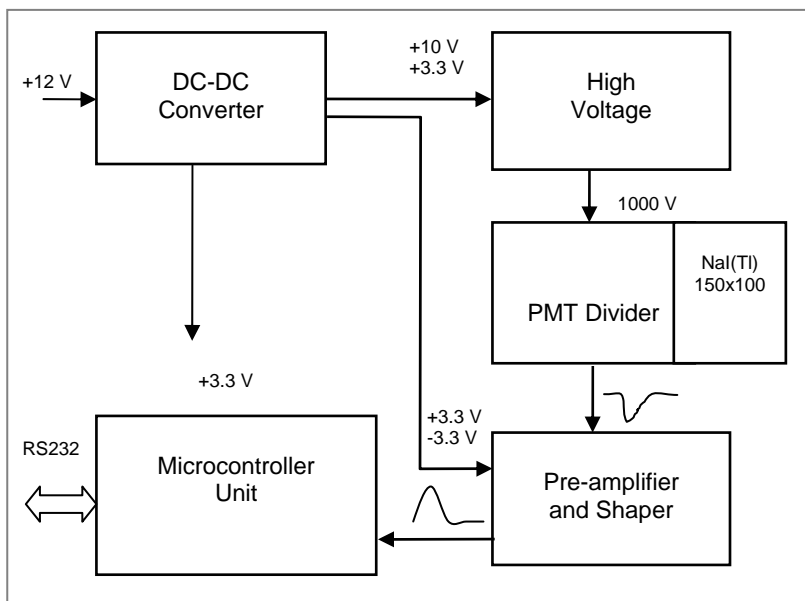


Рис. 1. Структурная схема спектрометра



Рис. 2. Спектрометр, размещенный в составе глубоководной исследовательской станции MEDUSA

линия с энергией 1.461 МэВ), а также изотопов семейств ^{238}U и ^{232}Th , испускающих гамма-излучение. Работа выполнялась в содружестве с компанией Tech-pomare SpA (г. Венеция), ответственной в этом проекте за адаптацию оборудования к условиям глубоководной эксплуатации.

Структура созданного прототипа спектрометра приведена на рис. 1.

Для детектирования гамма-излучения в диапазоне энергий до 3 МэВ использован кристалл NaI(Tl) диаметром 150 мм и длиной 100 мм. Водонепроницаемая оболочка из сплава алюминия цилиндрической формы, рассчитанная на

глубину погружения до 3000 м, разработана компанией Technomare SpA. Общий вид спектрометра, помещенного в водонепроницаемую оболочку, изображен на рис. 2.

На рисунке 3 изображена расчетная зависимость эффективности спектрометра в водонепроницаемой оболочке в водной среде в зависимости от энергии гамма-излучения, полученная методом моделирования Монте-Карло.

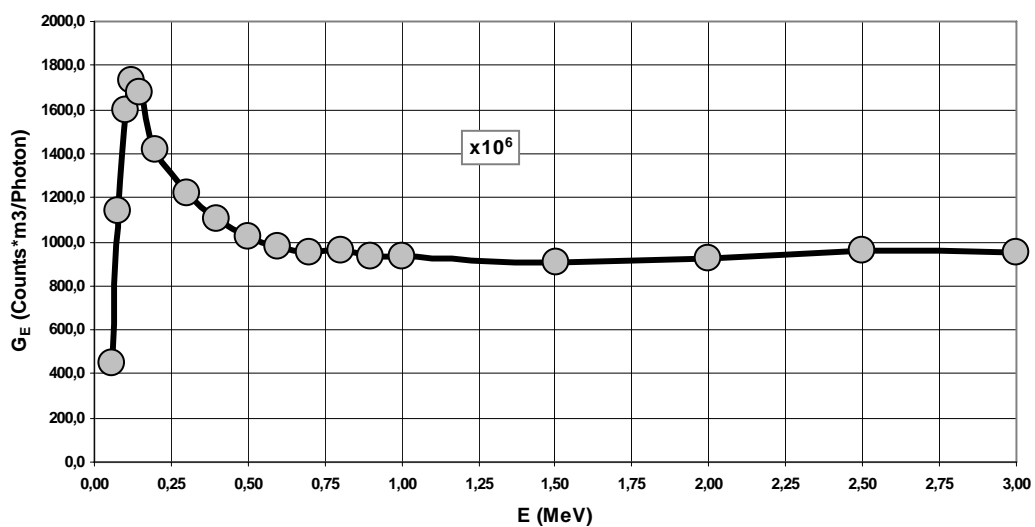


Рис. 3. Расчетная зависимость эффективности спектрометра в водонепроницаемой оболочке в водной среде в зависимости от энергии гамма-излучения

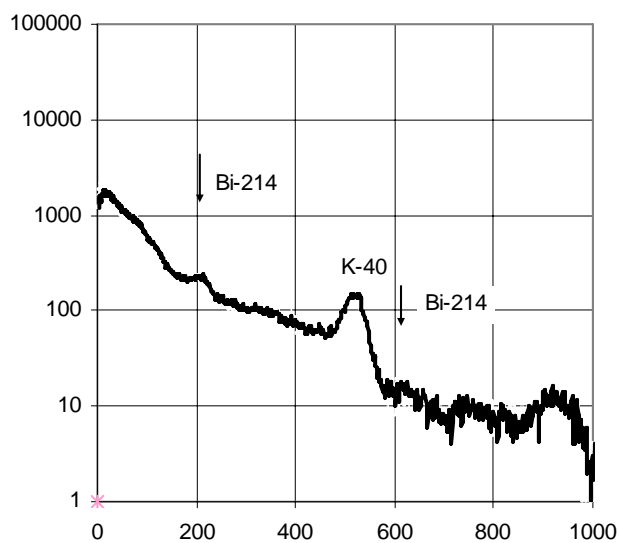


Рис. 4. Экспериментальный спектр на испытаниях спектрометра в северной части Адриатического моря



Рис. 5. Извлечение спектрометра после глубоководной долговременной миссии

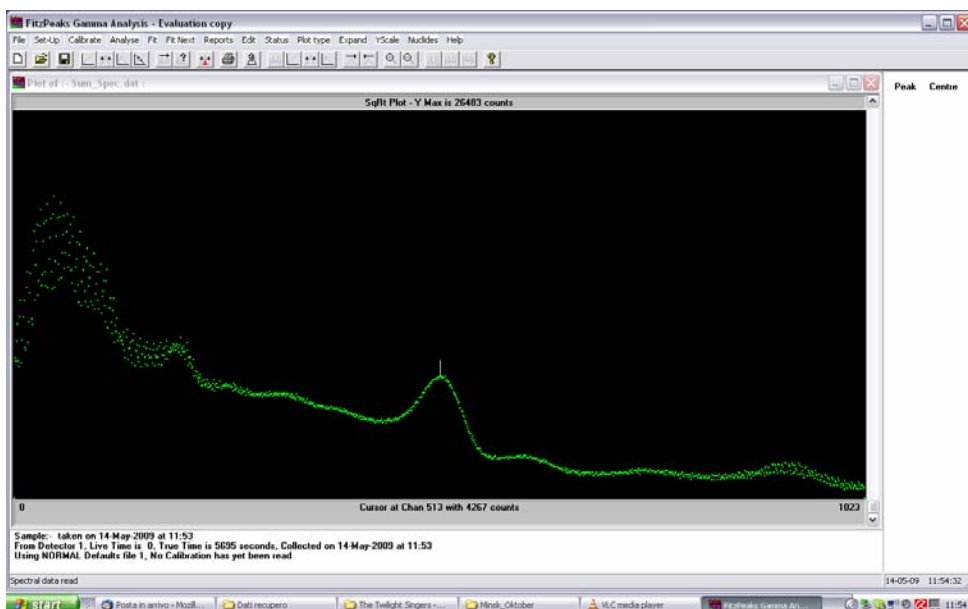


Рис. 6. Образец гамма-спектра естественной радиоактивности средиземноморской воды на большой глубине в районе Сицилии

Обработка спектра, приведенного на рис. 4, специальной программой анализа спектров, разработанной для обеспечения работы подводного спектрометра, дает следующие значения для удельных активностей, Бк/дм³:

- 9.8 – ⁴⁰K;
- 1.4 – ²²²Rn;
- 0.21 – ²³²Th.

В ходе выполнения морских испытаний на глубине погружения спектрометра была отобрана проба воды. Результат лабораторного анализа пробы морской воды (БелГИМ, протокол № 217 от 31.03.2008), Бк/кг:

- 10.6 ± 4.3 – ^{40}K (гамма-спектрометрия);
- 0.65 ± 0.25 – ^{232}Th (гамма-спектрометрия).

Приведенные результаты подтверждают работоспособность созданного подводного спектрометра. Однако для выяснения его эксплуатационных характеристик при регистрации изотопов рядов ^{238}U и ^{232}Th требуются дополнительные натурные и лабораторные исследования.

В период с 4 ноября 2008 г. по 11 мая 2009 г. гамма-спектрометр находился на глубоководных измерениях в Средиземном море (рис. 5). За время работы в памяти спектрометра был накоплен 751 спектр. Это означает, что он отработал весь срок без сбоев и пропусков данных. Образец гамма-спектра при глубоководном расположении спектрометра показан на рис. 6. Детальный анализ полученных данных будет опубликован позже.

UNDERWATER SPECTROMETER FOR MONITORING SYSTEM OF KM3NET NEUTRINO TELESCOPE

G. Etiop^{*}, S. I. Agafonov, A. A. Grubich, A. S. Lobko, A. I. Laptev^{},
A. R. Lopatik, S. A. Kuten, A. A. Khruschinsky**

Underwater scintillation gamma-spectrometer to monitor activity of K-40 and some other nuclides in seawater was developed in the INP on the request of National Institute for Geophysics and Vulcanology (Italy) and tested in laboratory and real sea conditions. The spectrometer is intended to monitor natural radio-activity background near the sea-bed at the site of KM3Net neutrino telescope deployment in the Mediterranean. Comparison of the K-40 spectrometer measurement results aquired in the Adriatic Sea with independent laboratory (Belarus State Institute for Metrology) measurement results of the water samples taken during the spectrometer immersion shows very good agreement.

* Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia (Rome, Italy).

** Company "TIMET", Minsk.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ	
<i>Барышевский В. Г., Ровба А. А.</i> Двухлучепреломление и спиновый дихроизм дейтронов в нуклонной мишени в области энергий 5–20 МэВ.....	8
<i>Барышевский В. Г., Ширвель А. Р.</i> Осцилляции спина и спиновый дихроизм дейтронов, вращающихся в накопительном кольце.....	18
<i>Силенко А. Я.</i> Тензорная электрическая поляризуемость дейтрона в экспериментах в накопительных кольцах.....	25
<i>Силенко А. Я.</i> Динамика спина в экспериментах по поиску электрических дипольных моментов частиц, проводимых в накопительных кольцах.....	47
<i>Барышевский В. Г., Черкас С. Л.</i> Чувствительность нейтронного кристалл-дифракционного эксперимента к электрическому дипольному моменту нейтрона и P-, T-нечетным ядерным силам.....	71
<i>Барышевский В. Г., Черкас С. Л., Мацукевич Д. Н.</i> Использование лазера, помещенного в аксиальное электрическое поле, для поиска нарушения P-, T-инвариантности.....	79
<i>Тихомиров В. В., Мальшиц В. В., Сягло С. Э., Целков Ю. А.</i> О возможностях исследования начальной стадии эволюции Вселенной.....	96
<i>Веренич К. А., Калашиников В. Л., Черкас С. Л.</i> Квантовая механика замкнутой коллапсирующей Вселенной.....	111
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА ЧАСТИЦ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	
<i>Коржик М. В., Качанов В. А., Анненков А. Н., Мисевич О. В., Федоров А. А.</i> Сцинтилляционные кристаллы вольфрамата свинца для точной электромагнитной калориметрии на ускорителях с высокой светимостью.....	118
<i>Дорменев В. И., Дробышев Г. Ю., Коржик М. В., Мисевич О. В.</i> Электромагнитный калориметр на основе кристаллов вольфрамата свинца для эксперимента PANDA (GSI, Германия).....	127
<i>Дробышев Г. Ю., Борисевич А. Е., Войтик О. Л., Делендик К. И.</i> Источник позитрониев на основе анодного оксида алюминия для эксперимента по измерению массы антиводорода.....	132
<i>Дробышев Г. Ю., Борисевич А. Е., Дорменев В. И., Коржик М. В., Корнеев А. Е., Мечинский В. А.</i> Применение кристаллов PWO в компенсированных гибридных калориметрах для экспериментальной физики высоких энергий.....	140
<i>Гниненко С. Н., Дробышев Г. Ю., Кирсанов М. М., Корнеев А. Е., Красников Н. В., Матвеев В. А.</i> Поиск тяжелого нейтрино в эксперименте CMS на LHC.....	151
<i>Барышевский В. Г., Батраков К. Г., Грубич А. О., Гуринович А. А., Лобко А. С., Ровба А. А., Сафронов П. Ф., Столярский В. И., Тарнопольский Б. А., Ульяенков А. П., Феранчук И. Д.</i> Когерентное тормозное и параметрическое рентгеновское излучение нерелятивистских электронов (КТПРИ).....	156
<i>Етиоре Г., Агафонов С. И., Грубич А. О., Лобко А. С., Лаптев А. И., Лопатик А. Р., Кутень С. А., Хрущинский А. А.</i> Подводный спектрометр для системы мониторинга нейтринного телескопа KM3NeT.....	175
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НАНОСТРУКТУР	
<i>Максименко С. А., Слепян Г. Я., Батраков К. Г., Кужир П. П., Мадьяров А. В., Немиленцев А. М., Хрущинский А. А., Шуба М. В.</i> Электромагнитные волны в наноструктурах.....	180

<i>Бондарев И. В.</i> Квантово-электродинамические явления в атомно-допированных углеродных нанотрубках	213
<i>Хрущинский А. А., Пушкарчук А. Л., Кутень С. А., Килин С. Я., Низовцев А. П.</i> Исследование механических параметров уединенных углеродных нанотрубок методами молекулярной динамики.....	228
<i>Мадьяров А. В.</i> Процессы взаимодействия квантовой точки с электромагнитными полями.....	239
<i>Немиленцев А. М.</i> Плотность фотонных состояний вблизи однослойной углеродной нанотрубки конечной длины.....	247

ПРИКЛАДНАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

<i>Барышевский В. Г., Белоус Н. А., Гуринович А. А., Евдокимов В. А., Лобко А. С., Молчанов П. В., Оськин А. В., Столярский В. И.</i> Экспериментальное исследование объемного лазера на свободных электронах с сеточным резонатором.....	251
<i>Барышевский В. Г., Гуринович А. А.</i> Электродинамические свойства объемного лазера на свободных электронах с сеточным резонатором с переменными параметрами	261
<i>Сытова С. Н.</i> Первые шаги в исследовании хаотической динамики объемных лазеров на свободных электронах.....	270
<i>Карпович В. А., Слепян Г. Я., Родионова В. Н., Волынец Г. И., Савук А. А., Танана О. В., Гринчук И. А.</i> Электродинамика специальных высокочастотных резонансных систем и микроволновые технологии.....	290

МАГНИТНАЯ КУМУЛЯЦИЯ ЭНЕРГИИ

<i>Барышевский В. Г., Гуринович А. А.</i> Влияние радиационных потерь на процесс излучения в системе «взрывомагнитный генератор – емкостная нагрузка»	321
<i>Сытова С. Н., Тихомиров В. В., Черкас С. Л.</i> Одномерная и двумерная модели спирального магнитокумулятивного генератора: численный анализ и сравнение с экспериментом.....	327

МЕТОДЫ АНАЛИЗА СОСТАВА ВЕЩЕСТВА

<i>Дойников А. А.</i> Пространственно-временная динамика микропузырьковых контрастных агентов в ультразвуковых полях.....	336
<i>Shekhtman A.</i> Protein chemical ligation as an invaluable tool for structural NMR.....	353
<i>Кутень С. А., Хрущинский А. А., Миненко В. Ф., Кухта Т. С.</i> Использование Монте-Карло моделирования для оценки дозовых нагрузок на органы и ткани пациента во время рентгенологических исследований.....	359
<i>Иванов В. И., Лазарчик А. Н.</i> Концепция, задачи и результаты создаваемой сети компьютерного цитогенетического мониторинга населения Республики Беларусь в постчернобыльский период	379
<i>Черепица С. В., Бычков С. М., Коваленко А. Н., Мазаник А. Л., Макоед Н. М., Гремяко Н. Н., Кузменков Д. Е., Лучинина Я. Л.</i> Определение инспектируемых параметров дизельного топлива методом газовой хроматографии.....	392
<i>Черепица С. В., Бычков С. М., Коваленко А. Н., Мазаник А. Л., Селемина Н. М., Серединская О. Б.</i> Использование этанола в качестве внутреннего стандарта при газохроматографическом количественном определении содержания токсичных микропримесей в водке и спирте этиловом. От идеи до внедрения в повседневную практику.....	402

CONTENTS

INTRODUCTION.....	5
FUNDAMENTAL PROBLEMS OF NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS	
<i>Baryshevsky V. G., Rouba A. A.</i> Birefringence and spin dichroism for deuterons with energy 5 – 20 MeV in nucleon target.....	8
<i>Baryshevsky V. G., Shyrvel A. R.</i> Spin oscillations and spin dichroism (the birefringence effect) of deuterons rotating in a storage ring	18
<i>Silenko A. J.</i> Tensor electric polarizability of the deuteron in storage-ring experiments.....	25
<i>Silenko A. J.</i> Spin dynamics in experiments on a search for electric dipole moments of particales, performed in storage rings.....	47
<i>Baryshevsky V. G., Cherkas S. L.</i> Sensitivity of the neutron crystal diffraction experiment to the neutron EDM and to the nuclear P-T-violating forces	71
<i>Baryshevsky V. G., Cherkas S. L. , Matsukevich D. N.</i> Laser in axial electric field as a tool to search for P-, T- invariance violation.	79
<i>Tikhomirov V. V., Malyshchits V. V., Siahlo S. E., Tsalkou Yu. A.</i> On the possibility of investigation of the first stage of the Universe evolution	96
<i>Verenich K. A., Kalashnikov V. L., Cherkas S. L.</i> Quantum mechanics of a closed collapsing Universe.....	111
EXPERIMENTAL HIGH ENERGY AND PARTICLE PHYSICS	
<i>Korzhik M. V., Kachanov V. A., Annenkov A. N., Missevitch O. V., Fedorov A. A.</i> Lead tungstate scintillation crystals for precise electromagnetic calorimetry on high luminosity accelerators.....	118
<i>Dormenev V. I., Drobychev G. Yu., Korzhik M. V., Missevitch O. V.</i> Electromagnetic calorimeter based on the lead tungstate crystals for the PANDA experiment (GSI, Germany).....	127
<i>Drobychev G. Yu., Borisevich A. E., Voitik O. L., Delendik K. I.</i> Positronium source on a basis of anodic aluminum oxide for the experiment on a anti-hydrogen mass measurements.....	132
<i>Drobychev G. Yu., Borisevich A. E., Dormenev V. I., Korjik M. V., Karneyeu A. E., Mechinsky V. A.</i> Application of PWO crystals for construction of compensated hybrid calorimeters for experimental high energy physics.....	140
<i>Gninenko S. N., Drobychev G. Yu., M. Kirsanov M. M. , Korneev A. E., Krasnikov N. V., Matveev V. A.</i> Search for heavy neutrino on CMS experiment at LHC.....	151
<i>Baryshevsky V. G., Bartrakov K. G., Grubich A. O., Gurinovich A. A., Lobko A. S., Rouba A. A., Safronov P. F., Stolyarsky V. I., Tarnopolsky B. A., Ulyanenko A. P., Feranchuk I. D.</i> Coherent bremsstrahlung and parametric x-rays (CB&PXR) from non-relativistic electrons.....	156
<i>Etiopie G., Agafonov S. I., Grubich A. O., Lobko A. S., Laptev A. I., Lopatik A. R., Kuten S. A., Khruschinsky A. A.</i> Underwater spectrometer for monitoring system of KM3NeT neutrino telescope.....	175
ELECTRODYNAMICS OF NANOSTRUCTURES	
<i>Maksimenco S. A., Slepyan G. Ya., Batrakov K. G., Kuzhir P. P., Magyarov A. V., Nemilentsau A. M., Khrutchinski A. A., Shuba M. V.</i> Electromagnetic waves in nanostrutures.....	180

<i>Bondarev I. V.</i> Quantum electrodynamic phenomena in atomically doped carbon nanotubes.....	213
<i>Khrutchinsky A. A., Pushkarchuk A. L., Kuten S. A., Kilin S. Ja., Nizovtsev A. P.</i> Research of mechanical parameters of individual carbon nanotubes by methods of the molecular dynamic.....	228
<i>Magyarov A. V.</i> The local field influence on signatures of excitonic Rabi oscillations in an isolated quantum dot driven by the coherent light field	239
<i>Nemilentsau A. M.</i> Photonic density of states in the vicinity of the single-wall finite-length CNT	247

APPLIED ELECTRODYNAMICS

<i>Baryshevsky V. G. , Belous N. A., Gurinovich A. A., Evdokimov V. A., Lobko A. S., Molchanov P. V., Oskin A. V., Stolyarsky V. I.</i> Experimental study of a Volume Free Electron Laser with a "grid" resonator.....	251
<i>Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.</i> Electrodynamical properties of a Volume Free Electron Laser with a "grid" resonator with variables parameters.....	261
<i>Sytova S. N.</i> First steps in investigation of chaotic dynamics in Volume Free Electron Laser.....	270
<i>Karpovich V. A., Slepyan G. Ya., Rodionova V. N., Volinets G. I., Savuk A. A., Tanana O. V., Grinchuk I. A.</i> Electrodynamics of special high-quality resonance systems and microwave technologies.....	290

MAGNETIC FIELDS CUMULATION

<i>Baryshevsky V. G., Gurinovich A. A.</i> Influence of radiative losses on the oscillation processes in the circuit "flux compression generator – capacitive load".....	321
<i>Sytova S. N., Tikhomirov V. V., Cherkas S. L.</i> One-dimensional and two-dimensional models of the helical flux compression generator: numerical analysis and comparison with experiment.....	327

METHODS OF MATTER ANALYSIS

<i>Doinikov A. A.</i> Spatio-temporal dynamics of microbubble contrast agents in ultrasound fields.....	336
<i>Shekhtman A.</i> Protein chemical ligation as an invaluable tool for structural NMR.....	353
<i>Kutsen S. A., Khrutchinsky A. A., Minenko V. F., Kuhta T. S.</i> Implementation of Monte carlo simulations for assessment of dose burdens on the tissues and organs of patients during diagnostic x-ray investigations	359
<i>Ivanov V. I., Lazarchik A. N.</i> Conception, tasks and results of constructing computer system of cytogenetic monitoring of population of Republic of Belarus in the postchernobyl period.....	379
<i>Charapitsa S. V., Bychkow S. M., Kavalenka A. M., Mazanik A. L., Makajed M. M., Hremiaka N. N., Kuzmiankou D. E., Luchynina J. L.</i> Determination of the basic inspected diesel fuels parameters by gas chromatograph method.....	392
<i>Charapitsa S. V., Bychkov S. M., Kovalenko A. N., Mazanik A. L., Selezmina N. M., Seredinskaya O. B.</i> The basic component (solvent) as the internal standard in the chromatographic quantity determination of impurities.....	402

Научное издание

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ
2002–2009 гг.**

Сборник научных трудов

В авторской редакции

Технический редактор *Г. М. Романчук*
Корректор *Н. П. Ракицкая*
Компьютерная верстка *С. Н. Сытовой*
Ответственный за выпуск *А. Г. Купцова*

Подписано в печать 22.05.2009. Формат 70×100/16. Бумага офсетная.
Гарнитура Таймс. Печать офсетная. Усл. печ. л. 31,95.
Уч.-изд. л. 25,23. Тираж 200 экз. Зак.

Белорусский государственный университет.
ЛИ № 02330/0494425 от 08.04.2009.
220030, Минск, проспект Независимости, 4.

Отпечатано с оригинала-макета заказчика.
Производственное республиканское унитарное предприятие
«Минсктиппроект».
ЛП № 02330/0494102 от 11.03.2009.
220123, Минск, ул. В. Хоружей, 13/61.