

БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Научно-исследовательское учреждение «Институт ядерных проблем»

На правах рукописи

УДК 539.12.04; 539.12/.17; 538.97-405

**МЕЧИНСКИЙ
Виталий Александрович**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ КАЛОРИМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ ТЯЖЕЛЫХ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ В ПОЛЯХ ИНТЕНСИВНЫХ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

**Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

по специальности 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

Научный руководитель

**Доктор физико-математических
наук Коржик М. В.**

Минск, 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ	7
Связь работы с крупными научными программами и темами	7
Цель и задачи исследования	8
Положения, выносимые на защиту	9
Личный вклад соискателя	9
Опубликованность результатов диссертации	10
Структура и объем диссертации	10
ГЛАВА 1 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КАЛОРИМЕТРЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ..	12
1.1 Электромагнитные калориметры	12
1.2 Электромагнитный калориметр детектора CMS на ускорителе LHC	20
1.3 Радиационная нагрузка в области электромагнитного калориметра CMS в различных режимах работы LHC	24
1.4 Образцы исследованных сцинтилляционных кристаллов и измерительное оборудование	29
ГЛАВА 2 РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ ТЯЖЁЛЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПАРАМЕТРЫ ГОМОГЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАЛОРИМЕТРОВ НА ИХ ОСНОВЕ	36
2.1 Эффекты повреждения кристаллических соединений электромагнитной и адронной компонентами ионизирующего излучения	36
2.2 Повреждение оптического пропускания элементов электромагнитного калориметра адронной компонентой ионизирующего излучения	41
2.3 Нелинейность отклика в калориметрах со сцинтилляционными кристаллами с повреждённым пропусканием	53
2.3.1 Изменение продольного профиля электромагнитного ливня в тяжёлых сцинтилляторах при увеличении энергии первичных частиц	53
2.3.2 Возникновение нелинейности отклика в повреждённом кристалле	54
2.4 Выводы по главе 2	56
ГЛАВА 3 СТИМУЛЯЦИЯ РЕЛАКСАЦИИ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ, ОБРАЗОВАННЫХ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ И АДРОНАМИ В КРИСТАЛЛАХ ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА ..	59
3.1 Замедление восстановления оптического пропускания с понижением температуры ..	59
3.2 Стимуляция восстановления оптического пропускания при облучении оптическим излучением	68
3.3 Стимулированное восстановление оптического пропускания кристаллов $PbWO_4$, облученных адронами	74
3.4 Выводы по главе 3	85
ГЛАВА 4 ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ СРЕДНЕПЛОТНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ КАК ОСНОВЫ БУДУЩИХ КАЛОРИМЕТРОВ....	87
4.1 Изменение оптического пропускания отдельных среднеплотных кристаллических материалов при гамма- и адронном облучении	87
4.2 Источники паразитных шумов детектирующих модулей электромагнитных калориметров на основе лютеций- и иттрий-содержащих сцинтилляторов	92
4.2.1 Фосфоресценция лютециевых ортосиликатов	92
4.2.2 Нарботка радиоактивных изотопов в лютециевых и иттриевых ортосиликатах при облучении адронами высоких энергий	97
4.2.3 Нарботка радиоактивных изотопов в конструкционных материалах ячеек калориметра	98

4.3	Влияние эффектов фосфоресценции и радиолюминесценции лютециевых и иттриевых ортосиликатов на временное разрешение калориметра.....	100
4.4	Рекомендации по выбору сцинтилляционных материалов для электромагнитных калориметров с точки зрения их радиационной стойкости.....	103
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....		107
	Основные научные результаты диссертации.....	107
	Рекомендации по практическому использованию результатов	108
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....		109
	Список использованных источников	109
	Список публикаций соискателя.....	115

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

SM –	стандартная модель физики элементарных частиц
CERN –	Европейская лаборатория ядерных исследований, г. Женева (Швейцария)
LHC –	Large Hadron Collider, Большой адронный коллайдер, ускоритель CERN
ATLAS –	A Toroidal LHC ApparatuS, детектор на ускорителе LHC (CERN, Швейцария)
CMS –	Compact Muon Solenoid, Компактный Мюонный Соленоид, детектор на ускорителе LHC
PWO –	сцинтилляционный кристалл вольфрамата свинца, $PbWO_4$
ECAL –	Electromagnetic Calorimeter, электромагнитный калориметр детектора CMS на ускорителе LHC
FC –	Forward Calorimeter, Передний Калориметр ECAL детектора CMS на ускорителе LHC
BSO –	сцинтилляционный кристалл $Bi_4Si_3O_{12}:Ce$
DSB –	сцинтилляционное стекло на основе дисиликата бария $BaO \cdot 2SiO_2:Ce$
LuAG –	сцинтилляционный кристалл лютеций-алюминиевого граната $Lu_3Al_5O_{12}:Ce$
YAG –	сцинтилляционный кристалл иттрий-алюминиевого граната $Y_3Al_5O_{12}:Ce$
YSO –	сцинтилляционный кристалл иттриевого орто-силиката $Y_2SiO_5:Ce$
LSO –	сцинтилляционный кристалл лютециевого орто-силиката $Lu_2SiO_5:Ce$
GSO –	сцинтилляционный кристалл гадолиниевого орто-силиката $Gd_2SiO_5:Ce$
PS –	протонный синхротрон, ускоритель в CERN (Швейцария)
X_0 –	радиационная длина
R_M –	радиус Мольера
η –	псевдобыстрота
APD –	avalanche photodiode, лавинный фотодиод

ВВЕДЕНИЕ

Калориметрические методы измерения энергии частиц высоких энергий в настоящее время получили широкое распространение в экспериментальной физике. Свою историю данный тип детекторов частиц ведёт от экспериментальных исследований космических лучей, идея изобретения и создания принадлежит Н. Л. Григорову, В. С. Мурзину и И. Д. Раппопорту из Московского государственного университета [1, с. 47]. В июле 1957 г. в горах Восточного Памира заработал первый в мире ионизационный калориметр [2, с. 58], который получил своё название по аналогичному принципу действия из теплофизики. Успешная апробация основных принципов детектирования и результаты по регистрации частиц высоких энергий, полученные на новом типе устройств, привели к созданию калориметров космического базирования – были созданы искусственные спутники Земли серии «ПРОТОН», которые значительно расширили представления о физике космических лучей [3]. Начиная с 70-х гг. XX в. калориметры начали широко использоваться в экспериментах на ускорителях элементарных частиц.

Перед экспериментами на крупнейшем в мире ускорителе элементарных частиц LHC (Large Hadron Collider, Большой Адронный Коллайдер, CERN, Швейцария) [4] ставилась задача поиска бозона, предсказанного Питером Хиггсом, в диапазоне масс от 100 ГэВ и выше. Результатом работы ускорителя LHC на протяжении последних нескольких лет стало открытие частицы с энергией вблизи 125 ГэВ, соответствующей такому бозону [5]. Это открытие, имеющее принципиальное значение для развития фундаментальных исследований в области физики частиц высоких энергий, было сделано на детекторах CMS (Compact Muon Solenoid – Компактный Мюонный Соленоид) и ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), установленных на ускорителе LHC. Вместе с тем, на момент открытия бозона в 2013 г. ускоритель LHC ещё не вышел на номинальную энергию сталкивающихся протонов в 14 ТэВ и светимость коллайдера 10^{34} см⁻²с⁻¹. Дальнейшее увеличение светимости является необходимым условием для улучшения энергетического разрешения и повышения статистической достоверности фиксируемых взаимодействий за минимально возможное время. Примером может служить открытие редкого распада B_s -мезона на два мюона [6]. Полученные экспериментальные значения вероятности распада B_s -мезона подтвердили предсказания стандартной модели. Вместе с тем, помимо проверки предсказаний СМ, эксперименты в области энергий более 1 ТэВ позволяют проводить поиски возможных расширений за границы СМ.

Из 6 экспериментальных установок, работающих на кольце LHC, два детектора – CMS [7] и ALICE (A Large Ion Collider Experiment – эксперимент по столкновению тяжёлых ионов) [8] для измерения электромагнитной составляющей продуктов взаимодействия – используют гомогенные электромагнитные калориметры на основе сцинтилляционных кристаллов вольфрамата свинца $PbWO_4$ (PWO) [9], разработанных сотрудниками НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета.

Важность прецизионной электромагнитной калориметрии с использованием кристаллов PWO подтверждена решающим вкладом в открытие бозона Хиггса по моде распада $H \rightarrow \gamma\gamma$ в эксперименте CMS. В настоящее время PWO является наиболее широко используемым сцинтиллятором для калориметров в физике высоких энергий. К 2025 г. на ускорителе LHC планируется увеличение светимости коллайдера протонов высоких энергий до $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [10, с. 13], что значительно увеличит радиационную нагрузку как на конструкционные материалы калориметрических сборок электромагнитного калориметра ECAL CMS, так и на сами кристаллы PWO, составляющие его основу. В таком режиме работы радиационная нагрузка особенно возрастет в припучковой области детектора с параметром псевдобыстроты $\eta > 1,5$. Поэтому оптическое пропускание кристаллов детекторных модулей, расположенных в этой области калориметра, претерпевает значительное повреждение, что приводит к снижению отклика детектора и ухудшению энергетического разрешения и, как следствие, ухудшению разрешения по массам, а также появлению нелинейности отклика детектора. Таким образом, актуальными становятся: оптимизация работы калориметра в условиях высоких радиационных нагрузок, поиск механизмов восстановления оптического пропускания кристаллов PWO без извлечения из калориметра, либо выбор новых материалов и их компоновки в структуре калориметра.

Решение указанных задач легло в основу диссертационной работы.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Связь работы с крупными научными программами и темами

В основу диссертации легли исследования, выполненные в 2009-2015 годах в соответствии с утверждёнными планами научных работ НИУ «Институт ядерных проблем» Белорусского государственного университета.

Тема диссертации соответствует следующим приоритетным направлениям фундаментальных и прикладных научных исследований Республики Беларусь:

- физика фундаментальных взаимодействий, высоких энергий и экстремальных состояний вещества, плазма и ее применение, плазменно-пучковые технологии;
- ядерно- и электрофизические методы и технологии в научных исследованиях, промышленности, здравоохранении и сельском хозяйстве;

а также приоритетному направлению научно-технической деятельности Республики Беларусь (Указ Президента Республики Беларусь от 22 июля 2010 г. № 378):

- новые материалы.

Диссертационная работа выполнялась в рамках НИР «Применение кристаллов вольфрамата свинца в комбинированных сцинтилляционных/черенковских детекторах компенсированного калориметра для физики высоких энергий» (№ гос. рег. 20061133); НИР «Электромагнитная калориметрия в эксперименте CMS на LHC» (№ гос. рег. 20062607); задания № 23 «Электромагнитная калориметрия в эксперименте CMS на LHC» (№ гос. рег. 20062607) государственной программы научных исследований на 2006–2010 гг. «Решение проблем физики полей, частиц и ядер на основе развития эксперимента и теории фундаментальных взаимодействий и методов моделирования физических процессов и систем»; НИР «Сцинтилляции в кислородных и галоидных кристаллических соединениях при сверхнизких температурах» (№ гос. рег. 20091339); НИР «Электромагнитная и адронная калориметрия в экспериментах на коллайдерах нового поколения LHC, ILC, FAIR» (№ гос. рег. 20113073) государственной программы научных исследований «Конвергенция»; гранта Белорусского фонда фундаментальных исследований для молодых учёных №Ф12МВ-017 «Исследование процессов повышения радиационной стойкости тяжёлых сцинтилляционных кристаллов под воздействием адронного излучения высокой интенсивности» (№ гос. рег. 20122706, 2012-2014 годы); темы 02-0-1083-2009/2016 «CMS. Компактный мюонный соленоид на LHC» в рамках проблемно-тематического плана НИР и международного сотрудничества на 2009-2016 гг., выполняемого совместно с лабораторией физики частиц ОИЯИ (Дубна, Россия); задания 2.2.14 «Исследование закономерностей дефектообразования в кристаллических материалах под действием гамма квантов и частиц высоких энергий» (№ гос. рег. 20140529) государственной программы научных исследований «Электроника и фотоника»; задания 2.2.6 «Калориметрия в экспериментах на

ЛНС с повышенной светимостью» (№ гос. рег. 20140531) государственной программы научных исследований «Конвергенция»; темы №02-0-1083-2009/2013 «CMS. Компактный мюонный соленоид на ЛНС» в рамках проблемно-тематического плана НИР и международного сотрудничества на 2009-2013 гг., выполненного совместно с лабораторией физики частиц ОИЯИ (Дубна, Россия).

Цель и задачи исследования

Цель работы – определение влияния эффектов радиационного повреждения сцинтилляционных кристаллов, которые применяются и планируются к применению в электромагнитных калориметрах в условиях облучения гамма-излучением и протонами высоких энергий, на параметры детекторов каскадных ливней. Для достижения цели решались следующие **задачи**:

1. Исследовались эффекты повреждения кристаллов вольфрамата свинца $PbWO_4$ адронной компонентой ионизирующего излучения и определить предел радиационных нагрузок для кристаллов при их использовании в эксперименте CMS.
2. Изучались эффекты отклика детекторных модулей $PbWO_4$, расположенных в области электромагнитного калориметра ECAL CMS с псевдобыстротой $\eta > 1,5$ при повреждении их оптического пропускания адронной компонентой ионизирующего излучения.
3. Исследовать влияние планируемого снижения рабочей температуры электромагнитного калориметра ECAL CMS на ускорителе ЛНС с $18^\circ C$ до $10^\circ C$ на кинетику релаксации центров окраски кристаллов $PbWO_4$ для области калориметра со значениями параметра псевдобыстроты $\eta \leq 1,5$.
4. Изучались дистанционные методы восстановления оптического пропускания кристаллов $PbWO_4$ на основе оптического облучения и низкотемпературного отжига.
5. Исследовать эффекты повреждения протонами высоких энергий в сцинтилляционных материалах, перспективных для применения в торцевых зонах электромагнитного калориметра ECAL экспериментальной установки CMS.

Объект исследования: сцинтилляционные кристаллы вольфрамата свинца, лутециевых и иттриевых ортосиликатов и иттриевых гранатов.

Предмет исследования: динамика спектроскопических и сцинтилляционных характеристик кристаллов вольфрамата свинца, лутециевых и иттриевых ортосиликатов в условиях функционирования в интенсивных радиационных полях.

Научная новизна

Результаты, полученные в работе, содержат новую экспериментальную информацию о повреждении кристаллов вольфрамата свинца под воздействием потока протонов высоких энергий и его влиянии на параметры детекторных ячеек. В работе предложен и экспериментально обоснован метод восстановления оптического пропускания за счёт комбинированного воздействия на кристаллы PWO оптического излучения и низкотемпературного отжига. Проведено исследование радиационной стойкости кристаллов PWO, BSO ($\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}:\text{Ce}$), LSO ($\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$), YSO ($\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$), YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$), GSO ($\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$) и проанализированы перспективы их использования в калориметрии высоких энергий при высоких значениях светимости пучка ускорителя.

Положения, выносимые на защиту

1. Экспериментальное обнаружение ухудшения оптического пропускания тяжёлых кристаллов за счёт образования кластеров точечных дефектов при их облучении потоком протонов высоких энергий, которое приводит к снижению выхода сцинтилляций и черенковского излучения и накладывает ограничение на применение гомогенных детекторных модулей на коллайдерах с высокой светимостью.
2. Теоретическое предсказание и экспериментальное подтверждение нелинейности отклика и ухудшения энергетического разрешения калориметра из гомогенных детекторных модулей на основе сцинтилляционных кристаллов вольфрамата свинца при их повреждении протонами высоких энергий с флюенсом, соответствующим уровню LHC с высокой светимостью.
3. Экспериментальное подтверждение наибольшего уменьшения уровня наведенного поглощения в спектральной полосе сцинтилляций кристаллов вольфрамата свинца, облученных протонами высоких энергий с флюенсом, соответствующим уровню LHC с высокой светимостью, путём стимуляции релаксации центров окраски комбинацией оптического облучения и низкотемпературного отжига.
4. Экспериментальное обнаружение повышенной радиационной стойкости сцинтилляционных кристаллов, активированных церием и содержащих химические элементы с атомными номерами меньшими 60, к облучению протонами высоких энергий.

Личный вклад соискателя

Соискателем был выполнен анализ состава радиоизотопов, индуцированных протонами высоких энергий в объёме сцинтилляторов и конструкционных элементах калориметрических сборок; проведены испытания детекторных свойств поврежденных и неповреждённых кристаллов на пучке ускорителя SPS (CERN, Швейцария), исследованы процессы фосфоресценции и фоновой радиолуминесценции, оценена интенсивность шумового оптического излучения от этих процессов; исследованы механизмы повреждения

оптического пропускания кристаллов PWO, BSO, LSO, PbF₂, YAG и выявлена закономерность его радиационного повреждения; выполнен комплекс работ по оценке возможности снижения температуры цилиндрической части ECAL CMS; при участии соискателя было исследовано стимулированное восстановление оптического пропускания кристаллов PWO, подвергшихся облучению протонами и гамма-квантами.

Научный руководитель д.ф.-м.н. Коржик М.В. принимал участие в формулировании направления исследований, формировании задач исследований. А. Синьговский, E. Auffray, M. Lucchini, O.B. Мисевич, А.А. Фёдоров, K. Pauwels, A. Benaglia, И. Тарасов, S. Zahid, S. Jain, Н. Голубев, А. Долгополов, D. Cockerill, F. Cavallari принимали участие в обеспечении облучения кристаллов на ускорителе PS (CERN) и проведении измерений на пучке электронов ускорителя SPS в экспериментальной зоне “Н4”. А.Е. Борисевич и Д.Ю. Козлов принимали участие в проведении измерений сцинтилляционных параметров кристаллов. В.И. Дорменев, З.В. Новотный, Т. Куске принимали участие в экспериментах по облучению образцов кристаллов на протонном ускорителе с энергией 150 МэВ в KWI (г. Гронинген, Нидерланды).

Апробация результатов диссертации

Изложенные в настоящей диссертации результаты исследований были представлены на пяти международных конференциях: 12th International Conference on Inorganic Scintillators and their Applications (SCINT 2013, Шанхай, Китай, 2013 г.), 10th International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications (SCINT 2011, Гиссен, Германия, 2011 г.), 2014 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2014 NSS/MIC, Сиэтл, США, 2014 г.), 2013 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (2013 NSS/MIC, Сеул, Южная Корея, 2013 г.), IV Международная конференция «Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии» (ИСМАРТ 2014, Минск, Беларусь), на двух рабочих совещаниях коллаборации CMS: Minsk Workshop (июнь 2010 г.), CMS WEEK (декабрь 2013 г.).

Опубликованность результатов диссертации

Результаты, полученные соискателем в соавторстве с другими членами научного коллектива, опубликованы в 1 сборнике научных конференций, тринадцать работ опубликованы в реферируемых журналах. Общий объем опубликованного материала составляет 10,5 авторского листа, из них в реферируемых изданиях – 5,5 авторского листа и 5,0 авторского листа – остальные публикации.

Структура и объем диссертации

Диссертация написана на русском языке, включает в себя оглавление, введение, общую характеристику работы, четыре главы (включая разделы и подразделы), заключение, библиографический список и приложения. Полный

объем диссертации составляет 118 страниц, включая 75 рисунков на 37 страницах, 12 таблиц на 5 страницах.

Библиографический список включает 97 использованных источников на 8 страницах и 18 публикаций соискателя на 4 страницах.

ГЛАВА 1 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КАЛОРИМЕТРЫ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1.1 Электромагнитные калориметры

По мере совершенствования калориметрической техники в физике высоких энергий произошло разделение калориметров по классам использования. Современная классификация по виду детектируемых частиц разделяет калориметры на *электромагнитные* (используются для детектирования в основном электронов/позитронов и гамма-квантов за счёт их электромагнитных взаимодействий со средой калориметра, т.е. за счёт процессов рождения e^-e^+ -пар и тормозного излучения) и *адронные* (используются для детектирования адронов за счёт их сильных и электромагнитных взаимодействий). Каждый из двух указанных типов калориметров могут быть *гомогенными* (состоят из одного типа материала, который является как поглотителем, так и детектором) и *гетерогенными* (состоят из чередующихся слоёв поглотителя, являющегося инициатором развития лавины частиц и поглотителем основной части энергии первоначальной частицы, и собственно детектирующих слоёв). Причин, по которым калориметры нашли широкое применение в современной экспериментальной физике высоких энергий, несколько, среди которых [11, с. 4]:

- Энергетическое разрешение $\frac{\sigma_{E_0}}{E_0}$ калориметров обратно пропорционально корню квадратному из энергии E_0 регистрируемой частицы: $\frac{\sigma_{E_0}}{E_0} \sim \frac{1}{\sqrt{E_0}}$, что делает калориметры удобными для исследования частиц высоких энергий.
- Калориметры, в отличие от большинства обычных детекторов частиц, чувствительны как к заряженным, так и к нейтральным частицам.
- Калориметры используются не только для определения энергии частиц, но и для позиционирования первичных и вторичных частиц, определения углов влёта и вылета частиц, времён пролёта, что позволяет идентифицировать типы частиц.

Среди различных методов детектирования энергии в калориметрах в настоящее время наибольшее распространение получили калориметры на основе сцинтилляционных детекторов. Для компактизации электромагнитных калориметров применяют тяжёлые и плотные поглотители (железо, свинец, медь, бронза), либо, в случае гомогенных калориметров, тяжёлые сцинтилляторы.

Описание процесса развития электромагнитного ливня частиц в материале электромагнитного калориметра может быть осуществлено достаточно простыми эмпирическими формулами, т.к. процессы взаимодействия электронов, позитронов и гамма-квантов с веществом весьма точно описываются в рамках квантовой электродинамики (КЭД).

На рисунке 1.1 представлены потери энергии электронов и позитронов в свинце как функция их энергии [12]. Доминирующими процессами взаимодействия при высоких энергиях (более 10 МэВ) для электронов и позитронов является тормозное излучение, а для гамма-квантов – рождение e^-e^+ -пар.

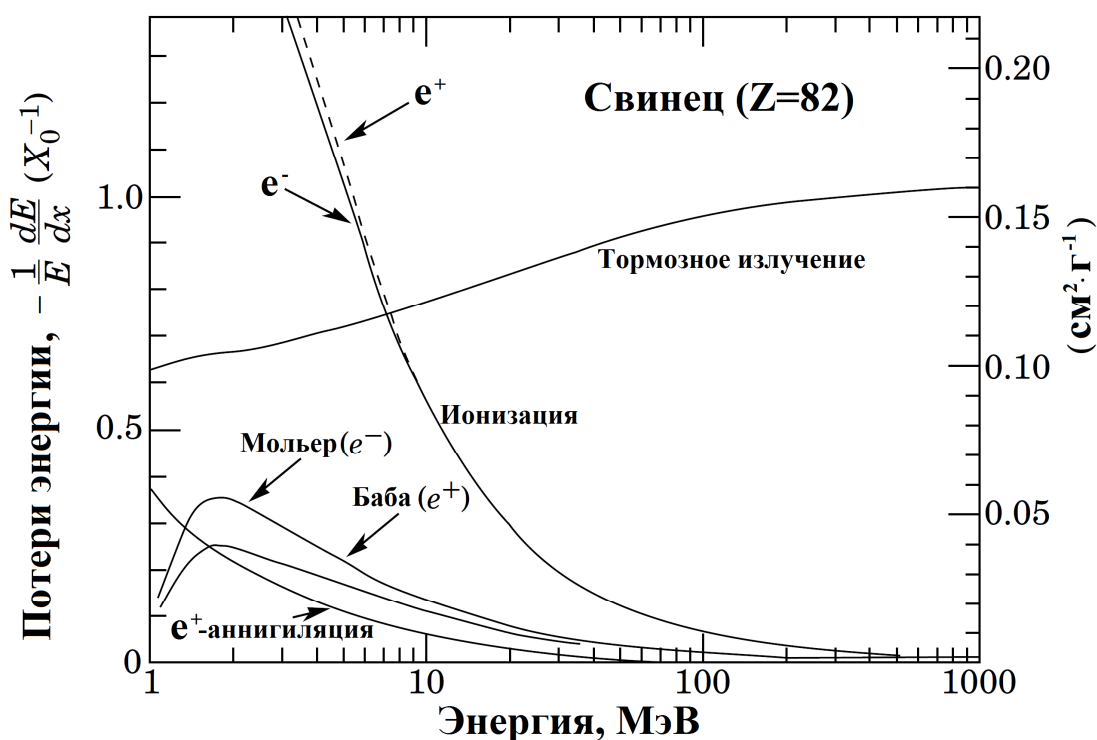


Рисунок 1.1. – Потери энергии на единицу радиационной длины X_0 в свинце для электронов (e^-) и позитронов (e^+) [12]

Вторичные частицы (прежде всего электроны, позитроны и гамма-кванты), имея достаточно высокие энергии, также взаимодействуют с веществом калориметра за счёт указанных процессов, что приводит к инициации развития лавины частиц – образуется **электромагнитный ливень**. Электромагнитный ливень характеризуется некоторыми особенностями, среди которых:

- Энергия взаимодействующей частицы распределяется на большое число вторичных частиц в процессе развития ливня, что способствует полному поглощению всей первичной энергии в глубине материала детектора.
- При развитии электромагнитного ливня определяющими являются потери энергии на ионизацию и излучение: ливень начинает лавинообразно

разрастаться до тех пор, пока потери его энергии на излучения не сравниваются с потерями на ионизацию [11, с. 6]. С началом преобладания ионизационных потерь ливень затухает.

Основными величинами, определяющими свойства электромагнитного ливня, являются следующие.

Продольные и поперечные сечения электромагнитного ливня можно охарактеризовать параметром радиационной длины X_0 , который определяет расстояние, на котором первичная энергия E_0 электронов уменьшается в e раз (e – основание натуральных логарифмов) и определяется выражением [13, с. 273]:

$$X_0 [г \cdot см^{-2}] = \frac{716,4 \cdot A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)}, \quad (1.1)$$

где Z и A – атомный номер и атомный вес поглотителя соответственно. Радиационная длина определяет темп потери энергии электронами за счёт тормозного излучения. Интенсивность гамма-излучения при прохождении слоя вещества также определяется X_0 – она падает в $e \approx 2,72\dots$ раз через каждые $\frac{9}{7} X_0$ [11, с. 7].

Ещё одним важным для эволюции электромагнитного ливня параметром является критическая энергия E_c , при которой потери ливня на тормозное излучение сравниваются с потерями на ионизацию [14, с. 19]:

$$E_{кр} [МэВ] = \frac{610}{Z + 1,24}. \quad (1.2)$$

Рождение электрон-позитронных пар и тормозное излучение играют доминирующую роль в образовании вторичных частиц, но после прохождения максимума, ливень начинает убывать, т.к. энергия расходуется только на ионизацию и комптоновское рассеяние.

Основные характеристики развития электромагнитного ливня могут быть представлены как функции первичной энергии E_0 и критической энергии $E_{кр}$. Продольное распределение потерь энергии можно представить в виде [15, с. 289]:

$$\frac{dE}{dt} = A \cdot s^a \cdot e^{-bs}, \quad (1.3)$$

где $s = x/X_0$ – глубина ливня “ x ” в единицах радиационной длины X_0 , “ a ” и “ b ” – подгоняемые параметры. Для малых глубин ливня t число вторичных частиц возрастает как s^a . Полное число частиц возрастает, пока не достигнет максимального значения, возрастание числа частиц в ливне сопровождается уменьшением их средней энергии [16, с. 218]. После максимума ливня доминируют процессы поглощения, которые описываются экспоненциальной функцией e^{-bs} .

На рисунке 1.2 представлен смоделированный продольный профиль электромагнитного ливня в кристалле PbWO_4 (PWO) от электронов с энергиями 1-1000 ГэВ [11, с. 71].

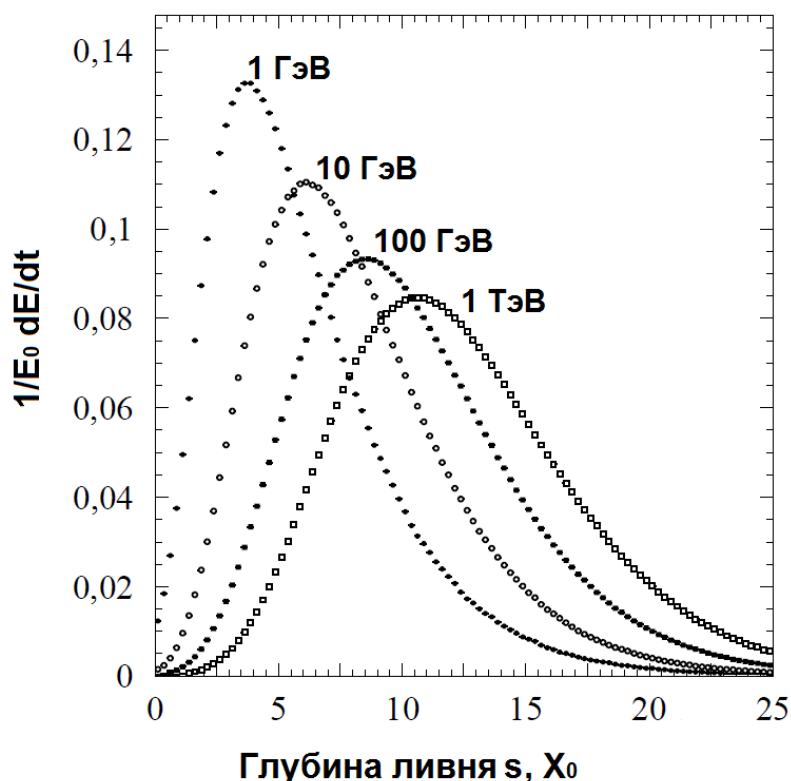


Рисунок 1.2. – Смоделированный продольный профиль электромагнитного ливня в кристалле PWO от электронов 1 ГэВ – 1 ТэВ [11, с. 71]

Положение максимума ливня в продольном профиле, когда число вторичных частиц достигает максимального значения, даётся выражением [17]:

$$s_{\max}[X_0] \approx \ln\left(\frac{E_0}{E_{кр}}\right) + s_p, \quad (1.4)$$

где $s_p = -0,5$ для электронов и $s_p = 0,5$ для гамма-квантов. Длина ливня, на которой содержится 98% всей его энергии, даётся простым выражением, применимым в диапазоне энергий 10-1000 ГэВ [18, с. 287]:

$$s_{98\%}[X_0] \approx s_{\max} + 4\xi, \quad (1.5)$$

где $\xi = 3,4 \pm 0,5 X_0$. Формулы (1.4), (1.5) показывают, что глубина проникновения ливня в калориметр увеличивается с ростом энергии первичных частиц по логарифмическому закону, что позволяет создавать компактные электромагнитные калориметры вплоть до самых высоких энергий, достижимых на современном уровне развития ускорительной техники. При

энергиях электронов до нескольких сотен ГэВ практически вся энергия ливня укладывается в 30 см свинцового поглотителя.

Развитие ливня в поперечном направлении происходит за счёт многократного e^-e^+ -рассеивания, а также из-за того, что гамма-кванты и электроны/позитроны рождаются за счёт изотропных процессов (комptonовское рассеивание, ядерный фотоэффект) и уходят от продольной оси ливня [14, с. 20]. В 60-х гг. XX в. было показано, что поперечный профиль электромагнитного ливня можно охарактеризовать радиусом Мольера R_M [19, с. 207], который рассчитывается из X_0 и $E_{кр}$ [20, с. 596]:

$$R_M [e/cm^2] = X_0 \frac{E_s}{E_{кр}}, \quad (1.6)$$

где энергия рассеяния $E_s = 21$ МэВ. Радиус Мольера R_M показывает среднее отклонение электронов с критической энергией после прохождения одной радиационной длины. В цилиндре с радиусом R_M содержится 90% энергии электромагнитного ливня [11, с. 9], а в цилиндре радиусом $2R_M$ – 95% [17, с.50].

На рисунке 1.3 показаны радиальные профили ливня от электронов с энергией 1 ГэВ в алюминии при различных значениях глубины сечения [18, с. 286].

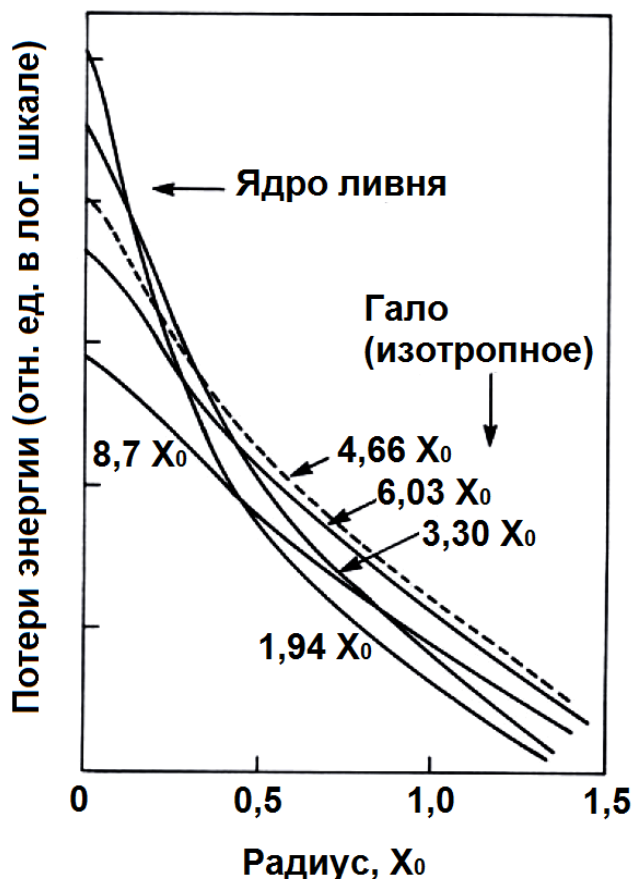


Рисунок 1.3. – Радиальные профили ливня от электронов с энергией 1 ГэВ в алюминии при различных значениях глубины сечения [18, с. 286]

Помимо чётко выраженного ядра ливня наблюдается низкоэнергетичное гало.

Из (1.6) следует, что значение радиуса Мольера для типичных сцинтилляторов, используемых в калориметрии, не превышает нескольких сантиметров, т.е. электромагнитный ливень является довольно узким.

На рисунке 1.4 показано продольное и поперечное развитие ливня, вызванного электроном с энергией 6 ГэВ в свинце [16, с. 222].

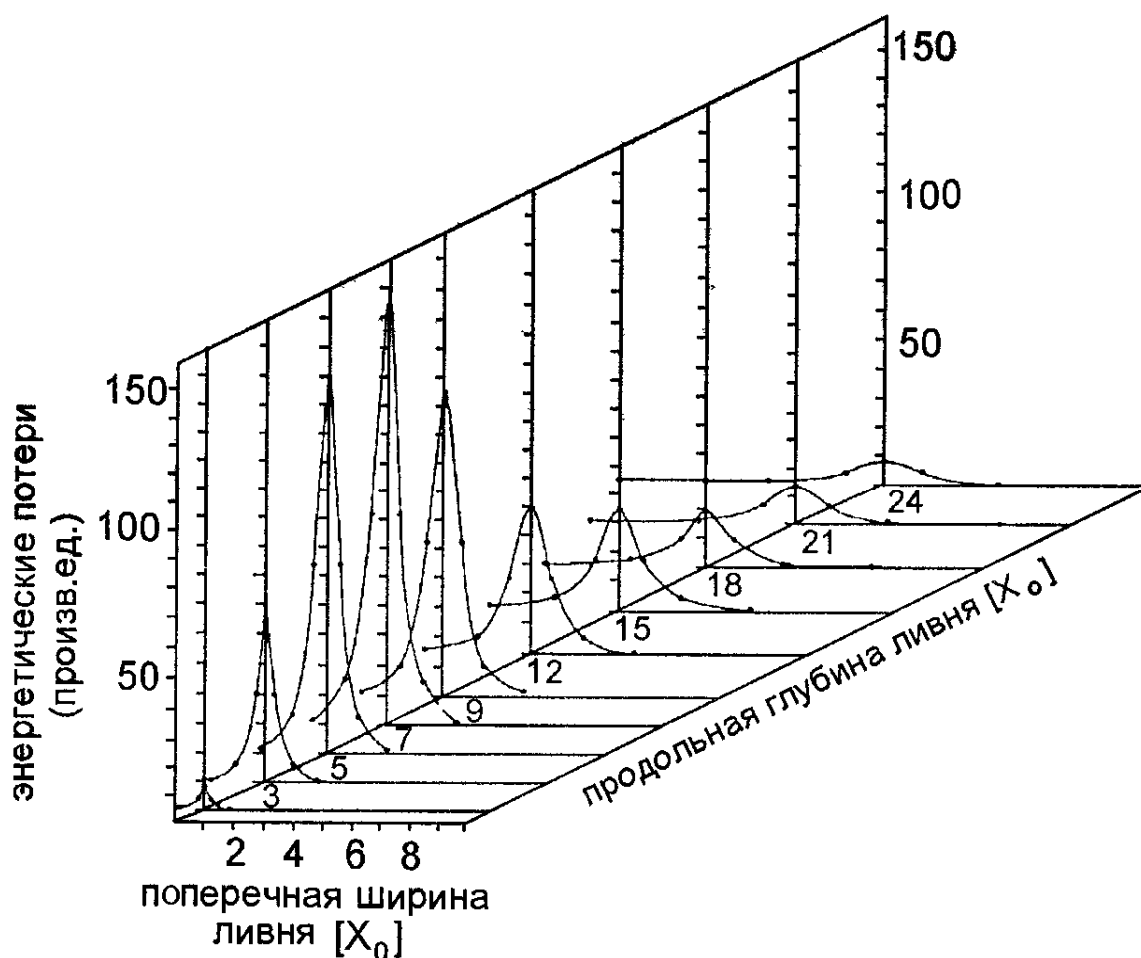


Рисунок 1.4. – Продольное и поперечное развитие ливня, вызванного электроном с энергией 6 ГэВ в свинце [16, с. 222]

Измерение энергии при помощи электромагнитного калориметра основано на принципе пропорциональности между энергией E_{dep} , выделенной в материале детектора заряженными частицами ливня через ионизацию и возбуждение, и энергией E_0 первичных частиц. Если зависимость $E_{\text{dep}}(E_0)$ является линейной, то отклик калориметра будет линейным.

Помимо линейности, калориметр должен обладать как можно большей точностью измерения энергии, т.е. иметь высокое энергетическое разрешение $\frac{\sigma_E}{E}$. Энергетическое разрешение калориметра зависит от случайных флуктуаций, возникающих от различных источников в цепочке вероятностных

процессов высвобождения энергии, при формировании регистрируемого сигнала от калориметра и его обработки. Флуктуации отклика калориметра связаны с энергией частиц и могут быть сгруппированы в три основных компоненты в зависимости от их происхождения [17, с. 50]:

- Стохастический член, который связан с энергией частицы как $\frac{1}{\sqrt{E}}$. Связан с флуктуациями числа частиц ливня, фотостатистики (флуктуации сцинтилляционного и черенковского излучений, а также поглощения, отражения, рассеяния, конверсии в фотоприёмниках и т.д.), длин треков.
- Шумовой член, который связан с энергией частицы как $\frac{1}{E}$. Электронные устройства, используемые для генерации электрических сигналов (фотоприёмники и усилители), характеризуются собственными шумами, которые уменьшают соотношение сигнал/шум, в результате чего энергетическое разрешение калориметра ухудшается.
- Постоянный член, который не зависит от энергии. Связан с нелинейностью отклика калориметра (пространственной и энергетической), наличием утечек частиц из объёма калориметра с ростом энергии первичной частицы (продольные и поперечные утечки) [11, с. 15].

Таким образом, энергетическое разрешение $\frac{\sigma_E}{E}$ электромагнитного калориметра в общем случае может быть представлено в виде:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{\alpha}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{E}\right)^2 + \gamma^2, \quad (1.7)$$

где параметры α , β и γ подлежат определению.

На практике бывает сложно создать калориметр, в котором полностью поглощается энергия первичных частиц – всегда присутствуют утечки энергии, связанные с тем, что часть ливня выходит за пределы объёма калориметра. Утечки бывают поперечные, поперёк основной оси ливня, и продольные. Как отмечалось выше, из (1.6) следует, что поперечные утечки незначительны. Для учёта фактора утечки энергии в энергетическое разрешение калориметра нужно добавить ещё один член [21]:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{leakage}^2 = \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + (\delta \cdot \ln(E[\Gamma \Delta B]))^2, \quad (1.8)$$

вклад которого в энергетическое разрешение возрастает с ростом энергии.

В качестве иллюстрации влияния утечек на рисунке 1.5 показана зависимость энергетического разрешения σ_E/E калориметра CHARМ [22] от продольных и поперечных утечек энергии [23, с. 227].

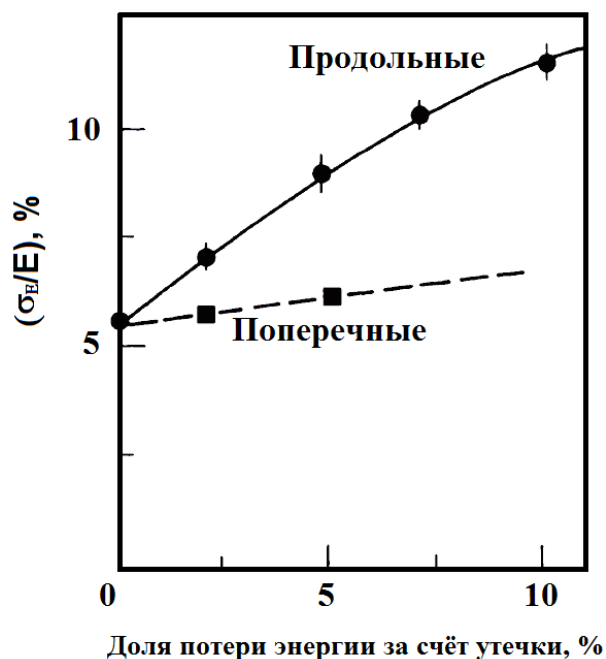


Рисунок 1.5. – Зависимость энергетического разрешения σ_E/E калориметра CHARМ от продольных и поперечных утечек энергии [23, с. 227]

Современные калориметры высоких энергий строятся в 4π -геометрии, что позволяет регистрировать вторичные частицы под любыми углами их вылета. В этом случае разрешение калориметра высоких энергий по массам детектируемых частиц определяется как энергетическим, так и угловым разрешением. Если первичная частица распадается на два γ -кванта, разлетающихся под углом θ , то массовое разрешение $\frac{\sigma_M}{M}$ калориметра может быть представлено в виде [24, с. 49]:

$$\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 = \frac{1}{4} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_1}}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{E_2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\theta}{\operatorname{tg}\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)^2}, \quad (1.9)$$

где σ_{E_1} и σ_{E_2} — стандартные отклонения в энергетических спектрах первого и второго γ -квантов соответственно, E_1 и E_2 — энергии первого и второго γ -квантов. В (1.9) первый и второй члены под знаком квадратного корня описывают энергетические разрешения, а третий член — угловое.

Следует отметить, что параметры α , β и γ в формуле (1.7) энергетического разрешения зависят от выхода сцинтилляций LY сцинтиллятора, т.е. от числа испущенных фотонов на каждый 1 МэВ

поглощённой энергии [25, с. 304]:

$$\alpha \sim \frac{1}{\sqrt{LY}}, \beta \sim \frac{1}{LY}, \gamma \sim \frac{1}{LY} \frac{\partial(LY)}{\partial z} \partial z, \quad (1.10)$$

где z – координата вдоль продольной оси кристаллов PWO. Как видно из (1.10), уменьшение выхода сцинтилляций LY приводит к ухудшению энергетического разрешения калориметра.

1.2 Электромагнитный калориметр детектора CMS на ускорителе LHC

Ускоритель LHC [4], построенный в CERN (Швейцария), является в настоящее время крупнейшим в мире ускорителем элементарных частиц. Основу ускорителя составляет тоннель длиной 26,7 км, расположенный на средней глубине 100 м под поверхностью земли. В четырёх точках пересечения встречных протонных пучков установлены детекторы: ALICE [8], ATLAS [26], CMS [7] и LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment, Эксперимент с В-кварками) [27]. На рисунке 1.6 показано схематическое расположение этих детекторов на кольце LHC [28, с. 8].

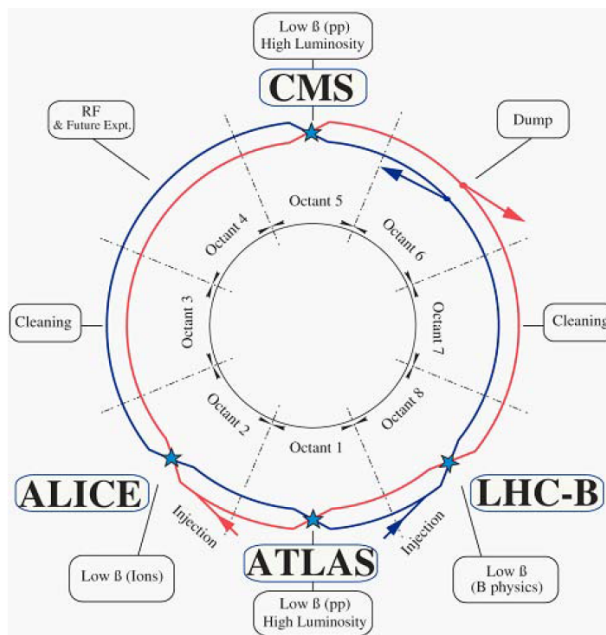


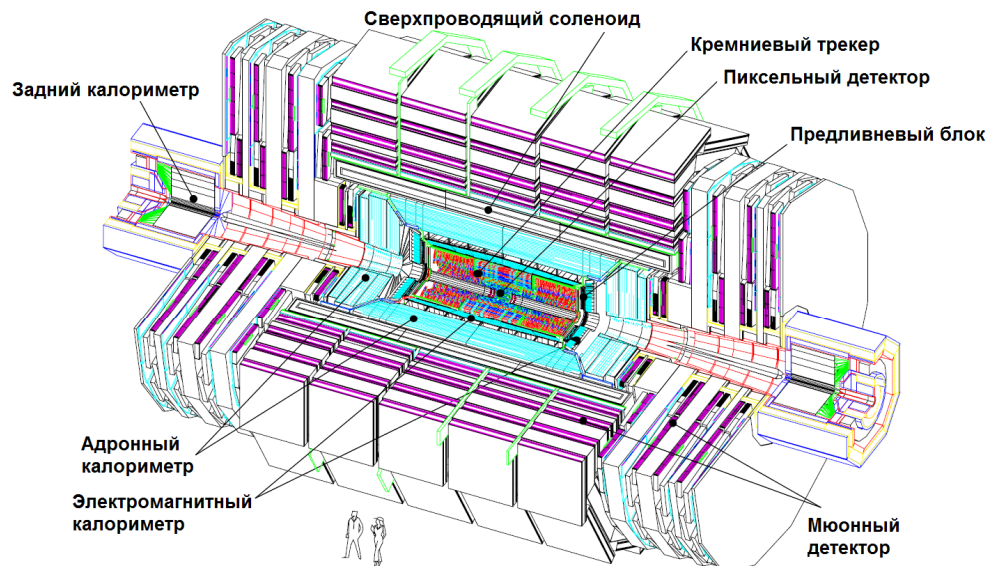
Рисунок 1.6. – Схематическое расположение основных детекторов ускорителя LHC [28, с. 8]

Детектор LHCb предназначен для исследования нарушения CP-инвариантности и распадов В-мезонов, ALICE – для исследования сильных взаимодействий и кварк-глюонной плазмы, детекторы CMS и ATLAS являются детекторами общего назначения.

Ускоритель LHC создан на основе ускорителя LEP (Large Electron Positron, Большой электрон-позитронный ускоритель) и вступил в строй в 2009

г. К 2015 г. энергия сталкивающихся протонов достигла расчётных 14 ТэВ в системе центра масс при интегральной светимости протонного пучка около 20 фб^{-1} и мгновенной светимости $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [10, с. 5]. На ускорителе LHC в июле 2012 г. в соответствии с предсказаниями Стандартной Модели, был открыт бозон Хиггса с массой 125 ТэВ по результатам анализа данных с детекторов ATLAS и CMS [5, 29-30].

Детектор CMS включает наибольший в мире гомогенный электромагнитный калориметр на основе кристаллов вольфрамата свинца. Он имеет цилиндрическую форму с наружным диаметром 14,6 м и длиной 21,6 м общим весом около 12500 тонн. CMS состоит из нескольких вложенных слоёв детектора, часть из которых находится в магнитном поле с индукцией 4 Тл. Схематический рисунок детектора CMS на ускорителе LHC показан на рисунке 1.7 [7, с.3].



Компактный мюонный соленоид

Рисунок 1.7. – Схематический рисунок устройства детектора CMS ускорителя LHC [7, с. 3]

Вдоль продольной оси симметрии CMS проходит ось пучка LHC, в центре детектора происходит пересечение встречных протонных пучков, что приводит к генерации вторичных частиц. Детектирование частиц происходит в 4 π -геометрии, причём наиболее внутренние слои детектора – кремниевые трекары, электромагнитный и адронный калориметры – находятся внутри магнитного сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле индукцией 3,8 Тл.

Для исследования углового распределения вторичных частиц для детектора CMS вводится своя система координат – *псевдобыстрота η* , которая отсчитывается от точки столкновения протонных пучков внутри детектора CMS,

которая совпадает с его геометрическим центром, и определяется выражением [31]:

$$\eta = -\ln \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right], \quad (1.11)$$

где φ – полярный угол между направлением пучка протонов и вылетом вторичной частицы. Вторая координата Z отсчитывается вдоль оси пучка от точки столкновения.

Электромагнитный калориметр (ECAL) выполняет измерение энергии электронов, позитронов и γ -квантов. Использование 4π -геометрии позволяет выделять интересные распады частиц, например распад бозона Хиггса по каналу $H \rightarrow \gamma\gamma$, при котором рождается пара γ -квантов, разлетающихся под определёнными углами. Калориметр ECAL является гомогенным, основу его составляют 75648 кристаллов вольфрамата свинца PbWO_4 (PWO). Кристаллы PWO являются оптимальными для создания гомогенного калориметра, т.к. имеют высокую плотность $\rho = 8,28 \text{ г/см}^3$, малую радиационную длину $X_0 = 0,89 \text{ см}$ и малый радиус Мольера $R_M = 2,2 \text{ см}$ [9]. Эти параметры позволили создать компактный калориметр с высокой гранулярностью. Кроме того, кристаллы PWO имеют малые времена высвечивания сцинтилляций – около 80% света испускается за 25 нс, что особенно важно в связи с тем, что в LHC столкновения сгустков протонов происходит каждые 20 нс и нужно успеть собрать свет до попадания новых частиц в кристаллы.

ECAL разделён на две области – цилиндрическую (barrel) EB и две торцевые (endcaps) EE. На рисунке 1.8 представлен схематический рисунок электромагнитного калориметра ECAL CMS с указанием основных блоков [7, с. 11].

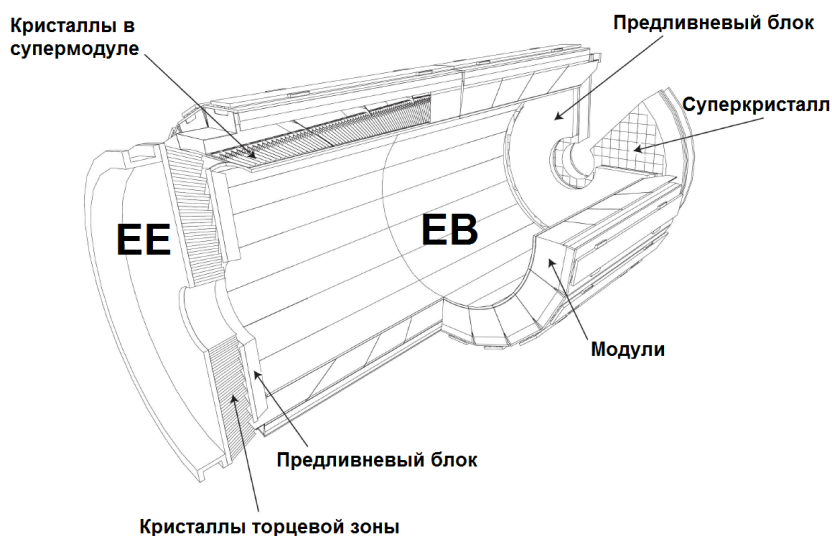


Рисунок 1.8. – Схематический рисунок устройства электромагнитного калориметра ECAL CMS [7, с. 11]

Совокупный объём кристаллов PWO в цилиндрическом блоке EB с внутренним радиусом 129 см составляет $8,14 \text{ м}^3$ и весит 67,4 тонн, включая 61200 кристаллов. Блок EB покрывает область псевдобыстроты $|\eta| < 1,479$. Кристаллы имеют форму усечённой пирамиды с сечением передней грани $22 \times 22 \text{ мм}^2$, задней грани $26 \times 26 \text{ мм}$ и длиной 230 мм, что эквивалентно 25,8 радиационным длинам X_0 .

Торцевые блоки EE закрывают область со значениями псевдобыстроты $1,479 < |\eta| < 3,0$ и расположены на удалении от точки столкновения протонных пучков $\pm 315,4 \text{ см}$. Блоки EE состоят из 14648 кристаллов PWO в форме усечённой пирамиды с передней гранью $28,62 \times 28,62 \text{ мм}^2$, задней гранью $30 \times 30 \text{ мм}^2$ и длиной 220 мм ($24,7 X_0$).

Кристаллы PWO имеют низкий выход сцинтилляций ($LY \approx 200$ фотонов/МэВ), что в совокупности с высокой радиационной нагрузкой, особенно в зоне EE, а также сильным магнитным полем, окружающим ECAL, накладывает ограничение на выбор фотодетекторов для сцинтилляционных кристаллов. Для кристаллов из цилиндрической зоны EB используются специально разработанные лавинные фотодиоды (APD) с линейаризованной спектральной чувствительностью в области спектра высвечивания сцинтилляционных фотонов кристаллов PWO (максимум на 420 нм) [32]. Для торцевых зон EE ECAL используются вакуумные фототриоды (VPT) [33].

Дополнительным детектором в ECAL является *предливневый детектор (ES, preshower)*, стоящий перед торцевыми зонами ECAL по отношению к точке взаимодействия пучков протонов. Детектор ES представляет собой гетерогенный калориметр, состоящий из двух слоёв свинцового поглотителя, разделённым кремневым микрополосковым детектором с двумя слоями ортогональных сенсоров, он предназначен для идентификации пионов. Свинцовые поглотители инициируют развитие ливня частиц, детекторы измеряют поглощенную энергию и поперечную форму ливня.

Детектор CMS спроектирован и изготовлен так, что наибольшая радиационная нагрузка приходится на части детектора, расположенные либо в магните, либо в пространственной области, где псевдобыстрота $|\eta|$ более 1,5. Это накладывает особые требования к радиационной стойкости материалов калориметра, используемых в указанной области детекторов. На стадии изготовления калориметра к кристаллам вольфрамата свинца, используемым в указанной области, предъявлялись достаточно жесткие требования отбора по их стойкости в электромагнитной компоненте радиационного фона в детекторе [34]. Повреждение адронной компонентой радиационного фона не рассматривалось при проектировании калориметра. Однако необходимость учета повреждения кристаллов адронной компонентой в калориметре эксперимента вытекает из выполненной оценки распределения радиационной нагрузки в области детектора, изложенной в следующем параграфе.

1.3 Радиационная нагрузка в области электромагнитного калориметра CMS в различных режимах работы LHC

В период работы ускорителя LHC, от начала и до открытия бозона Хиггса, были выполнены систематические измерения уменьшения сигнала отклика детекторных ячеек электромагнитного калориметра ECAL CMS с увеличением срока эксплуатации и мгновенной светимости L ускорителя, а значит и поглощённой дозы ионизирующего излучения, в зависимости от их положения в калориметре, т.е. в зависимости от значения псевдобыстроты η . Полученные зависимости представлены на рисунке 1.9 [35].

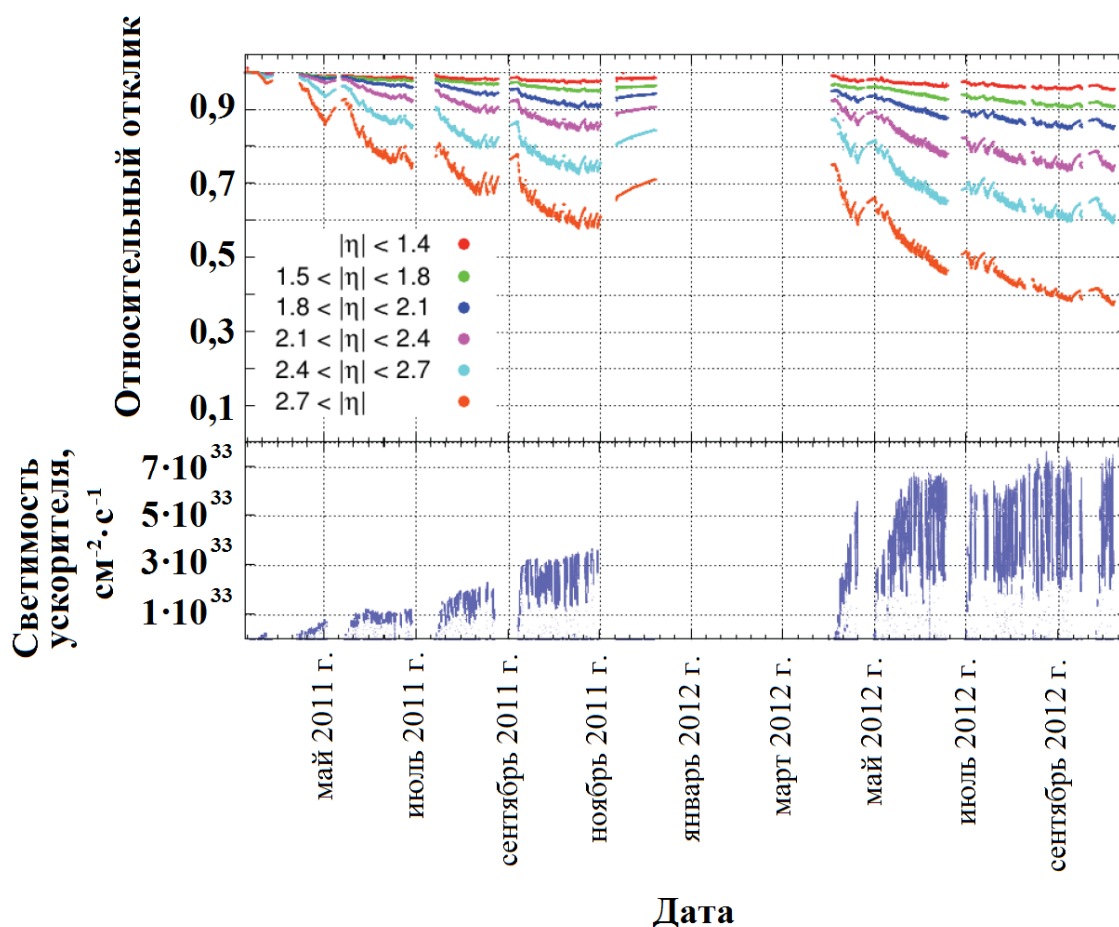


Рисунок 1.9. – Зависимость относительного отклика детекторных ячеек электромагнитного калориметра ECAL от времени работы ускорителя при различных значениях псевдобыстроты η (сверху), изменение мгновенной светимости L ускорителя за время его работы (снизу) [35]

Как видно из рисунка, деградация отклика ячеек калориметра зависит от дозовой нагрузки на кристаллы PWO, которая значительно выше в торцевых частях калориметра.

Видно, что уменьшение сигнала отклика детекторных ячеек обусловлено как величиной мгновенной светимости так и интегральной светимостью. Более того, уменьшение отклика детектора выходит на определенный уровень динамического насыщения, что обусловлено выходом на уровень

динамического равновесия процесса образования-распада центров окраски в кристаллах вольфрамата свинца [36].

Используя программный пакет “RSP tool” версии 1.5.2 [37] были рассчитаны распределения в экспериментальной установке зависимости интегральной поглощённой дозы и интегрального потока протонов при светимости 20 фб^{-1} . Эти данные приведены на рисунках 1.10-1.11.

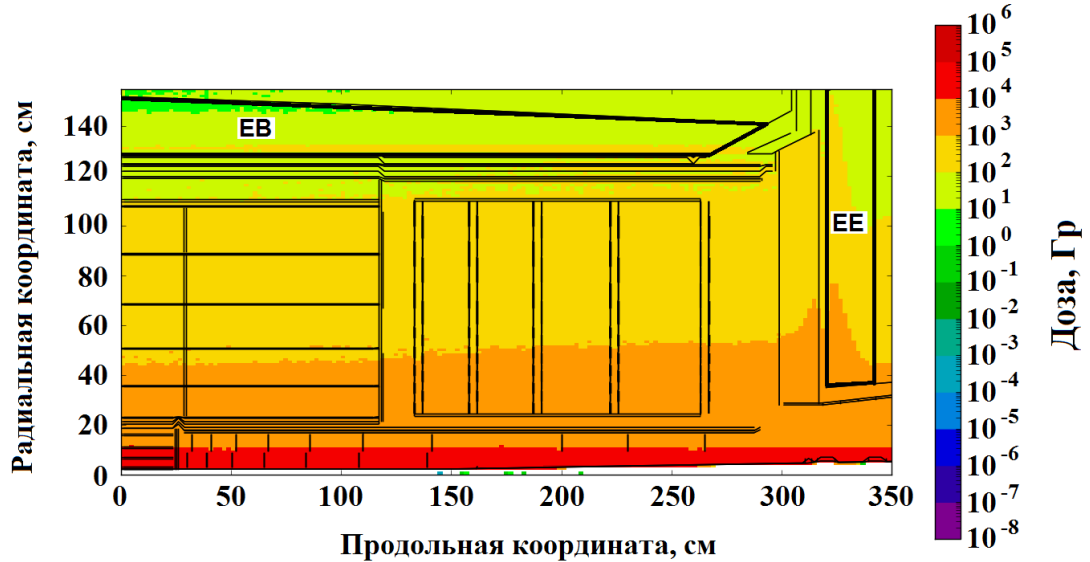


Рисунок 1.10. – Распределение интегральной поглощённой дозы в области электромагнитного калориметра ECAL CMS при интегральной светимости ускорителя LHC 20 фб^{-1}

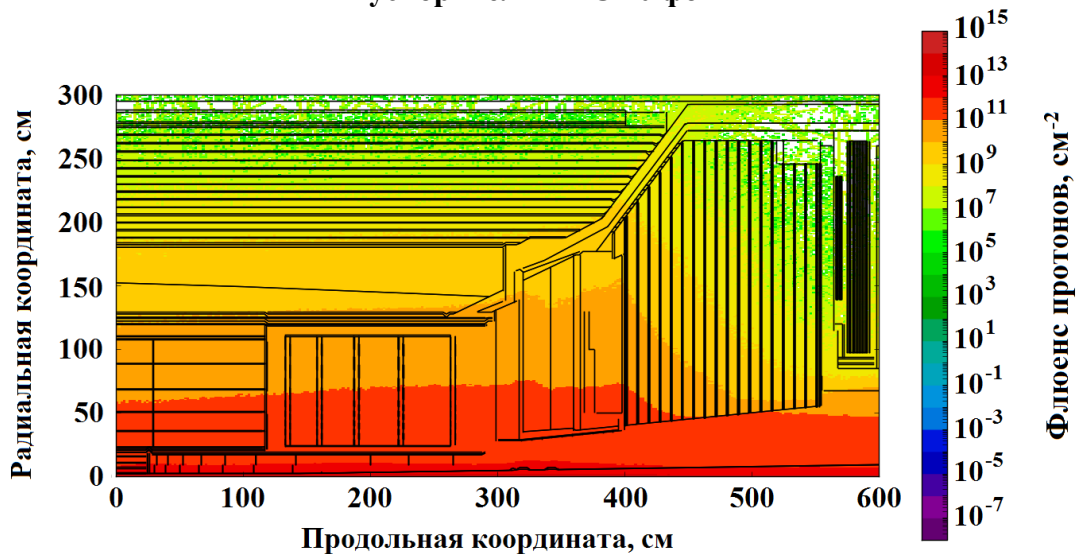


Рисунок 1.11. – Зависимость интегрального потока протонов от зоны в калориметре ECAL CMS при интегральной светимости ускорителя LHC 20 фб^{-1}

Принимая во внимание результаты [38-39] можно утверждать, что при достигнутых дозах ионизирующего излучения основной вклад в повреждение вносит электромагнитная составляющая ионизирующего излучения, а вкладом адронной компоненты при флюенсе менее 10^{12} см^{-2} можно пренебречь.

В условиях реального эксперимента в физике высоких энергий фон γ -излучения может достигать энергий в несколько ГэВ, однако максимум в

спектре такого фонового излучения для детектора CMS при протон-протонных столкновениях приходится на участок спектра ниже 1 МэВ [25, с. 352]. Несмотря на то, что фото-ядерные реакции [40] могут приводить к образованию новых дефектов при длительном облучении, сечение поглощения γ -квантов меньше сечения поглощения адронов на величину, пропорциональную электромагнитной константе связи [41]. Таким образом, скорость образования новых дефектов в кристаллах под действием γ -квантов высоких энергий на два порядка меньше относительно заряженных адронов. По этой причине можно пренебречь эффектом образования новых дефектов кристаллической решётки за счёт фото-ядерных реакций при интегральной светимости ускорителя LHC 20 фб^{-1} .

Поскольку концентрация точечных дефектов, образованных в кристалле в процессе выращивания относительно мала и конечна [42], то при увеличении дозовой нагрузки следует ожидать дальнейшего лишь незначительного ухудшения сигнала отклика детекторных модулей за счет электромагнитной компоненты фона ионизирующего излучения, причём максимальное ухудшение будет достигнуто при полном преобразовании точечных дефектов в центры окраски.

Общий ход изменения мгновенной и интегральной светимостей LHC показан на рисунке 1.12 [10].

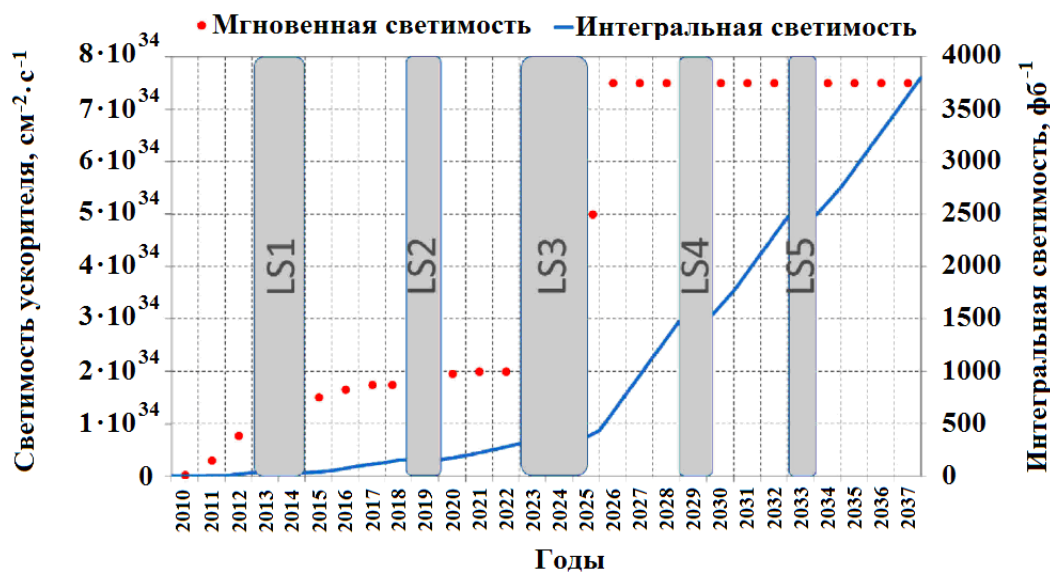
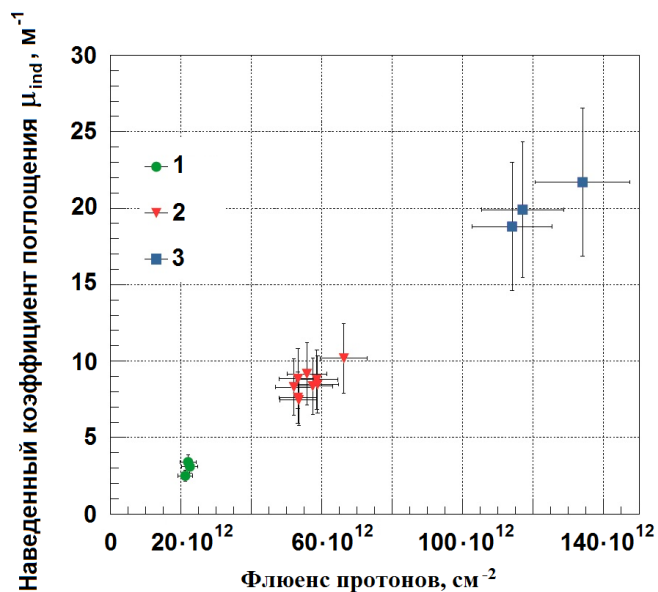


Рисунок 1.12. – Планируемое изменение мгновенной светимости (точки) и интегральной светимости (кривая) ускорителя LHC со временем его функционирования [10]

Дальнейшая эксплуатация ускорителя LHC предполагает пять основных перерывов в работе (LS – long shutdown, т.е. длительных отключений), во время которых будет производиться сервисное обслуживание ускорителя, обновление его компонентов с целью повышения светимости, энергии и частоты столкновений пучков протонов высоких энергий. После LS1, который завершился в 2014 г., энергия ускорителя постепенно выходит на номинальную,

14 ГэВ. К 2015 г. интегральная светимость превысила отметку $L=20 \text{ фб}^{-1}$. К 2025 г. интегральная светимость превысит 500 фб^{-1} , а на этапе перехода ускорителя в режим высокой мгновенной светимости ($10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, т.е. в 10 раз выше текущего значения) – HL-LHC – интегральная светимость превысит 3000 фб^{-1} .

Для оценки эффекта повреждения кристаллов вольфрамата свинца при существенно увеличенных мгновенной и интегральной светимостях было проведено прямое измерение изменения оптического пропускания кристаллов после облучения протонами. На ускорителе SPS (CERN, Швейцария) было выполнено облучение матрицы 5×5 кристаллов PWO размерами $30 \times 30 \times 220 \text{ мм}^3$ каждый пучком протонов с энергией 24 ГэВ с флюенсом от $2,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ до $1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Исследования проводились в 2009-2012 гг. в течение нескольких серий экспериментов, что было вызвано необходимостью ожидания спада наведенной радиоактивности в PWO до допустимого для исследования оптического пропускания уровня. Была получена зависимость величины наведенного поглощения в кристаллах PWO на длине волны максимума полосы сцинтилляций от флюенса протонов с энергией 24 ГэВ [43]. Результат измерений приведен на рисунке 1.13 и находится в согласии с результатами, приведенными в [39].



1 – измерения в 2011 г.; 2 – измерения в 2012 г. с низким уровнем поглощённой энергии;
3 – измерения в 2012 г. с высоким уровнем поглощённой энергии

Рисунок 1.13. – Зависимость изменения наведенного коэффициента поглощения μ_{ind} для кристаллов PWO на длине волны 420 нм в зависимости от флюенса протонов

Видно, что существует накопительный характер повреждения оптического пропускания кристаллов PWO от флюенса протонов высоких энергий, прошедших через кристаллы.

Результат аппроксимации зависимости наведенного коэффициента поглощения μ_{ind} от флюенса протонов, изображённых на рисунках 1.13, даёт выражение:

$$\mu_{ind} [M^{-1}] = 1,492 \cdot 10^{-13} \cdot \Phi [cM^{-2}] \pm 4 \cdot 10^{-14} \cdot \Phi [cM^{-2}]. \quad (1.12)$$

Из выражения (1.12) следует, что в значительном динамическом диапазоне флюенсов протонов высоких энергий (10^{12} - 10^{14} см⁻²), соответствующих работе ускорителя вплоть до 2032 года, наведенное поглощение в кристаллах прямо пропорционально флюенсу. Это позволяет дать достаточно точную оценку степени повреждения оптического пропускания кристаллов PWO в течение срока работы ускорителя LHC в указанный период. Оценка интегральных потоков протонов и их пространственное распределение в ECAL CMS были получены на основе значений мгновенной и интегральной светимостей (рисунок 1.13) по методике, изложенной в [37, 44]. Полученные пространственные распределения флюенса протонов в различных областях ECAL для двух значений светимости, представлены на рисунках 1.14 - 1.15.

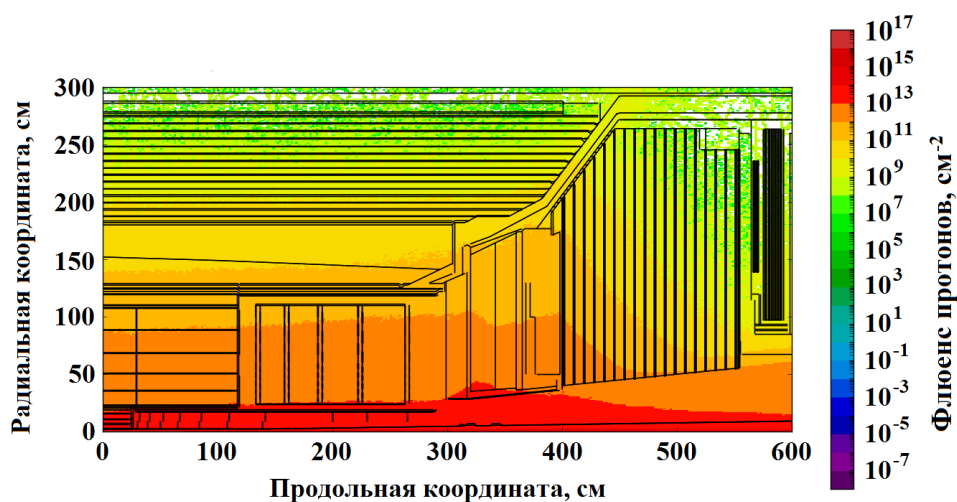


Рисунок 1.14. – Зависимость флюенса протонов от зоны в калориметре ECAL CMS при интегральной светимости ускорителя LHC 500 фб⁻¹

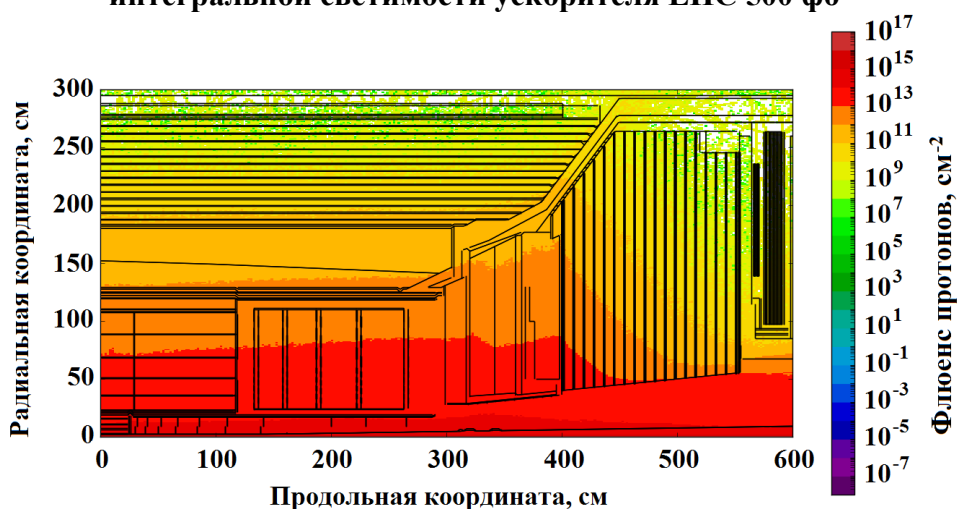


Рисунок 1.15. – Зависимость флюенса протонов от зоны в калориметре ECAL CMS при интегральной светимости ускорителя LHC 3000 фб⁻¹

На основе выражения (1.12) и распределений интегрального потока протонов, приведенного на рисунках 1.13 - 1.15 можно сделать следующие выводы.

- Для областей торцевых частей калориметра коэффициент наведенного поглощения возрастёт до $0,8 \text{ м}^{-1}$ при интегральной светимости 500 фб^{-1} , и до 8 м^{-1} при интегральной светимости 3000 фб^{-1} .
- В области цилиндрической части калориметра (EB ECAL) коэффициент наведенного поглощения не превысит $0,1 \text{ м}^{-1}$ при интегральной светимости ускорителя в 3000 фб^{-1} .

Данные оценки справедливы только при учёте повреждения оптического пропускания кристаллов PWO от адронной компоненты.

Поскольку предельный уровень наведенного поглощения в кристаллах, расположенных в торцевых и цилиндрической частях калориметра ограничен значением коэффициента наведенного поглощения при облучении гамма квантами в максимуме полосы сцинтилляций $1,5 \text{ м}^{-1}$ [45], то для цилиндрической части калориметра уровнем наведенного поглощения можно пренебречь на протяжении всего цикла работы ускорителя LHC.

Суммарный уровень повреждения оптического пропускания кристаллов PWO в торцевой части калориметра при значении интегральной светимости ускорителя $L=500 \text{ фб}^{-1}$ сравним с максимально допустимым значением, а при $L=3000 \text{ фб}^{-1}$ многократно его превышает. Это приведет к полной деградации сигналов отклика детекторных ячеек торцевых частей калориметра, и как следствие, к потере энергетического разрешения ниже допустимого для анализа уровня.

Таким образом, полученные оценки повреждения оптического пропускания указывают на то, что для эксплуатации электромагнитного калориметра в течение всего периода работы ускорителя необходимо выработать технические решения по сохранению оптического пропускания кристаллов PWO на приемлемом уровне, либо обосновать предложения по замене детекторных ячеек торцевых частей на более стойкие к облучению. Это требует понимания особенностей повреждения оптического пропускания сцинтилляционных неорганических материалов различными компонентами ионизирующего излучения.

1.4 Образцы исследованных сцинтилляционных кристаллов и измерительное оборудование

Основным направлением исследований было определение радиационного повреждения различных неорганических сцинтилляционных материалов, в связи с чем был выполнен цикл измерений: изучение изменения оптического пропускания кристаллов PWO, LSO, YAG, PbF₂, BSO, GSO как до, так и после γ -облучения, облучения протонами высоких энергий; изучение изменения отклика детекторных модулей на основе повреждённых кристаллов при регистрации электронов в диапазоне 10-100ГэВ; анализ изотопического состава наработанных в кристаллах и образцах свинца и вольфрама радиоизотопов

после протонного облучения; измерение выхода сцинтилляций образцов сцинтилляторов; облучение образцов протонами высоких энергий и γ -квантами; термический отжиг образцов сцинтилляторов; измерение интенсивности фосфоресценции облученных образцов сцинтилляторов.

В исследованиях использовались образцы неорганических сцинтилляторов различных размеров, ошибка измерения линейных размеров составляла $\pm 0,1$ мм.

Все измерения, за исключением термического отжига, выполнялись при комнатной температуре 18-22 °С, которая измерялась с точностью ± 1 °С. В экспериментах по исследованию замедления скорости восстановления оптического пропускания с понижением температуры образцы охлаждались до 10 °С и термостатировались при этой температуре с точностью $\pm 0,5$ °С.

Измерение оптического пропускания образцов кристаллов выполнялось в НИУ «Институт ядерных проблем» БГУ (НИИ ЯП), а также в CERN (Швейцария). При измерениях в НИИ ЯП для этих целей использовалась установка на базе двулучевого спектрофотометра “Varian Carry 1E”.

При измерениях оптического пропускания образцов в CERN использовались две установки – с ручной и автоматической подачей образцов. В системе с ручной подачей образцов использовался спектрофотометр “Varian Carry 50” Специально изготовленный удаленный измерительный модуль, соединенный со спектрофотометром оптоволоконным кабелем, использовался для измерения образцов после облучения протонами, т.к. в этом случае образцы были сильно активированы радиоизотопами. При исследовании образцов после протонного облучения, из-за сильной активации кристаллов и окружающего оборудования, зона облучения была недоступна в течение нескольких дней после облучения, а доступ к кристаллам был запрещен службой радиационного контроля CERN на срок до 4 месяцев при каждом цикле облучения и измерения. Для сокращения промежутка времени между облучением и измерением полноразмерных образцов PWO была спроектирована и изготовлена установка автоматической подачи образцов, схематическое изображение которой представлено на рисунке 1.16.

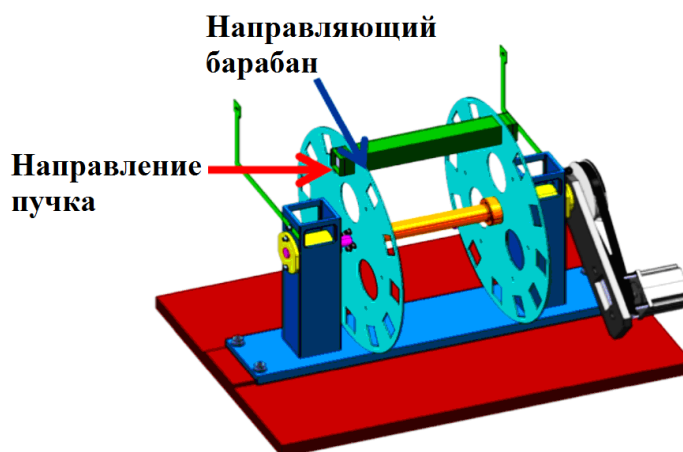


Рисунок 1.16. – Система позиционирования кристаллов для облучения протонами

Она состоит из дистанционно управляемой вращающейся барабанной системы, содержащей 12 ячеек по одному кристаллу в каждой. Облучение кристалла PWO размерами $30 \times 30 \times 220$ мм³ до флюенса протонов $(3-4) \cdot 10^{13}$ см⁻² занимало 10 часов. Через месяц после облучения установка перемещалась в хранилище, где была установлена система на базе спектрофотометра для измерения оптического пропускания кристаллов без вмешательства человека, изображённая на рисунке 1.17.



Рисунок 1.17. – Фото стенда для дистанционного измерения оптического пропускания кристаллов PWO после облучения протонами

Во всех случаях наведенное оптическое поглощение Δk (м⁻¹) определялось из соотношения:

$$\Delta k = \frac{\ln\left(\frac{T_0}{T}\right)}{l}, \quad (1.14)$$

где T_0 – оптическое пропускание образца до облучения, T – пропускание после облучения, l – длина хода зондирующего оптического излучения через образец.

Измерялся выход сцинтилляций, или световыход LY – это количество сцинтилляционных фотонов, образованных при поглощении единицы энергии ионизирующего излучения, собранное со всего объема сцинтиллятора на светоприёмнике. При инструментальных измерениях, проводимых на определенном типе фотоприёмника, световыход выражают через количество фотоэлектронов на единицу поглощённой энергии, собранных с фотокатода фотоприёмника. Такой показатель включает в себя квантовую эффективность фотоприёмника, которая исключается при проведении сравнительных измерений различных образцов сцинтилляторов.

Световыход определялся сравнением положения центра пика полного поглощения и положения центра одноэлектронного пика ФЭУ. Сверху на образцы помещался светоотражатель из материала TYVEK® белого цвета или слоя тефлона толщиной 0,1-0,4 мм. Точность определения световыхода составляла $\pm 0,5$ фотоэлектронов/МэВ. Схема установки для измерения световыхода образцов кристаллов приведена на рисунке 1.18.

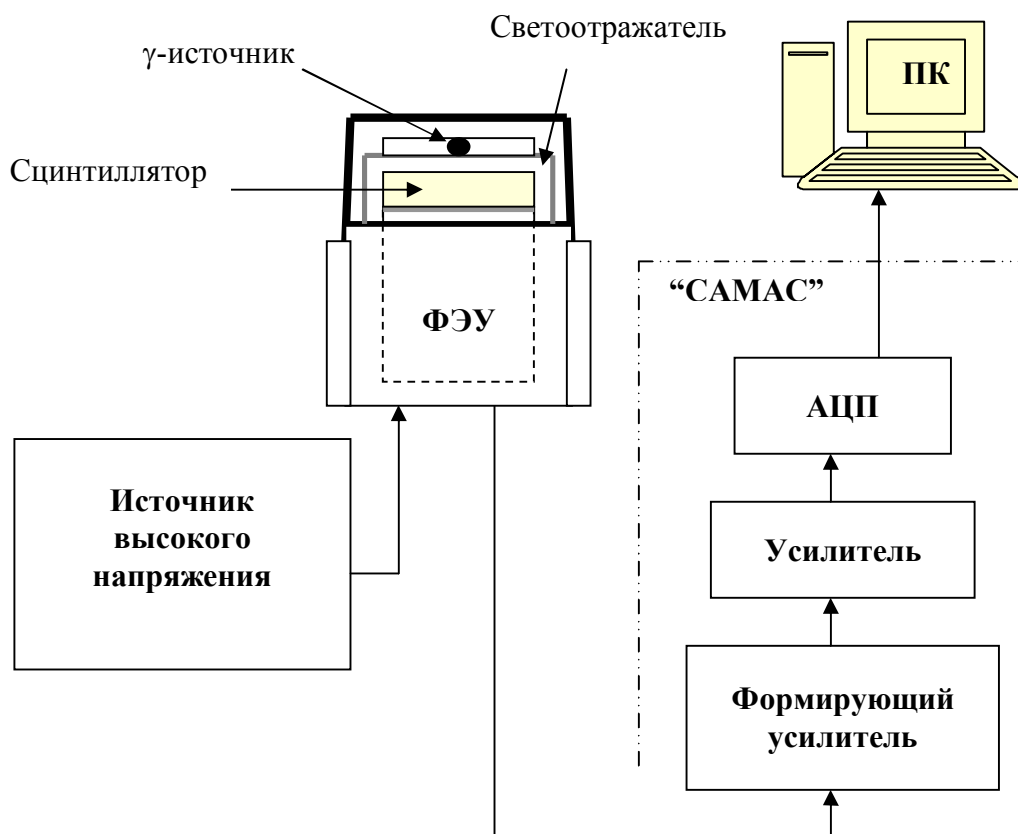


Рисунок 1.18. – Блок-схема установки для измерения световыхода сцинтилляционных кристаллов

Термический отжиг образцов кристаллов проводился в муфельной печи "SNOL-6.7/1300" в термостатирующем режиме с программным заданием скорости нагрева и времени удержания температуры. Ошибка удержания температуры составляла ± 5 °С в диапазоне температур отжига 30-350 °С, скорость нагрева до температуры отжига – не более 10 °С в минуту.

При исследовании стимулированного восстановления оптического пропускания образцов РВО использовались различные системы оптического облучения на основе светодиодов. В каждом случае на спектрофотометре измерялся спектр испускания светодиодного облучателя, определялось положение пика испускания с точностью не хуже ± 1 нм, а также интенсивность оптического излучения с ошибкой $\pm 10^{15}$ см⁻²с⁻¹.

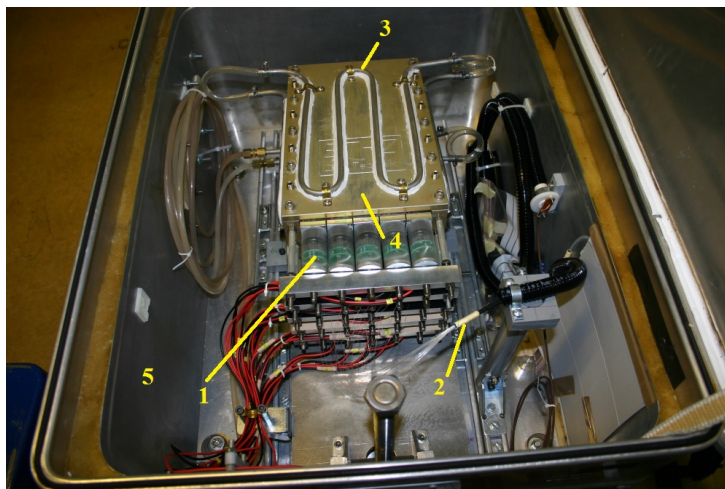
При исследовании фосфоресценции лютециевых ортосиликатов (LSO) после облучения протонами высоких энергий интенсивность фосфоресценции измерялась на специально созданном стенде с точностью $\pm 5 \cdot 10^5$ фотонов/(с·см³).

Облучение образцов кристаллов γ -излучением выполнялось в CERN (Швейцария), для чего использовались источники ¹³⁷Cs ($E_\gamma=662$ кэВ) и ⁶⁰Co ($E_\gamma=1173$ кэВ и $E_\gamma=1326$ кэВ). Поглощённая доза измерялась с точностью до 0,5 Гр, мощность поглощённой дозы – с точностью до 0,01 Гр/ч. Время при облучении и измерении временной динамики оптического пропускания при

спонтанной и стимулированной релаксации измерялось с точностью до минуты.

Облучение образцов сцинтилляторов протонами высоких энергий выполнялось на протонном синхротроне PS (CERN, Швейцария). Энергия протонов достигала 24 ГэВ, среднее значение потока составляло $10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, пучок имел сечение $3 \times 3 \text{ см}^2$. Точность определения флюенса протонов через образец составляла $\pm 10^{12}$ протонов/см². Флюенс, передаваемый кристаллам, был выбран в диапазоне $(3-40) \cdot 10^{13}$ протонов/см².

Исследования сигналов детекторных модулей на основе поврежденных кристаллов PWO и стимулирования восстановления их оптического пропускания выполнялись на ускорителе SPS (CERN, Швейцария). Предварительно облученные протонами 24 ГэВ до разного уровня наведенного поглощения кристаллы PWO размером $30 \times 30 \times 220 \text{ мм}^3$ помещались в тонкостенную углепластиковую форму в виде матрицы 3×3 и 5×5 кристаллов. Матрица помещалась в ячейку на основе листов латуни с жидкостными радиаторами системы охлаждения, а сама установка размещалась в термостатируемом объеме, что позволяло поддерживать температуру кристаллов постоянной в ходе выполнения экспериментов на пучке с точностью $\pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$. Фотография измерительного модуля представлена на рисунке 1.19.



1 – вакуумные фототриоды; 2 – оптические световоды мониторинга и системы стимулированного восстановления оптического пропускания; 3 – радиатор системы жидкостного охлаждения; 4 – охлаждаемый контейнер с кристаллами PWO; 5 – термостатируемый контейнер

Рисунок 1.19. – Фотография установки по исследованию радиационной стойкости кристаллов PWO на ускорителе SPS (CERN)

В качестве фотоприёмников на разных этапах исследований к кристаллам PWO крепились либо вакуумные фототриоды, либо ФЭУ производства Hamamatsu (модели R5380 и R8619). Измерительный блок был снабжён системой мониторинга отклика на основе светодиодов с длиной волны 455 нм, свет от которых заводился в каждый кристалл по кварцевому оптическому световоду. Эти же световоды использовались для выполнения

стимулированного светом восстановления оптического пропускания кристаллов PWO. Вся установка помещалась на подвижную платформу, которая позволяла перемещать установку в перпендикулярной к оси пучка плоскости с точностью ± 1 мм, что позволяло нацеливать пучок частиц ускорителя на отдельные кристаллы матрицы при выполнении калибровочных измерений. Управление положением установки в пространстве выполнялось удалённо с отслеживанием состояния по видео-каналу.

Измерение изотопического состава радионуклидов в образцах кристаллов и поглотителей выполнялось в CERN (Швейцария) на германиевом γ -детекторе отдела радиационного контроля CERN. В таблице 1.1 приведены минимальные уровни содержания детектируемых изотопов по их γ -линиям для указанного детектора.

Таблица 1.1. – Минимально детектируемые уровни содержания радионуклидов при измерении концентрации наработанных изотопов после облучения протонами с энергией 24 ГэВ образцов PWO, LSO, W, Pb

Радионуклид	Активность, Бк/г	Радионуклид	Активность, Бк/г	Радионуклид	Активность, Бк/г	Радионуклид	Активность, Бк/г
Be-7	47,9	Zn-65	21,9	Ru-106	44,4	La-140	4,3
Na-22	3,38	Zn-69	13,9	Cd-109	922,0	Ce-141	49,0
Na-24	1,81	Zn-72	39,1	Ag-110m	5,13	Pm-143	6,97
K-40	28,1	Se-75	14,4	Sn-113	9,81	Ce-144	249,0
Ar-41	18800,0	As-76	18,5	In-114	93,1	Eu-146	4,03
K-42	52,7	Br-77	27,9	Te-121	5,6	Eu-152	16,2
K-43	11,2	Br-82	8,69	Sb-122	7,26	Eu-154	9,65
Sc-44	18,9	Rb-83	6,54	Te-123	24,9	Lu-172	4,97
Sc-44m	17,1	Sr-85	4,11	I-124	7,62	Lu-173	49,4
Ti-44	23,2	Kr-88	1050,0	Sb-124	4,06	Hf-175	6,81
Sc-46	5,91	Y-88	1,76	I-125	7020,0	Hf-181	6,23
Ca-47	4,64	Zr-88	6,37	Sb-125	14,9	Ta-182	7,92
Sc-47	36,1	Zr-89	10,0	Xe-125	67,5	Ir-192	7,42
V-48	2,17	Mo-90	150,0	I-126	15,6	Au-194	14,9
Cr-51	6,34	Sr-91	64,4	Sb-126	5,03	Au-198	5,94
Mn-52	3,14	Nb-95	4,61	Xe-127	19,7	Tl-202	4,92
Mn-54	3,9	Nb-95m	47,3	I-130	15,8	Bi-207	4,28
Co-55	19,4	Zr-95	8,65	Ba-131	9,08	Th-232	5,84
Co-56	3,58	Tc-96	5,48	I-131	5,9	U-235	26,2
Ni-56	10,8	Zr-97	23,4	Te-132	14,5	U-238	675,0
Co-57	37,5	Mo-99	34,2	Ba-133	8,26		
Co-58	4,26	Tc-99	366,0	Cs-134	4,02		
Fe-59	8,71	Ru-103	4,59	Cs-136	4,94		
Co-60	2,91	Ag-105	25,6	Cs-137	5,89		
Cu-64	1930,0	Rh-105	49,3	Ce-139	26,3		
Ni-65	6030,0	Ag-106	7,88	Ba-140	19,6		

В качестве базовой нумерации была выбрана сплошная нумерация образцов, принятая в CERN. При исследовании радиационной стойкости LSO и GSO были использованы образцы LSO с различными концентрациями Се: очень низкой (образец №2620), низкой (образец №2619) и типичной для коммерческих образцов LSO (от 0,1% до 0,5% к массе образца). Образцы кристаллов были выращены из шихты с первоначальной чистотой материалов 99,995%. Детальное описание образцов приведено в [46]. Использование образцов LSO с различной концентрацией церия позволило исследовать центры окраски в широком спектральном диапазоне вплоть до границы фундаментального поглощения, 200 нм. Кроме облученных образцов в качестве контрольного образца при исследовании флуоресценции использовался кристалл LSO объемом 1 см³. Образцы YSO, использованные в экспериментах по радиационной стойкости, имели номера №2643 и №2668.

Аппроксимация экспериментальных данных производилась с помощью программных пакетов “Fityk” версии 0.9.8 и “ROOT” версии 5.26.

ГЛАВА 2 РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ ТЯЖЁЛЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПАРАМЕТРЫ ГОМОГЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАЛОРИМЕТРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

2.1 Эффекты повреждения кристаллических соединений электромагнитной и адронной компонентами ионизирующего излучения

Как видно из рассмотрения в предыдущей главе, электромагнитный калориметр ECAL CMS функционирует в условиях нарастающей радиационной нагрузки, что накладывает жёсткие требования на радиационную стойкость не только конструктивных элементов и электроники, но прежде всего основы калориметра – сцинтилляционных кристаллов вольфрамата свинца PWO. Проблемы радиационной стойкости калориметрических модулей будут также возникать и на экспериментальных установках на строящемся в настоящее время ускорителе FAIR (GSI, Darmstadt) [47], и еще в большей степени на широко обсуждаемом в настоящее время ускорительном комплексе FCC [48].

Систематические исследования радиационной стойкости сцинтилляционных неорганических материалов начались параллельно с разработкой проектов коллайдеров в СССР, США и CERN. Стремление к удешевлению экспериментальных установок требовало их компактности, что в свою очередь значительно повышало дозовые нагрузки на детекторы, расположенные внутри магнитного соленоида. Уменьшение размеров калориметрических модулей происходило путем использования более плотных материалов, что вывело на первое место вопрос исследования радиационной стойкости тяжелых сцинтилляционных кристаллов. В частности, для нужд CERN (Швейцария) в 1990 г. была создана научная коллаборация “Crystal Clear Collaboration (CCC)” [49], задачами которой стало исследование эффектов радиационного повреждения известных и новых неорганических сцинтилляторов. Были получены результаты по радиационной стойкости неорганических сцинтилляторов. Процессы образования точечных дефектов при выращивании кристаллов вольфрамата свинца, образование центров окраски на их основе и их влияние на сцинтилляционные свойства изложены в [34], [42, 55].

Рассмотрим основные эффекты радиационного повреждения кристаллических соединений.

При взаимодействии с электромагнитной компонентой ионизирующего излучения с кристаллической средой, содержащей дефекты, происходит заселение дефектов за счёт захвата свободных носителей заряда, возникающих в среде вследствие ионизации [34], [42]. В условиях термодинамического равновесия в кристалле всегда присутствует некоторая концентрация анионных и катионных вакансий и их кластеров. В синтетических кристаллах содержатся

дефекты, концентрация которых превышает равновесную термодинамическую концентрацию. Это связано с тем, что скорость выращивания кристаллической массы очень высока, следствием чего является флуктуационное нарушение структуры кристаллической решётки на фронте кристаллизации.

При взаимодействии с заряженной частью ионизирующего излучения и нейтронов в кристаллах вольфрамата свинца образуются дополнительные дефекты кристаллической решётки за счет смещения ионов из их узловых положений [51]. Более того, не только адроны высоких энергий и их вторичные частицы формируют новые дефекты. При торможении ядер отдачи сечение ионизации растёт с уменьшением энергии, вследствие чего основную часть энергии частица теряет перед моментом остановки. Это приводит к тому, что в конце траектории ядер отдачи концентрация вакансий и дефектов Френкеля становится настолько большой, что они образуют кластер дефектов. Первые исследования образования кластеров дефектов были выполнены в 80-х гг. XX в кремнии [52-53].

Атомы отдачи, образованные первичными частицами и фрагментами ядер, образуют точечные вакансии (V), атомы в междоузлиях, дефекты Френкеля и каскады вторичных атомов отдачи вдоль траектории первичной частицы. Кластеры являются метастабильными макроскопическими дефектами. Существование кластеров подтверждено путём обнаружения рассеяния света лазерного излучения в кристаллах, облучённых протонами. На рисунке 2.1 приведено изменение рассеяния света лазера с длиной волны 514 нм в кристаллах PWO после облучения протонами и их отжига при температурах, значительно ниже температуры плавления [54].

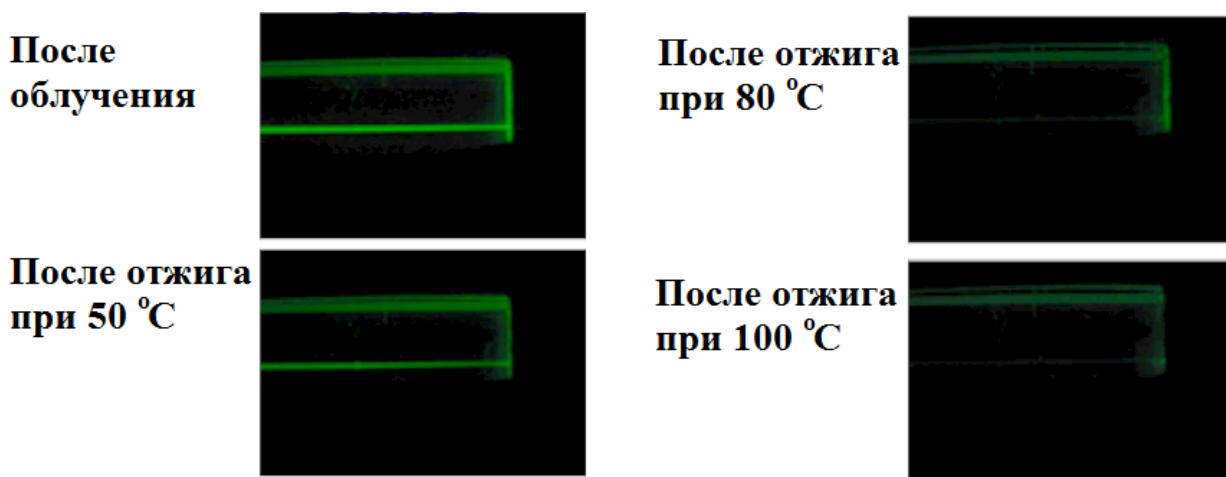


Рисунок 2.1. – Изменение рассеяния света лазера с длиной волны 514 нм в кристаллах PWO после облучения протонами и их отжига

Отжиг кристалла приводит к уменьшению рассеяния света в кристалле и его полному исчезновению после отжига при 100 °C, что указывает на разрушение значительной части кластеров. Полученные данные свидетельствуют о том, что образованные протонами в кристалле дефекты отжигаются при температуре, обеспечивающей освобождение носителей из электронных и дырочных центров.

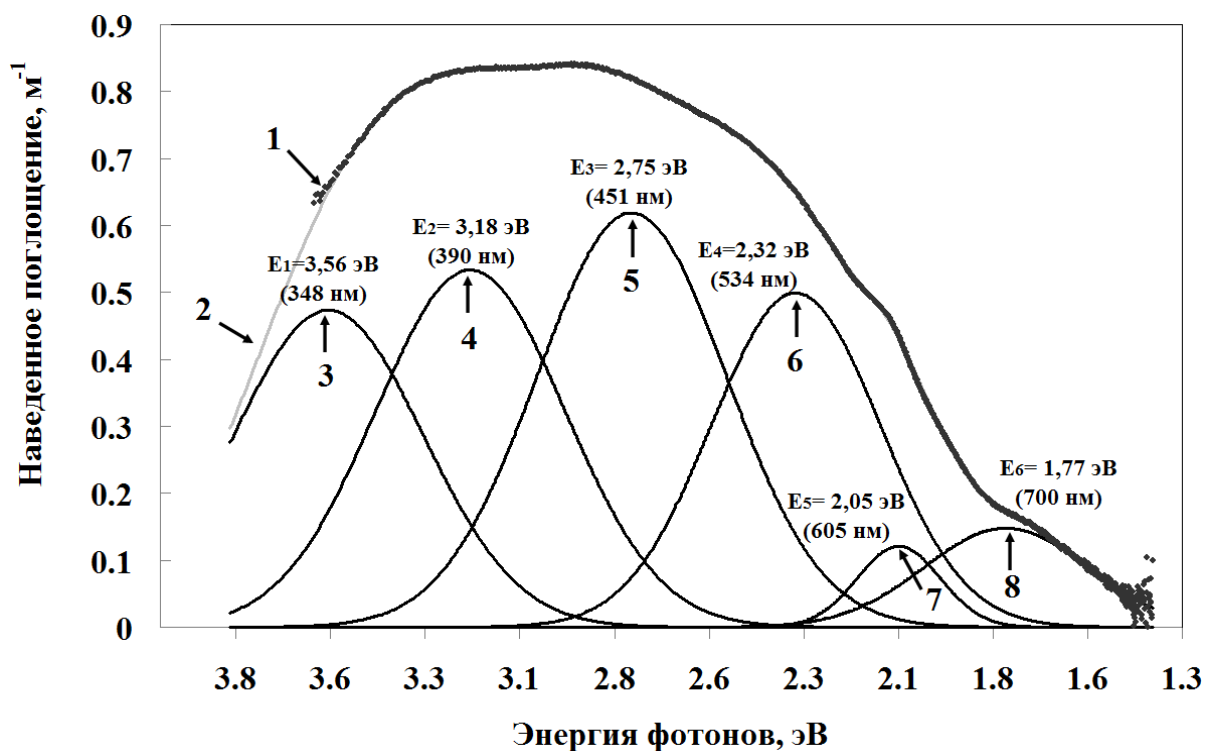
Следует отметить, что вклад в образование новых дефектов в кристаллической решётке вносят и γ -кванты высоких энергий. Для γ -квантов можно выделить три диапазона энергий E_γ , при превышении которых усиливается дефектообразование в облучаемых кристаллах [40]. В области гигантского дипольного гамма-резонанса $E_\gamma > 10\text{--}30$ МэВ энергия γ -кванта передаётся ядру, вызывая возбуждение собственных дипольных колебаний протонов в ядре. Снятие возбуждения приводит к вылету нуклонов, повреждающих решётку. При $E_\gamma > 100$ МэВ происходит генерирование пионов, также взаимодействующих с окружающими ядрами [55]. Наконец, при $E > 2$ ГэВ преобладают однонуклонные взаимодействия γ -квантов с ядрами, что также обуславливает повреждение решетки вылетевшими нуклонами. Вместе с тем в коллайдерных экспериментах образованием новых дефектов за счет высокоэнергетических γ -квантов можно пренебречь, поскольку доля таких квантов в радиационном фоне ничтожно мала, более того сечение взаимодействия γ -квантов и ядер на $(1/137)$ меньше, чем у заряженных адронов.

Возникающие или уже имеющиеся дефекты формируют дополнительные энергетические уровни в запрещённой зоне, являющиеся ловушками свободных носителей. При захвате свободных носителей, образованных вследствие ионизации, дефекты могут переходить в заряженное состояние и, за счёт электронных переходов, формировать полосы поглощения. Таким образом, формируются центры окраски [56]. Центры окраски являются метастабильными за счёт термодинамических процессов заселения-освобождения ловушек носителей заряда и испытывают спонтанную рекомбинации со скоростью, определяемой температурой [57].

Другим существенным эффектом при взаимодействии ионизирующего излучения с веществом сцинтиллятора является активация материала за счёт ядерных реакций, вызванных частицами высоких энергий в ядрах вещества сцинтиллятора. Учёт этих эффектов рассмотрен в главе 4.

Выполнено сравнение спектров наведенного поглощения в кристаллах вольфрамата свинца при облучении γ -излучением и протонами с энергией 24 ГэВ [51]. Полученные спектры были аппроксимированы суперпозицией функций Гаусса с целью выявления характеристик полос наведенного поглощения. На рисунке 2.2 приведены спектры наведенного γ -излучением поглощения в кристалле, а на рисунке 2.3 – после облучения протонами с энергией 24 ГэВ.

Корректность деконволюции наведенного спектра поглощения проверялась выполнением критерия согласия Пирсона χ^2 , при котором гипотеза о корректности полученного распределения считается корректной с доверительной вероятностью α , если наблюдаемое значение χ^2 , полученное на основе измерений, меньше теоретического значения $\chi^2(\alpha, k)$, где k – число степеней свободы [58, с. 129–130].



1 – экспериментальные данные; 2 – экстраполяция экспериментальных данных; 3-8 – гауссовы компоненты в разложении спектра

Рисунок 2.2. – Спектры наведенного γ -излучением поглощения в кристалле PWO до облучения протонами

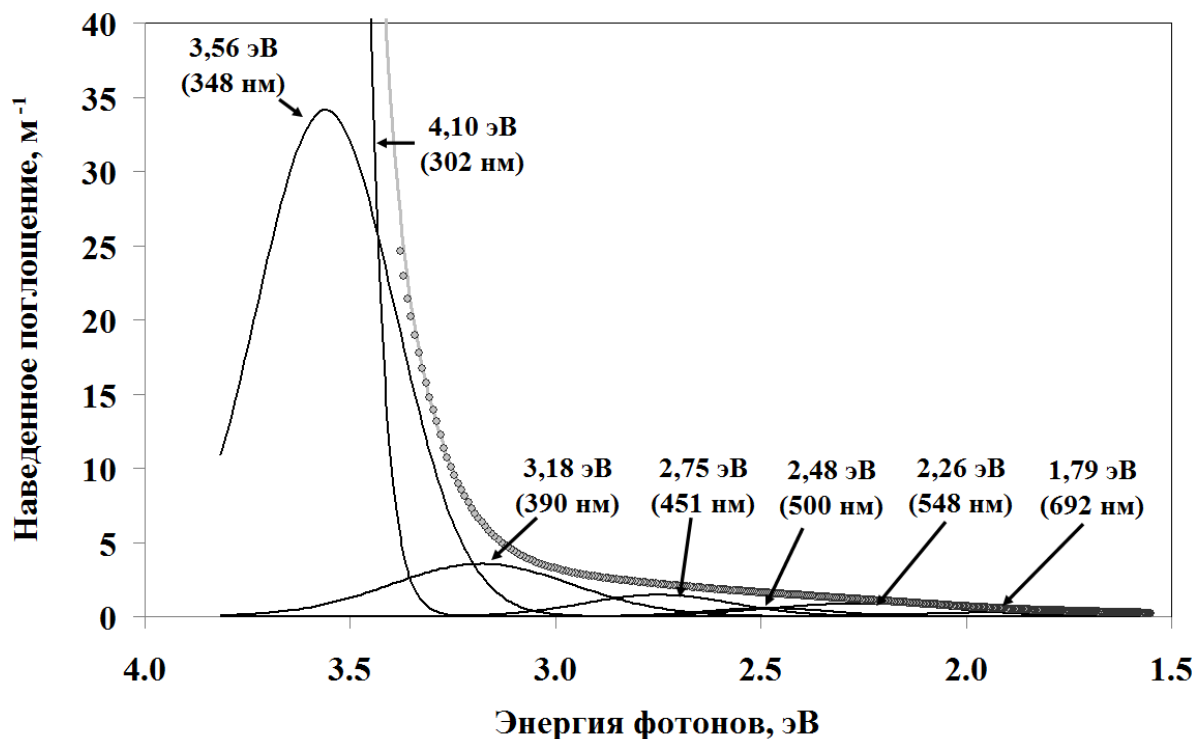


Рисунок 2.3. – Спектр наведенного поглощения в кристалле PWO после облучения протонами 24 ГэВ и его деконволюция полосами поглощения

Для случая деконволюции наведенного спектра поглощения при облучении кристаллов PWO γ -квантами величина $\frac{\chi^2}{N} = 1,1 \cdot 10^{-5}$, для случая облучения протонами $\frac{\chi^2}{N} = 3,7 \cdot 10^{-4}$, где N – разность между числом экспериментальных точек в спектре и числом параметров в функциях разложения спектра.

Спектры, полученные после облучения γ -квантами и протонами, существенно отличаются лишь в коротковолновой части. Отметим, амплитуда спектра после облучения протонами примерно в 2 раза больше, что отражает факт дополнительного образования дефектов при облучении протонами.

Сравнение спектров аппроксимации и наведенного поглощения указывает, что при облучении адронами образуются те же самые дефекты, что и при облучении γ -квантами, но доля дефектов типа Френкеля увеличивается. Более того, вследствие образования кластеров, появляется дополнительное поглощение, перекрывающее фундаментальное поглощение. Это приводит к сдвигу края полосы фундаментального поглощения, которое не наблюдается при γ -облучении.

Таким образом, сравнение спектров наведенного поглощения при γ -облучении и облучении протонами высоких энергий показало, что в обоих случаях образуются те же типы дефектов, что и в процессе выращивания кристаллов, но дополнительно наблюдается образование кластерных дефектов, что вносит существенное изменение в спектры наведенного поглощения.

Более того, при относительно высокой мощности дозы облучения в неорганических сцинтилляторах значительная часть мелких ловушек заселяется. При установившемся режиме заселения-релаксации в кристалле возникают условия для диффузии нейтральных мелких электронных центров, что значительно увеличивает вероятность их соединения в пары и более сложные дефекты. Пары имеют более глубокие уровни захвата по сравнению с одиночными вакансиями и могут создавать метастабильные центры окраски, увеличивая оптическое поглощение в видимой области спектра под действием ионизирующего излучения. Такой эффект был обнаружен и описан в [59].

Наконец, при значительных уровнях активации конструкции детектора в нем возникает дополнительное поле малоинтенсивного ионизирующего γ -излучения, постоянно воздействующего на сцинтилляционные кристаллы.

Установлено, что при длительной дозовой нагрузке с малой мощностью дозы γ -излучения в кристалле формируются новые дефекты. Это обусловлено диффузией дефектов и образованием их ассоциатов [59].

2.2 Повреждение оптического пропускания элементов электромагнитного калориметра адронной компонентой ионизирующего излучения

В работе [51] рассмотрен механизм повреждения оптического пропускания кристаллов вольфрамата свинца РВО протонами высокой энергии 24 ГэВ.

Для этого проанализированы основные реакции поглощения протонов в веществе вольфрамата свинца. Установлено, что взаимодействие идёт по каналу образования ядра, близкого по массе к материнскому, и лёгкого ядра, причём кинетическая энергия уносится преимущественно легким ядром [61-62]. В таблице 2.1 приведены реакции с образованием ядер отдачи Lu. Как видно из анализа, основным легким ядром является ${}^7\text{Be}$.

Для подтверждения преимущественного образования легких фрагментов и тяжелых ядер отдачи нами выполнен анализ радио-изотопов в облученных кристаллах.

Таблица 2.1. – Основные реакции поглощения протона с образованием ${}^7\text{Be}$ и образования ядер отдачи Lu

Изотоп	Реакция образования	
${}^7_4\text{Be}$	${}^{16}_8\text{O} + {}^1_1\text{H} \rightarrow 2{}^7_4\text{Be} + 3{}_0^1\text{n}$	${}^{16}_8\text{O} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^{10}_5\text{B}$
	${}^{16}_8\text{O} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + 2{}^4_2\text{He} + {}^2_1\text{D}$	${}^{16}_8\text{O} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^7_4\text{Be} + {}^7_3\text{Li} + {}^3_2\text{He}$
${}^{173}_{71}\text{Lu}$ с изотопом ${}^{184}_{74}\text{W}$	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^7_4\text{Be} + 5{}_0^1\text{n}$	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^8_4\text{Be} + 4{}_0^1\text{n}$
	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^9_4\text{Be} + 3{}_0^1\text{n}$	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^{10}_4\text{Be} + 2{}_0^1\text{n}$
	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^{11}_4\text{Be} + {}_0^1\text{n}$,	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^{12}_4\text{Be}$,
	${}^{11}_4\text{Be} \xrightarrow{13.8c} {}^{11}_5\text{B}$	${}^{12}_4\text{Be} \xrightarrow{0.0213c} {}^{11}_5\text{B}$
	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + 2{}^6_2\text{He}$,	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + 2{}^4_2\text{He} + 4{}_0^1\text{n}$
	${}^6_2\text{He} \xrightarrow{0.8c} {}^6_3\text{Li}$	
	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + 2{}^1_1\text{H} + {}^4_2\text{He} + 6{}_0^1\text{n}$	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + 2{}^4_2\text{He} + 4{}_0^1\text{n}$
	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + 4{}^1_1\text{H} + 8{}_0^1\text{n}$	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^1_1\text{H} + {}^5_3\text{Li} + 4{}_0^1\text{n}$,
		${}^5_3\text{Li} \xrightarrow{3 \cdot 10^{-22}c} {}^4_2\text{He}$
	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^1_1\text{H} + {}^6_3\text{Li} + 5{}_0^1\text{n}$	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^1_1\text{H} + {}^8_3\text{Li} + 3{}_0^1\text{n}$
${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^1_1\text{H} + {}^9_3\text{Li} + 2{}_0^1\text{n}$,	${}^{184}_{74}\text{W} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^{173}_{71}\text{Lu} + {}^1_1\text{H} + {}^{11}_3\text{Li}$,	
${}^9_3\text{Li} \xrightarrow{0.18c} {}^9_4\text{Be}$,	${}^{11}_3\text{Li} \xrightarrow{0.0087c} {}^{11}_4\text{Be} \xrightarrow{13.8c} {}^{11}_5\text{B}$	
${}^9_3\text{Li} \xrightarrow{0.18c} {}^8_4\text{Be}$		

На рисунке 2.4 приведён состав образованных изотопов, их измеренная активность через 4 месяца после облучения и рассчитанная активность на момент после облучения (через 24 часа), и через 7 месяцев после облучения. Доминирующими по содержанию являются радиоизотопы Be и Yb, Lu, Hf.

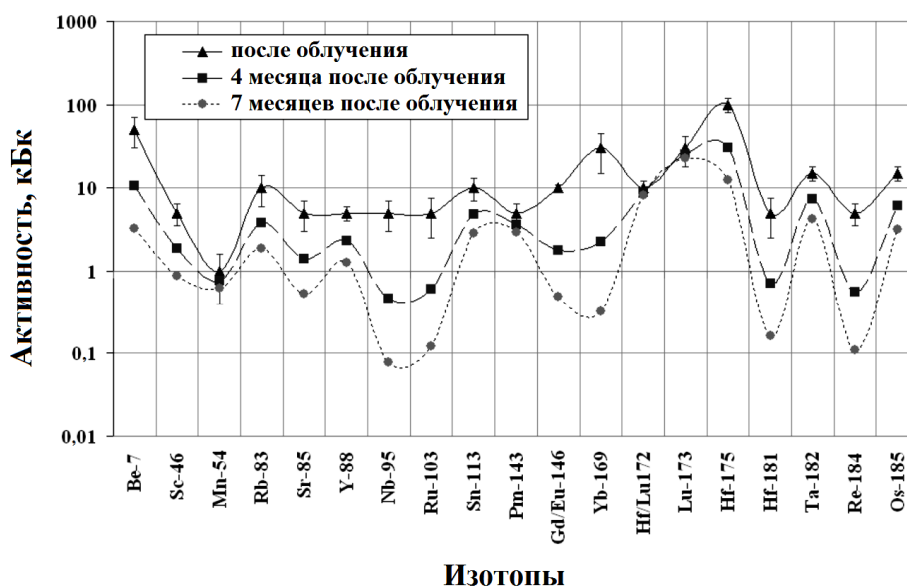


Рисунок 2.4. – Состав образованных в РВО изотопов: реконструкция активности изотопов сразу после облучения протонами 24 ГэВ с флюенсом $3,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, измеренная активность через 4 месяца и прогноз активности через 7 месяцев после облучения

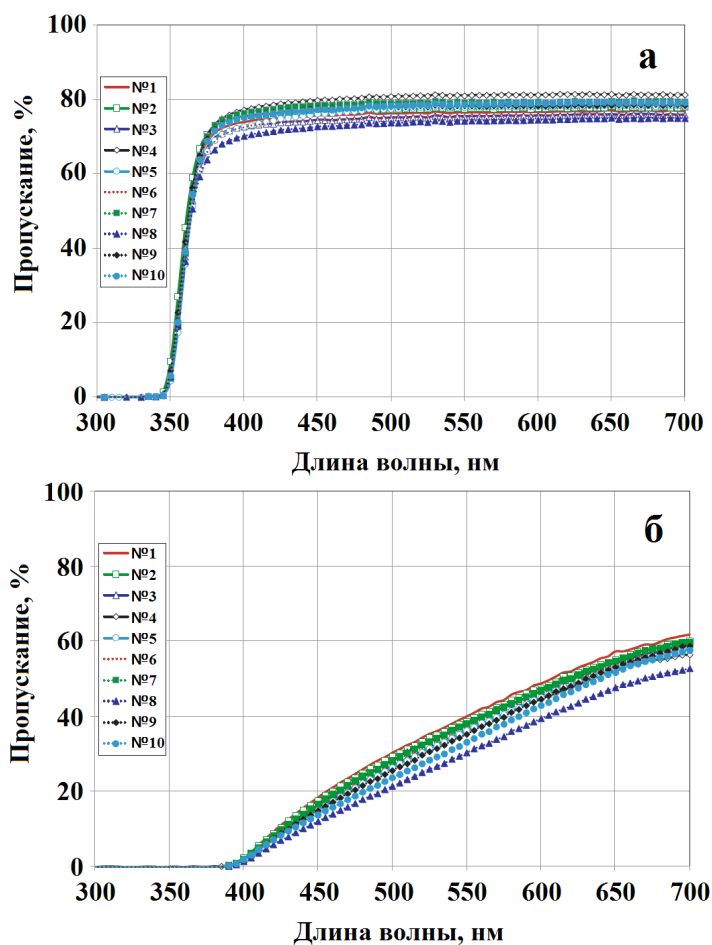
В результате анализа дочерних продуктов распада указанных изотопов с использованием [63] определено, что они не являются производными изотопами друг друга, т.е. все указанные изотопы являются изотопами первого поколения. Они образованы при взаимодействии протонов с исходными изотопами элементов, составляющих матрицу: ^{206}Pb (24,1% от общего содержания Pb), ^{207}Pb (22,1% от общего содержания Pb), ^{208}Pb (52,4% от общего содержания Pb); ^{182}W (26,5% от общего содержания W), ^{183}W (14,3% от общего содержания W), ^{184}W (30,64% от общего содержания W), ^{186}W (28,4% от общего содержания W), ^{16}O (99,76% от общего содержания O).

Поскольку все обнаруженные в образце радиоизотопы – изотопы первого поколения, единственным механизмом их образования являются ядерные реакции протонов с ядрами Pb, W и O, в результате которых образуются ядра отдачи. Эти ядра могут претерпевать быстропотекающие распады, в результате чего образуется измеренный изотопный состав.

Доля фрагментов со средними массами не превышает в сумме 15%. Таким образом, можно утверждать, что основное повреждение кристалла происходит лёгкими фрагментами, в то время как тяжёлые ядра отдачи на коротких треках теряют преимущественно энергию за счет ионизационных потерь. В результате упругих столкновений ядра отдачи с ядрами кристаллической решётки вдоль трека происходит выбивание их из позиций в матрице с образованием френкелевских пар (вакансия плюс атом в междоузлии), причём в конце траектории такой процесс приобретает характер

лавины с образованием кластера с высокой неравновесной концентрацией пар. В силу кристаллохимического строения соединения $PbWO_4$ френкелевские пары образуются путем выбивания атомов кислорода и свинца. Выбивание атома вольфрама из позиции локализации в матрице приводит к распаду кристаллообразующих решётку тетраэдров, т.е. образованию дефекта, сравнимого с размерами элементарной ячейки.

Поскольку количество упруго взаимодействовавших ядер не превышает поток частиц, а каждое лёгкое ядро отдачи образует 10^2-10^3 френкелевских пар [53], то суммарное количество образованных дефектов в кристалле имеет порядок 10^{16} , а их концентрация 10^{20} м^{-3} , что сопоставимо с концентрацией ростовых дефектов в вольфрамите свинца. Такие дефекты приводят к сдвигу краевого поглощения в кристалле и увеличению поглощения в области сцинтилляций, тем самым ухудшая выход сцинтилляций. Это подтверждено путем сравнения повреждения оптического пропускания кристаллов вольфрамата свинца при их облучении гамма-квантами и пучком протонов с энергией 24 ГэВ флюенсом до $3,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [54]. Измеренные спектры представлены на рисунке 2.5, характеристики образцов PWO даны в таблице 3.4 раздела 3.3 главы 3.



а – до облучения; б – после облучения протонами с энергией 24 ГэВ

Рисунок 2.5. – Изменение оптического пропускания кристаллов PWO при облучении протонами высоких энергий

Как было указано выше, после облучения в кристаллах PWO наблюдается сильное поглощение в области локализации пика сцинтилляции и происходит сдвиг края полосы поглощения.

Вместе с тем, широкое применение вольфрамата свинца, равно как и других тяжелых кристаллических материалов в экспериментах на ускорителях с высокой светимостью, делает актуальной задачу выявления общих закономерностей их повреждения частицами высоких энергий. Доля таких частиц в составе ионизирующего излучения, порождаемого в точке столкновения пучков либо столкновения пучка и мишени, неизменно растет с увеличением светимости, увеличивая тем самым дозовую нагрузку на экспериментальное оборудование, особенно в припучковой области. Установлено [64], что эффект сдвига края фундаментальной полосы поглощения справедлив и для других тяжёлых кристаллических соединений.

Помимо вольфрамата свинца были исследованы три кристалла: PbF_2 , $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ и $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$. Выбор типов кристаллов сделан, исходя из следующих соображений.

Фторид свинца в качестве материала для Черенковского детектора используется в гомогенном электромагнитном калориметре в эксперименте A4 на ускорителе электронов MAMI в г. Майнц [65]. Силикат висмута $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ (BSO) (структурный аналог широко используемого германата висмута, BGO) является наиболее перспективным материалом для применения в детекторах с одновременным считыванием сцинтилляций и Черенковского излучения в экспериментах с электромагнитными и адронными калориметрами на проектируемом линейном коллайдере ILC [66]. Кристалл $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ рассматривается для применения в калориметрии в составе детекторных модулей типа «шашлык» [67]. Перечисленные приложения показывают, что исследование радиационного повреждения в таких кристаллах является актуальной задачей.

Исследованные кристаллы содержат в решетке наиболее тяжелые из стабильных ядер, которые являются конечными элементами в цепочках распада урана и тория. Для таких ядер, при взаимодействии с протонами высоких энергий инициируются ядерные реакции, которые идут как по механизму деления, так и отщепления фрагментов ядер. Распределение кинетической энергии между фрагментами зависит от распределения их масс, что, очевидно, непосредственно влияет на характер повреждения кристаллов фрагментами.

Для проведения сравнительных измерений был отобран кристалл PWO размером $2 \times 2 \times 1 \text{ см}^3$. Он был отобран по минимальному уровню радиационного повреждения под действием γ -квантов, что гарантировало минимальную концентрацию дефектов структуры, образованных при выращивании и приводящих к появлению метастабильных центров окраски [42, 68]. Это дало возможность отделить эффект влияния повреждения протонами от сопутствующего эффекта образования центров окраски частицами ливня. Образец кристалла BSO размерами $1 \times 1 \times 2 \text{ см}^3$, был изготовлен в Японии 15 лет назад и предоставлен нам авторами, детально исследовавшими радиационное повреждение в кристалле под действием γ -квантов в режиме больших

поглощённых доз [60]. Кристалл PbF_2 , изготовленный в Китае, размерами $2 \times 2 \times 10 \text{ см}^3$ был предоставлен исследователями, работающими по программе эксперимента А4 на ускорителе MAMI (Майнц, Германия). Измерения оптического пропускания этого кристалла, подвергнутого воздействию γ -излучения, было выполнено в рамках А4 коллаборации [65]. Кристаллы облучались протонами с энергией 24 ГэВ до значения флюенса протонов $3,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Кристаллы PWO и BSO при облучении располагались на торцевой части кристалла PWO, так чтобы пучок протонов проходил сначала через них. Поскольку толщина образцов PWO и BSO была значительно меньше ядерной длины материалов ($\sim 20 \text{ см}$), то их повреждение было вызвано главным образом за счёт взаимодействия протонов с ядрами решетки. В случае PbF_2 , длина которого была сопоставима с ядерной длиной, каскад вторичных частиц также вносил вклад в радиационное повреждение.

Спектры оптического пропускания всех образцов измерялись в CERN спустя 30 дней после облучения протонами, когда наведенная радиоактивность образцов снизилась до безопасного уровня. Спектры оптического пропускания кристаллов до и после облучения протонами представлены на рисунке 2.6. Длины кристаллов составляли 1 см для PWO и BSO и 10 см для PbF_2 .

Все образцы демонстрируют сдвиг края оптического поглощения в длинноволновую область. Помимо сдвига спектра, для PbF_2 также видно уменьшение пропускания в широком спектральном диапазоне. Такой же эффект уменьшения в видимом диапазоне измерен авторами [68] и вызван относительно высокой концентрацией центров окраски в кристалле, образовавшихся под действием каскада вторичных частиц.

Набор измеренных радиоизотопов с активностью более 10^3 Бк в облученных образцах представлен в Таблице 2.2. В образцах найдено присутствие следов радиоактивных U и Th, причем в образце PbF_2 обнаружено наибольшее содержание ^{238}U и ^{235}U . По этой причине, в дополнение к продуктам взаимодействия протонов с кристаллической матрицей, в кристалле наблюдается ряд радиоизотопов с массами 90-140, возникших вследствие обычного механизма расщепления ядер урана под воздействием протонов [69].

Присутствие ^{235}U в PbF_2 подразумевает накопление изотопа ^{99}Mo в образце при облучении протонами. В коротких кристаллах PWO и BSO, где доминировало прямое взаимодействие ядер с протонами, измерена высокая активность короткоживущего изотопа ^{208}Tl .

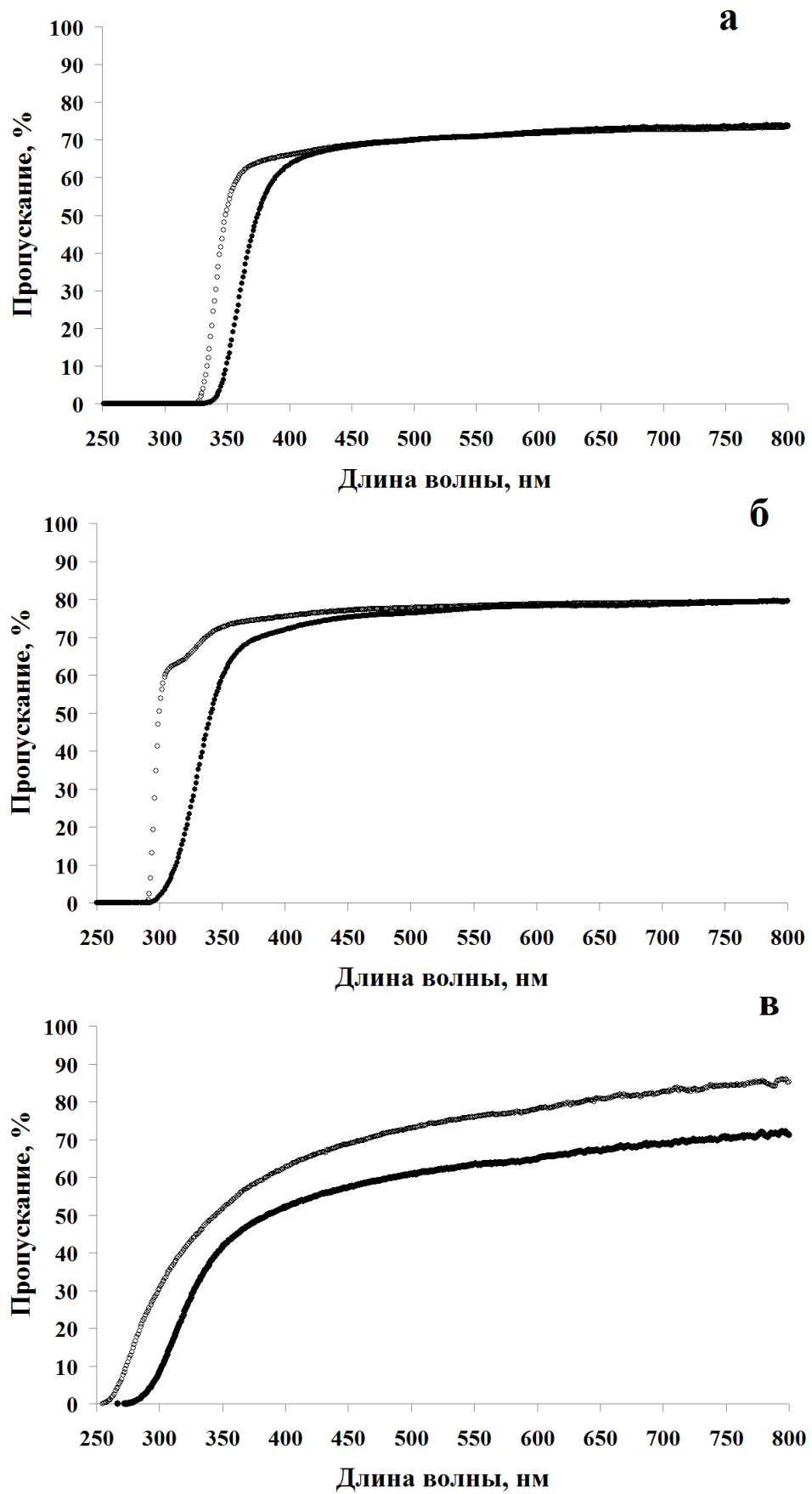


Рисунок 2.6. – Спектры пропускания кристаллов PWO (а), BSO (б) и PbF₂ (в) до облучения (○) и после облучения (●) протонами

Таблица 2.2. – Набор радиоизотопов с активностью более 10^3 Беккерель/образец, измеренных в PWO, PbF₂ и BSO образцах после облучения протонами

Изотопы	Активность, 10^{-3} , Беккерель/образец (концентрация в течение 1 месяца после облучения см^{-3})		
	$2 \times 2 \times 1 \text{ см}^3$ PWO, Один месяц после облучения	$2 \times 2 \times 10$ см^3 PbF ₂ , Один месяц после облучения	$1 \times 1 \times 2 \text{ см}^3$ Bi ₄ Si ₃ O ₁₂ , Один месяц после облучения
Be-7	1,1	41	1,6
Na-22	-	1,5	-
Na-24	-	$5 \cdot 10^8$	-
K-40	-	14	1,97
Ar-42	-	9,4	-
Sc-44	-	1,2	-
Ti-44	-	20	-
Sc-46	-	1,1	-
V-48	-	2,1	-
Cr-51	2,3	76	1,64
Mn-52	-	16	-
Mn-54	-	1,7	-
Co-55	-	$2 \cdot 10^8$	-
Co-56	-	1,6	-
Ni-56	-	30	-
Co-57	2	28	-
Co-58	-	1,5	-
Co-60	-	1	-
Cu-64	-	$3 \cdot 10^{13}$	46
Zn-65	-	2	-
Ni-65	-	-	1.4
As-74	-	7,5	-
Se-75	-	15	-
Rb-83	-	8	-
Sr-85	-	3,8	-
Sr-85m	1,2	-	-
Y-88	-	1	-
Zr-88	-	1,5	-
Zr-89	-	117	-
Nb-95	-	2	-
Nb-95m	1,5	-	-
Zr-95	-	3,5	-
Tc-96	-	43	-
Mo-99	1,3	2470	-
Ru-103	-	4,9	-
Ag-105	1,1	10	-
Ru-106	1,2	27	2
Ag-110m	-	2,2	-
Ag-111	-	682	-
Sn-113	-	8,8	-
In-114	3,7	99	-
Te-121m	-	5,5	-
Sb-122	-	-	533
Te-123	1,2	23	-
I-124	-	113	-
Sb-124	-	3,3	-
I-125	304	5870	-
Sb-125	-	13	-
Sn-125	-	62	-

Продолжение таблицы 2.2.

Изотопы	Активность, 10^{-3} , Беккерель/образец (концентрация в течение 1 месяца после облучения см^{-3})		
	$2 \times 2 \times 1 \text{ см}^3$ РХО, Один месяц после облучения	$2 \times 2 \times 10$ $\text{см}^3 \text{ PbF}_2$, Один месяц после облучения	$1 \times 1 \times 2 \text{ см}^3$ $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$, Один месяц после облучения
Xe-125	1,3	$4 \cdot 10^9$	-
Ba-131	-	21	-
I-131	-	25	-
Te-132	-	644	-
Ba-133	-	7	-
Cs-134	-	2,4	-
Cs-137	-	3	-
Ce-139	-	23	-
Ba-140	-	33	-
Ce-141	2,4	52	-
Pm-143	-	4,1	-
Ce-144	13	18	1,3
Pm-145	-	500	-
Eu-149	5,6	-	-
Gd-151	6,5	-	-
Gd-153	7,9	119	-
Tm-167	1,4	-	-
Yb-169	1,9	-	-
Hf-172	-	191	-
Lu-173	1,5	20	-
Lu-174	-	27	-
Hf-175	-	4,4	-
Hf-181	-	5,4	-
Ta-182	-	3	-
Ta-183	-	378	-
Os-185	8	-	-
Ir-192	-	6,8	-
Au-194	-	$3,4 \cdot 10^4$	-
Hg-194	-	7,5	-
Au-198	-	563	-
Tl-202	-	8,7	-
Po-206	-	19	-
Tl-208	$2 \cdot 10^7$	-	$5,9 \cdot 10^7$
Pb-210	-	-	2,4
Th-232	-	1	-
U-235	-	23	-
U-238	12,5	1810	1,8

Изотоп таллия в этих кристаллах доминирует вследствие отщепления от ядра легких фрагментов типа дейтрон и тритон (d, t) либо ядра атома гелия. В длинном образце кристалла PbF_2 вторичные частицы, особенно заряженные пионы и мюоны каскада, также инициируют ядерные реакции [70-71]. Это приводит к увеличению разнообразия радиоизотопов, достигших уровня активности более чем 10^3 Бк в кристалле PbF_2 .

Можно утверждать, что повреждение решётки тяжелыми заряженными частицами высокой энергии при их прохождении через исследованные кристаллы происходит, прежде всего, из-за перемещения ионов

кристаллической решетки в междоузлия за счет упругого взаимодействия и образования кластеров таких дефектов. Дополнительный эффект, обуславливающий сдвиг краевого поглощения, появляется в кластерах, где высокая концентрация дефектов и вакансий приводит к сдвигу фундаментального края поглощения из-за локального изменения симметрии и силы кристаллического поля. В кластерах, где концентрация дефектов высока, происходит деформация регулярных кислородных комплексов WO_4^{2-} , образующих кристалл вольфрамата свинца. Так как нижняя часть зоны проводимости вольфрамата свинца сформирована d-орбиталями иона W^{6+} , которые очень чувствительны к изменениям локального кристаллического поля, то деформация регулярной ячейки кристалла вызывает их расщепление и, как следствие, размытие края зоны проводимости. На микроскопическом уровне это приводит к сокращению ширины запрещенной зоны внутри кластеров. На макроскопическом уровне это также приводит к наблюдаемому длинноволновому сдвигу краевого поглощения.

Природа центров окраски в монокристаллах BSO и PbF_2 не исследована так подробно, как в случае кристаллов вольфрамата свинца. Однако некоторые заключения можно сделать, принимая во внимание кристалло-химические свойства этих материалов. В противоположность кристаллу вольфрамата свинца, дно зоны проводимости этих кристаллов сформировано бр орбиталями ионов Bi^{3+} и Pb^{2+} [72]. Поэтому, даже в области кластеров дефектов, дно зоны проводимости не подвержено искажениям, вносимым вакансиями и дефектами Френкеля. Как следствие, наклон краевого поглощения в спектрах наведенного поглощения как BSO так и PbF_2 , обусловленный только краем полосы внутрицентрового поглощения вновь образованных дефектов Френкеля, является более пологим чем у PWO, как видно из рисунка 2.7.

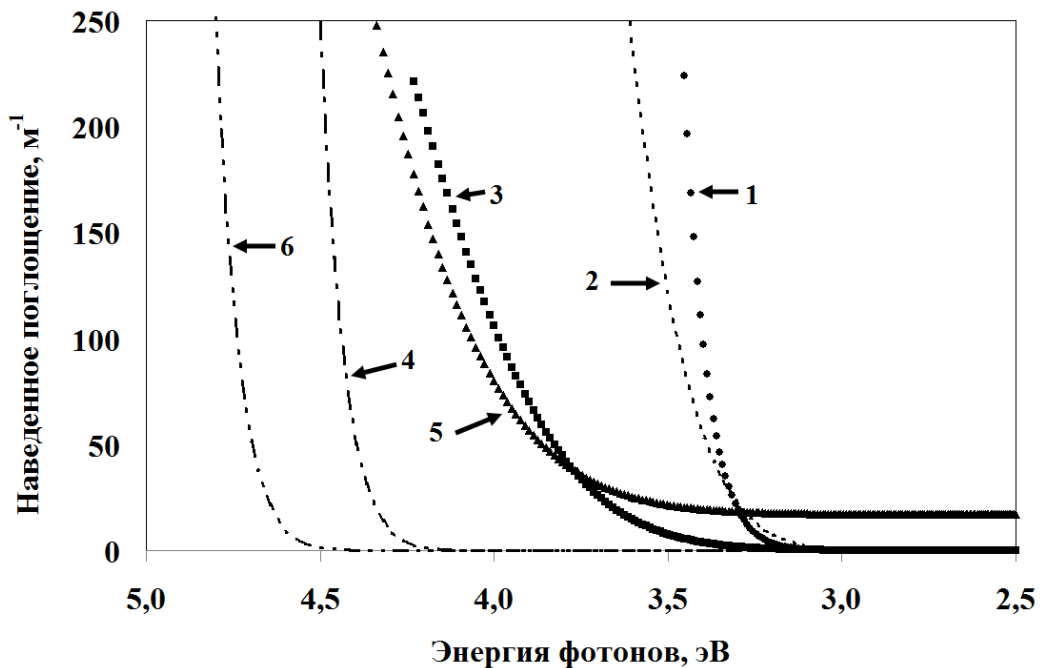


Рисунок 2.7. – Наведенные облучением протонами спектры поглощения и длинноволновые края фундаментального поглощения кристаллов PWO (1,2), BSO (3,4) и PbF_2 (5,6) при комнатной температуре

Для сравнения, на рисунке приведены также края спектров фундаментального поглощения неповрежденных кристаллов. Аппроксимация спектров поглощения BSO и PbF₂ выявляет в спектрах, в дополнение к фундаментальному поглощению, дополнительные единичные полосы гауссовой формы с параметрами, описанными в таблице 2.3.

Таблица 2.3. – Аппроксимированные параметры полос, вызывающих наведенное поглощение вблизи края спектров пропускания облученных протонами кристаллов PbF₂ и BSO

Кристалл	E _g , эВ	Максимум полосы поглощения (Гауссова аппроксимация), эВ	Ширина полосы поглощения на полувысоте (Гауссова аппроксимация), эВ	Амплитуда полосы поглощения (Гауссова аппроксимация), м ⁻¹
BSO	5,4	4,67	0,84	400
PbF ₂	5,7	5,31	1,09	1550

То, что амплитуда полосы в PbF₂ в четыре раза больше амплитуды в BSO отражает лишь тот факт, что кристалл фторида длиннее и, следовательно, количество дефектов образованных в нем больше. Относительно большое различие в энергии рассчитанных максимумов полос поглощения и энергии запрещенных зон E_g кристаллов позволяет заключить, что они обусловлены глубокими ловушками. Наиболее вероятно в качестве такой ловушки должны выступать дефекты типа Френкеля, однако точное соотношение полос центрам захвата на основе вакансий или дефектов типа дефектов Френкеля требует дальнейшего исследования.

Аналогичные результаты были получены в кристаллах лютециевого ортосиликата Lu₂SiO₅ [73]. Образец LSO был облучен γ -квантами от источника ⁶⁰Co с поглощённой дозой 2000 Гр, затем отожжен при 300 °С для устранения наведенного оптического поглощения, а затем облучен протонами с энергией 24 ГэВ на ускорителе PS с флюенсом до 3,6·10¹³ см⁻². Перед каждой стадией исследований измерялось оптическое пропускание образца. Полученные спектры оптического пропускания LSO до облучения, после γ -облучения, и после облучения протонами с предварительным отжигом показаны на рисунке 2.8.

Как видно из рисунка 2.8, у LSO также наблюдается сдвиг фундаментальной полосы поглощения после облучения протонами, которого нет при облучении γ -квантами.

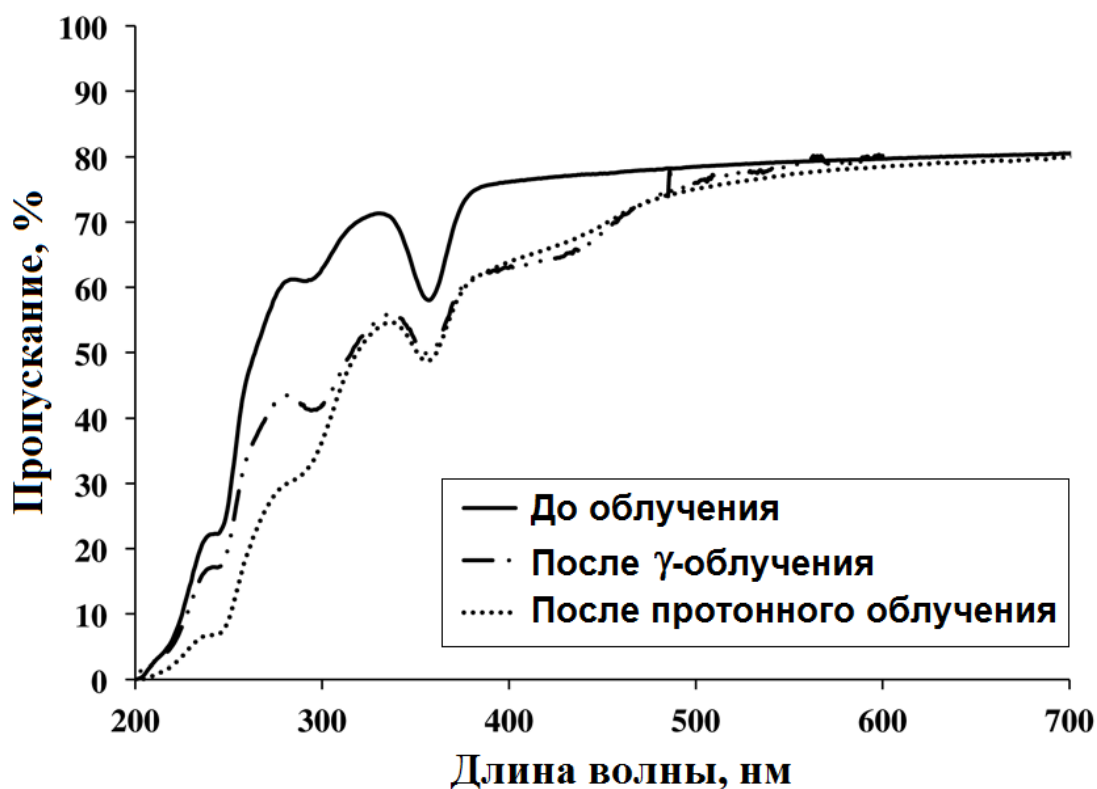


Рисунок 2.8. – Спектры оптического пропускания LSO до облучения, после γ -облучения, и после облучения протонами

Спектр адронов в электромагнитном калориметре довольно широк, в связи с чем возникает вопрос актуальности процесса радиационного повреждения для более низких энергий, чем использовавшиеся в исследованиях 24 ГэВ. С этой целью был выполнен дополнительный цикл экспериментов [74]. Были отобраны образцы кристаллов PWO-II размерами $2 \times 2 \times 5$ см³, которые были облучены протонами с энергией 150 МэВ на ускорителе AGOR центра KVI (г. Гронинген, Нидерланды). Пучок протонов имел поток $3 \cdot 10^9$ с⁻¹см⁻², при этом флюенс протонов достигал $1,0 \cdot 10^{12}$ – $1,8 \cdot 10^{13}$ см⁻². В течение облучения, а также в период хранения образцов в ожидании уменьшения их наведенной радиоактивности, они поддерживались при -25 °С для уменьшения влияния спонтанной релаксации на изменение оптического пропускания. На рисунке 2.9 показан спектр наведенного поглощения в PWO при облучении протонами с энергией 150 МэВ и его деконволюция полосами поглощения.

Как и в других случаях (см. рисунки 2.2-2.3, параграф 2.1) для проверки корректности деконволюции использовался критерий согласия Пирсона χ^2 . Величина $\frac{\chi^2}{N} = 2,3 \cdot 10^{-5}$, где N – разность между числом экспериментальных точек в спектре и числом параметров в функциях разложения спектра.

Сравнение результатов деконволюции спектров наведенного поглощения при облучении протонами с энергией 24 ГэВ (рисунок 2.3) и 150 МэВ (рисунок 2.9) позволяют заключить, что наблюдаемые изменения идентичны. В обоих случаях наблюдается возникновение полос поглощения сходной структуры,

которые наиболее сильны в диапазоне длин волн ниже 400 нм, что вызывает сдвиг края полосы фундаментального поглощения. В связи с этим, можно утверждать, что радиационное повреждение кристаллов PWO от адронной компоненты ливня частиц будет наблюдаться, начиная с относительно низких энергий, т.е. охватывать широкий участок спектра адронов.

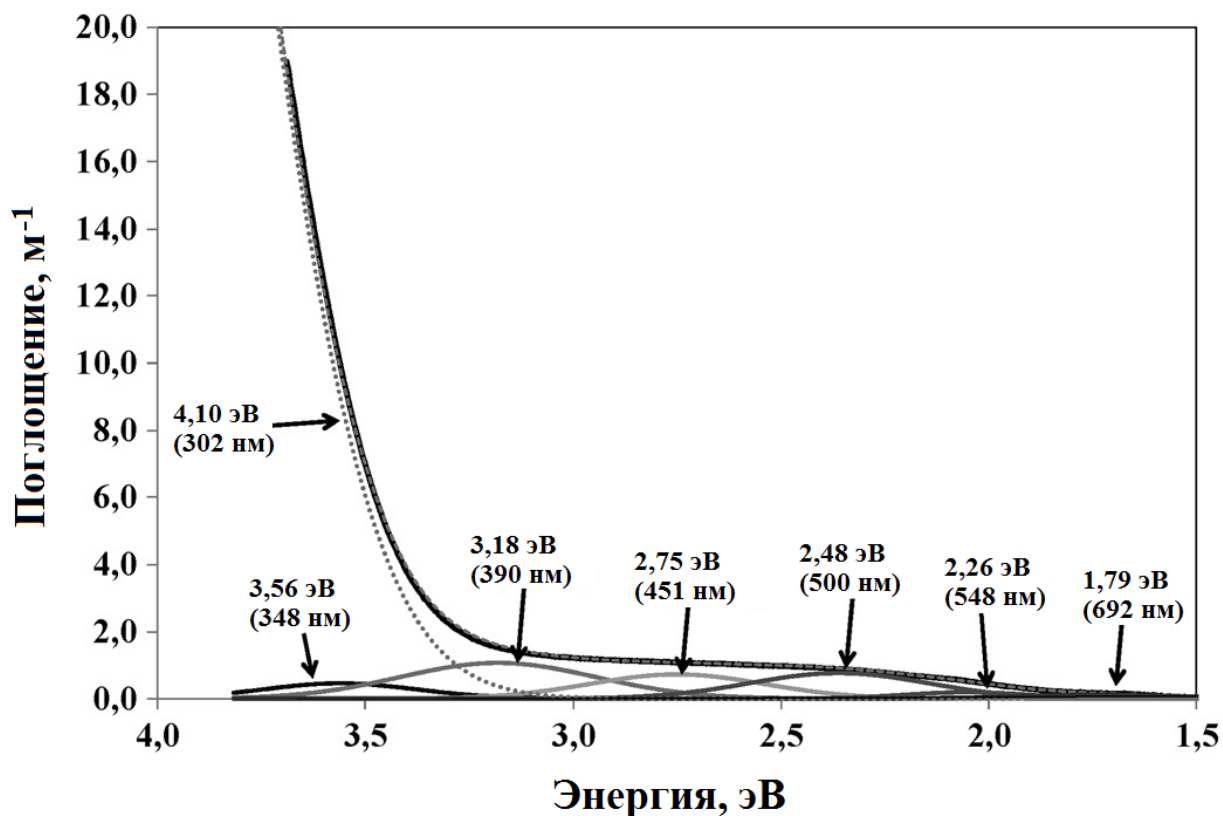


Рисунок 2.9. – Спектр наведенного поглощения в кристалле PWO после облучения протонами с энергией 150 МэВ и его деконволюция полосами поглощения

Таким образом, при облучении тяжёлых кристаллических соединений протонами высокой энергии наблюдается одинаковый эффект в изменении спектров поглощения кристаллов: сдвиг края полосы фундаментального поглощения в длинноволновую область спектра. Такой эффект возникает вследствие образования кластеров дефектов и вакансий и центров окраски на их основе, возникших в кристалле из-за упругого взаимодействия ядер решетки с налетающими протонами, легкими фрагментами, образованными вследствие ядерных реакций и ионами, выбитыми из своих позиций локализации в решётке.

2.3 Нелинейность отклика в калориметрах со сцинтилляционными кристаллами с повреждённым пропусканием

2.3.1 Изменение продольного профиля электромагнитного ливня в тяжёлых сцинтилляторах при увеличении энергии первичных частиц

Рассмотренное в параграфах 2.1-2.3 возникновение дополнительных центров окраски в кристаллических неорганических соединениях может оказывать негативное влияние на детекторные характеристики калориметрических модулей. Установлено, что наведенное поглощение вызывает нелинейность отклика детектора и ухудшение энергетического разрешения за счёт роста постоянного члена в энергетическом разрешении.

Предсказание возникновения нелинейности отклика в повреждённых протонами кристаллах вольфрамата свинца основывалось на следующих рассуждениях. В длинных кристаллах (более $20 X_0$) влетающие в кристалл частицы высоких энергий вызывают развитие ливня частиц, положение максимума энерговыделения (а, значит, и максимума интенсивности сцинтилляционного излучения) которого определяется энергией первичной частицы. На рисунке 2.10 показаны результаты компьютерного моделирования положения пика поглощённой энергии в кристалле PWO в зависимости от энергии падающих на кристалл электронов высоких энергий. Видно, что даже в таком плотном кристалле как вольфрамат свинца, положение максимума энерговыделения зависит от энергии частицы.

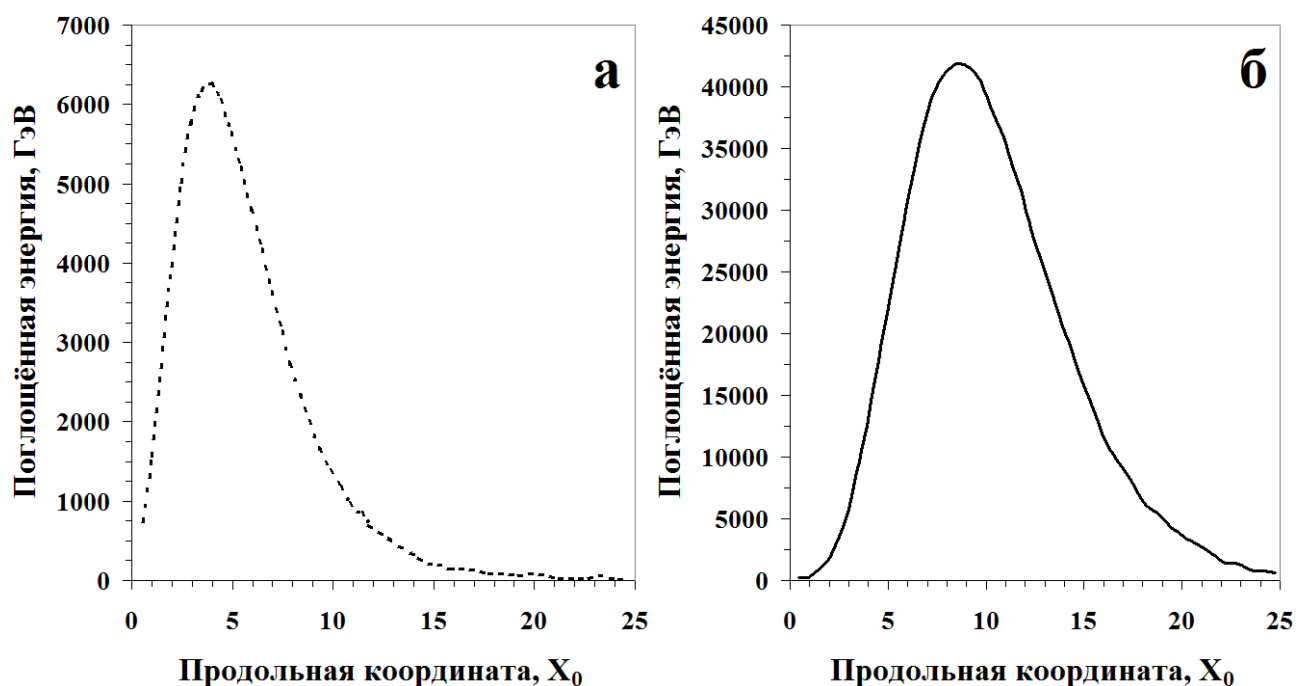


Рисунок 2.10. – Изменение положения пика поглощённой энергии в кристалле PWO $30 \times 30 \times 220 \text{ мм}^3$ при попадании 10^5 электронов с энергией 1 ГэВ (а) и 100 ГэВ (б)

Эта зависимость в комбинации с наведенным поглощением должна приводить к неодинаковому поглощению доли светового потока идущего к фотоприёмнику и от него в зависимости от степени повреждения оптического пропускания кристалла.

Простой анализ спектров поглощённой энергии от электронов с энергией 1-1000 ГэВ, попадающих в PWO, показывает, что основное энергосодержание в кристалле будет происходить в его первой половине по отношению к падающему пучку электронов. Кроме того, более точная модель должна учитывать наличие не только неоднородного продольного градиента оптического поглощения, который является следствием градиента плотности наработанных ионизирующим излучением дефектов в объёме кристалла, но и наличие поперечного градиента, являющегося следствием геометрии эксперимента (узкий пучок электронов шириной 10-20 мм попадает на матрицу 3×3 кристалла PWO).

2.3.2 Возникновение нелинейности отклика в повреждённом кристалле

Наличие продольной и поперечной неоднородности оптического поглощения в кристаллах PWO при облучении протонами с энергией 24 ГэВ были измерены на ускорителе SPS (CERN, Швейцария) в 2012-2013 годах. На рисунке 2.11 показан градиент оптического поглощения для одного из облученных кристаллов PWO, который удовлетворительно коррелирует с данными по дозовой нагрузке [75], полученными при облучении кристаллов PWO протонами с энергией 24 ГэВ.

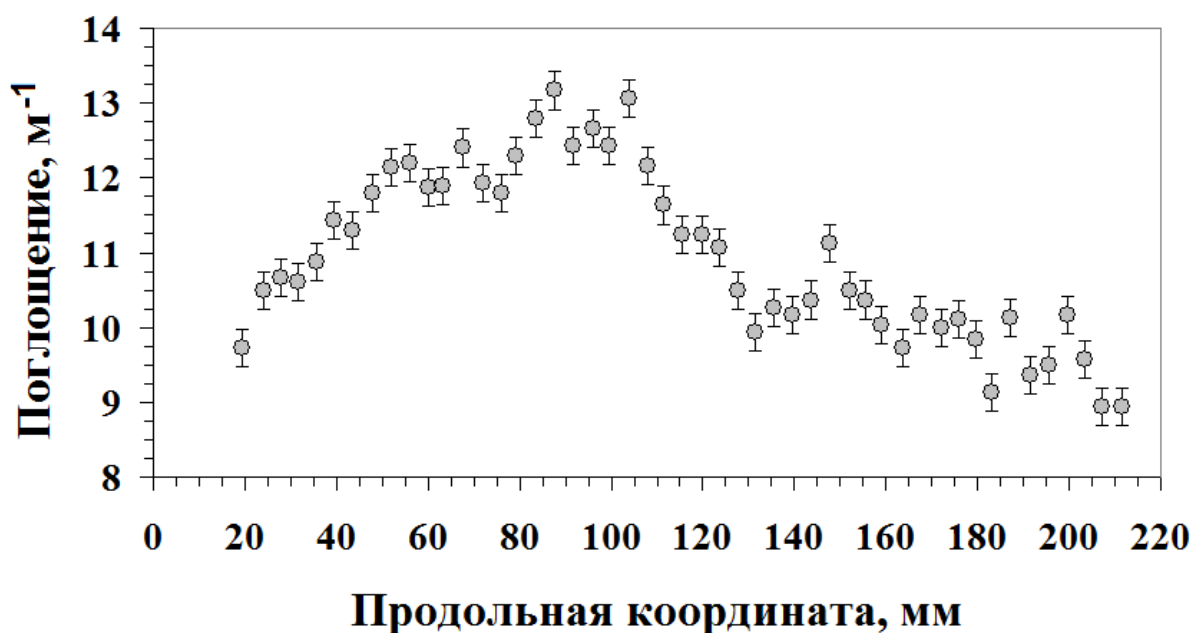


Рисунок 2.11. – Продольный градиент наведенного коэффициента поглощения μ_{ind} кристалла PWO после облучения потоком протонов с энергией 24 ГэВ до достижения флюенса $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$

Экспериментальное исследование нелинейности отклика матрицы 3×3 кристаллов PWO было выполнено в рамках той же серии экспериментов [43].

Необлученная матрица кристаллов PWO имела нелинейность не хуже 1% в диапазоне энергий 10-120 ГэВ зондирующих пучков электронов. При значениях наведенного продольного коэффициента поглощения $\mu_{\text{ind}}=10 \text{ м}^{-1}$ нелинейность отклика матрицы увеличивалась до 5% на границах диапазона, а при достижении $\mu_{\text{ind}}=20 \text{ м}^{-1}$ – 15%.

На рисунке 2.12 нулевое значение нелинейности нормировано на значение энергии электронов 50 ГэВ.

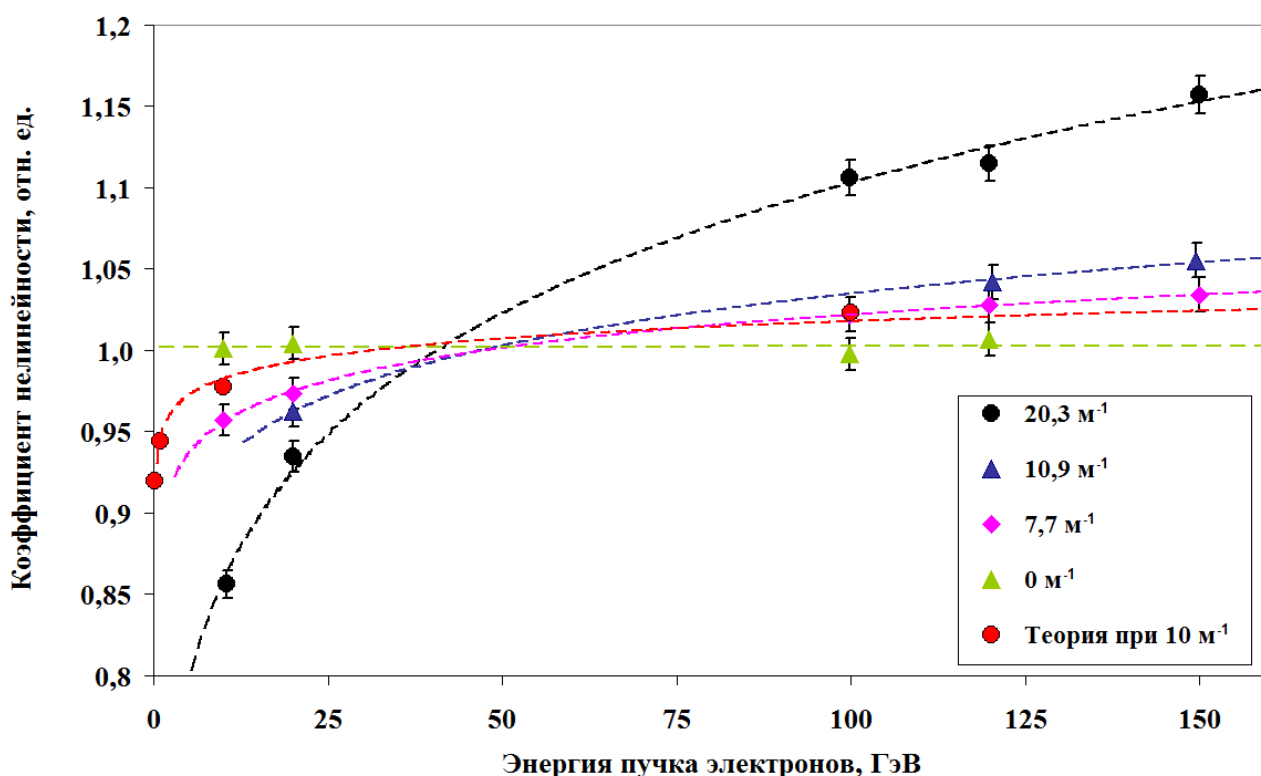


Рисунок 2.12. – Модельная оценка нелинейности отклика кристалла PWO $30 \times 30 \times 220 \text{ см}^3$ и полученные экспериментальные значения для матрицы кристаллов 3×3

Неоднородность эффективности светосбора ε_{LC} , вызывающая нелинейность отклика матрицы кристаллов, может быть представлена в виде:

$$\varepsilon_{LC} \approx K \cdot e^{-\nu(\mu_{\text{ind}}) \cdot D}, \quad (2.2)$$

где K – средняя вероятность фотона сцинтилляции, испущенного на расстоянии D от фотоприёмника, быть детектированным, $\nu(\mu_{\text{ind}})$ – наведенный коэффициент поглощения, который увеличивается с ростом μ_{ind} .

На рисунке 2.13 показаны измеренные зависимости величины постоянного члена энергетического разрешения от энергии при разном уровне наведенного адронами поглощения. С ростом поглощения постоянный член увеличивается в среднем с 1% до 4% для $\mu_{\text{ind}}=10 \text{ м}^{-1}$ и до 11% при $\mu_{\text{ind}}=20 \text{ м}^{-1}$, что значительно ухудшает энергетическое разрешение калориметра.

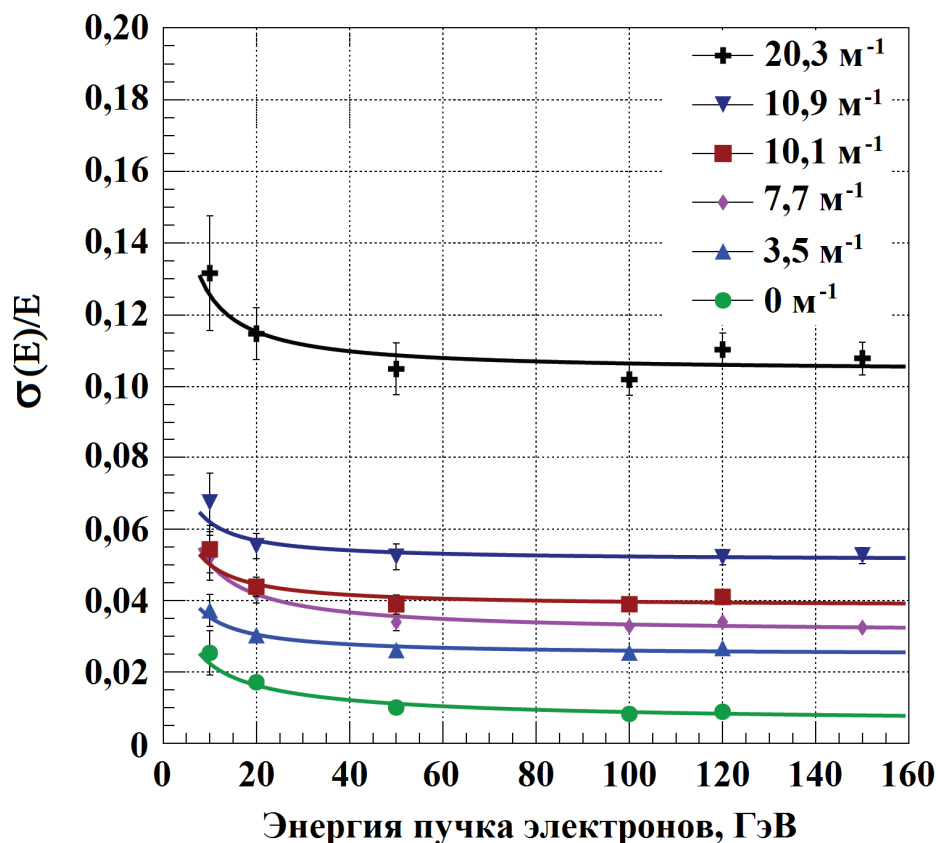


Рисунок 2.13. – Измеренное изменение величины постоянного члена энергетического разрешения для матрицы 3×3 кристаллов PWO в диапазоне энергий 10-160 ГэВ

Таким образом, наведенное адронами оптическое поглощение приводит к значительному увеличению величины постоянного члена энергетического разрешения калориметрической ячейки на базе кристаллов PWO, что значительно снижает точность определения энергии детектируемых частиц.

2.4 Выводы по главе 2

Полученные оценки повреждения оптического пропускания кристаллов вольфрамата свинца при облучении адронами в электромагнитном калориметре коллаборации CMS на LHC. Для областей торцевых частей калориметра коэффициент наведенного поглощения возрастёт до $0,8 \text{ м}^{-1}$ при интегральной светимости 500 фб^{-1} и сравним с максимально допустимым, а при интегральной светимости 3000 фб^{-1} до 8 м^{-1} и многократно его превышает. В области цилиндрической части калориметра коэффициент наведенного

поглощения не превысит $0,1 \text{ м}^{-1}$ при интегральной светимости ускорителя в 3000 фб^{-1} и им можно пренебречь на протяжении всего цикла работы ускорителя LHC.

При облучении тяжёлых кристаллических соединений адронами высокой энергии наблюдается закономерность в изменении спектров пропускания кристаллов, проявляющаяся в сдвиге длинноволнового края полосы фундаментального поглощения в длинноволновую область спектра. Закономерность подтверждена измерением спектров наведенного поглощения в кристаллах PbWO_4 , PbF_2 , $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ и Lu_2SiO_5 . Возникновение эффекта объясняется образованием кластеров дефектов кристаллической решетки, возникших в кристалле из-за упругого взаимодействия ядер решётки с налетающими протонами, легкими фрагментами, образованными вследствие ядерных реакций и ионами, выбитыми из своих позиций локализации в решётке. Облучение γ -излучением, напротив, не приводит к сдвигу краевого поглощения.

Анализ ядерных реакций протонов высоких энергий и тяжелых ядер, а также результаты измерения состава радионуклидов в кристаллах, облученных протонами с энергией 24 ГэВ позволили установить, что доля фрагментов со средними массами не превышает в сумме 15%. Основное повреждение кристалла происходит лёгкими фрагментами.

Путем сравнения деконволюции спектров наведенного поглощения в кристаллах PbWO_4 и Lu_2SiO_5 после облучения γ -излучением и протонами с энергией 24 ГэВ установлено, что при повреждении протонами в кристалле образуются дефекты, идентичные дефектам, появляющимся в кристаллах при выращивании, а также повышенное содержание кластеров дефектов.

Сравнение результатов деконволюции спектров наведенного поглощения при облучении протонами с энергией 24 ГэВ и 150 МэВ позволило заключить, что наблюдаемые изменения идентичны. В обоих случаях наблюдается возникновение полос поглощения сходной структуры, которые наиболее сильны в диапазоне длин волн короче 400 нм, что вызывает сдвиг края полосы фундаментального поглощения. В связи с этим, можно утверждать, что радиационное повреждение кристаллов PWO от адронной компоненты ливня частиц будет наблюдаться, начиная с относительно низких энергий, т.е. охватывать широкий участок спектра адронов.

Кристаллы вольфрамата свинца PbWO_4 и другие тяжёлые сцинтилляторы могут использоваться без существенной потери параметров в коллайдерных экспериментах до флюенса адронов не более $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. С увеличением светимости коллайдера увеличивается и флюенс адронов, что приводит к снижению световых выходов. Из этого следует ограниченность в применении гомогенных ячеек в коллайдерных экспериментах с высокой светимостью коллайдера.

В сцинтилляционных кристаллах PWO при их повреждении потоками адронов, соответствующих уровню LHC высокой светимости, возникают эффекты, приводящие к нелинейности отклика и ухудшению точности калориметрических детекторов. При значениях наведенного продольного

коэффициента поглощения $\mu_{\text{ind}}=10 \text{ м}^{-1}$ нелинейность отклика детекторной сборки увеличивалась до 5% на границах диапазона 10-150 ГэВ, а при достижении $\mu_{\text{ind}}=20 \text{ м}^{-1}$ – 15%. С ростом поглощения постоянный член увеличивается в среднем с 1% до 4% для $\mu_{\text{ind}}=10 \text{ м}^{-1}$ и до 11% при $\mu_{\text{ind}}=20 \text{ м}^{-1}$, что значительно ухудшает энергетическое разрешение калориметра. Полученные результаты изложены в [1 – А, 2 – А, 3 – А, 4 – А, 5 – А, 12 – А, 13 – А].

ГЛАВА 3 СТИМУЛЯЦИЯ РЕЛАКСАЦИИ ЦЕНТРОВ ОКРАСКИ, ОБРАЗОВАННЫХ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ И АДРОНАМИ В КРИСТАЛЛАХ ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА

3.1 Замедление восстановления оптического пропускания с понижением температуры

Как было отмечено в параграфе 1.2, в качестве фотоприёмников в цилиндрической части электромагнитного калориметра ECAL CMS используются полупроводниковые лавинные фотодиоды (APD). Существенное снижение темнового тока APD может быть достигнуто за счёт охлаждения этой зоны калориметра, что снизит вклад шума электроники в энергетическое разрешение калориметра. Снижение температуры калориметра с текущего среднего значения 18 °С до 8-10 °С уменьшит темновой шум APD вдвое [76, с. 90]. Используемая в CMS система температурной стабилизации как фотодетекторов, так и сцинтилляционных кристаллов PWO, обеспечивает высокую стабильность и при снижении температуры до указанных значений. Однако исследования сцинтилляционных свойств PWO были выполнены при комнатной температуре 18-20 °С [34, 77], в то время как для эксперимента PANDA ускорителя FAIR (GSI, г. Дармштадт, Германия) сцинтилляционные свойства были исследованы при -25 °С [78]. Свойства кристалла вблизи 10°С исследованы не были. Как было отмечено в главе 2, сцинтилляционные свойства и динамика спонтанного восстановления оптического пропускания кристаллов PWO в значительной степени определяются температурой кристаллов. В связи с этим выполнены исследования радиационного повреждения и изменения световыхода кристаллов вольфрамата свинца при снижении температуры.

Ранее были предложены модели [38, 79, 80], описывающие динамику процессов радиационного повреждения. Было показано, что радиационное повреждение зависит от дозовой нагрузки вплоть до уровня насыщения, при котором скорость заселения ловушек носителей зарядов сравнивается со скоростью их релаксации. Вместе с тем, указанные модели не учитывают температурную зависимость кинетики радиационного повреждения и восстановления PWO при температурах 0-10 °С. Также отсутствуют соответствующие экспериментальные данные.

Рассмотрена динамика радиационного повреждения кристаллов PWO (спектры наведенного оптического поглощения, кинетика наведенного оптического поглощения и спонтанного восстановления, световыход) при ожидаемом цикле работы ускорителя LHC при 22 °С и 10 °С.

Для исследований были выбраны образцы PWO размерами 2×2×2 см³, которые взяты из передней части монокристаллов, выращенных для цилиндрической зоны ECAL CMS в 2003-2005 гг. Кроме этого, использовался монокристалл с размерами 2,5×2,5×20 см³. Три малых образца имели значения

наведенного оптического поглощения $0,5 \text{ м}^{-1}$, 1 м^{-1} и $1,3 \text{ м}^{-1}$ на длине волны 420 нм, что не выходит за предел спецификации для кристаллов PWO для ECAL CMS, граница наведенного поглощения в которой установлена на уровне $1,5 \text{ м}^{-1}$ [25, с. 32].

Полноразмерный образец имел наведенное поглощение $0,75 \text{ м}^{-1}$ на длине волны 420 нм.

Все четыре образца были облучены γ -излучением от источника ^{60}Co до поглощённой дозы 1000 Гр при мощности дозы 1000 Гр/ч при температуре $22 \text{ }^\circ\text{C}$ и $10 \text{ }^\circ\text{C}$. Для облучения при $10 \text{ }^\circ\text{C}$ образцы были упакованы в термостабилизированный контейнер, в котором поддерживалась заданная температура при хранении образцов и их транспортировке.

На рисунке 3.1 представлены спектры наведенного оптического поглощения образцов PWO размерами $2 \times 2 \times 2 \text{ см}^3$, облученных γ -излучением при $22 \text{ }^\circ\text{C}$ и $10 \text{ }^\circ\text{C}$.

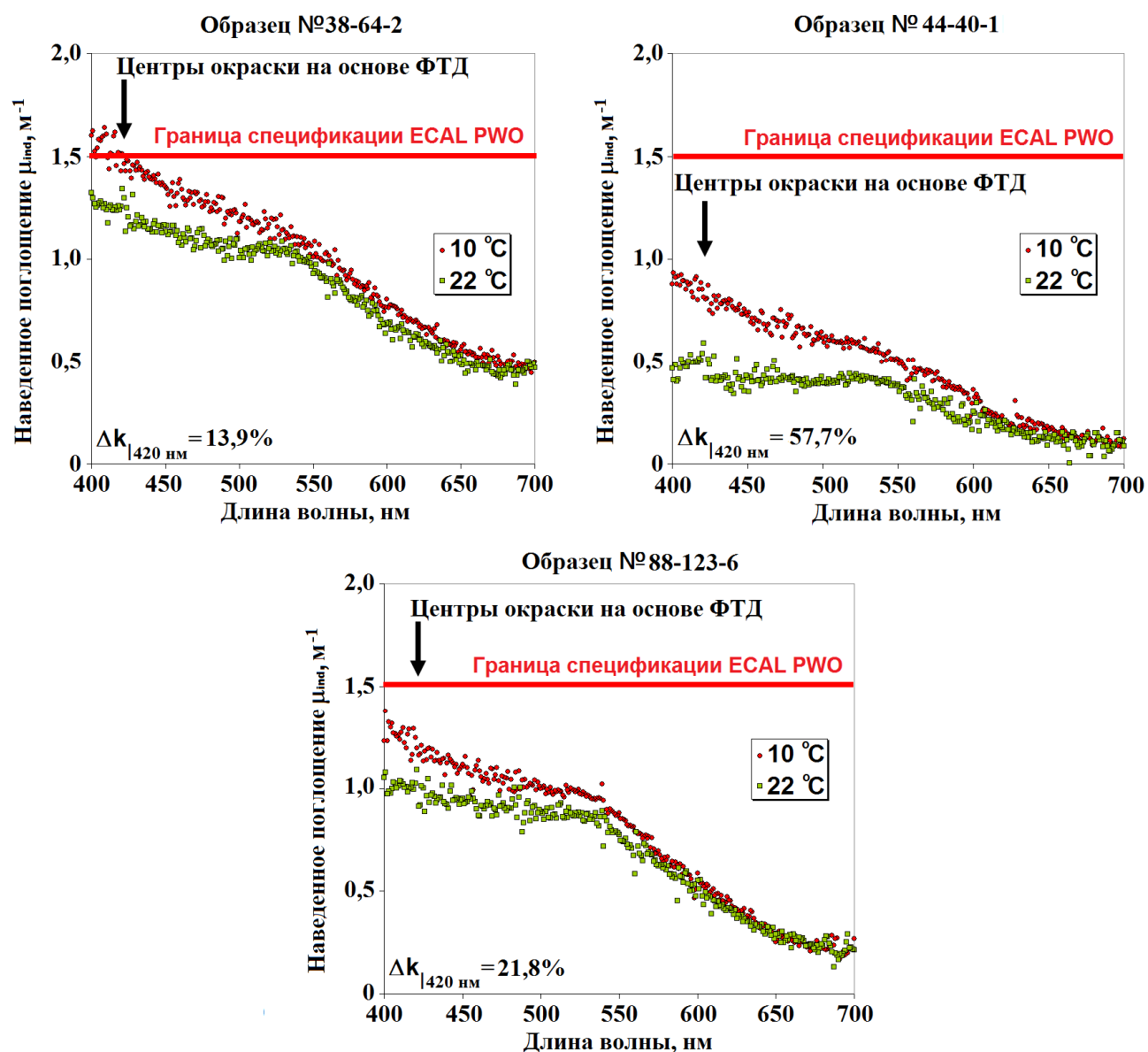


Рисунок 3.1. – Спектры наведенного оптического поглощения образцов PWO после γ -облучения при $22 \text{ }^\circ\text{C}$ и $10 \text{ }^\circ\text{C}$

Как видно из полученных спектров, при охлаждении кристаллов PWO наведенное оптическое поглощение от γ -излучения увеличивается на 15%-60%. Все три образца показывают одинаковую тенденцию: при понижении температуры до 10 °С: наведенное поглощение в области сцинтилляций, обусловленной дефектами типа Френкеля (400-420 нм), систематически выше, чем при 22 °С. Это указывает на то, что скорость рекомбинации центров окраски замедляется при понижении температуры. Подобную тенденцию проявил и полноразмерный образец PWO – на рисунке 3.2 показано изменение его спектра наведенного оптического поглощения при 10 °С вследствие спонтанной релаксации.

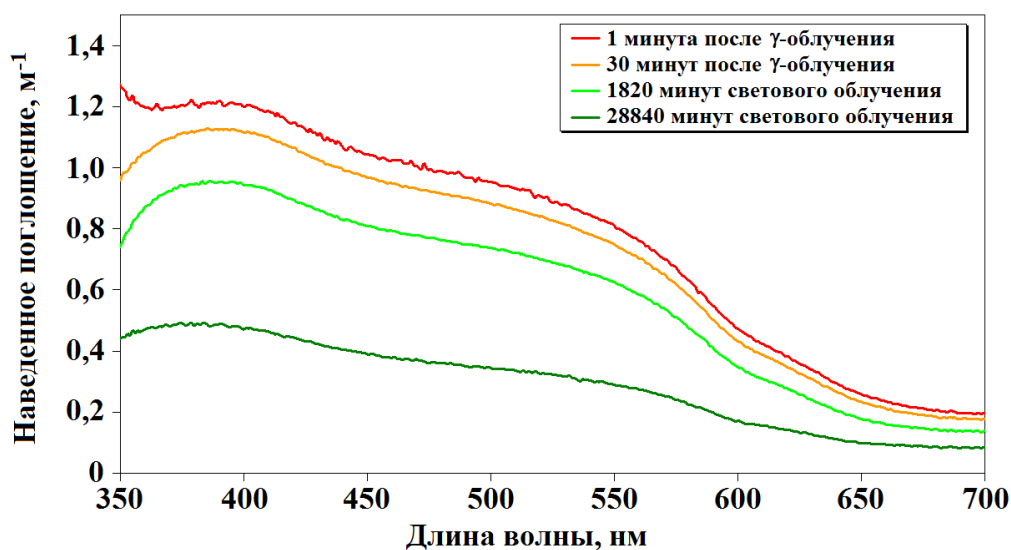


Рисунок 3.2. – Изменение со временем спектра наведенного оптического поглощения образца PWO длиной 20см после γ -облучения при 10 °С

На рисунке 3.3 показана кинетика спонтанного восстановления оптического пропускания образцов PWO на длине волны 420 нм, измеренная при 22 °С и 10 °С.

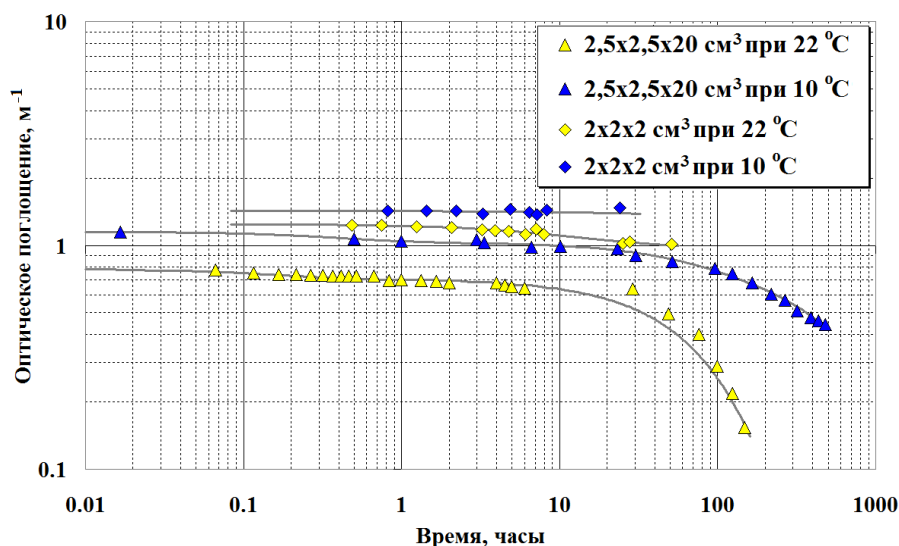


Рисунок 3.3. – Кинетика спонтанного восстановления оптического пропускания для образцов PWO при 22 °С и 10 °С на длине волны 420 нм

Восстановление оптического пропускания измерялось на протяжении 50 часов для малых образцов PWO и 500 часов для полноразмерного кристалла PWO. Быстрые компоненты кинетики пропускания для малых образцов не наблюдались, т.к. измерения для них выполнялись через 30 минут после окончания γ -облучения. Измерения полноразмерного образца выполнялись через 2 минуты после окончания облучения.

В таблице 3.1 представлены значения характерных времён кинетики спонтанного восстановления оптического пропускания PWO при 22 °С и 10 °С для одного из малых образцов и полноразмерного кристалла, полученные в результате аппроксимации экспериментальных значений. Ошибки определения постоянных времени кинетики не превышали 10%.

Таблица 3.1. – Параметры спонтанного восстановления оптического пропускания образцов PWO при 22 °С и 10 °С

Образец	Температура, °С	Характерное время восстановления, часы			Вклад компоненты, %			Амплитуда, м ⁻¹		
		τ_f	τ_1	τ_2	$f_{\tau f}$	$f_{\tau 1}$	$f_{\tau 2}$	k^{\max}_f	k^{\max}_1	k^{\max}_2
2×2×2 см ³	22	-	9,9	1541	-	-	-	-	0,205	1,04
	10	-	18,7	4278	-	-	-	-	0,035	1,389
2,5×2,5×20 см ³	22	0,18	71	109,6	0,0002	19,2	80,8	0,078	0,19	0,52
	10	0,42	74,3	771,2	10 ⁻⁷	3	97	0,12	0,24	0,8

Для обоих образцов можно отметить сходное поведение кинетики спонтанного восстановления: восстановление происходит медленнее с понижением температуры. В таблице 3.1 также показан вклад каждой из компонент спонтанного восстановления пропускания и их амплитуды. Для 22 °С и 10 °С на долю быстрой компоненты восстановления приходится менее 20%, что может быть объяснено малой концентрацией центров окраски в кристалле. Снижение температуры значительно снижает вклад в восстановление пропускания со стороны быстрой компоненты.

Выход сцинтилляций LY полноразмерного образца PWO был измерен до и после γ -облучения, а также после спонтанного восстановления в течении 200 часов при 22 °С и в течении 500 часов при 10 °С. Значения полученных величин световыхода представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2. – Значения выхода света сцинтилляций образца PWO 2,5×2,5×20 см³ до и после γ -облучения, а также после спонтанного восстановления оптического пропускания

Температура, °С	LY до облучения, фотоэлектронов/МэВ	LY после облучения, фотоэлектронов/МэВ	LY после облучения и восстановления, фотоэлектронов/МэВ
10	22	13	17
22	18	11	16

При понижении температуры световыход кристалла увеличился в среднем на 20% [42]. Потеря световыхода в результате γ -облучения не превышает 40% и в среднем одинакова при обоих значениях температуры, однако из-за значительного остаточного наведенного поглощения при 10 °С потери световыхода составляют около 20% спустя 500 часов после окончания облучения.

Полученные значения кинетики спонтанного восстановления оптического пропускания PWO после γ -облучения были использованы для моделирования динамики наведенного поглощения, а, следовательно, и световыхода, ячеек calorimetра ECAL CMS с учётом цикличности работы ускорителя LHC.

Для учёта изменения наведенного поглощения Δk в PWO в зависимости от значения псевдобыстроты η использовалась система уравнений для аппроксимации кинетики спонтанного восстановления [34]. При расчётах система уравнений была преобразована таким образом, чтобы учесть цикличность работы ускорителя LHC. Кроме того, вся длительность каждого отдельного цикла была разбита на короткие промежутки времени, в течение которых мощность дозы γ -облучения считалась постоянной. С учётом этих изменений новая система уравнений, описывающая динамику наведенного поглощения и спонтанного восстановления, имеет вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{1,2}^{irr}(t) = (k_{1,2}^{max} - k^*) \cdot \frac{S}{S + \frac{1}{\tau_{1,2} \cdot b}} \cdot \left(1 - e^{-\left(\frac{1}{\tau_{1,2}} + S \cdot b\right) \cdot t} \right) \\ k_{1,2}^{rec}(t) = k_{end}^* \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_{1,2}}\right)} \\ k_{1,2} = k(t) \cdot \alpha_{1,2} \\ \alpha_{1,2} = \frac{k_{max_{1,2}}}{k_{max_{2,1}} + k_{max_{1,2}}} \end{array} \right. , \quad (3.1)$$

где $k_{1,2}^{irr}$ – наведенное поглощение при γ -облучении за время t ; $k_{1,2}^{max}$ – наведенное поглощение при достижении насыщения, которое можно взять из таблицы 3.1; k^* – наведенное поглощение, достигнутое к некоторому моменту времени при постоянной мощности дозы γ -облучения; $k_{1,2}^{rec}$ – наведенное поглощение после окончания очередного цикла работы LHC; k_{end}^* – остаточное

наведенное поглощение до начала очередного цикла работы ЛНС. В этом выражении очень быстрые компоненты спонтанного восстановления пропускания не учитываются, т.к. их доля в восстановлении незначительна (см. таблицу 3.1). Только две компоненты – (τ_1, k^{\max}_1) и (τ_2, k^{\max}_2) – были использованы для моделирования динамики световыхода ECAL CMS. Значения параметров S и b взяты из [38].

Каждый цикл работы ЛНС разбит на два промежутка, не равных по длительности:

- Этап генерирования пучка, при котором светимость коллайдера протонов спадает по экспоненциальному закону.
- Этап наработки пучка, при котором светимость ускорителя нулевая, т.е. не происходит облучения.

Оба этапа цикла в реальном функционировании испытывают флуктуации по длительности. Анализ 1000 циклов работы ЛНС за 2012-2013 гг. [81] позволил оценить их длительности: среднее время высвечивания пучка составляет 6 часов, перерыв между высвечиваниями в среднем длится около 10 часов. Аналитическое выражение для задания профилей светимости ускорителя ЛНС было ранее получено в [38]. Там же было установлено, что мощность дозы S γ -излучения при максимальной мгновенной светимости ускорителя $L=0,7 \cdot 10^{34}$ $\text{см}^2\text{с}^{-1}$ для зоны ECAL CMS со значением псевдобыстроты $\eta=0$ составляет $S=0,1$ Гр/ч. Изменение мощности дозы в течение этапа высвечивания пучка повторяет профиль изменения мгновенной светимости ускорителя, которая лежит в среднем в пределах $7 \cdot 10^{33}$ - $2 \cdot 10^{33}$ $\text{см}^2\text{с}^{-1}$ [82] в течение этапа высвечивания.

На рисунках 3.5-3.8 показаны результаты моделирования изменения наведенного оптического поглощения для средних ($\eta=0$) и краевых ($\eta=1,48$) областей цилиндрической части калориметра ECAL CMS при температурах 22 °C и 10 °C начиная с момента включения ускорителя. При вычислении суммарного коэффициента поглощения k , компоненты k_1 и k_2 брались с весовыми множителями $\alpha_{1,2}$, определяемые выражением (3.1).

Как видно из представленных графиков, в цилиндрической зоне калориметра не наблюдается значительного наведенного поглощения, что связано с тем, что мощность дозы от центральной части до границ зоны увеличивается не более чем в 3 раза.

Для моделирования динамики световыхода ячеек калориметра необходимо осуществить переход от коэффициента поглощения k к значению световыхода LY . Для этого мы использовали данные из [38] о зависимости потерь световыхода как функции наведенного поглощения, которые можно аппроксимировать следующим выражением:

$$LY = 40.09 \cdot k^{0.77}, \quad (3.2)$$

где световыход LY выражен в процентах от своего максимального значения (необлученный кристалл PWO), а коэффициент наведенного поглощения k

задаётся в м^{-1} .

Используя результаты моделирования динамики наведенного поглощения $k(t)$ и выражение (3.2) можно выполнить моделирование динамики световыходов LY калориметра ECAL CMS при $22\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $10\text{ }^{\circ}\text{C}$. На рисунках 3.4-3.9 представлены результаты такого моделирования.

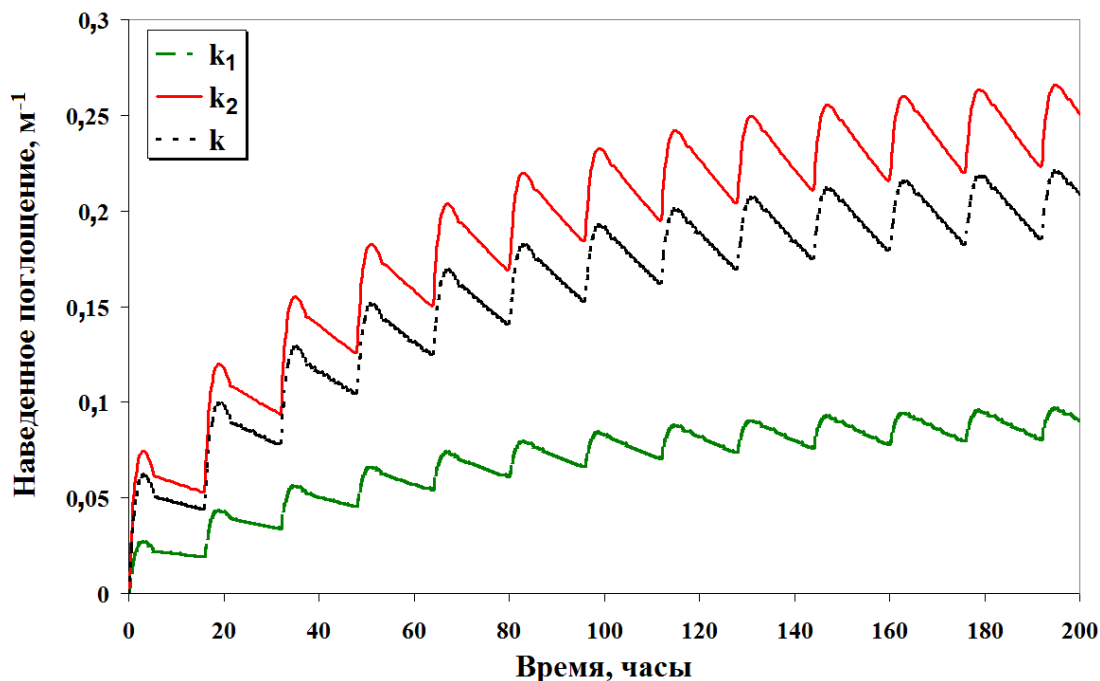


Рисунок 3.4. – Динамика наведенного оптического поглощения на длине волны 420 нм при $22\text{ }^{\circ}\text{C}$ в ячейках калориметра ECAL CMS для зон с псевдобыстротой $\eta=0$ с момента начала работы ускорителя

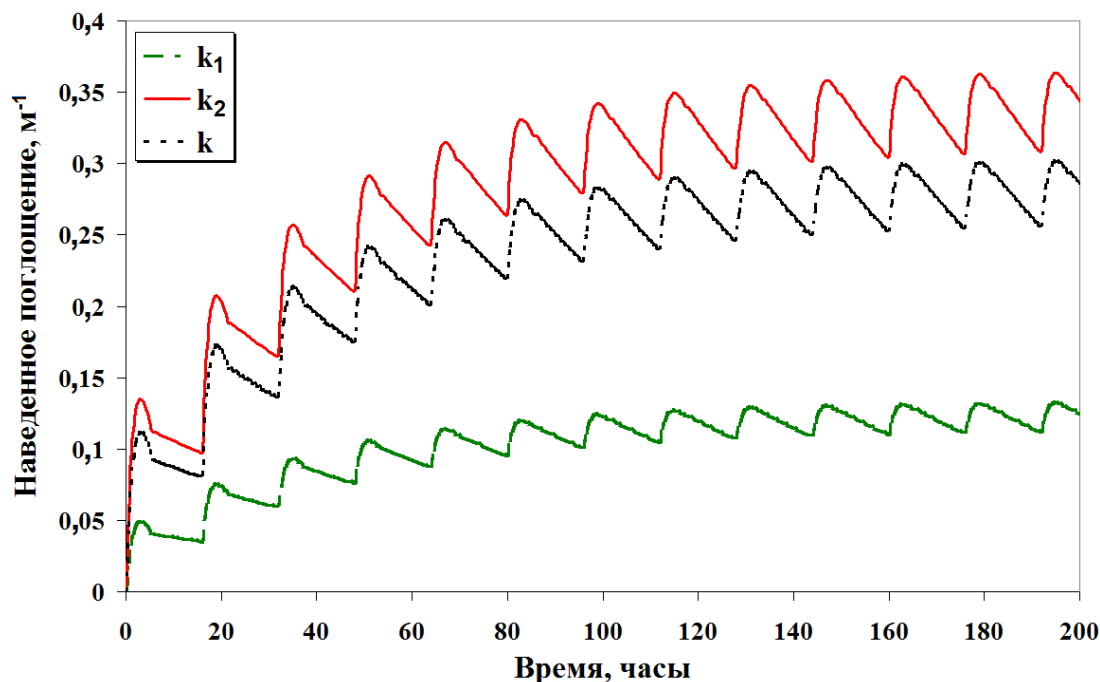


Рисунок 3.5. – Динамика наведенного оптического поглощения на длине волны 420 нм при $22\text{ }^{\circ}\text{C}$ в ячейках калориметра ECAL CMS для зон с псевдобыстротой $\eta=1,48$ с момента начала работы ускорителя

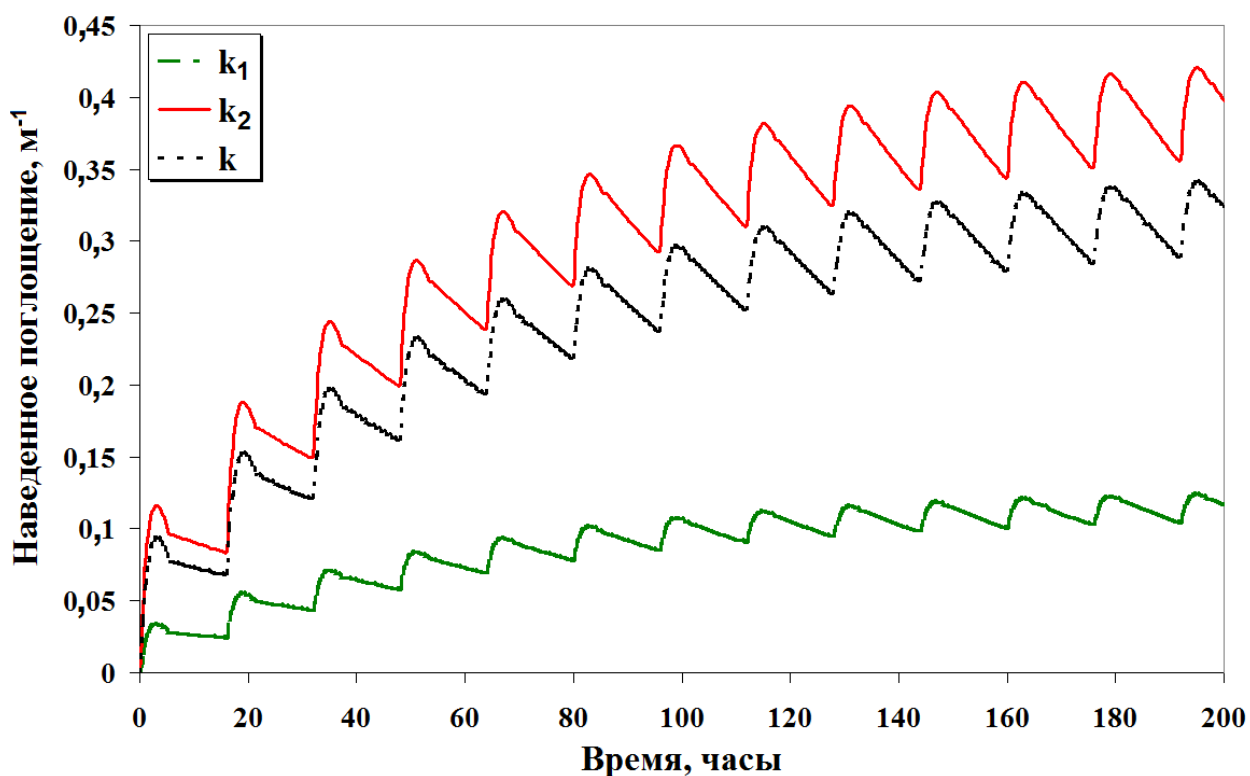


Рисунок 3.6. – Динамика наведенного оптического поглощения на длине волны 420 нм при 10 °C в ячейках калориметра ECAL CMS для зон с псевдобыстротой $\eta=0$ с момента начала работы ускорителя

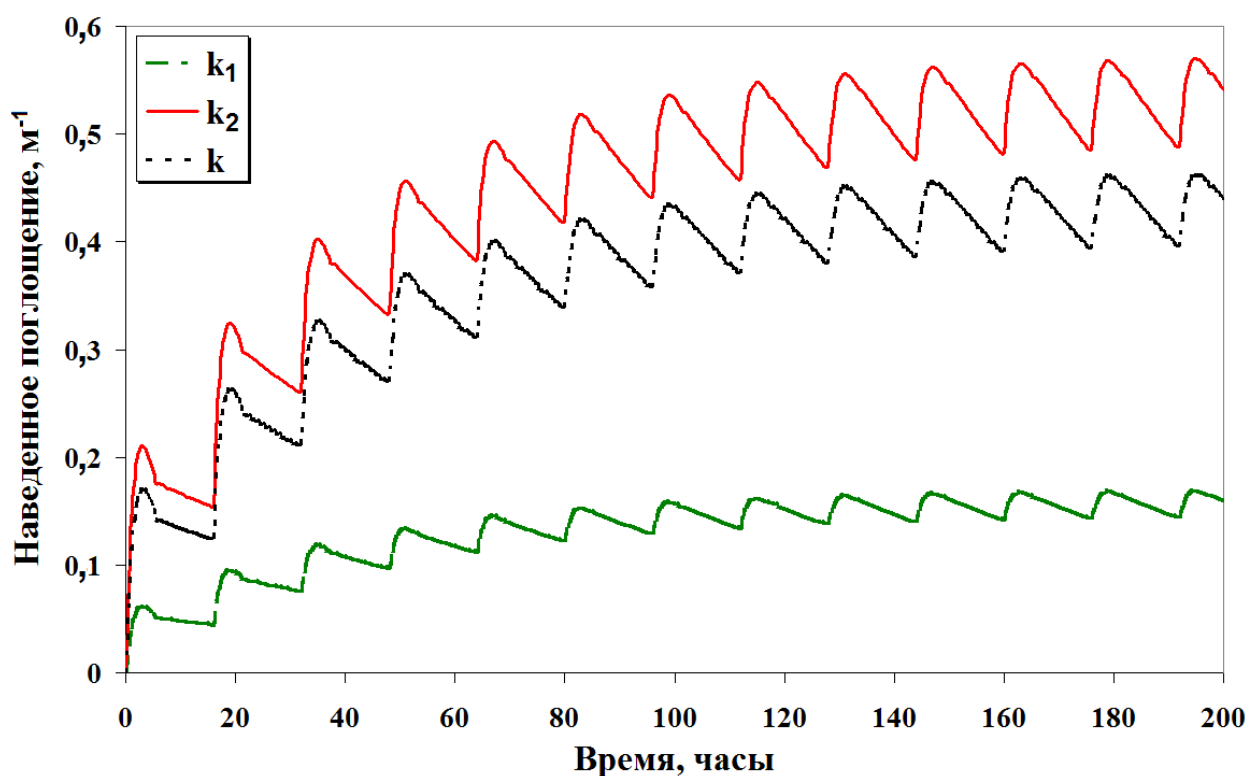


Рисунок 3.7. – Динамика наведенного оптического поглощения на длине волны 420 нм при 10 °C в ячейках калориметра ECAL CMS для зон с псевдобыстротой $\eta=1,48$ с момента начала работы ускорителя

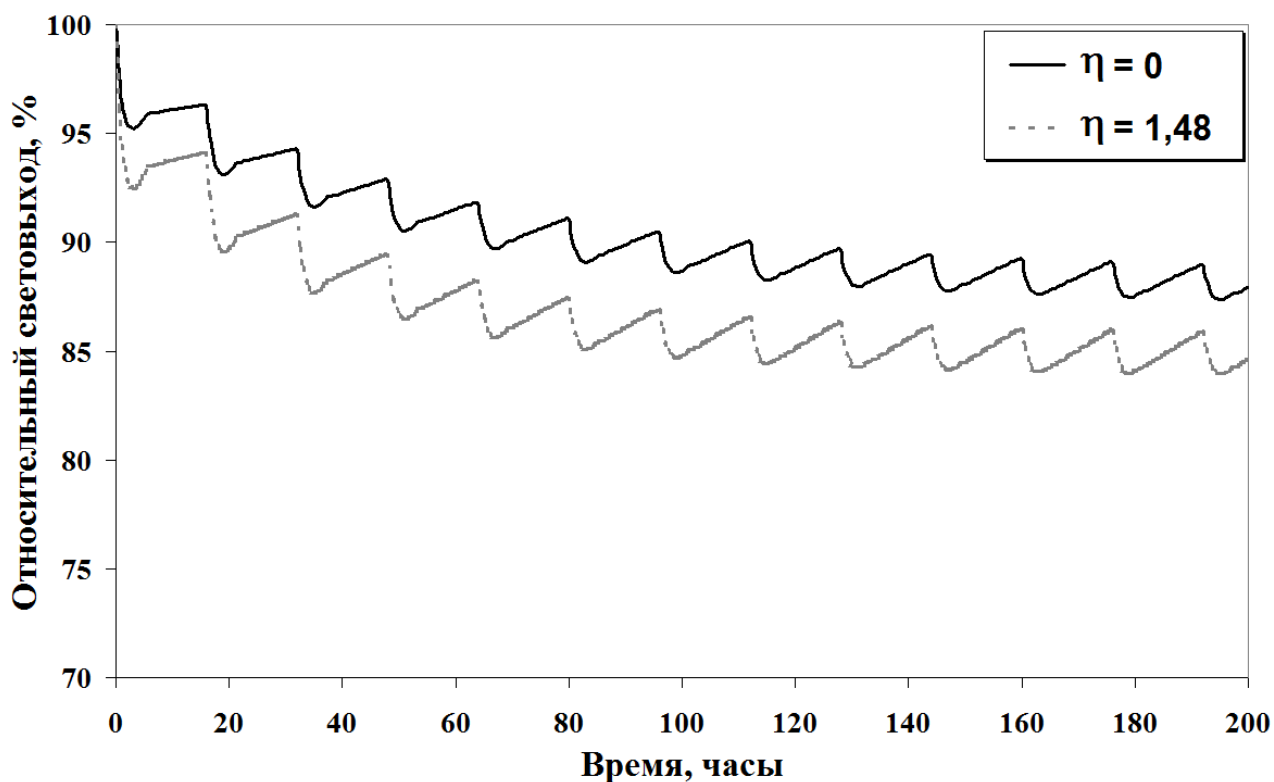


Рисунок 3.8. – Динамика световыхода калориметра ECAL CMS при 22 °C для зон с псевдобыстротой $\eta=0$ и $\eta=1,48$ с момента начала работы ускорителя

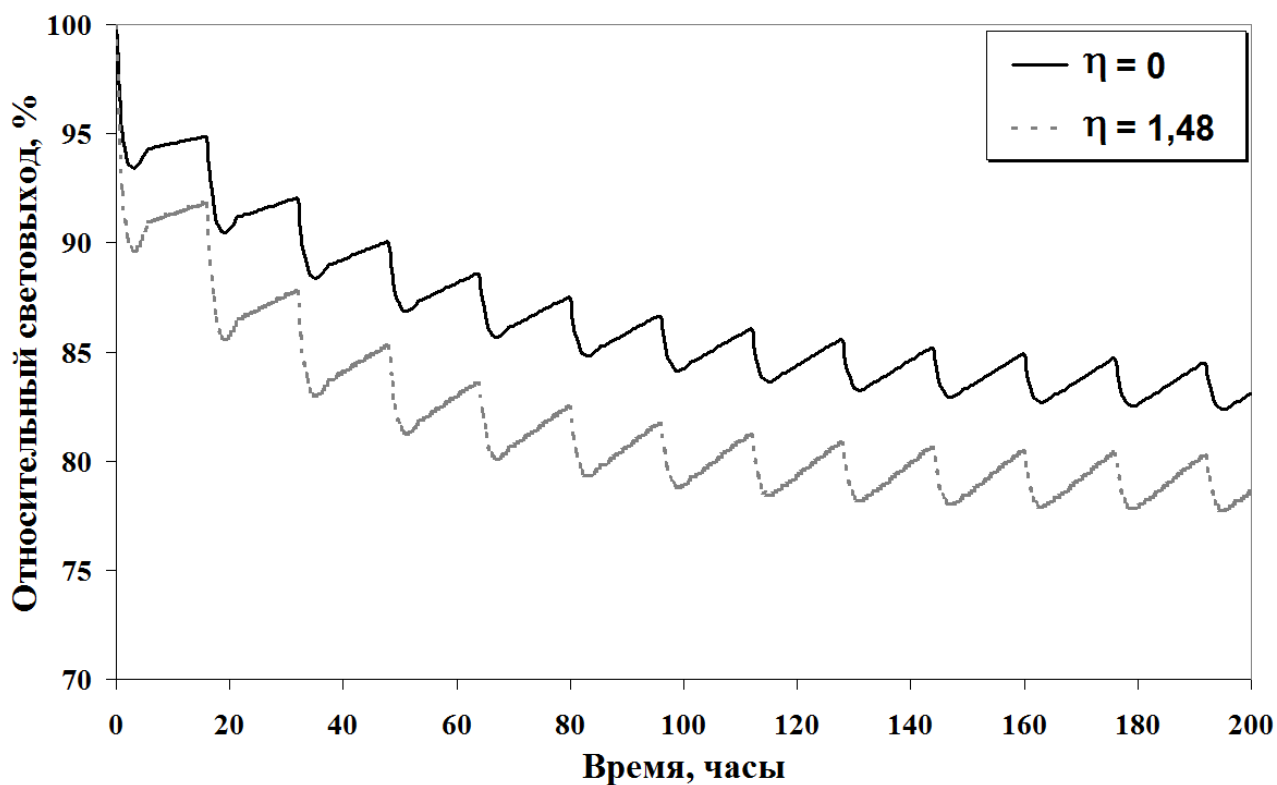


Рисунок 3.9. – Динамика световыхода калориметра ECAL CMS при 10 °C для зон с псевдобыстротой $\eta=0$ и $\eta=1,48$ с момента начала работы ускорителя

Из анализа полученной динамики следует, что при снижении температуры с 22 °С до 10 °С наблюдается снижение световыхода на 6%. Однако, охлаждение кристаллов PWO до 10 °С приведёт к увеличению световыхода LY на 20% (см. таблицу 3.2), что в конечном итоге даст прирост световыхода в 10% при установившемся режиме вариации световыхода в соответствие с циклической работой ускорителя.

Выход на насыщение наведенного оптического поглощения при 22 °С достигается через примерно 200 часов после начала работы ускорителя, а для 10 °С уровень насыщения достигается несколько позднее. Уровень насыщения быстрее достигается для краевых участков цилиндрической зоны калориметра ECAL CMS, чем для центральных, что объясняется быстрым увеличением мощности дозы с ростом значения псевдобыстроты η . Вариация световыхода в течение цикла работы ускорителя не превышает $\pm 1,5\%$.

Следует отметить, что подобная методика расчёта динамики наведенного поглощения применима и для рассмотрения ЛНС с высокой светимостью. В этом случае уровень насыщения не будет достигаться быстро, т.к. адроны высоких энергий при высокой светимости ускорителя будут создавать дополнительные дефекты. Это приведёт к тому, что величины $k_{1,2}^{\max}$ из (3.1) не будут постоянными, а будут зависеть от времени параметров цикла работы ускорителя.

Таким образом, показано, что со снижением температуры до 10 °С наблюдается замедление скорости спонтанного восстановления оптического пропускания вольфрамата свинца, но это снижение компенсируется увеличением собственного световыхода PWO, что в конечном счёте даст увеличение регистрируемого световыхода на 10% в цилиндрической части калориметра CMS.

3.2 Стимуляция восстановления оптического пропускания при облучении оптическим излучением

Рассмотрим эффект стимулированного восстановления радиационного повреждения оптического пропускания кристаллов вольфрамата свинца PWO, подвергшихся облучению ионизирующего излучения высокой интенсивности. Стимулированное восстановление может быть осуществлено за счёт нагрева кристаллов либо за счёт облучения оптическим излучением видимого и ИК-диапазона длин волн. Применение стимулированного восстановления позволяет эффективно и в режиме реального времени проводить восстановление оптического пропускания либо во время технологических перерывов в работе ускорителя, либо во время работы ускорителя, если для облучения использовать диапазон длин волн, для которого чувствительность фотоприёмников калориметра незначительна. Восстановление оптического пропускания детекторных модулей калориметра позволит увеличить срок их службы, поддерживая наведенное поглощение на допустимом уровне.

После прекращения радиационного облучения сцинтилляционных кристаллов наблюдается спонтанная релаксация центров окраски за счёт термо-активации ловушек. Фактически, такой процесс может быть ускорен за счёт передачи системе энергии в том или ином виде.

Когда большинство носителей заряда, после освобождения из центров окраски, рекомбинируют и не захватываются вновь, процесс релаксации центров окраски может быть описан в виде:

$$n_i = n_0 \cdot e^{\left(-w_T^i - \sum_j b_j I_j\right)t}, \quad (3.3)$$

где n_0 и n_i – начальная и текущая концентрации центров окраски i -го типа, $w_T^i = A_i e^{-E_{TA}/kT}$ – вероятность спонтанной релаксации, E_{TA} – энергия термо-активации центров окраски, k – постоянная Больцмана, T – температура, A_i – нормировочный параметр, I_j – поток энергии, параметр b_i описывает взаимодействие центров окраски с потоком энергии. Прямым следствием из (3.3) является то, что скорость релаксации может быть увеличена за счёт нагрева кристаллов, т.к. вероятность релаксации w_T^i сильно зависит от температуры. Выдержка кристалла РВО в течение двух часов при температуре 200 °С приводит к полному восстановлению потерь пропускания. Было показано [83], что процессы спонтанного восстановления могут быть уже значительно ускорены даже при температуре 50-80 °С. Однако на практике нагрев всей экспериментальной установки, включающей до нескольких тысяч кристаллов, потребует огромного количества энергии, что в большинстве случаев исключено по практическим соображениям. С другой стороны, необходимая для ускорения релаксации энергия может быть сообщена кристаллу за счёт оптических фотонов.

Два процесса инициируются фотонами в центрах окраски: ионизация центров окраски и внутрицентральной перенос захваченных электронов из основного состояния центров окраски на излучательные возбуждённые уровни. Первый процесс зависит от ширины зоны проводимости и положения основного состояния центра окраски в запрещённой зоне. Этот процесс может быть инициирован в широком спектральном диапазоне от УФ-излучения до видимого света. Однако этот процесс является энергетически невыгодным, т.к. энергия E_f используемых фотонов гораздо выше, чем энергия термо-активации E_{TA} . Второй возможный процесс, который можно назвать стимулированным восстановлением, является внутрицентровым резонансным переходом, который может быть инициирован довольно низкими энергиями фотонов E_f вплоть до энергии термоактивации E_{TA} , т.е. фактически ИК-излучением. В этом случае стимулированное восстановление оптического пропускания может осуществляться одновременно с облучением кристалла ионизирующим излучением, если применяемые фотоприёмники в калориметре не чувствительны к выбранному для стимуляции спектральному диапазону.

Стимуляция восстановления становится эффективной, когда процессы перезахвата носителей заряда в кристалле подавлены, что выполняется при

минимизации числа j центров захвата. Изменяя интенсивность оптического излучения можно контролировать скорость стимулированного восстановления.

Стимулированное восстановление было исследовано для кристаллов PWO улучшенного качества, также называемых PWO-II [84]. Такие кристаллы имеют вдвое более высокий выход сцинтилляций LY при комнатной температуре по сравнению с кристаллами PWO, использованными в детекторе CMS. Кристаллы PWO-II были выбраны в качестве основы электромагнитного калориметра эксперимента PANDA ускорителя FAIR (Дармштадт, Германия). Для достижения увеличения выхода сцинтилляций детектор будет функционировать при пониженной температуре $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$, что позволит использовать калориметр для детектирования γ -квантов более низких энергий вплоть до 10-20 МэВ. В то же время, необходимо учитывать резкое уменьшение скорости спонтанной релаксации центров окраски при понижении температуры как следует из предыдущего рассмотрения. Следствием этого является выход динамического уровня наведенного поглощения за рамки разрешённых значений при типичных уровнях мощности дозы поглощённой энергии 0,02-0,05 Гр/ч, что, в свою очередь, приводит к постоянному снижению энергетического разрешения калориметра [85-86].

Кристаллы PWO-II имеют более высокую радиационную стойкость при комнатной температуре за счёт значительного улучшения и оптимизации технологии производства. Они выращивались из расплава с точно подобранной стехиометрией и легировались иттрием и лантаном с суммарной концентрацией до 40 ppm. Следствием этого является то, что концентрация мелких электронных ловушек значительно снижена. Кроме того, концентрация дефектов типа Френкеля (ФТД), которые вызывают появление центров окраски в кристалле с полосой поглощения вблизи длины волны 410 нм, снижена вдвое. Таким образом, радиационно индуцированный коэффициент оптического поглощения в области высвечивания сцинтилляций (420 нм) при комнатной температуре остаётся довольно низким – на уровне $\Delta k = 0,2-0,6\text{ м}^{-1}$. Кроме того, внутрицентровые переходы в центрах окраски на основе дефектов типа Френкеля могут быть использованы для переноса электрона на излучательный уровень, для этого требуется энергия фотонов чуть более 0,7 эВ, что значительно ниже, чем при использовании ионизации дефектов типа Френкеля, когда требуется перенести электроны в зону проводимости [50]. Ширина резонансной области внутрицентровых переходов достаточно велика, но сверху она ограничена порогом ионизации дефектов типа Френкеля.

Для экспериментального исследования стимулированного восстановления оптического поглощения были отобраны 10 кристаллов PWO-II длиной 200 мм и формой, соответствующей спецификации торцевой части калориметра PANDA [84]. Радиационная стойкость кристаллов оценивалась по величине наведенного оптического поглощения Δk на длине волны 420 нм при облучении кристалла γ -квантами от источника ^{60}Co с суммарной поглощённой дозой 30 Гр. Облучение проводилось в Университете Юстуса Либиха (г. Гиссен, Германия) при мощности дозы 10 Гр/ч. Выбор величины поглощённой дозы определялся

ожидаемой дозой, которую получают кристаллы калориметра PANDA за 6 месяцев работы ускорителя FAIR.

Первая часть измерений была выполнена при комнатной температуре. На рисунке 3.10 показано изменение спектра наведенного оптического поглощения для кристалла PWO-II после γ -облучения с поглощённой дозой 30 Гр, измеренное при комнатной температуре через 1 и 31 минуты после окончания облучения, а также спектры поглощения после дополнительного облучения ИК-излучением с длиной волны $\lambda=940$ нм через 10 и 160 минут с начала стимуляции релаксации.

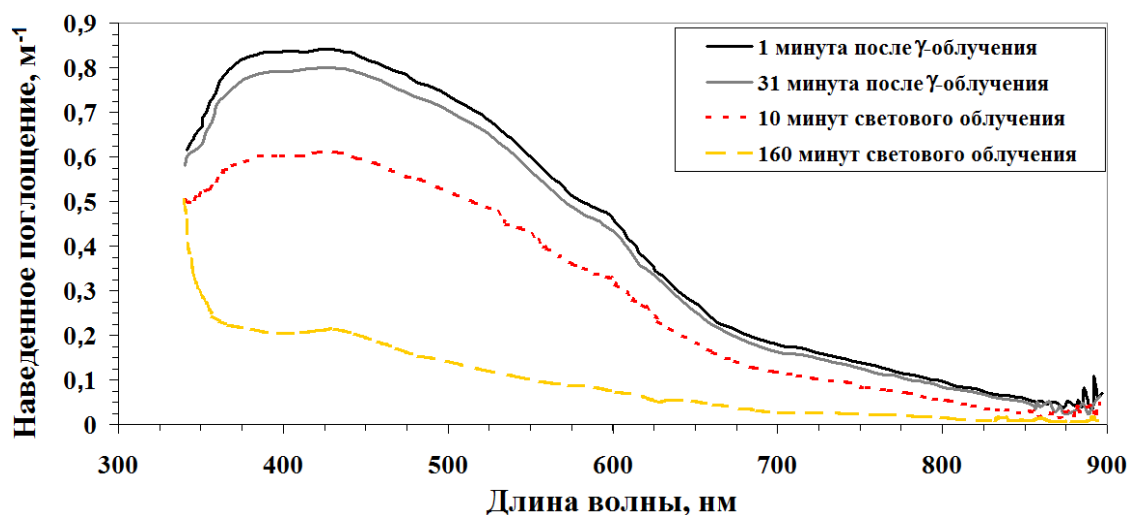


Рисунок 3.10. – Изменение спектра наведенного поглощения в кристалле PWO-II за счёт спонтанной и стимулированной ($\lambda=940$ нм) релаксации через разное время после окончания γ -облучения и начала стимуляции релаксации

Медленное спонтанное восстановление оптического поглощения объясняется тем, что кристалл между измерениями держался в темноте. Через 30 минут после окончания γ -облучения кристалл был освещён несколькими внешними источниками ИК-облучения, которыми выступали ИК-светодиоды с максимумом излучения на длине волны 940 нм.

На рисунке 3.11 показаны типичные кривые восстановления оптического пропускания кристаллов PWO-II на длинах волн 360 нм, 420 нм и 620 нм. Интегральный поток источника оптического излучения, состоявшего из трёх светодиодов, прикреплённых к торцевым плоскостям кристаллов, составлял около $2,2 \cdot 10^{17}$ фотонов/с.

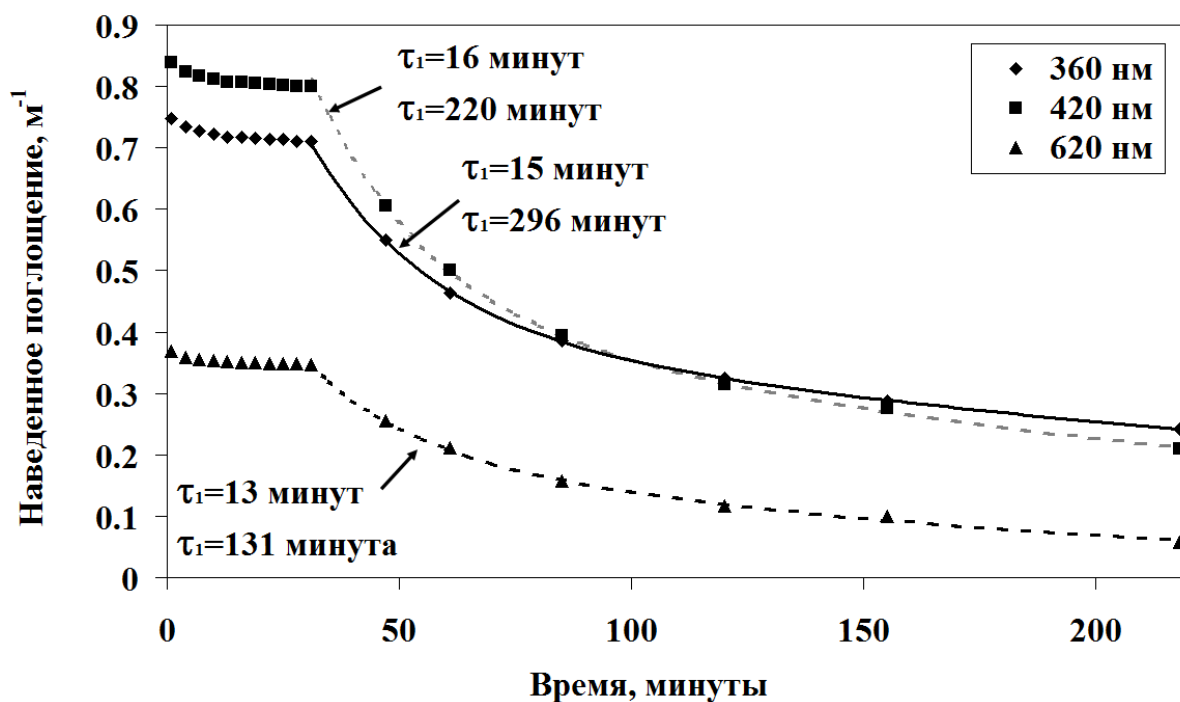


Рисунок 3.11. – Стимуляция восстановления оптического пропускания кристаллов PWO-II при облучении оптическими фотонами разных длин волн

Большее значение для применения кристаллов PWO-II в калориметре PANDA имеет стимулированное восстановление при низких температурах. Для этого экспериментальная установка была изменена: в каждый из детекторных модулей, состоящих из кристаллов PWO-II, обёрнутых 8 слоями тефлонового отражателя, и фотоэлектронных умножителей “Philips XP 1911” в качестве фотоприёмников, были внедрены по четыре светодиода для стимуляции релаксации центров окраски. Было создано 10 идентичных детекторных модулей с кристаллами с разной радиационной стойкостью. После охлаждения модулей до $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$ был измерен отклик на облучение γ -квантами до достижения поглощённой дозы 30 Гр. После этого изучалось стимулированное восстановление оптического пропускания при освещении кристаллов светом различных длин волн на протяжении двух суток. Потoki фотонов в разных спектральных диапазонах были близки и составляли $(2\div 6)\cdot 10^{16}$ фотонов/с.

На рисунке 3.12 показаны результаты измерения восстановления выхода сцинтилляций относительно необлученных кристаллов при облучении оптическим излучением разных длин волн охлаждённых кристаллов PWO-II. Максимумы пиков излучения находились на длинах волн 464, 525, 639 и 860 нм. Для синего света уровень сигнала восстановился до 90% от первоначального световыхода за первые 100 минут облучения, что почти в 100 раз быстрее, чем в случае спонтанной релаксации. Можно констатировать, что параметры восстановления практически не зависят от начальных значений наведенного поглощения. Различные значения начального поглощения отражают разный уровень радиационной стойкости образцов кристаллов. Наблюдаются как минимум две компоненты восстановления оптического пропускания – быстрая τ_f и медленная τ_s . Полученные значения характерных

времен восстановления (см. таблицу 3.3) указываю на то, что при увеличении длины волны стимулирующего облучения время релаксации увеличивается, что указывает на уменьшение параметра b_j с ростом длины волны излучения. Наличие двух характерных времен релаксации указывает на существование не только вклада дефектов типа Френкеля в наведенное поглощение, но и ещё одного центра окраски, но его интенсивность значительно ниже.

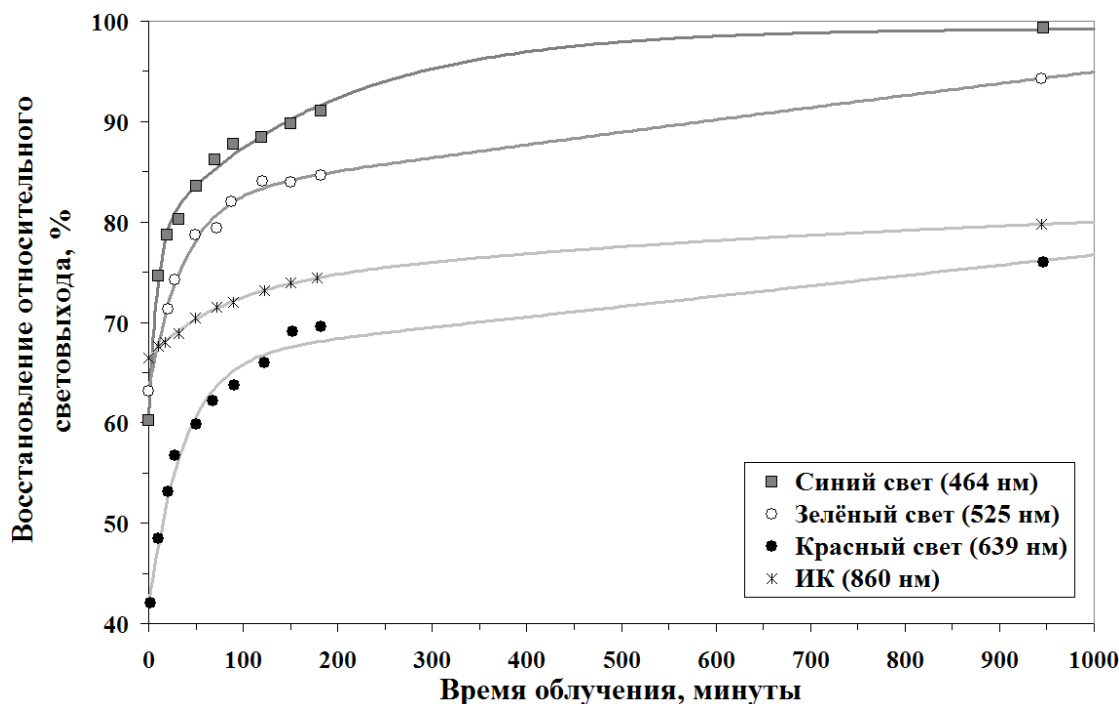


Рисунок 3.12. – Стимулированное восстановление выхода сцинтилляций облученных γ -квантами кристаллов PWO-II после достижения поглощённой дозы 30 Гр и последующем облучении оптическим излучением различными длинами волн. Кристаллы охлаждены до $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$

Таблица 3.3. – Характерные времена стимулированного восстановления оптического пропускания кристаллов PWO-II, охлаждённых до $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$

Длина волны излучения, нм	464	525	639	860
Интенсивность облучения, фотонов/с	$5 \cdot 10^{16}$	$2,4 \cdot 10^{16}$	$3,2 \cdot 10^{16}$	$7,5 \cdot 10^{16}$
τ_f , минут	10	20	30	60
τ_s , минут	180	350	550	500

При повторном цикле измерений не наблюдалось никаких значительных отличий в полученных зависимостях. Полученные результаты указывают на то, что стимулированное восстановление оптического пропускания может применяться для кристаллов вольфрамата свинца в широком температурном диапазоне.

Наблюдаемое значительное восстановление оптического пропускания

кристаллов PWO в широком температурном диапазоне при облучении оптическим и ИК-излучением разных длин волн может значительно повлиять на концепцию построения будущих калориметров на основе PWO. Время восстановления увеличивается с ростом длины волны облучения, что нагляднее проявляется при низких температурах кристаллов. Применение стимулированного восстановления во время технологических перерывов или напрямую во время работы ускорителя может продлить срок службы электромагнитного калориметра.

3.3 Стимулированное восстановление оптического пропускания кристаллов PbWO₄, облученных адронами

Как следует из вышеизложенного, уровень повреждения оптического пропускания кристаллов адронами может достигать неприемлемого уровня, поэтому его восстановление в условиях облучения адронами становится актуальным. Процессы дефектообразования при облучении адронами были рассмотрены в параграфе 2.3, они в значительной степени отличаются от процессов, обусловленных облучением γ -квантами. Поэтому возможности стимулированного восстановления оптического пропускания также обладают особенностями, которые необходимо было выяснить.

Выполнены систематические исследования стимулированного температурой и оптическим излучением восстановления повреждения оптического пропускания, вызванного протонным облучением. При исследованиях предстояло решить следующие задачи:

- Установить, может ли повреждение адронами быть восстановлено тем же образом, как и в случае с повреждением, вызванным γ -излучением.
- Выработать оптимальную комбинацию процессов стимулированного восстановления, которые можно реализовать в ECAL CMS.

В качестве образцов использовались 12 кристаллов PWO из торцевых частей калориметра, облучение протонами выполнялось в июле 2010 г. Для сравнения, до облучения протонами кристаллы облучались γ -квантами с поглощенной дозой 500 Гр, используя источник ⁶⁰Co.

Коэффициенты наведенного поглощения на длине волны $\lambda=420$ нм для этих кристаллов представлены в таблице 3.4. Все кристаллы удовлетворяли спецификации ECAL CMS.

Таблица 3.4. – Коэффициенты наведенного поглощения на длине волны 420 нм после облучения γ -излучением с поглощённой дозой 500 Гр от источника ⁶⁰Co

Кристалл, № п./п.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Коэффициент наведенного поглощения, м ⁻¹	0,39	0,89	1,09	0,87	0,90	0,71	0,59	0,51	0,44	0,51	0,46	0,41

Термическая стимуляция восстановления. Кластеры, как группы коррелированных точечных структурных дефектов кристаллической решётки, образуемые при адронном облучении кристаллов, длительное время удерживаются кулоновским полем. Поэтому полное спонтанное восстановление повреждения оптического пропускания, вызванного протонами, происходит очень медленно при комнатной температуре [39]. Вместе с тем, высокая концентрация дефектов типа Френкеля в кластерах может содействовать восстановлению нормальной кристаллической структуры за счёт перемещения при нагреве ионов, оказавшихся в междоузлиях, в нормальные позиции в кристаллической решетке. Более того, уничтожение кластеров приведёт к уменьшению полной концентрации дефектов типа Френкеля в повреждённом кристалле.

На рисунке 3.13 показано изменение спектров оптического пропускания облученных протонами кристаллов РВО при отжиге в диапазоне 30-75 °С.

Эффект восстановления начинает быть заметными после отжига при 50 °С. Увеличение температуры отжига приводит к более быстрому и значительному восстановлению. Более того, наблюдается восстановление в области края полосы поглощения. Чем выше температура, тем быстрее становится скорость восстановления в области сцинтилляций.

Скорость разрушения центров окраски очень чувствительна к температуре из-за вероятности освобождения электронов $w_T \sim e^{E_{TA}/kT}$, где E_{TA} – энергия термо-активации, из центров захвата. Восстановления 45% наведенного поглощения можно добиться за счёт отжига при 75 °С в течение 10 дней, около 10% повреждения оптического пропускания на длине волны 420 нм всё еще остаётся после отжига при 300 °С в течение 12 часов.

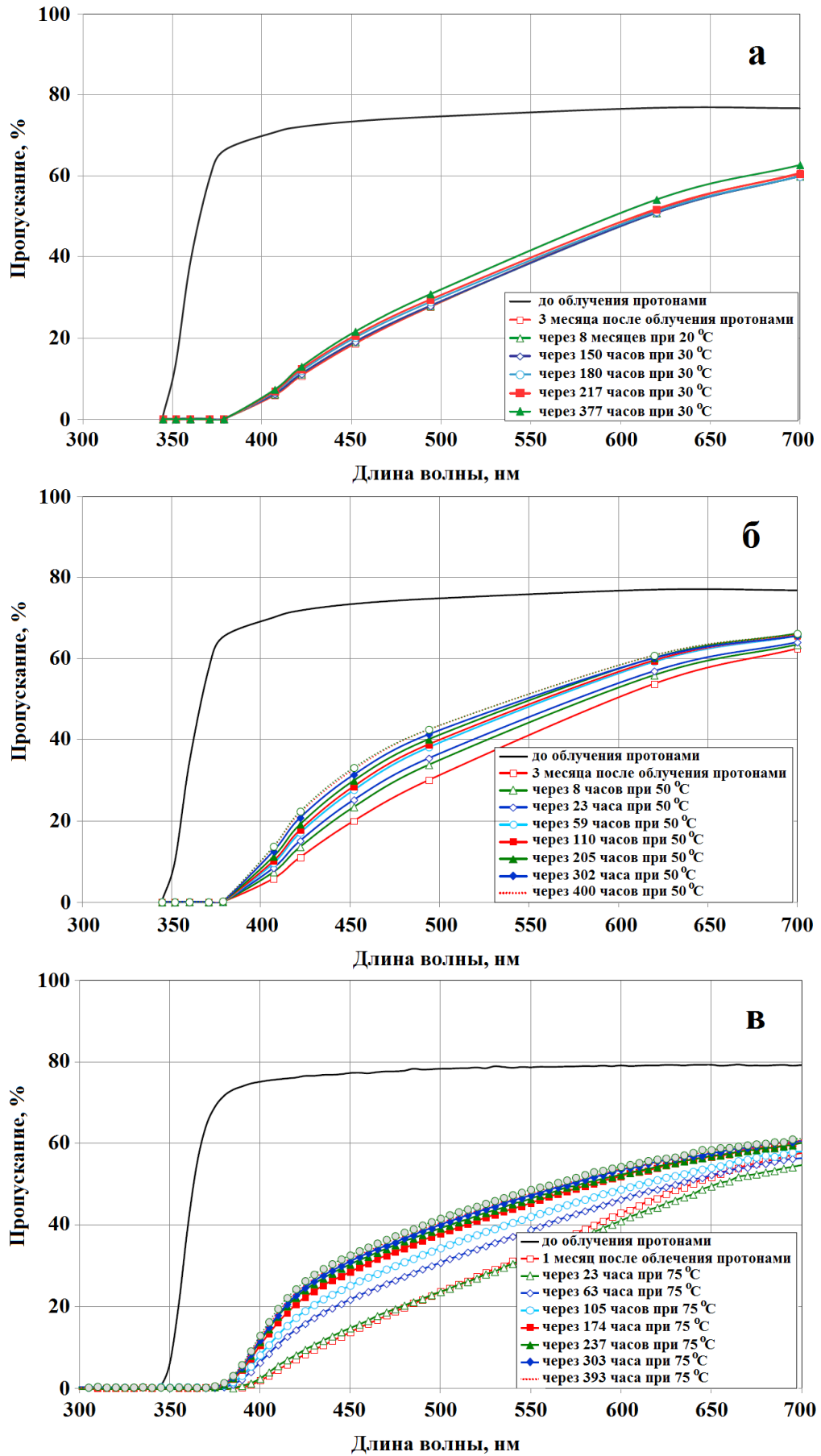


Рисунок 3.13. – Изменение оптического пропускания образцов облученных протонами кристаллов PWO № 4 (а), 7 (б) и 3 (в) при долговременном отжиге при 30 °С, 50 °С и 75 °С

На рисунке 3.14 показаны спектры оптического пропускания кристаллов PWO до и после протонного облучения, а также после отжига при 300 °С через разные промежутки времени.

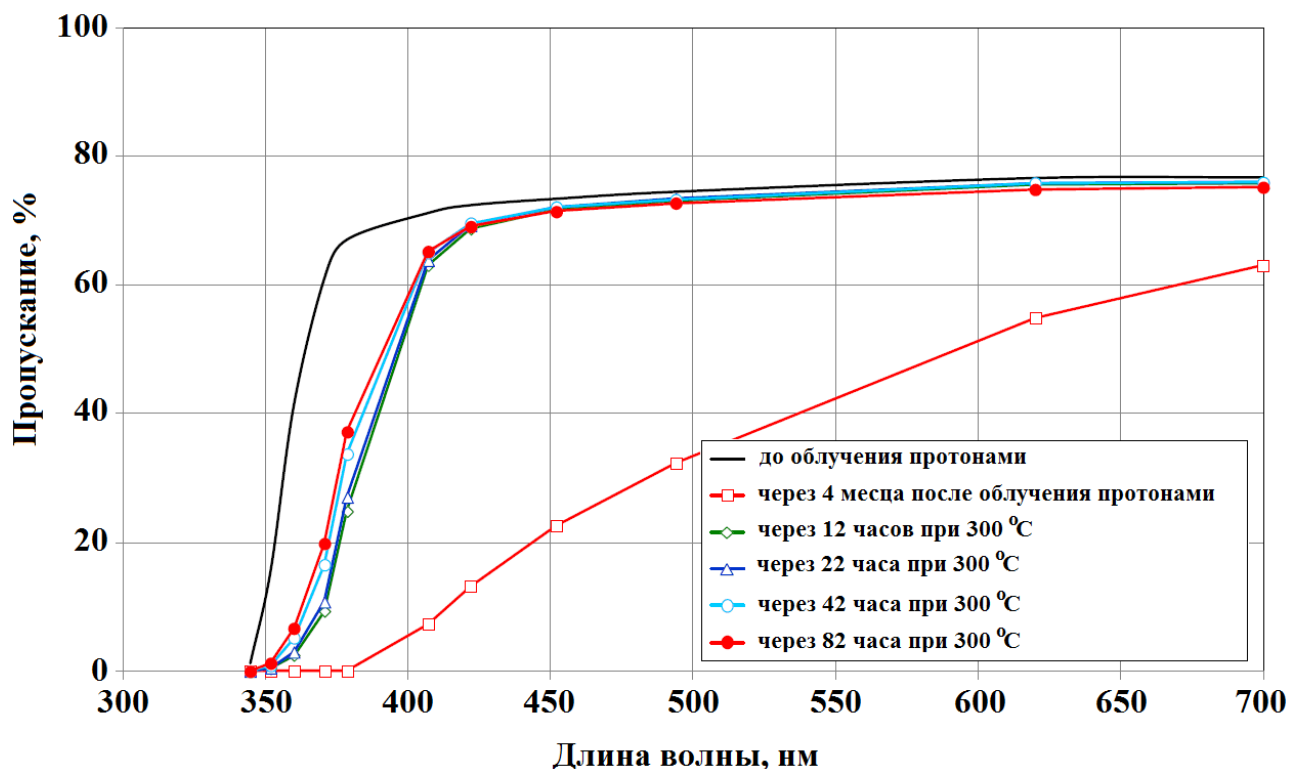


Рисунок 3.14. – Спектры оптического пропускания PWO до облучения протонами, после облучения, и после отжига при 300 °С

Увеличение времени отжига до 82 часов при 300 °С не приводит к значительному дополнительному улучшению пропускания PWO.

Для образца №4 (см. таблицу 3.4) проводилось систематическое изучение продолжительного термического отжига при различных температурах. На рисунке 3.15 показано изменение спектров наведенного поглощения при различных температурах.

Общее падение наведенного поглощения наблюдается в широком спектральном диапазоне. Рисунок 3.16 показывает изменение нормированного наведенного поглощения Δk со временем при разных температурах для длин волн $\lambda=378$ нм и $\lambda=422$ нм. Эти длины волн были выбраны для наблюдения ускоренного восстановления центров окраски на основе дефектов типа Френкеля из-за температурного фактора.

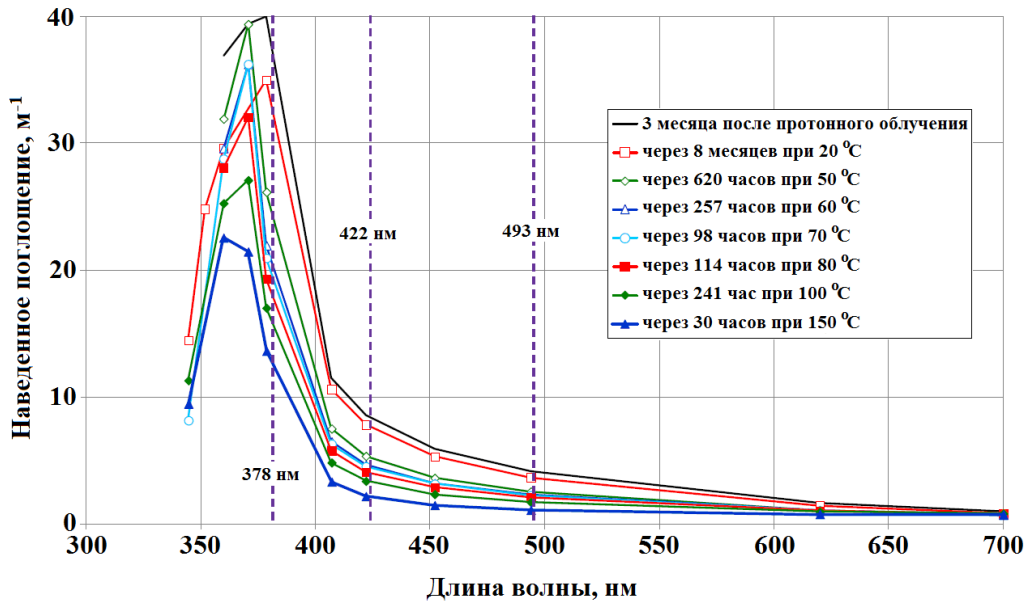


Рисунок 3.15. – Изменение спектров наведенного поглощения образца PWO №4 при различных температурах отжига

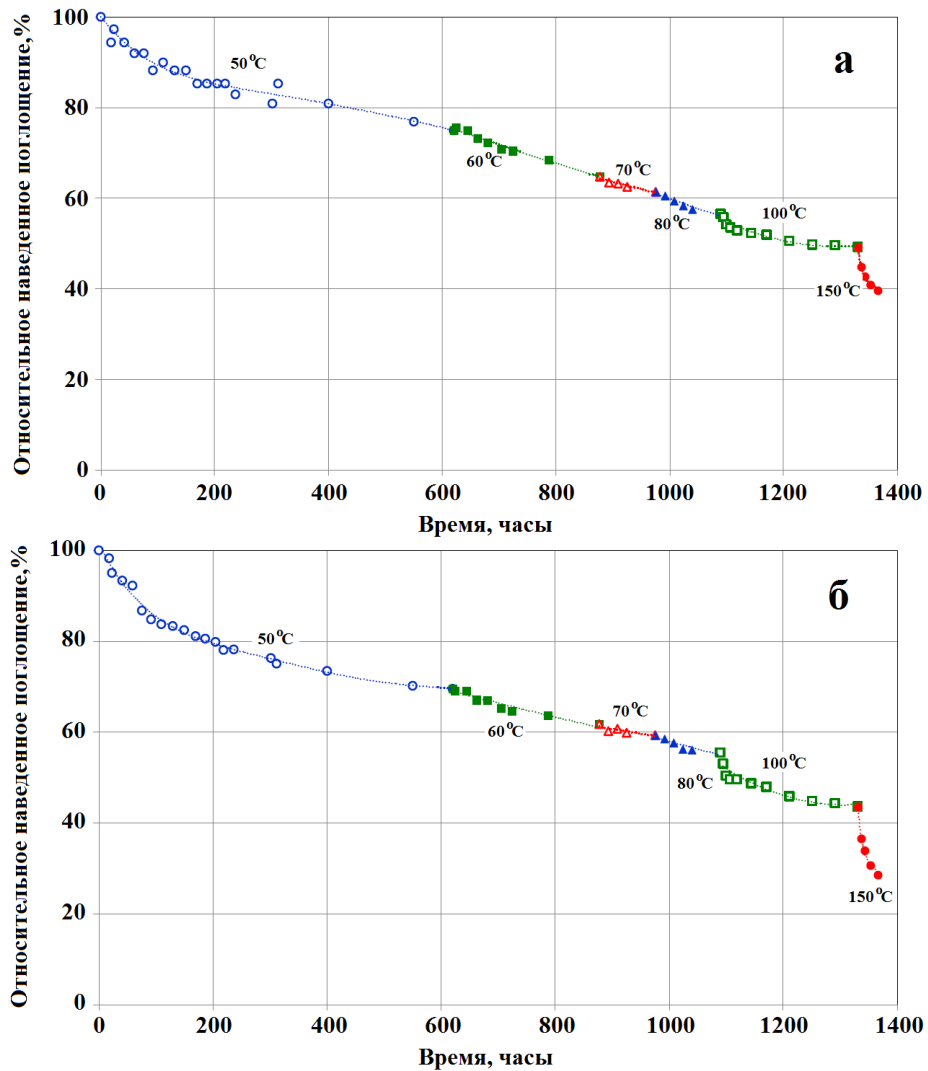


Рисунок 3.16. – Изменение нормированного наведенного поглощения Δk со временем при разных температурах для длин волн $\lambda = 378 \text{ nm}$ (а) и $\lambda = 422 \text{ nm}$ (б) для образца PWO №4

Улучшение пропускания за счёт отжига вызывает улучшение выхода сцинтилляций PWO. Наблюдается явная корреляция между восстановлением наведенного поглощения при 422 нм и восстановлением световыхода как видно из рисунка 3.17.

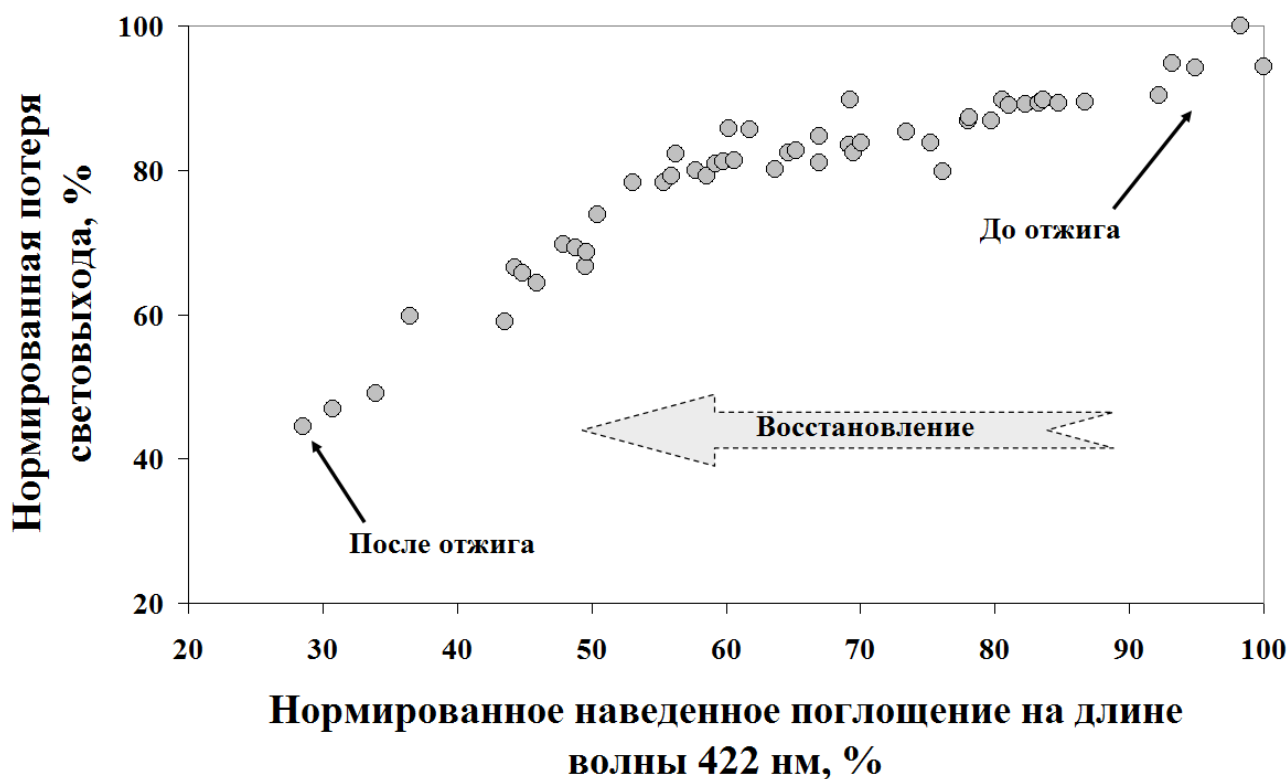


Рисунок 3.17. – Зависимость между нормированной потерей световыхода как функции изменения наведенного поглощения на длине волны 422 нм после отжига

Изучение восстановления повреждения облученных протонами кристаллов при различных температурах отжига показывает, что оно наблюдается даже при относительно низких температурах. Однако температура, необходимая для восстановления значительной части повреждения, относительно высока для применения в ECAL CMS. Максимально допустимая температура без повреждения других компонентов ECAL (электроника, оптический клей и т.д.) – ниже 60 °С. В связи с этим становится очевидным, что помимо термического восстановления наведенного адронами повреждения, необходимо применение оптической стимуляции релаксации центров окраски.

Оптическая стимуляция восстановления. Другой возможностью ускоренного восстановления центров окраски в кристаллах PWO является стимулированное восстановление фотонами. Особенности применения этого метода для кристаллов PWO, облученных γ -квантами, были описаны в параграфе 3.2. В этом параграфе рассмотрено применение этого метода к кристаллам PWO, облученным адронами высоких энергий.

Изучение восстановления повреждения протонами проводилось для кристалла №6 (см. таблицу 3.4) при комнатной температуре. Кристалл

освещался светодиодами с длинами волн $\lambda=740$ нм и $\lambda=475$ нм. Значительное улучшение оптического пропускания при освещении наблюдалось в диапазоне длин волн 400-800 нм, как показано на рисунке 3.18.

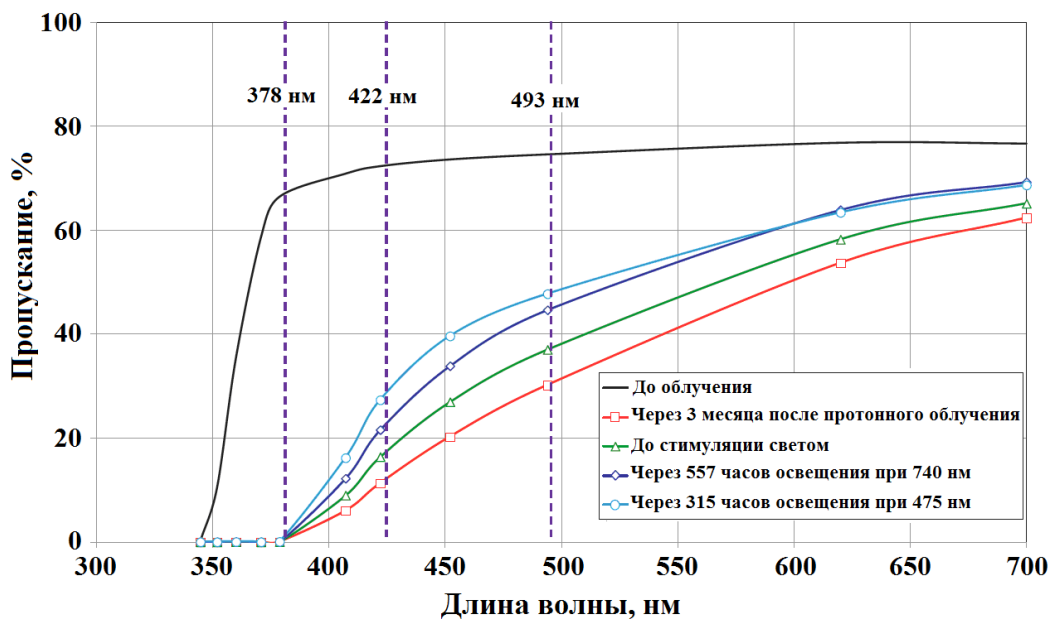


Рисунок 3.18. – Изменение спектра пропускания облученного протонами кристалла PWO №6 после стимуляции восстановления оптического пропускания светом 740 нм и 475 нм при комнатной температуре

Около 20% повреждения пропускания в области длин волн высвечивания сцинтилляций (422 нм) восстанавливается после 550 часов освещения 740 нм, и ещё на 20% после дополнительного освещения 475 нм. Однако, восстановление в области края спектра пропускания не наблюдается, как видно из рисунка 3.19, на котором наведенное поглощение нормировано к уровню до облучения.

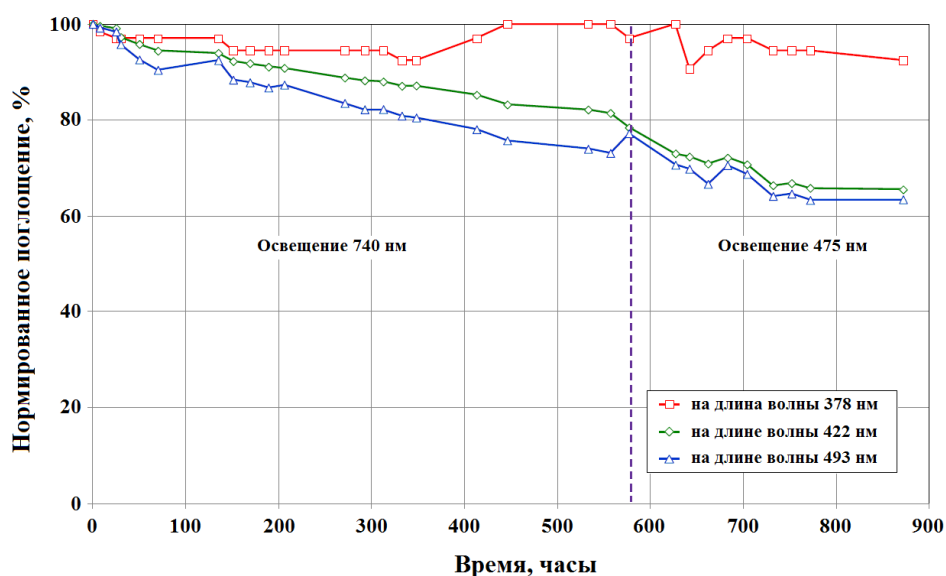


Рисунок 3.19. – Изменение наведенного поглощения в PWO на длинах волн 378 нм, 422 нм и 493 нм при стимулирующем оптическом облучении

Подобно восстановлению повреждения, вызванного γ -квантами, стимуляция работает более эффективно для центров окраски на основе дефектов типа Френкеля.

Как и при термическом отжиге, улучшение пропускания стимуляцией светом свидетельствует об улучшении светового выхода сцинтилляций у кристаллов PWO. Наблюдается явная корреляция между восстановлением наведенного поглощения при 422 нм и улучшением светового выхода, что видно из рисунка 3.20. Стимуляция восстановления оптического пропускания проводилась ИК-светодиодами ($\lambda=740$ нм, поток $1,3 \cdot 10^{17}$ фотонов/(с·см²)) и светодиодами с сине-зелёным светом ($\lambda=475$ нм, поток $9 \cdot 10^{16}$ фотонов/(с·см²)).

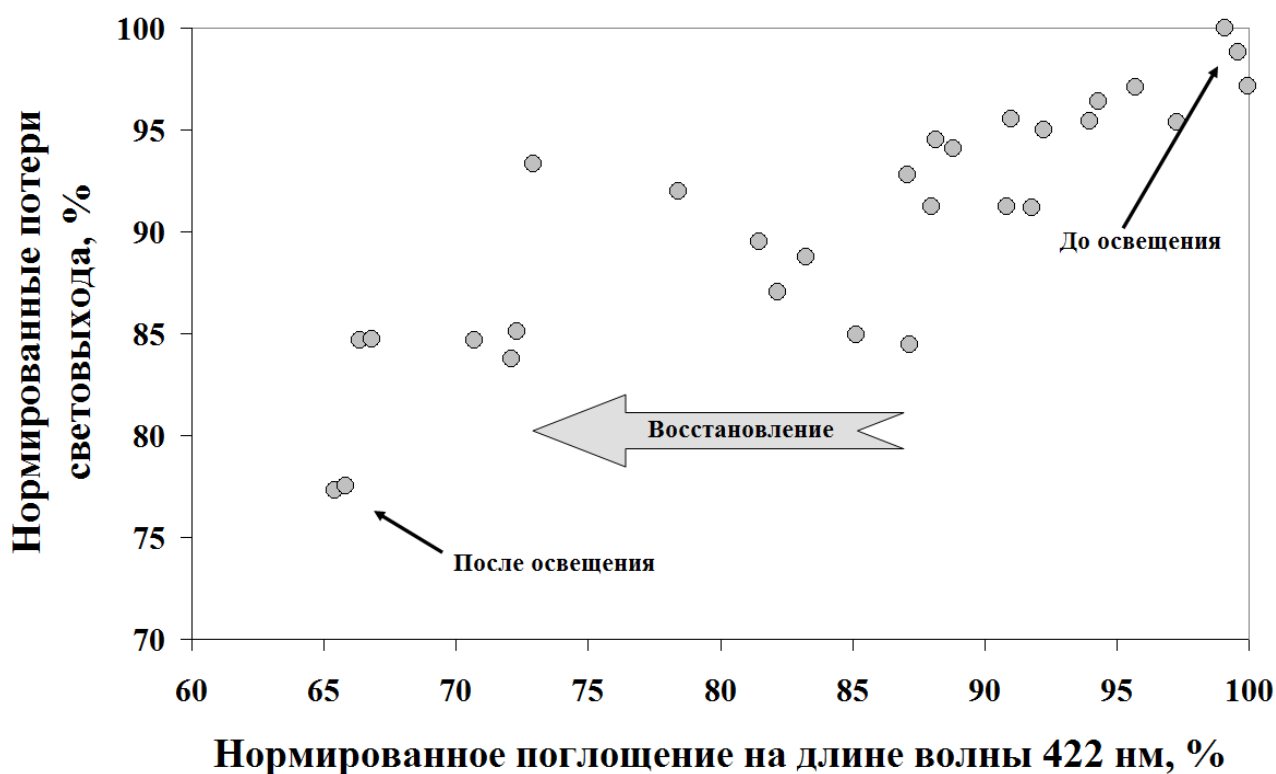
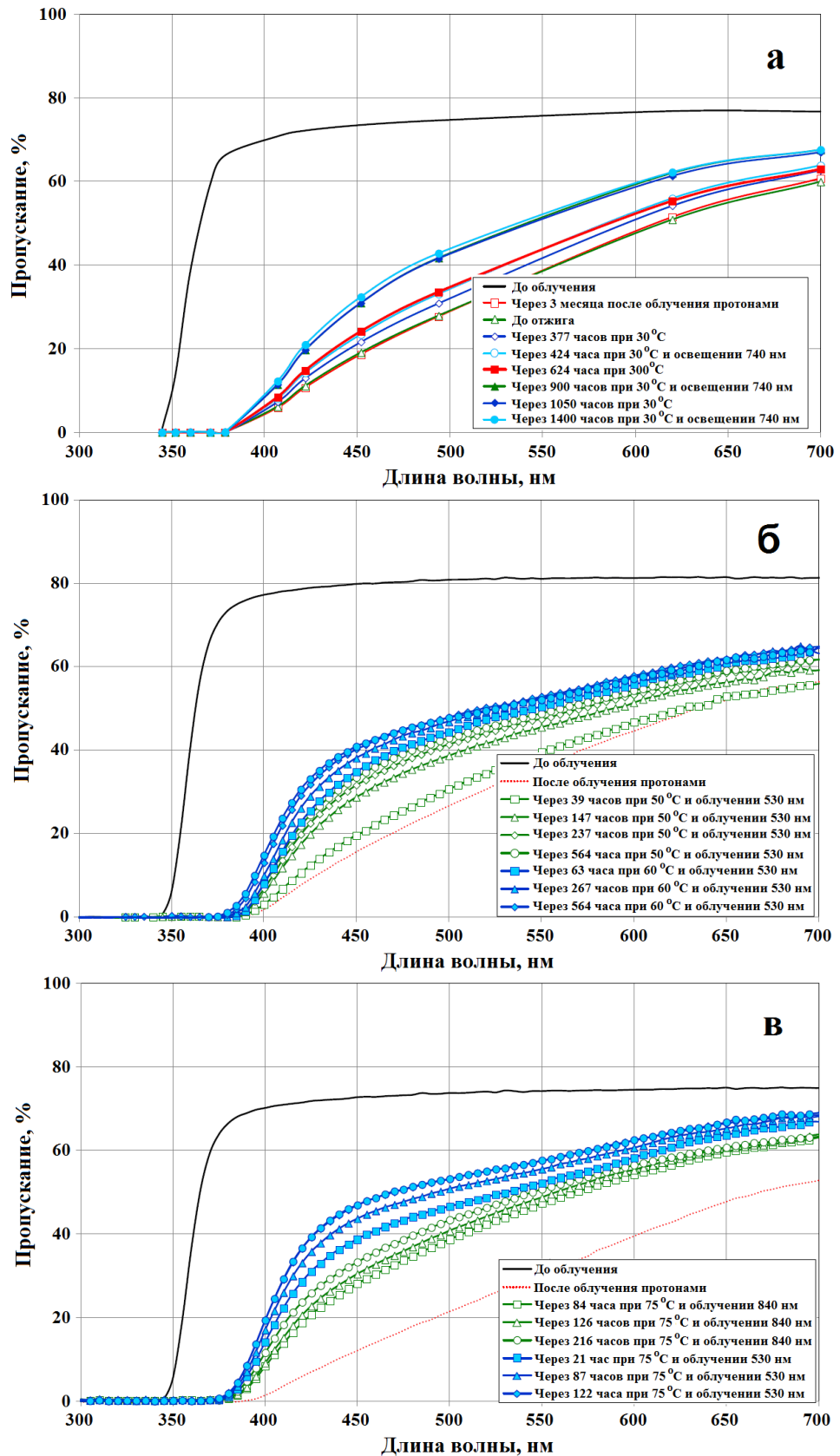


Рисунок 3.20. – Зависимость нормированных потерь световыхода PWO от нормированного наведенного поглощения на длине волны 422 нм после облучения светом 740 нм и 475 нм

Комбинация оптической и термической стимуляции. В наших исследованиях мы скомбинировали преимущество отжига при небольшой температуре с освещением образцов кристаллов PWO оптическим излучением. Рисунок 3.21 показывает изменение оптического пропускания облученных кристаллов PWO под влиянием комбинированной термической и световой стимуляции при различных температурах и длинах волн. Как и ожидалось, комбинирование отжига и стимуляции светом показывает более эффективное улучшение оптического пропускания кристалла, включающее сдвиг края спектра поглощения.



а – нагрев до 30 °С и облучение 740 нм; б – нагрев до 50 °С и 60 °С и облучение 530 нм; в – нагрев до 75 °С и облучение 840 нм и 530 нм

Рисунок 3.21. – Изменение оптического пропускания кристаллов РВО, облученных протонами, при комбинированном оптическом и термическом стимулировании восстановления пропускания

На рисунке 3.22 показано изменение нормированных коэффициентов оптического поглощения для длин волн 378 нм, 420 нм и 493 нм при освещении кристаллов РВО оптическим излучением 740 нм (поток $1,3 \cdot 10^{17}$ фотонов/(с·см²)) вместе с отжигом при 30 °С. Комбинирование отжига со стимуляцией светом даже при 30 °С уже приводит к более быстрому восстановлению наведенного поглощения для длин волн более 400 нм.

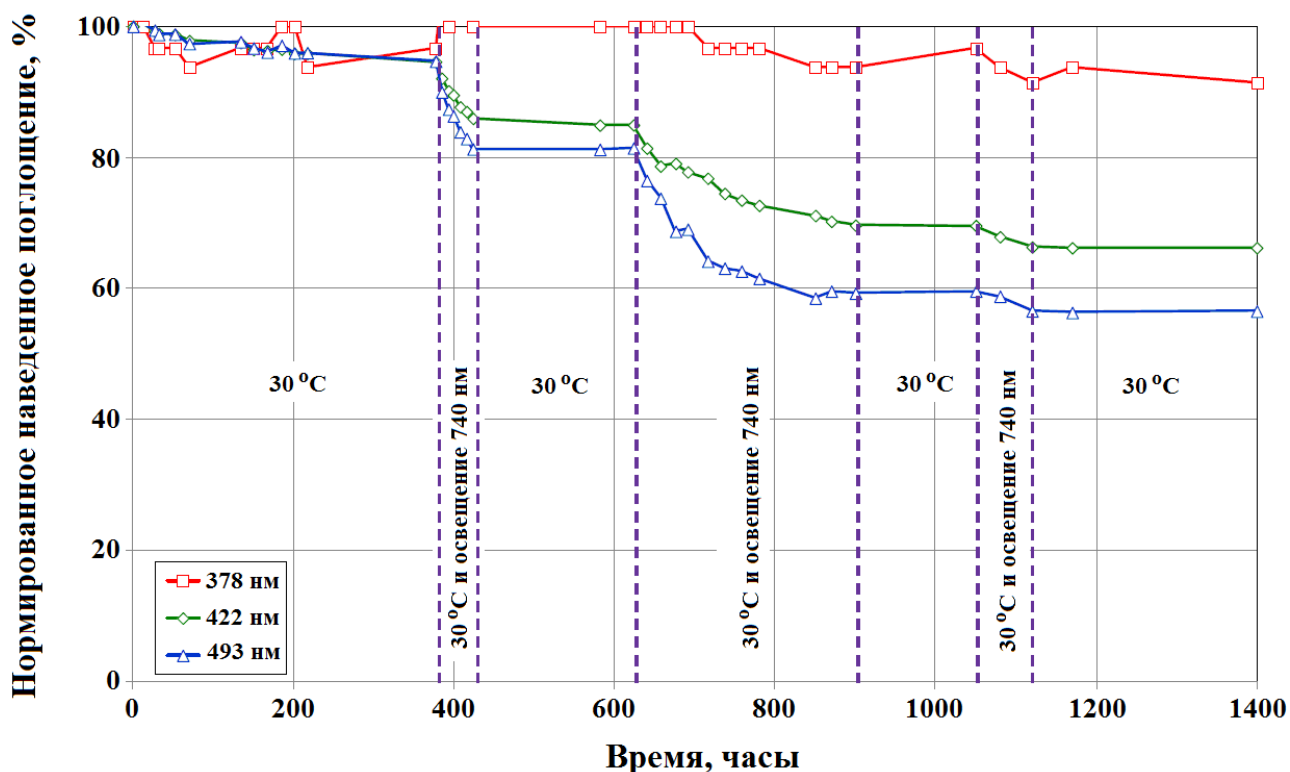


Рисунок 3.22. – Изменение наведенного поглощения в РВО на длинах волн 378 нм, 422 нм и 493 нм при стимулирующем оптическом облучении 740 нм и отжиге при 30 °С

Как видно из рисунка 3.22, стимуляция светом дополняет эффект отжига. Ниже 50 °С, где термальный отжиг меньше влияет на восстановление повреждения, стимулирование ИК-облучением увеличивает восстановление оптического пропускания при длинах волн выше 400 нм, соответствующих центрам окраски на основе дефектов типа Френкеля.

Увеличение температуры до 75 °С позволяет более эффективно уничтожать кластеры дефектов, поэтому кинетика рекомбинации отожжённых дефектов становится быстрее. Рисунок 3.23 показывает изменение нормированного коэффициента оптического поглощения для длин волн 390 нм, 420 нм и 500 нм при комбинированном отжиге при 75 °С и освещением светом 840 нм и 530 нм в сравнении с отжигом при 75 °С.

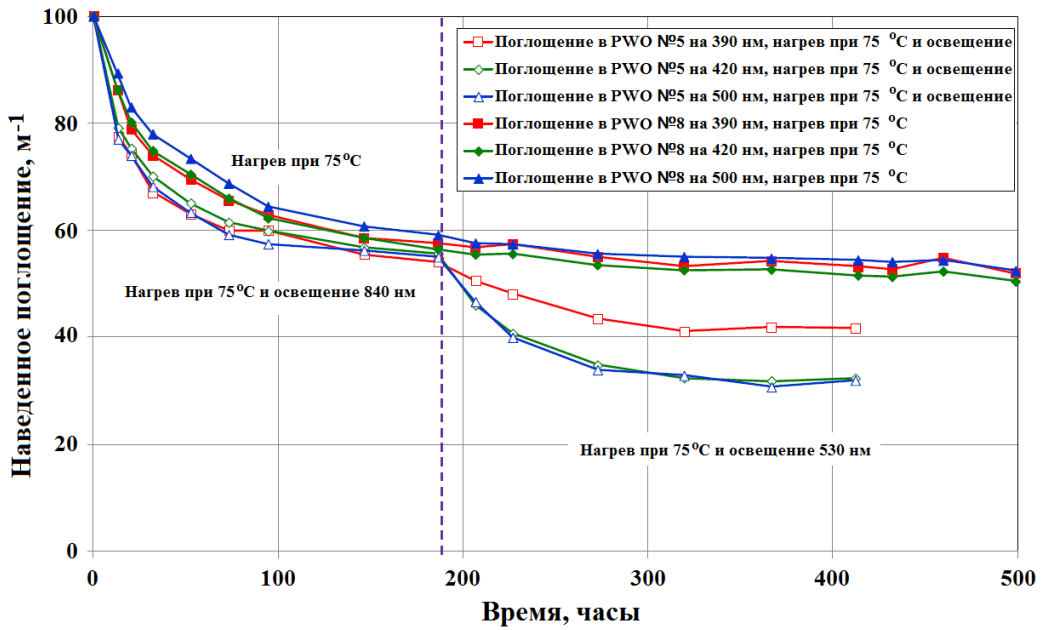


Рисунок 3.23. – Изменение нормированного коэффициента поглощения образца №6 кристалла PWO для длин волн 390 нм, 420 нм и 500 нм при комбинированной термической стимуляции при 75 °C и оптическом облучении 840 нм и 530 нм в сравнении с одиночным отжигом при 75 °C

На рисунке 3.24 представлено сравнение влияния термического отжига, освещения светом и комбинации этих факторов на наведенное поглощение в облученных протонами кристаллах PWO для длины волны 420 нм в температурном диапазоне 30-75 °C.

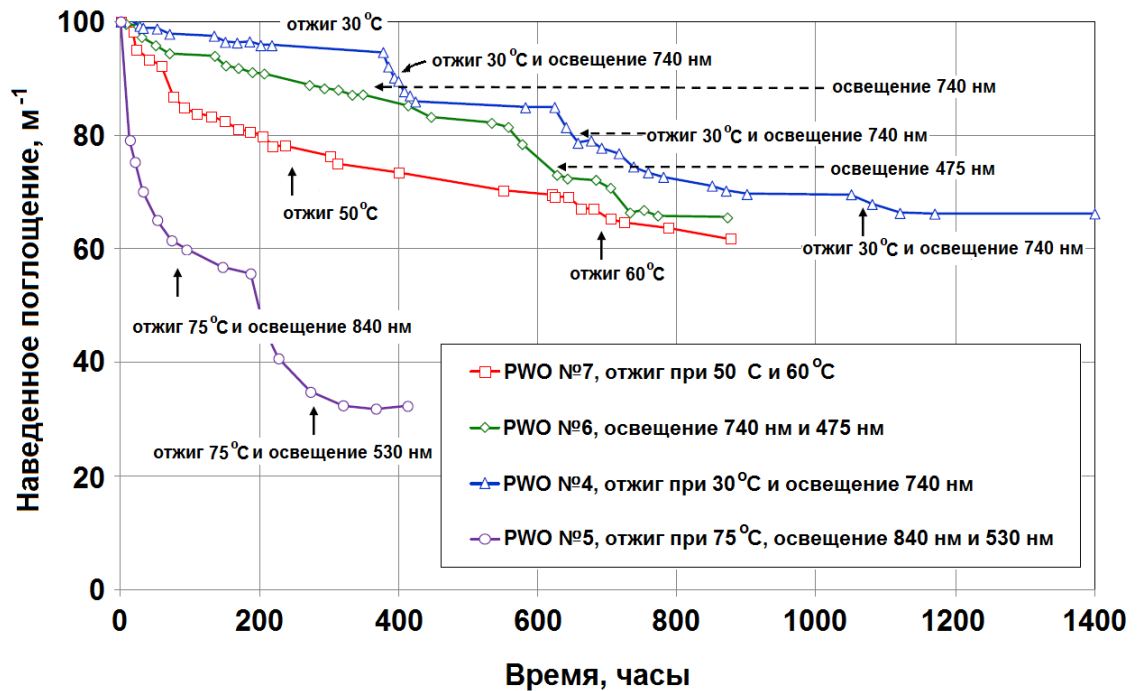


Рисунок 3.24. – Изменение нормированного коэффициента поглощения для длин волн 420 нм образцов PWO при стимулированном облучении оптическим излучением различных длин волн и термическом отжиге в диапазоне 30-75 °C

Наведенное поглощение нормировано на уровень повреждения, который был до термического отжига образцов.

Данные на рисунке 3.24 показывают, что набор применяемых для восстановления оптического пропускания кристаллов PWO эффектов является функцией как температуры и длины волны света, так и длительности проводимых сеансов восстановления.

В отличие от повреждения, вызванного γ -квантами, процессы стимуляции повреждения, вызванного протонами, при использовании ИК-излучения (840 нм) практически не ускоряет процесс восстановления при 75 °С. Результаты комбинируемого воздействия отжигом при 75 °С и освещением светом 530 нм показывают быстрое улучшение пропускания. Восстановление достигает 60% от уровня не облученных протонами кристаллов.

Необходимо отметить, что подобный фактор улучшения оптического пропускания может быть достигнут за время порядка 200 часов стимуляции. Анализ полученных результатов позволяет утверждать, что улучшение светового выхода повреждённых адронами кристаллов PWO при одновременном нагреве и стимуляции светом приводит к лучшему результату, чем их применение по отдельности. Оценки показывают, что комбинируя отжиг при 75 °С и освещении образцов PWO светом с длиной волны 530 нм, можно достичь 60% восстановления светового выхода за 200 часов комбинированного стимулирования.

3.4 Выводы по главе 3

Рассмотрена динамика радиационного повреждения кристаллов PWO, расположенных в цилиндрической части электромагнитного калориметра CMS при 22 °С и 10 °С при цикле работы ускорителя LHC. Показано, что со снижением температуры до 10 °С наблюдается замедление скорости спонтанного восстановления оптического пропускания вольфрамата свинца, но это снижение компенсируется увеличением собственного световыхода PWO, что в конечном счёте даст увеличение регистрируемого световыхода на 10% в цилиндрической части калориметра CMS.

Рассмотрен эффект стимулированного восстановления радиационного повреждения оптического пропускания кристаллов вольфрамата свинца PWO, подвергшихся облучению ионизирующего излучения высокой интенсивности. Наблюдаемое значительное и быстрое восстановление оптического пропускания кристаллов PWO в широком температурном диапазоне при облучении оптическим и ИК-излучением разных длин волн может значительно повлиять на концепцию построения будущих калориметров на основе PWO. Время восстановления увеличивается с ростом длины волны облучения, что нагляднее проявляется при низких температурах кристаллов. Применение стимулированного восстановления во время технологических перерывов или напрямую во время работы ускорителя может продлить срок службы электромагнитного калориметра

Стимулированное восстановление оптического пропускания кристаллов PWO, облученных γ -квантами и адронами высоких энергий, оптическим излучением в температурном диапазоне кристаллов 50-60 °С, может потенциально использоваться в электромагнитном калориметре ECAL CMS во время длительных технических остановок. Комбинация обоих методов позволяет быстрее проводить восстановление оптического пропускания при низкой температуре отжига: 40% повреждения оптического пропускания восстанавливается после 500 часов облучения светом с длиной волны 530 нм и отжиге при 50°С, а 60% светового выхода может быть восстановлено в течение 200 часов комбинированной стимуляцией нагревом при 75 °С и облучением светом 530 нм. Результаты исследований изложены в [6 – А].

ГЛАВА 4 ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ СРЕДНЕПЛОТНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ КАК ОСНОВЫ БУДУЩИХ КАЛОРИМЕТРОВ

4.1 Изменение оптического пропускания отдельных среднеплотных кристаллических материалов при гамма- и адронном облучении

Как следует из предыдущего рассмотрения, основным критерием при выборе оптимальных материалов и конструкций калориметрических модулей является их радиационная стойкость. В связи с этим актуальной задачей становится исследование радиационной стойкости, перспективных сцинтилляционных материалов, которые могут быть использованы в областях калориметра с наибольшей дозовой нагрузкой.

В качестве одного из вариантов построения калориметрической ячейки была рассмотрена [87] классическая схема гетерогенного типа, получившая в научной литературе название «шашлык» – чередование слоёв поглотителя и сцинтиллятора. Исследуемая модель ячейки представлена на рисунке 4.1.

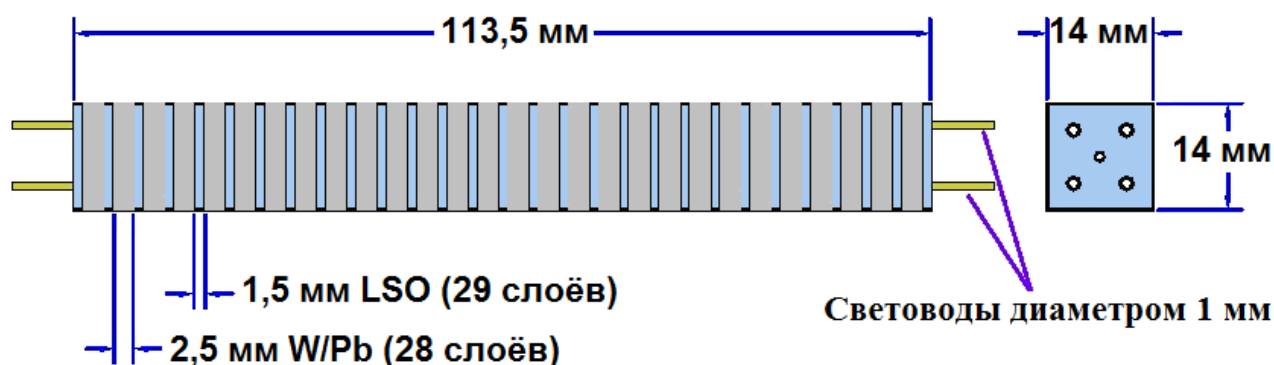


Рисунок 4.1. – Вариант калориметрической ячейки типа «шашлык» на основе пластин поглотителя (свинец/вольфрам) и сцинтиллятора

Основным вопросом при рассмотрении компоновки нового калориметрического модуля является выбор оптимального с точки зрения радиационной стойкости сцинтиллятора.

Одним из решений проблемы работы кристаллических детекторов в радиационных полях высокой интенсивности может быть использование легированных сцинтилляторов вместо самоактивированных. Как было показано в главе 3, самоактивированные сцинтилляторы, имея в составе кристаллической матрицы тяжёлые ионы, показывают сдвиг краевого поглощения в длинноволновую область спектра при облучении адронами высоких энергий. Легированные церием Ce^{3+} оксидные сцинтилляторы, такие как ортосиликаты, гранаты и перовскиты, имеют ширину запрещённой зоны более 6 эВ, а электронный излучательный уровень ионов Ce^{3+} смещен на 2-3 эВ от границы фундаментального поглощения. Было показано, что в лютециевых ортосиликатах (LSO) центры окраски, возникшие под действием ионизирующего излучения, имеют полосы поглощения в ультрафиолетовом

диапазоне длин волн, что исключает их воздействие на спектральную область высвечивания сцинтилляционных фотонов [88].

В настоящее время в качестве сцинтиллятора с высокой радиационной стойкостью для нужд калориметрии высоких энергий рассматривают лютециевые, иттриевые и иттрий-лютециевые ортосиликаты $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LSO), $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (YSO), $\text{Lu}_{2(1-x)}\text{Y}_{2x}\text{SiO}_5$ (LYSO), радиационная стойкость которых активно исследуется в свете применения их для замены калориметрических ячеек в торцевых частях детектора CMS, так и при использовании в калориметрах следующего поколения [67, 89, 90].

Для выяснения преимуществ каждого из рассматриваемых материалов были исследованы эффекты радиационного повреждения лютециевых (LSO), иттриевых (YSO) и гадолиниевых ($\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$, GSO) ортосиликатов при облучении γ -излучением и протонами высоких энергий [88]. Образцы кристаллов облучались γ -источником ^{60}Co до достижения поглощённой дозы 2000 Гр, облучение протонами с энергией 24 ГэВ было выполнено до достижения флюенса $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

Из трёх исследованных типов кристаллов образец LSO с низкой концентрацией церия был выбран для полного исследования радиационного повреждения оптического пропускания в спектральном диапазоне вплоть до фундаментального поглощения. Использование γ -облучения и облучения протонами высоких энергий позволило установить полосы центров окраски в УФ-области спектра [73].

На рисунках 4.2 и 4.3 показаны спектры наведенного поглощения LSO №2620 после γ -облучения и облучения протонами высоких энергий, а также разложение спектров на суперпозицию полос поглощения гауссова профиля. Спектр поглощения, наблюдаемый в УФ- и синем спектральном диапазоне длин волн после облучения LSO γ -квантами, хорошо аппроксимируется 5 пиками с центрами на 5,2 эВ (240 нм), 4,08 эВ (306 нм), 3,64 эВ (343 нм), 3,32 эВ (376 нм) и 3 эВ (416 нм). Точность определения положения центров поглощения составляла ± 1 нм. Корректность деконволюции спектров наведенного поглощения проверялась критерием согласия Пирсона χ^2 (см. параграф 2.1), для спектра на рисунке 4.4 величина $\frac{\chi^2}{N} = 2,1 \cdot 10^{-5}$, на рисунке 4.5 – $\frac{\chi^2}{N} = 1,6 \cdot 10^{-5}$, где N – разность между числом экспериментальных точек в спектре и числом параметров в функциях разложения спектра.

Разложение наведенного спектра поглощения после протонного облучения приводит к выделению полос с центрами вблизи 5,1 эВ, 4,2 эВ, 3,69 эВ, 3,28 эВ и 2,9 эВ, что очень близко к набору полос поглощения после γ -облучения.

Эти результаты показывают, что центры окраски в LSO, созданные после γ - и протонного облучения, идентичны.

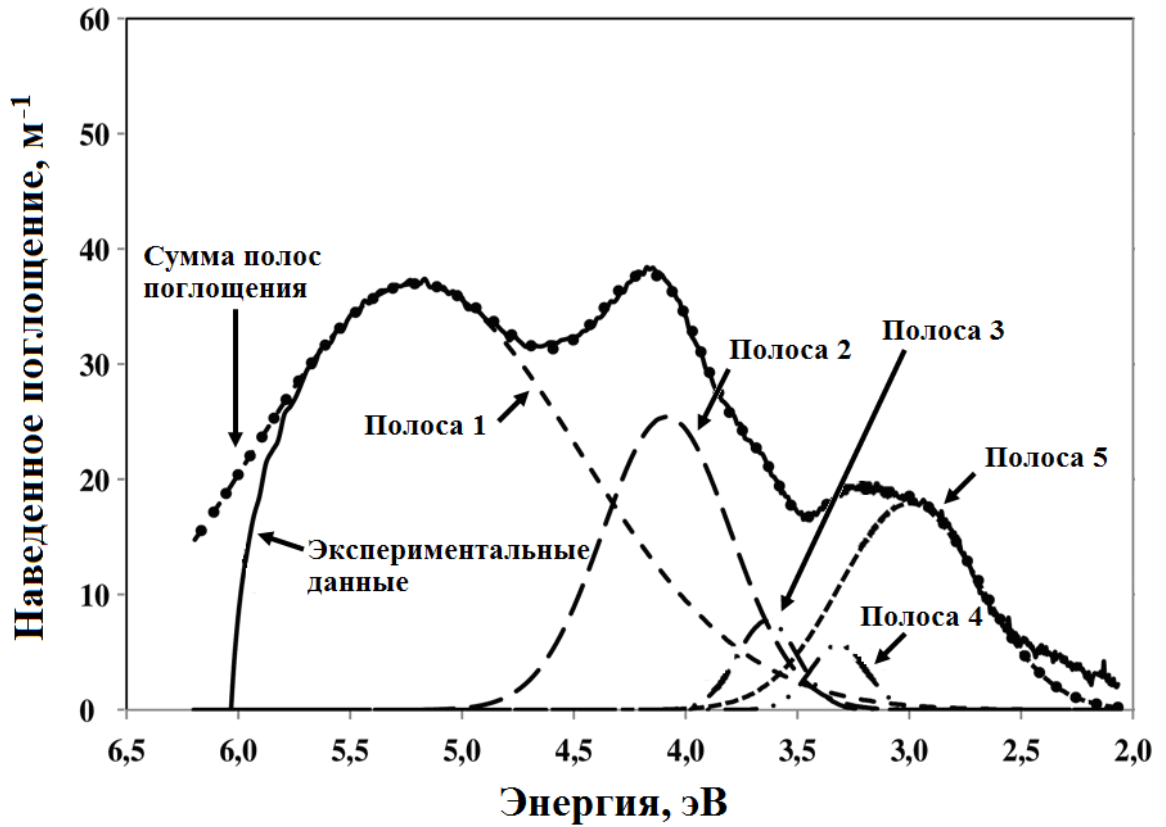


Рисунок 4.2. – Разложение спектра поглощения образца LSO №2620 после облучения γ -квантами на суперпозицию полос поглощения

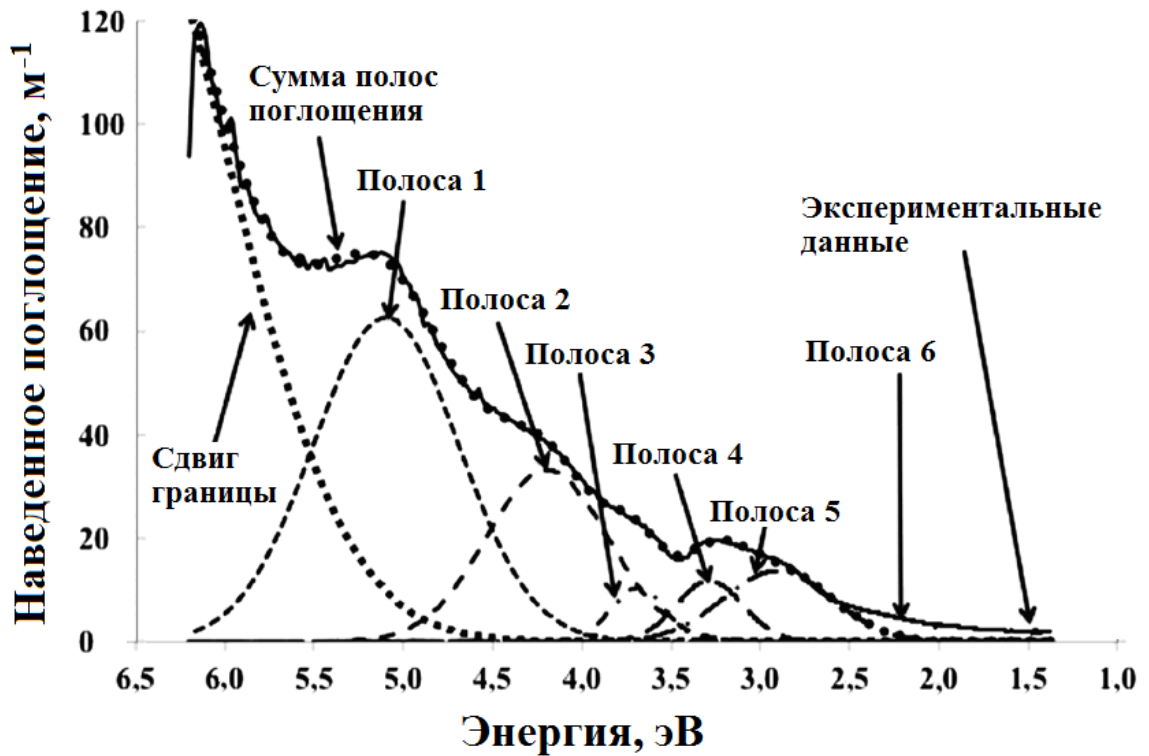


Рисунок 4.3. – Разложение спектра поглощения образца LSO №2620 после облучения протонами на суперпозицию полос поглощения

Помимо изучения наведенного поглощения также исследовалась спонтанная релаксация центров окраски в LSO при комнатной температуре и при нагревании образцов. На рисунках 4.4 и 4.5 показаны спектры оптического пропускания образца LSO №2620 до облучения, после γ -облучения и облучения протонами, а также после отжига при 300 °С. При комнатной температуре спонтанного восстановления оптического пропускания LSO не наблюдалось.

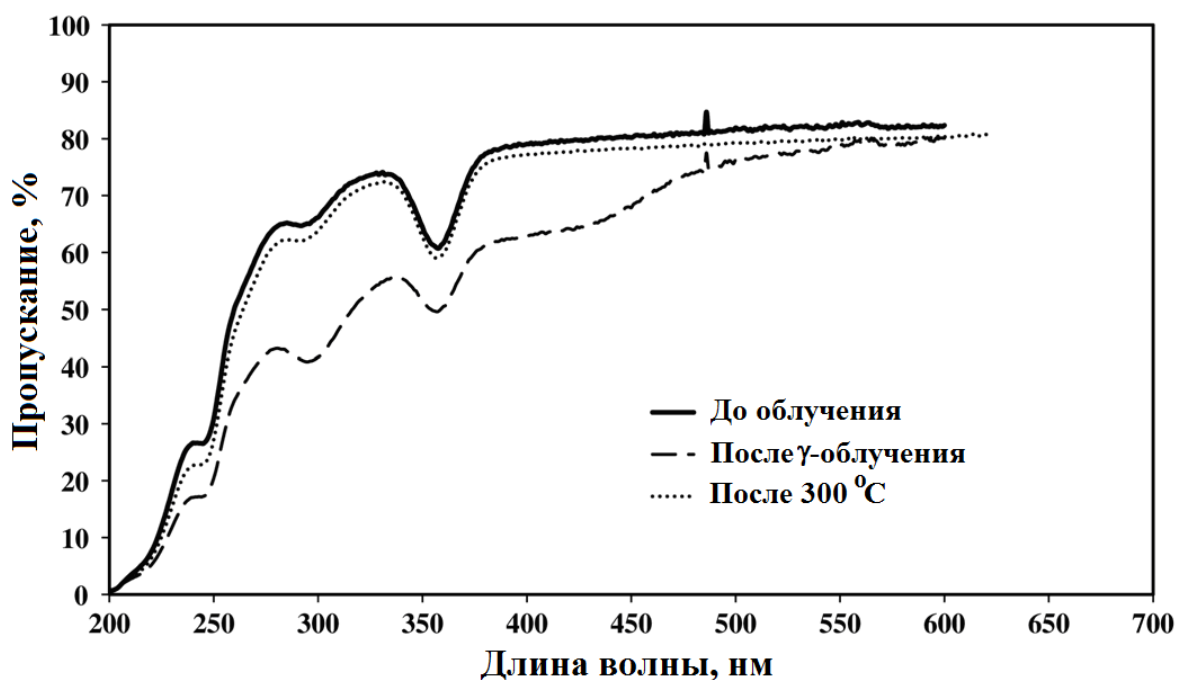


Рисунок 4.4. – Спектр оптического пропускания образца LSO №2620 до и после γ -облучения, а также после отжига при 300 °С

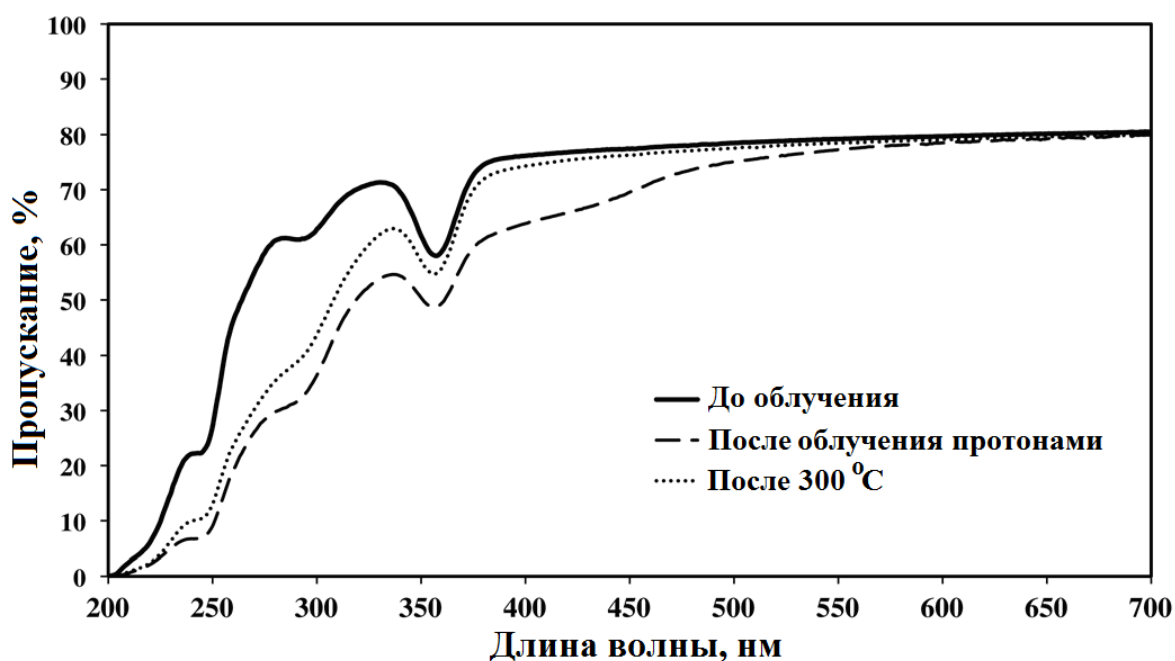


Рисунок 4.5. – Спектр оптического пропускания образца LSO №2620 до и после облучения протонами, а также после отжига при 300 °С

После отжига наблюдается полное восстановление оптического пропускания только для случая облучения γ -квантами, в то время как в случае протонного повреждения наблюдается лишь частичное восстановление пропускания. Было установлено, что восстанавливаются центры окраски только в спектральной области длиннее 350 нм [73].

На рисунках 4.6-4.7 показаны спектры оптического пропускания двух образцов YSO длиной 2 см до и после облучения протонами высоких энергий.

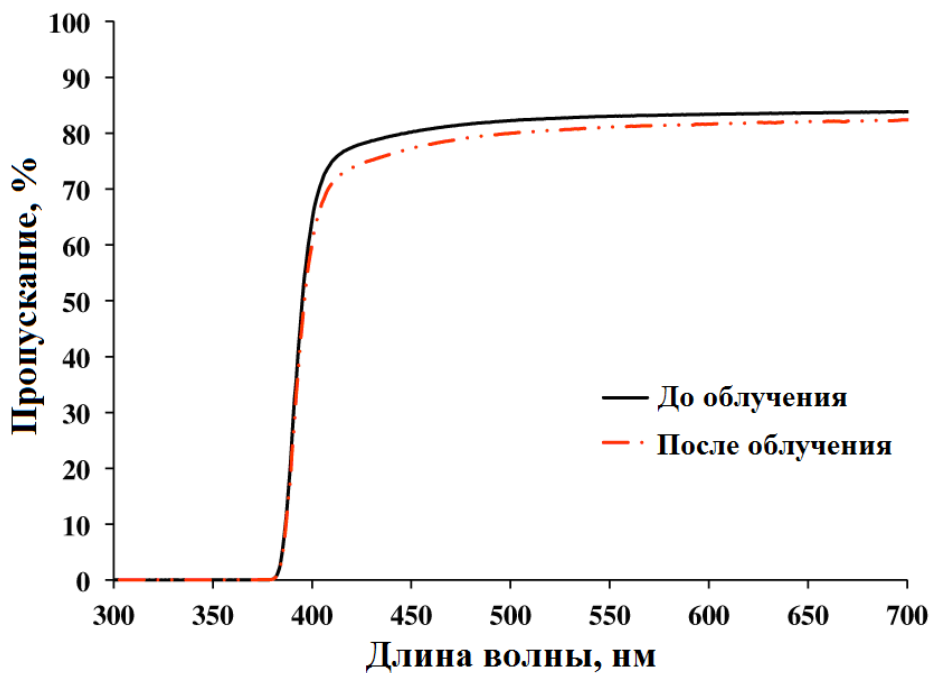


Рисунок 4.6. – Спектр оптического пропускания образца YSO №2643 до и после облучения протонами

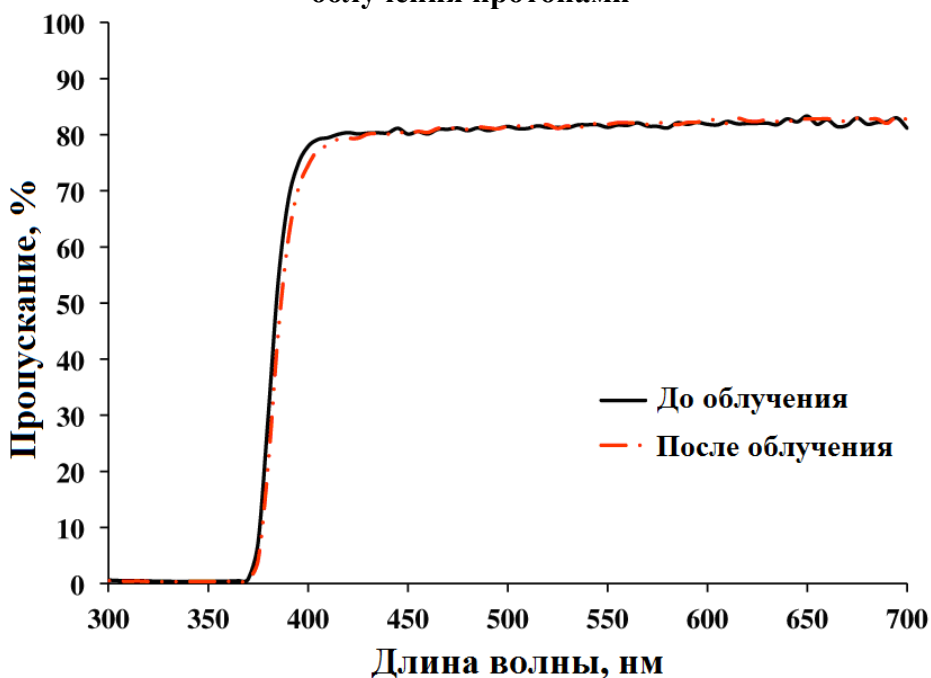


Рисунок 4.7. – Спектр оптического пропускания образца YSO №2668 до и после облучения протонами

На рисунке 4.8 показаны спектры оптического пропускания образца GSO длиной 1 см до и после облучения протонами.

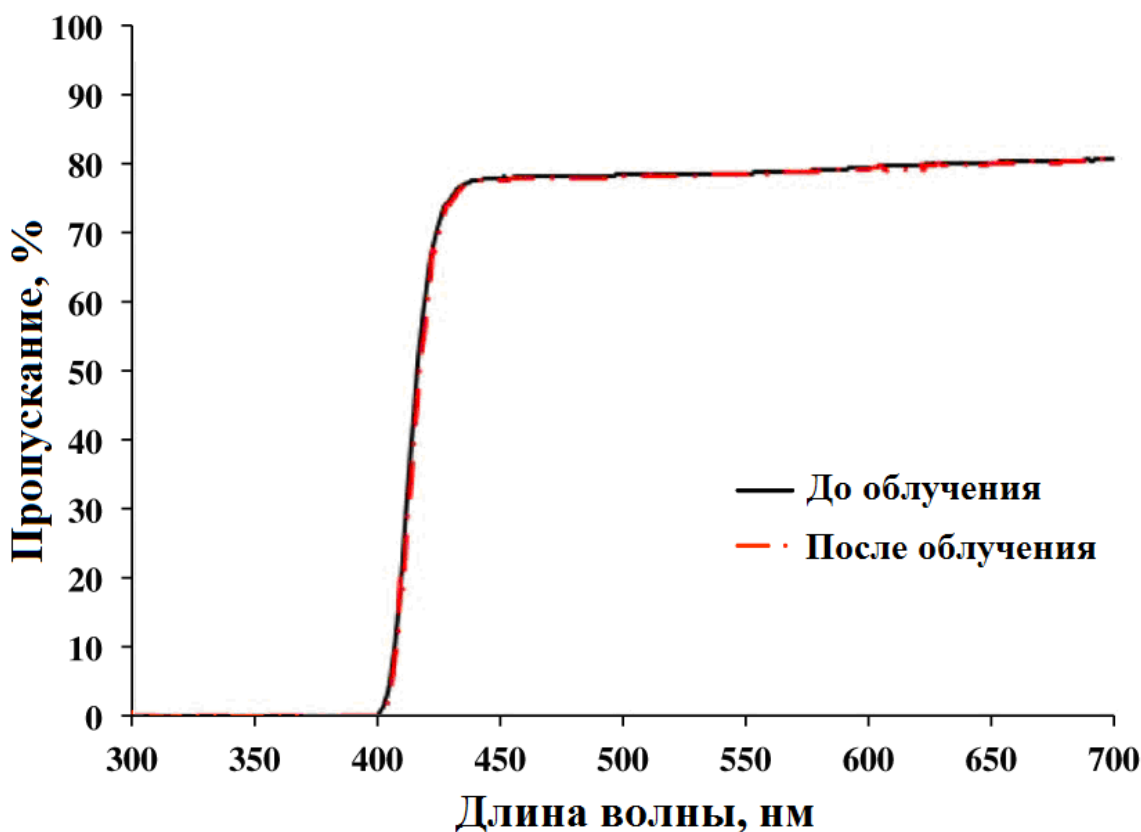


Рисунок 4.8. – Спектр оптического пропускания образца GSO до и после облучения протонами

Как для YSO, так и для GSO не наблюдается значительного изменения оптического пропускания в спектральном диапазоне 400-600 нм, впрочем, как и для кристаллов LSO, что подтверждает наше предположение о том, что в окси-ортосиликатных кристаллах основные центры окраски имеют полосы поглощения в УФ-диапазоне длин волн.

4.2 Источники паразитных шумов детектирующих модулей электромагнитных калориметров на основе лутеций- и иттрий-содержащих сцинтилляторов

4.2.1 Фосфоресценция лутециевых ортосиликатов

В предыдущем параграфе было рассмотрено радиационное повреждение оптического пропускания сцинтилляционных кристаллов семейства окси-ортосиликатов – LSO:Ce, YSO:Ce и GSO:Ce под действием адронного и γ -облучения. Кристаллы указанного типа показали незначительное изменение оптического пропускания под воздействием облучения протонов с энергией 24

ГэВ и γ -квантов от источника ^{60}Co в спектральном диапазоне, приходящемся на спектральную часть высвечивания сцинтилляций. Несмотря на высокую радиационную стойкость, кристаллы $\text{GSO}:\text{Ce}$, вследствие большого сечения захвата нейтронов в широком диапазоне спектра энергий, являются малопригодными для применения в калориметрии. Напротив, кристалл $\text{LSO}:\text{Ce}$, за счёт своей более высокой плотности, предпочтительнее для применения в гетерогенных калориметрах, т.к. обеспечивает меньший симплексный фактор, обладает более высокой чувствительностью к регистрации γ -излучения в диапазоне 0,5-1,0 МэВ.

Вместе с тем было установлено, что лютециевые ортосиликаты ($\text{LSO}:\text{Ce}$) показывают значительную по интенсивности фосфоресценцию после облучения протонами высоких энергий, которая заметно подавлена у иттриевых ортосиликатов ($\text{YSO}:\text{Ce}$) [88]. Подобная фосфоресценция объясняется наработкой дефектов и центров окраски при облучении. Помимо этого, устойчивая долгоживущая фосфоресценция может быть связана с наведенной радиоактивностью как в самих кристаллах, так и в конструкционных материалах калориметрической ячейки и слоях поглотителя в случае использования гетерогенной геометрии. В этом параграфе проводится анализ паразитных шумов $\text{LSO}:\text{Ce}$ и $\text{YSO}:\text{Ce}$, обусловленных фосфоресценцией и радиолюминесценцией вследствие радиоизотопов. Описание образцов и методики измерения и сравнения LSO и YSO дано в [73]. Сравнение сцинтилляционных свойств $\text{LSO}:\text{Ce}$ и $\text{YSO}:\text{Ce}$ дано в таблице 4.1 [34].

Оба типа сцинтилляторов имеют высокий выход сцинтилляций, сравнимые значения характерных времён кинетики сцинтилляций и положения пика сцинтилляций.

Таблица 4.1. – Сцинтилляционные свойства кристаллов $\text{LSO}:\text{Ce}$ и $\text{YSO}:\text{Ce}$

Материал/Свойство	Световыход LY, фотонов/МэВ	Постоянная кинетики сцинтилляций τ , нс	Максимум пика сцинтилляций, нм	Плотность, г/см ³	X_0 , см	Эффективный заряд Z_{eff}
LSO	30000	40	420	7,4	1,1	60
YSO	30000	67	425	4,55	3,23	35

Образцы LSO и YSO облучались протонами с энергией 24 ГэВ до достижения флюенса $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ на ускорителе PS (CERN, Швейцария).

Совместно с кристаллами также облучались пластинки поглотителя, в качестве которого использовался свинец $25 \times 25 \times 3 \text{ мм}^3$ и вольфрам $25 \times 25 \times 2 \text{ мм}^3$. Пластинки поглотителей чередовались с образцами сцинтилляторов для создания гетерогенной калориметрической ячейки.

На рисунке 4.9 показано фото облучаемой ячейки. Кристалл PWO использовался для инициации развития адронного ливня частиц, протонный пучок был направлен вдоль продольной оси сборки.

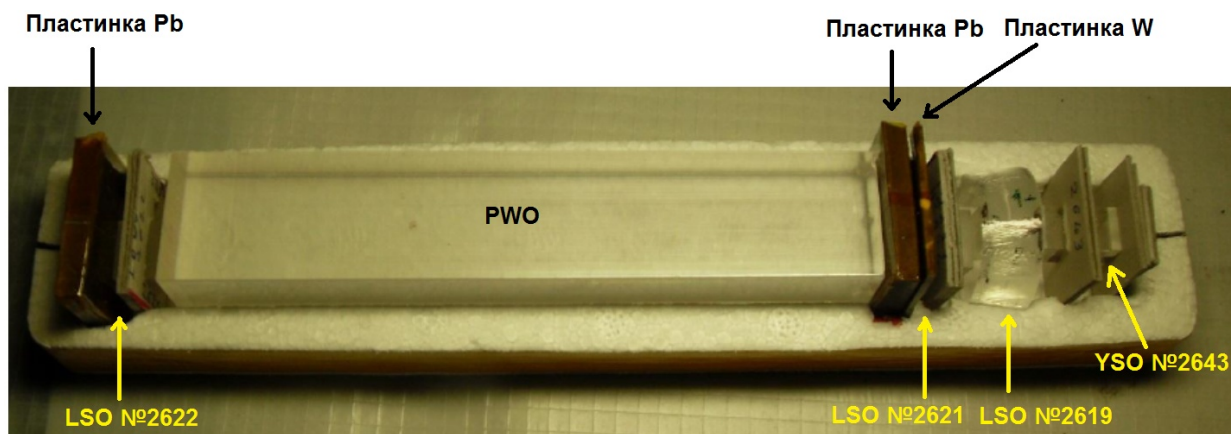


Рисунок 4.9. – Фото модуля из сцинтилляторов LSO, YSO и PWO, а также пластин свинца и вольфрама, облучённых протонами с энергией 24 ГэВ

Фосфоресценция образцов измерялась методом счёта фотонов, спустя 30 секунд после остановки дополнительного облучения образцов γ -излучением источника ^{137}Cs (662 кэВ).

На рисунке 4.10 показан схематический рисунок экспериментальной установки.

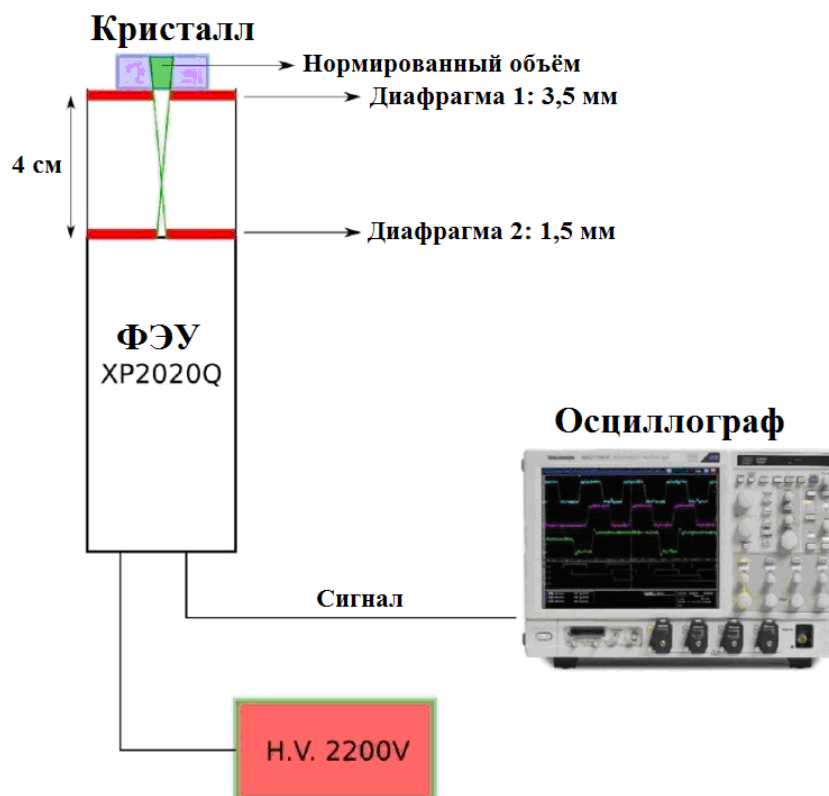


Рисунок 4.10. – Схематический рисунок измерительной установки по исследованию фосфоресценции образцов сцинтилляторов методом счёта фотонов

Процедура измерений была следующая: все образцы отжигались при 300°C перед началом измерений; далее образец кристалла помещался на расстоянии 4 см от входного окна ФЭУ “ХР-2020Q”, для выделения света из определённого объёма кристалла использовались две диафрагмы; при этом для отображения одноэлектронного сигнала с ФЭУ при фосфоресценции использовался осциллограф с временем интегрирования сигнала 0,1-10 мс; производился подсчёт числа фотоэлектронов в границах времени интегрирования и проводилось статистическое усреднение полученного значения, которое использовалось для расчёта интенсивности фосфоресценции из нормированного объёма сцинтиллятора; шумы ФЭУ рассчитывались по такой же процедуре и вычитались.

Установлено, что при исследовании фосфоресценции, интенсивность фосфоресценции LSO:Ce прямо пропорциональна мощности поглощённой кристаллом дозы ионизирующего излучения, что видно из рисунка 4.11.

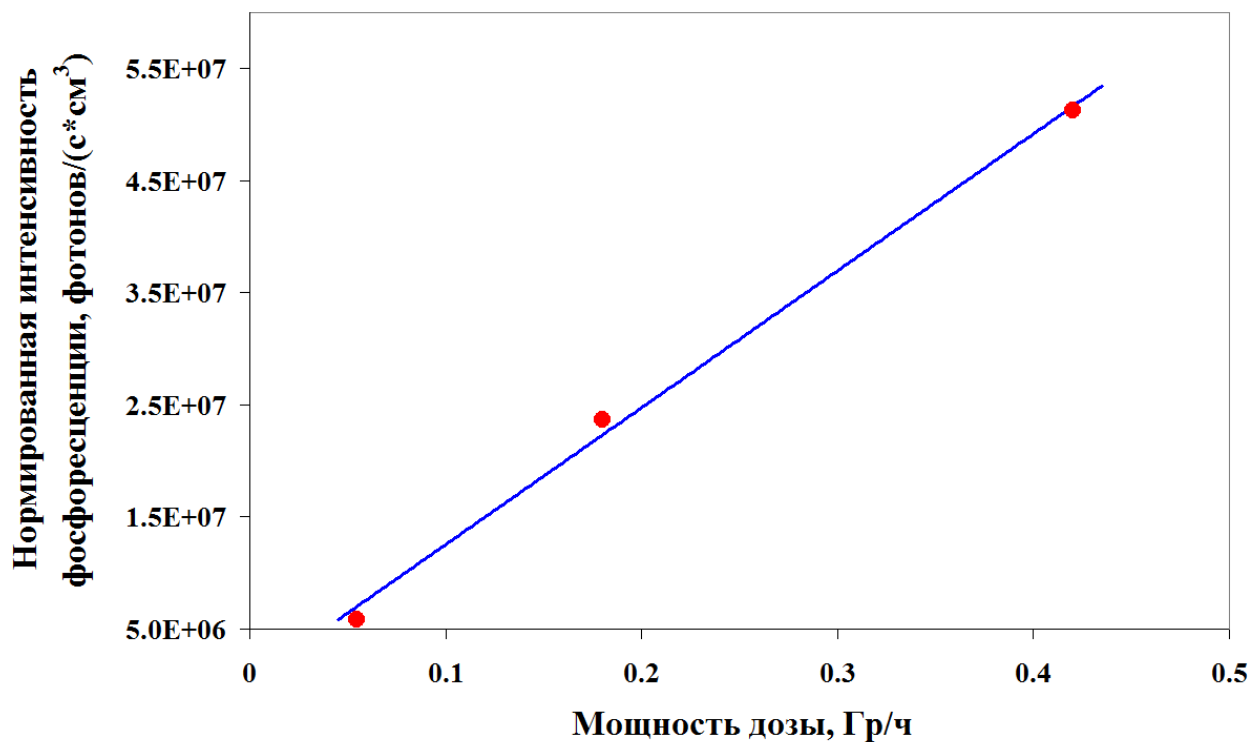


Рисунок 4.11. – Зависимость интенсивности фосфоресценции LSO:Ce в зависимости от мощности поглощённой дозы γ -излучения

На рисунке 4.12 показаны графики изменения интенсивности фосфоресценции образцов LSO:Ce после прекращения γ -облучения с мощностью поглощённой дозы 0,15 Гр/ч от источника ^{137}Cs с активностью 6 ГБк в течении 24 часов. В качестве образца для сравнения был выбран необлученный протонами кристалл LSO:Ce. Свойства образцов LSO №2619, №2620 и №2621 указаны в разделе 1.4.

В таблице 4.2 приведены результаты аппроксимации полученных зависимостей двухкомпонентной экспоненциальной функцией.

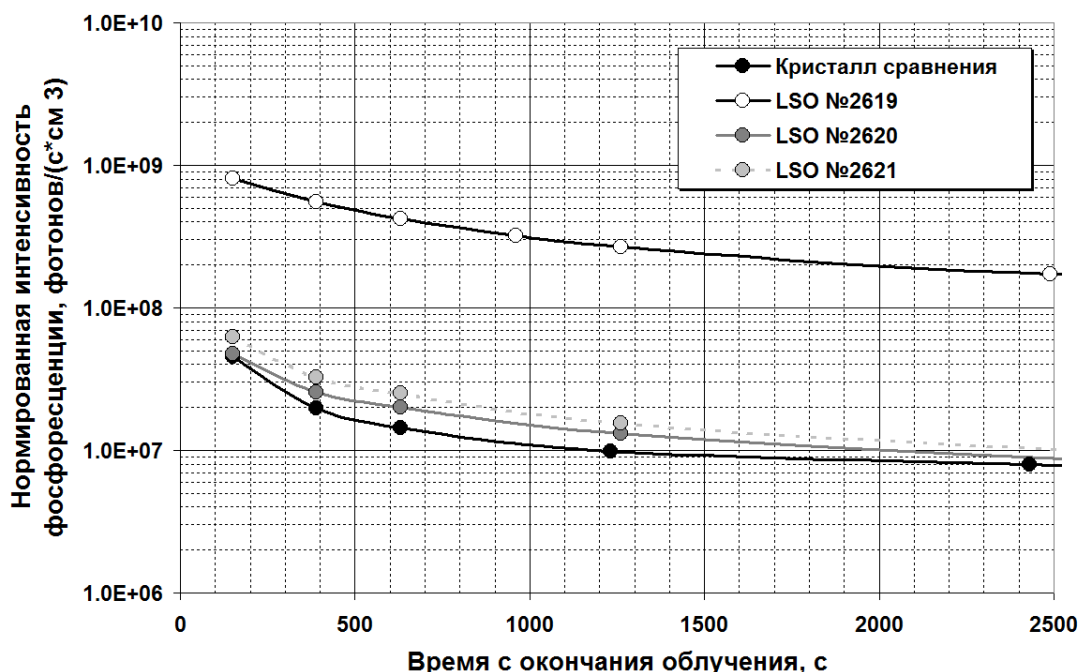


Рисунок 4.12. – Экспериментально полученные графики изменения интенсивности фосфоресценции LSO:Ce от времени после прекращения γ -облучения с мощностью дозы 0,15 Гр/ч

Таблица 4.2. – Характерные времена спада интенсивности фосфоресценции облученных γ -квантами образцов LSO:Ce

Образец	Время кинетики фосфоресценции τ_1 , с	Время кинетики фосфоресценции τ_2 , с
Крystalл сравнения	89	594
LSO №2619	290	3826
LSO №2620	106	1240
LSO №2621	72	787

Результаты анализа полученных кинетик спада интенсивности фосфоресценции показывают наличие двух компонент – быстрой, с характерным временем порядка 1-3 минут, и медленной с характерным временем 10-60 минут. Быстрая компонента имеет амплитуду в 2-5 раз большую, чем медленная.

Непосредственно после прекращения облучения γ -квантами при уровне мощности поглощённой дозы излучения 0,15 Гр/ч скорость счёта фотонов фосфоресценции достигала $5 \cdot 10^6$ см⁻³.

Образцы LSO:Ce №2620 и №2621, которые имели очень низкую концентрацию Ce^{3+} , показали на порядок более низкую интенсивность фосфоресценции, что может быть объяснено уменьшением вероятности рекомбинации за счет туннелирования в кристалле при снижении концентрации Ce^{3+} .

Поскольку интенсивность фосфоресценции линейно растёт с увеличением мощности поглощённой дозы в LSO:Ce, то использование материала в гомогенных детекторных модулях приведёт к появлению

значительного шумового тока фотодетектора калориметрического модуля при высоких мощностях дозы.

4.2.2 Нарботка радиоактивных изотопов в лутециевых и иттриевых ортосиликатах при облучении адронами высоких энергий

Адроны высоких энергий приводят не только к наработке дефектов и возникновению фосфоресценции в сцинтилляционных кристаллах, они также производят наработку радиоактивных изотопов в объёме сцинтиллятора, которые могут служить дополнительным источником шумов. Для оценки уровня шумов от данного процесса выполнено измерение изотопического состава наведенных радионуклидов в облученных протонами с энергией 24 ГэВ и флюенсом $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ образцах LSO:Ce и YSO:Ce. Кроме того, измеренная активность радионуклидов была использована для расчёта их первоначальной концентрации. В таблице 4.3 приведены результаты изотопного анализа для наиболее активных наведенных радиоизотопов в кристаллах LSO:Ce и YSO:Ce.

Таблица 4.3. – Результаты изотопного анализа для наиболее активных наведенных радиоизотопов в кристаллах LSO:Ce и YSO:Ce после облучения протонами с энергией 24 ГэВ

Кристалл	Изотоп	Начальная концентрация, см^{-3}
YSO	^{83}Rb	$3,04 \cdot 10^{10}$
	^{84}Rb	$2,75 \cdot 10^9$
	^{88}Y	$1,09 \cdot 10^{11}$
	^{88}Zr	$1,73 \cdot 10^9$
LSO	^{146}Eu	$5,71 \cdot 10^{10}$
	^{167}Tm	$1,88 \cdot 10^{10}$
	^{168}Tm	$3,16 \cdot 10^9$
	^{169}Yb	$1,56 \cdot 10^{10}$
	^{171}Lu	$1,17 \cdot 10^{10}$
	^{172}Lu	$1,89 \cdot 10^{10}$
	^{173}Lu	$3,82 \cdot 10^{10}$

На основе полученной информации об изотопическом составе и концентрациях наведенных радионуклидов была выполнена оценка мощности поглощённой дозы ионизирующего излучения от радиоизотопов путём компьютерного моделирования методами Монте-Карло в пакете программ “GEANT4” [91]. Моделировалось поглощение энергии от 25 β^- -линий указанных в таблице 4.3 радиоизотопов, которые имели выход более 10% и энергию выше 10 кэВ. В качестве детектора моделировался кристалл LSO:Ce объёмом 300 см^3 и длиной в $20X_0$ (22 см). Результаты моделирования показывают, что от β^- -линий

наведенных радиоизотопов в LSO:Ce создаётся мощность поглощённой дозы в 9 ГэВ/с при достижении флюенса протонов $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, или 0,23 мрад/час.

Также моделировалось поглощение от 52 γ -линий с выходом более 10% и энергией более 10 кэВ от наведенных радиоизотопов, представленных в таблице 4.3. Результаты моделирования показывают, что от γ -линий в кристалле LSO:Ce создаётся мощность поглощённой энергии 71,9 ГэВ/с, или 1,84 мрад/час. Таким образом, суммарная мощность поглощённой дозы, создаваемая в кристалле LSO:Ce, от наведенных радиоизотопов составляет 80,9 ГэВ/с (2,07 мрад/час).

Аналогичное моделирование было выполнено для идентичного по размерам кристалла YSO:Ce – в этом случае мощность поглощённой дозы от наведенных радионуклидов составила 12 ГэВ/с (0,31 мрад/час).

Принимая во внимание выход сцинтилляций LSO:Ce (см. таблицу 4.1), можно установить, что интенсивность паразитного сцинтилляционного излучения будет не менее $1,3 \cdot 10^9$ фотонов/см³, а для YSO:Ce эта величина будет практически в 7 раз меньше.

Таким образом, можно сделать вывод, что формирование новых дефектов, приводящих к фосфоресценции окси-ортосиликатов, вместе с наработкой радиоактивных изотопов при облучении кристаллов адронами высоких энергий является ограничивающим фактором для использования сцинтилляторов с высоким эффективным зарядом Z_{eff} , большой плотностью и большим выходом сцинтилляций в качестве основы гомогенных модулей электромагнитных калориметров на ускорителях высокой светимости.

Фотоны фосфоресценции и радиолюминесценции от наведенных радиоизотопов будут создавать непрерывное оптическое излучение в детекторных модулях, дополнительно нагружая фотодетектор и уменьшая его динамический диапазон чувствительности.

4.2.3 Нарботка радиоактивных изотопов в конструкционных материалах ячеек калориметра

При использовании калориметрических модулей в адронных полях высокой интенсивности радионуклиды нарабатываются не только в сцинтилляторах, но и в материалах конструкций и поглотителей, в особенности при использовании гетерогенного модуля типа «шашлык». Модули такого типа являются широко применимыми в детекторах экспериментальных установок) [92], [93, с.65]. Как было описано ранее, в эксперименте по исследованию наработанных радиоизотопов протонному облучению подвергались не только образцы LSO:Ce и YSO:Ce, но и пластинки свинца $25 \times 25 \times 3 \text{ мм}^3$ и вольфрама $25 \times 25 \times 2 \text{ мм}^3$. Они использовались для анализа изотопического состава наработанных радиоизотопов и их концентрации. Как и в случае с анализом наработанных радиоизотопов в LSO:Ce, пластинки вольфрама и свинца были исследованы на содержание радионуклидов и установление их исходных

концентраций на момент окончания облучения протонами. По соображениям радиационной безопасности исследования пластинок начались спустя шесть месяцев после облучения, в связи с чем для анализа нам были доступны только долгоживущие радиоизотопы. На рисунках 4.13 и 4.14 представлены гистограммы распределения активностей основных наработанных радиоизотопов спустя 6 месяцев после облучения протонами с энергией 24 ГэВ до значений флюенса $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в вольфраме и свинце.

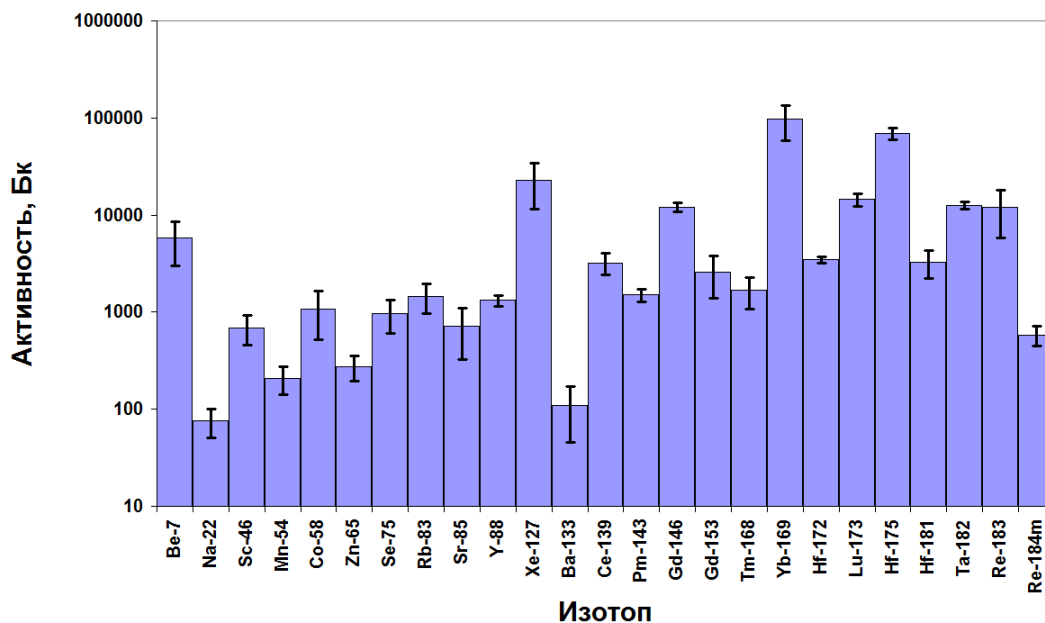


Рисунок 4.13. – Гистограмма распределения активностей основных наработанных в пластинке вольфрама радиоизотопов через 6 месяцев после окончания облучения протонами с энергией 24 ГэВ при достижении флюенса $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$

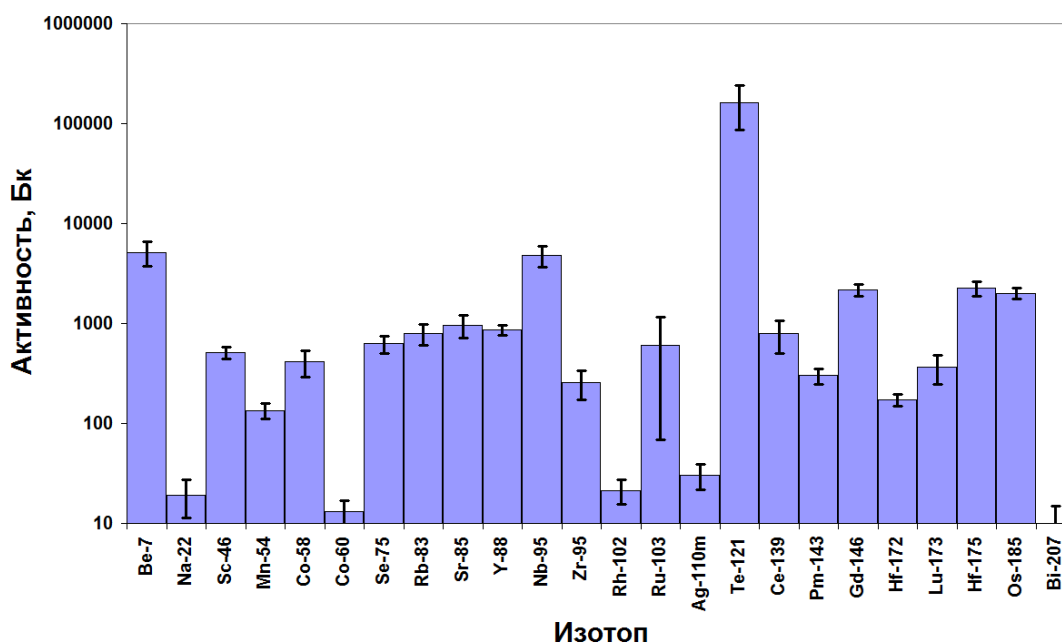


Рисунок 4.14. – Гистограмма распределения активностей основных наработанных в пластинке свинца радиоизотопов через 6 месяцев после окончания облучения протонами с энергией 24 ГэВ при достижении флюенса $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$

Для оценки нижнего уровня шумового оптического излучения, возникающего при поглощении ионизирующего излучения в сцинтилляторе от наработанных в пластинках поглотителя радиоизотопов, было выполнено компьютерное моделирование методами Монте-Карло в пакете программ “GEANT4”. Моделировалась система, состоящая из пластинки LSO:Ce $25 \times 25 \times 3$ мм³, помещённая между двумя пластинками поглотителя. Моделировался вариант как свинцового поглотителя, так и вольфрамового. При моделировании учитывались только γ -линии изотопов, представленных на рисунках 4.13-4.14, которые имели выход более 10% и энергию более 10 кэВ. При моделировании учитывалось воздействие на сцинтиллятор γ -излучение из обеих пластинок поглотителя.

Результаты моделирования показали, что при пересчёте на момент окончания облучения протонами долгоживущие изотопы создают в пластинке LSO:Ce мощность дозы в 86,8 ГэВ/с (360,7 мрад/час) в случае вольфрамового поглотителя и 93,0 ГэВ/с (386,9 мрад/ч) в случае свинцового поглотителя.

Суммируя все указанные источники шумового оптического излучения: фосфоресценцию облученных протонами кристаллов, а также радиолюминесценцию от наработанных в кристаллах и конструкционных материалах радиоизотопов можно сделать вывод, что лютециевые ортосиликаты LSO:Ce значительно уступают иттриевым ортосиликатам YSO:Ce. Сцинтилляционные кристаллы YSO:Ce практически не обнаруживают фосфоресценции, суммарная активность наведенных в них долгоживущих радионуклидов в 6 раз ниже, чем для LSO:Ce. Более низкая плотность YSO:Ce в сравнении с LSO:Ce, с одной стороны, будет обеспечивать более низкую восприимчивость к наведенному γ -излучению, но с другой стороны потребует увеличения объёма сцинтиллятора в гетерогенной калориметрической ячейке для обеспечения полного поглощения электромагнитного ливня частиц.

4.3 Влияние эффектов фосфоресценции и радиолюминесценции лютециевых и иттриевых ортосиликатов на временное разрешение калориметра

Оптическое шумовое излучение, возникающее за счёт наведенной фосфоресценции и радиолюминесценции от наработанных радиоизотопов в сцинтилляторах и поглотителях при облучении калориметрической сборки адронами высоких энергий, будет давать вклад во временное разрешение σ_t калориметрического модуля. Этот вклад можно представить в виде:

$$\sigma_t = \sqrt{(\sigma_t^{scint})^2 + (\sigma_t^{phos})^2 + (\sigma_t^{radiol})^2}, \quad (4.1)$$

где σ_t^{scint} – вклад от флуктуаций сцинтилляций, σ_t^{phos} – вклад от наведенной фосфоресценции, σ_t^{radiol} – вклад от наведенной радиолуминесценции. Первый член в выражении (4.1) зависит от выхода сцинтилляций используемого сцинтиллятора, в то время как второй член определяется мощностью поглощённой дозы в сцинтилляторе, а третий – поглощённой дозой в сцинтилляторе и конструктивных элементах calorиметрического модуля.

На рисунках 4.15-4.16 показаны полученные расчётные зависимости временного разрешения calorиметрического модуля объёмом 300 см^3 (длиной $25X_0$) на основе LSO и YSO, облученных протонами высоких энергий до достижения флюенса $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ без учёта вклада шумов от наведенной радиолуминесценции и фосфоресценции, и с их учётом.

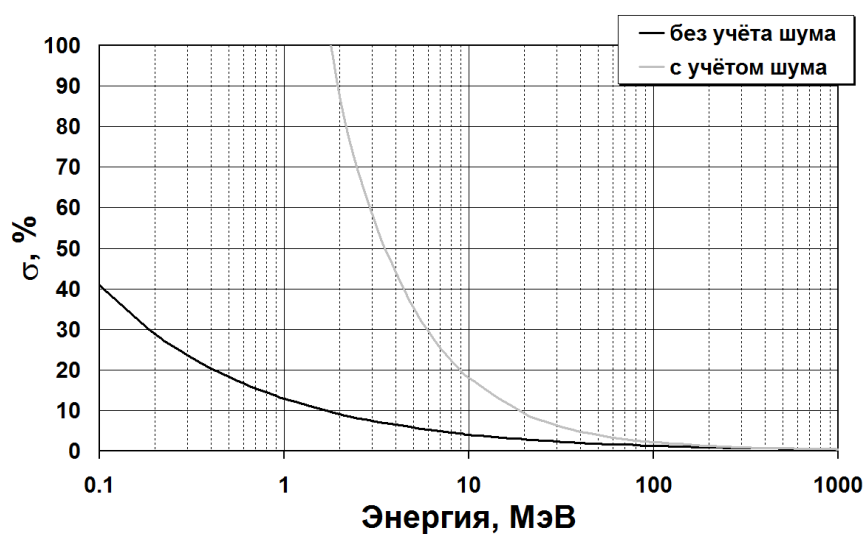


Рисунок 4.15. – Стандартное отклонение σ временного разрешения без учёта и с учётом вклада шума от фосфоресценции и радиолуминесценции как функция поглощённой в кристалле LSO энергии

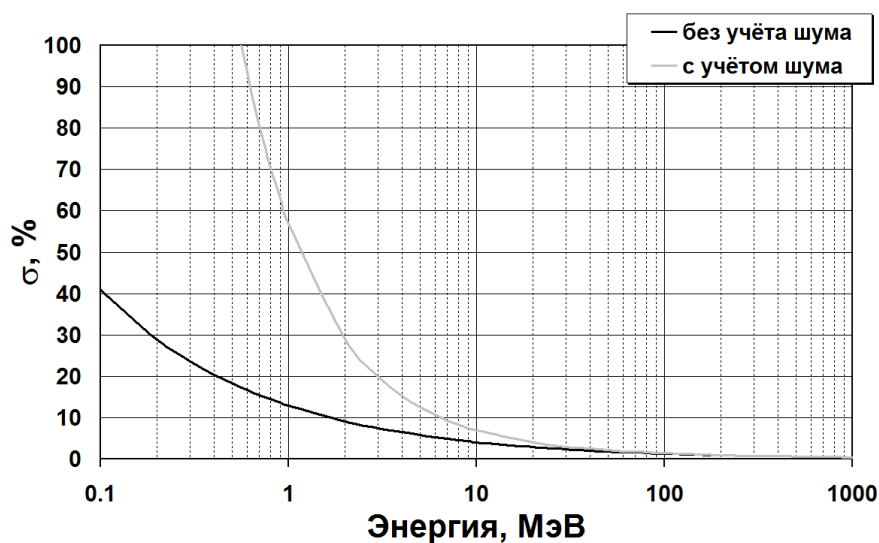


Рисунок 4.16. – Стандартное отклонение σ временного разрешения без учёта и с учётом вклада шума от фосфоресценции и радиолуминесценции как функция поглощённой в кристалле YSO энергии

Как видно из графиков, для обоих типов кристаллов наблюдается значительное ухудшение временного разрешения калориметрических ячеек при величине поглощённой энергии менее 100 МэВ.

На рисунке 4.17 показан смоделированный продольный профиль поглощённой энергии в гетерогенной ячейке LSO+Pb (толщина пластин 3 мм, размеры модуля $25 \times 25 \times 200$ мм³) с указанием области, где будет существенно влияние оптических шумов на временное разрешение, при облучении ячейки электронами с энергией 10 ГэВ.

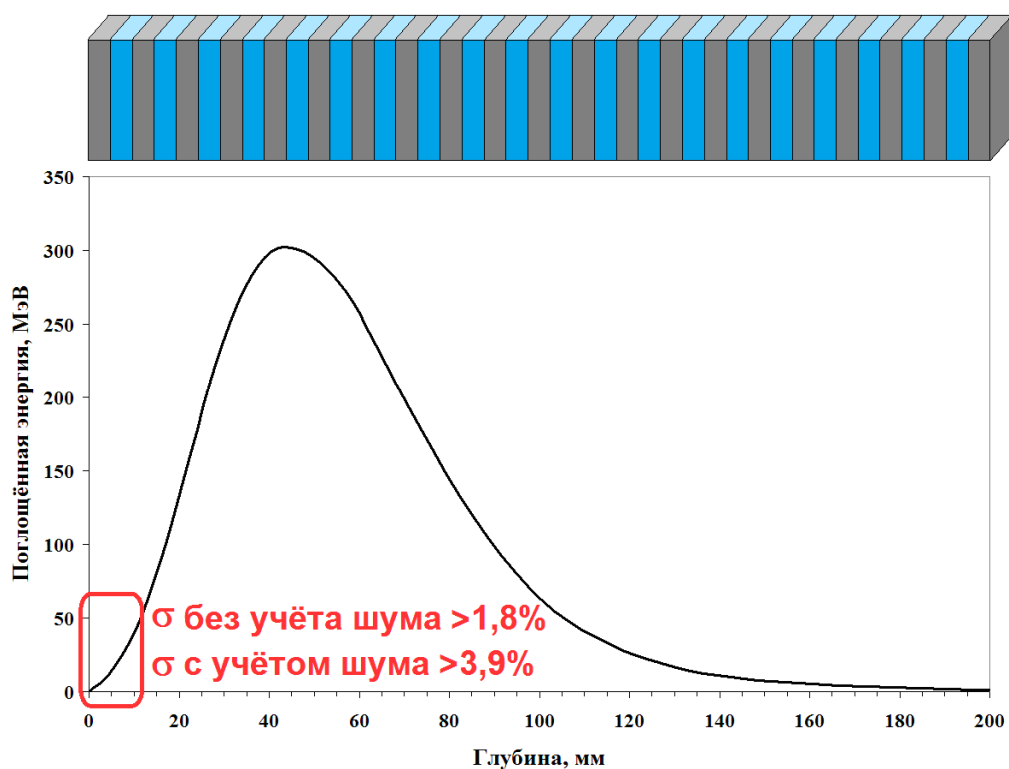


Рисунок 4.17. – Расчётный профиль поглощённой энергии в гетерогенной ячейке LSO/Pb (толщина пластин 3 мм) от электрона с энергией 10 ГэВ с указанием области, где будет существенно влияние оптических шумов на временное разрешение

В начальной области развития ливня частиц при росте поглощённой энергии в слоях LSO до 50 МэВ временное разрешение будет более 3,9% при учёте шума от фосфоресценции и радиолюминесценции. При этом глубина развития ливня достигнет около 10 мм, что эквивалентно 30 пс с момента попадания электрона в калориметрическую сборку. Результаты моделирования показывают, что при регистрации электронов с энергией 1 ГэВ максимальная поглощённая энергия в пластинке LSO не превысит 40 МэВ (см. рисунок 4.18). Таким образом, шумы от фосфоресценции и радиолюминесценции в гетерогенном калориметре на основе LSO будут оказывать значительное влияние при регистрации электронов с энергией с несколько единиц ГэВ и менее.

Ограничение на временное разрешение в начальных фазах формирования ливня частиц может оказать влияние на постановку меток времени, основанную

на фиксации времени прихода сцинтилляционных импульсов из отдельных слоёв гетерогенного калориметрического модуля [94].

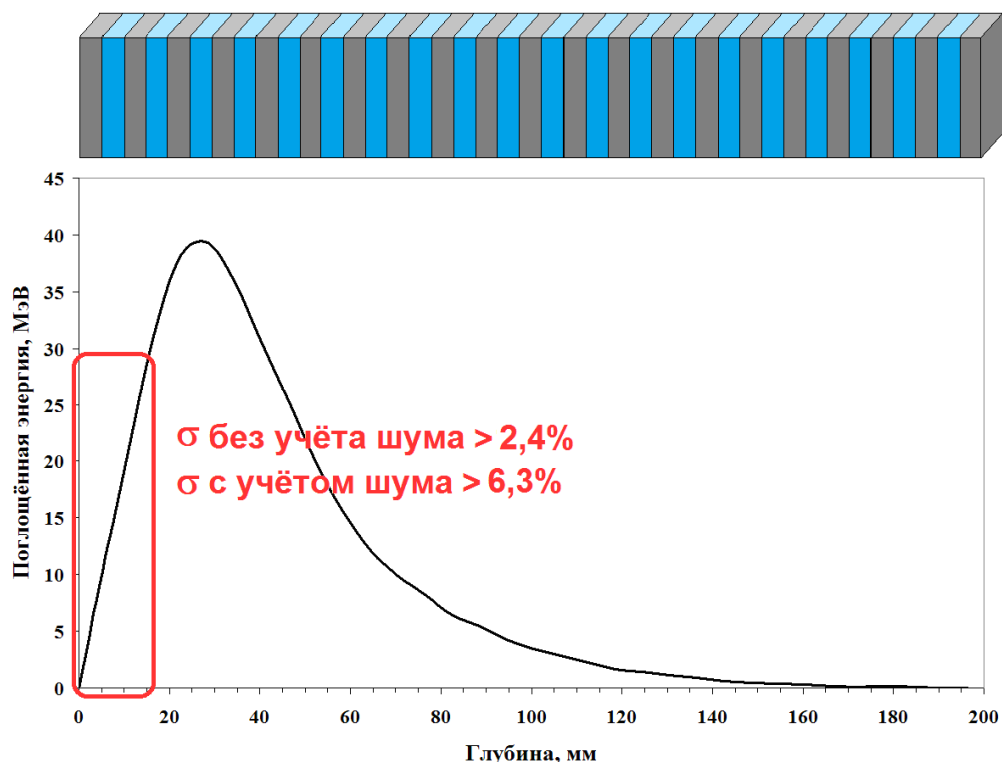


Рисунок 4.18. – Профиль поглощённой энергии в гетерогенной ячейке LSO/Pb (толщина пластин 3 мм) от электрона с энергией 1 ГэВ с указанием области, где будет существенно влияние оптических шумов на временное разрешение

4.4 Рекомендации по выбору сцинтилляционных материалов для электромагнитных калориметров с точки зрения их радиационной стойкости

Полученные результаты позволяют сделать выводы о возможности использования сцинтилляционных кристаллов в детекторах ионизирующего излучения при сильных радиационных нагрузках. При этом следует отметить, что электромагнитная компонента ионизирующего излучения не является ограничивающим фактором использования неорганических сцинтилляторов в таких условиях эксплуатации – действие радиации электромагнитной природы приводит к заселению электронных ловушек до уровня насыщения, вызванного конечной концентрацией дефектов кристаллической решётки в сцинтилляционных материалах, причём формирование новых дефектов не происходит. Применение методов стимулированного восстановления оптического пропускания позволяет снизить влияние электромагнитной компоненты высокой интенсивности на параметры калориметра. Адронная компонента, напротив, вызывает наработку новых дефектов в сцинтилляционных кристаллах, что исключает выход наведенного поглощения

на уровень насыщения, а также вызывает появление фосфоресценции у ряда неорганических кристаллов. Более того, наработка радиоактивных изотопов в конструкционных материалах и объёме сцинтиллятора приводит к возникновению шумового оптического излучения.

Выделим классы сцинтилляторов, которые наиболее оптимальны для использования в радиационных полях высокой интенсивности – как адронных, так и электромагнитной природы. В таблице 4.4 [95] приведено качественное сравнение различных эффектов, индуцируемых в кристаллах высокоэнергетическими протонами в различных сцинтилляторах, классифицированных по [34].

Таблица 4.4. – Ожидаемый вклад различных эффектов повреждения в ухудшение свойств сцинтилляторов при их эксплуатации в условиях высокой мощности дозы облучения

Сцинтилляционный материал	Средний атомный номер	Свето-выход	Ожидаемые эффекты повреждения		
			Повреждение оптического пропускания	Фосфоресценция	Фон фотонов вследствие образованных радиоизотопов
Кросс-люминесцентный	Низкий	Низкий	Сильное	Слабая	Низкий
	Средний	Низкий	Сильное	Слабая	Низкий
	Высокий	Низкий	Сильное	Слабая	Низкий
Легированный	Низкий	Низкий	Умеренное	Слабая	Низкий
		Средний	Умеренное	Умеренная	Низкий
		Высокий	Умеренное	Сильная	Умеренный
	Средний	Низкий	Умеренное	Слабая	Умеренный
		Средний	Умеренное	Умеренная	Умеренный
		Высокий	Умеренное	Сильная	Высокий
	Высокий	Низкий	Сильное	Слабая	Умеренный
		Средний	Сильное	Умеренная	Высокий
		Высокий	Сильное	Сильная	Высокий
Само-активированный	Низкий	Низкий	Умеренное	Слабая	Низкий
		Средний	Умеренное	Слабая	Низкий
		Высокий	Умеренное	Умеренная	Умеренный
	Средний	Низкий	Умеренное	Слабая	Низкий
		Средний	Умеренное	Умеренная	Умеренный
		Высокий	Умеренное	Сильная	Умеренный
	Высокий	Низкий	Сильное	Слабая	Умеренный
		Средний	Сильное	Умеренная	Высокий
		Высокий	Сильное	Сильная	Высокий

Кросс-люминесцентные материалы имеют ограничение для использования в радиационных полях высокой интенсивности, т.к. они имеют сильное перекрытие полос люминесценции и фундаментального поглощения. Малые значения выхода сцинтилляций для этого класса сцинтилляторов снижают

влияние фосфоресценции и радиолюминесценции от наведенных радиоизотопов, но наработка дефектов приведет к быстрому снижению оптической прозрачности.

Наиболее радиационно-стойкими материалами могут быть легкие материалы, содержащие атомы с малыми атомными номерами, с малым выходом сцинтилляций. Примером может служить кристаллический кварц SiO_2 . Однако известные в настоящее время активирующие ионы для придания кварцу сцинтилляционных свойств обеспечивают либо большие времена кинетики высвечивания сцинтилляций, либо приводят к значительному снижению его радиационной стойкости.

Помимо кварца, ещё одним подходящим материалом мог бы выступить монокристалл сапфира Al_2O_3 . Легирование сапфира редкоземельными элементами в настоящее время активно изучается.

Высокой радиационной стойкостью должны обладать другие простые оксиды: ZnO , Sc_2O_3 . Однако, технология получения объемных кристаллов высокого качества на основе простых оксидов пока находится в стадии разработки [95-96].

Результаты исследований вольфрамата свинца PbWO_4 (PWO) показывают, что тяжелые самоактивированные материалы являются наименее радиационно-стойкими по совокупности эффектов повреждения. Кристаллы BGO более стойки к воздействию ионизирующего излучения вследствие большого сдвига Стокса, но также как и PbF_2 , показывают быстрое сокращение полосы оптического пропускания с ростом флюенса адронов.

Среднетяжелые самоактивированные материалы имеют оптимальное сочетание эффектов повреждения. Фторид церия CeF_3 показал высокую стойкость оптического пропускания при облучении протонами с энергией 24 ГэВ [97]. Выход сцинтилляций в кристалле CeF_3 менее 3000 фотонов/МэВ, что снизит влияние радиолюминесценции от наработанных изотопов.

При выборе сцинтилляторов и их активаторов следует учитывать, что многие редкоземельные металлы имеют значительные сечения захвата нейтронов, поток которых в калориметрах высоких энергий достигает значительных величин. В связи с этим следует избегать соединений на основе Gd, Eu.

Выполненные исследования позволили сделать вывод, что и другие кристаллические соединения на основе иттрия и активированные церием будут также демонстрировать наибольшую радиационную стойкость. Для подтверждения в качестве образца был выбран кристалл $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG), активированный ионами Ce^{3+} . Облучение производилось протонами до значений флюенса протонов $4,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, что соответствует значению интегральной светимости ускорителя LHC более 3500 фб^{-1} для торцевых зон ECAL CMS при значении псевдобыстроты $\eta < 3,0$ согласно [37]. После окончания облучения образец YAG в связи с требованиями радиационной безопасности был недоступен для анализа после 80 дней. После снижения мощности экспозиционной дозы до уровня 260 мкЗв/ч вблизи поверхности

образца был снят спектр оптического пропускания, который слабо отличался от спектра пропускания до облучения, что хорошо видно из рисунка 4.19.

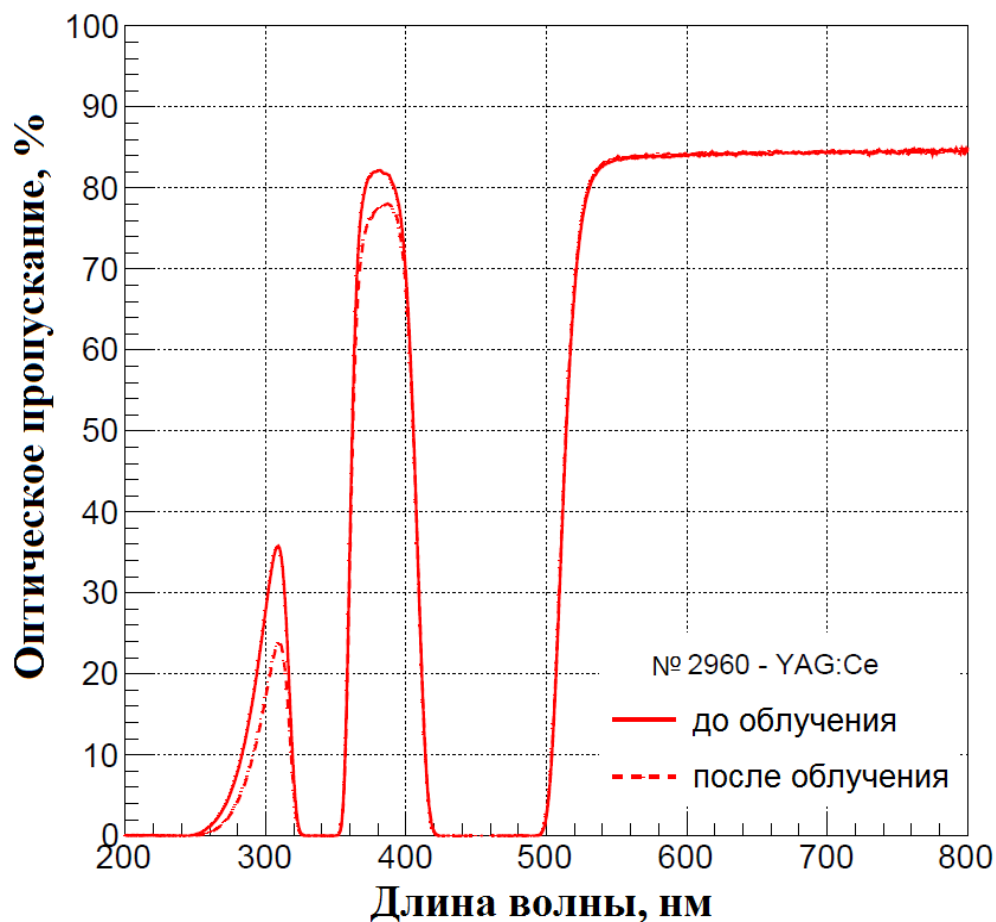


Рисунок 4.19. – Спектры оптического пропускания образца YAG, полученные до облучения и после облучения протонами с энергией 24 ГэВ до достижения флюенса $4,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Толщина образца 1 см

Таким образом, можно утверждать, что предложенный материал является наиболее радиационно стойким сцинтилляционным материалом, удовлетворяющим условиям эксплуатации в области торцевых частей электромагнитного калориметра в эксперименте CMS.

Основные результаты исследований изложены в [7 – А, 8 – А, 9 – А, 10 – А, 11 – А].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные научные результаты диссертации

Основные результаты исследований состоят в следующем.

1. При облучении тяжёлых кристаллических соединений протонами высоких энергий наблюдается закономерность в изменении спектров пропускания кристаллов, проявляющаяся в сдвиге длинноволнового края полосы фундаментального поглощения в длинноволновую область спектра. Повреждение кристаллической решётки кристаллов при её облучении адронами высоких энергий происходит вследствие взаимодействия с лёгкими фрагментами ядер, а не с осколками, образованными в результате реакций деления. Установлено, что при повреждении протонами в кристалле образуются дефекты, идентичные ростовым дефектам, а также наблюдается повышенное содержание кластеров дефектов. Сравнение результатов деконволюции спектров наведенного поглощения при облучении протонами с энергией 24 ГэВ и 150 МэВ позволило заключить, что наблюдаемые изменения спектров идентичны. Закономерность подтверждена на основе исследований кристаллов PbWO_4 (PWO), PbF_2 , $\text{Bi}_4\text{Si}_3\text{O}_{12}$ (BSO) и Lu_2SiO_5 (LSO). В то же время γ -облучение, напротив, не приводит к сдвигу края полосы поглощения [1–А, 2–А, 3–А, 4–А, 5–А].

2. В сцинтилляционных кристаллах PWO при их повреждении потоками адронов, соответствующих уровню эксплуатации ускорителя LHC с высокой светимостью пучка, возникают эффекты, приводящие к нелинейности отклика и ухудшению характеристик калориметрических модулей. При значениях наведенного коэффициента поглощения 10 м^{-1} нелинейность отклика детекторной сборки увеличивается до 5% на границах диапазона энергий регистрируемых частиц 10-150 ГэВ, а при достижении уровня наведенного поглощения 20 м^{-1} нелинейность отклика увеличивается до 15%. Постоянный член энергетического разрешения калориметра увеличивается до 11% при наведенном поглощении 20 м^{-1} , что значительно ухудшает энергетическое разрешение калориметра [12–А, 13–А].

3. При облучении оптическим излучением в области спектра 450-970 нм время восстановления оптического пропускания кристаллов вольфрамата свинца PWO, подвергшихся облучению ионизирующим излучением высокой интенсивности, составляет 150-700 минут, что почти на два порядка быстрее, чем в случае спонтанного восстановления оптического пропускания кристаллов PWO. Применение такого стимулированного восстановления оптического пропускания в комбинации с низкотемпературным отжигом кристаллов при температуре 50-75 °С может продлить срок службы электромагнитного калориметра CMS и сохранить его параметры в допустимых спецификацией пределах как при адронном, так и при γ -облучении [6–А].

4. Кристаллы LSO и Y_2SiO_5 (YSO), активированные церием, при облучении протонами с энергией 24 ГэВ с флюенсом до $3,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$

показывают высокую радиационную стойкость за счёт того, что их центры окраски локализованы в УФ-части спектра, а люминесценция – в жёлтой части. Однако кристаллы LSO показывают значительную по интенсивности наведенную фосфоресценцию после облучения протонами высоких энергий – при уровне мощности поглощённой дозы γ -излучения 0,15 Гр/ч скорость счёта фотонов фосфоресценции в LSO:Ce достигает $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, в то время как у кристаллов YSO интенсивность фосфоресценции после облучения протонами значительно ниже, чем у LSO. Фосфоресценция и радиолюминесценция от наведенных радиоизотопов создают непрерывное оптическое излучение в детекторных модулях, дополнительно нагружая фотодетектор и уменьшая его динамический диапазон чувствительности. Формирование новых дефектов, приводящих к фосфоресценции, вместе с наработкой радиоактивных изотопов при облучении кристаллов адронами высоких энергий, являются ограничивающим фактором для использования сцинтилляторов с высоким эффективным зарядом соединения, большой плотностью и большим выходом сцинтилляций в качестве основы для гомогенных модулей электромагнитных калориметров на ускорителях высокой светимости [7–А, 8–А].

Рекомендации по практическому использованию результатов

Результаты, полученные в диссертации, могут быть использованы при конструировании аппаратуры и детекторных систем, работающих в условиях ионизирующего излучения высокой интенсивности, включающих адронную и электромагнитную компоненты; на ускорителях частиц с высокой светимостью пучка – в CERN (Швейцария) при модернизации экспериментальных установок на LHC, на экспериментальных установках ускорителя-накопителя FAIR (Германия), при проектировании экспериментальных установок для ускорителя FCC (Future Circular Collider); для космических аппаратов, работающих в условиях открытого космического пространства. Полученные результаты будут использованы для реализации научных исследований в рамках научных программ, реализуемых в Республике Беларусь, при создании учебных программ для студентов, обучающихся по программам подготовки специалистов в области ядерной физики. Полученные результаты могут использоваться для оценки повреждения материалов, используемых для радиационного контроля на АЭС и других ядерных и радиационных технологий.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Список использованных источников

1. Панасюк, М. И. Странники Вселенной или эхо Большого взрыва / М. И. Панасюк. – Фрязино : Век-2, 2005. – 272 с.
2. Мурзин, В. С. Астрофизика космических лучей : учеб. пособие / В. С. Мурзин. – М. : Логос, 2007. – 486 с.
3. Принципы устройства научной аппаратуры для изучения космических лучей высокой энергии на космической станции «ПРОТОН-4» / В. В. Бугаков [и др.] // Изв. Акад. наук СССР. Сер. физическая. – 1970. – Т. 304, № 9. – С. 1818–1828.
4. Evans, L. LHC Machine / L. Evans, P. Bryant // J. of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3, № S08001. – P. 1–154.
5. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC / S. Chatrchyan [et al.] // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 716. – P. 30–61.
6. Observation of the rare $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay from the combined analysis of CMS and LHCb data / V. Khachatryan [et al.] // Nature. – 2015. – Vol. 522. – P. 68–72.
7. The CMS experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [et al.] // J. of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3, № S08004. – P. 1–334.
8. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // J. of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3, № S08002. – P. 1–245.
9. Lead tungstate ($PbWO_4$) scintillators for LHC EM calorimetry / P. Lecoq [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 1995. – Vol. 365. – P. 291–298.
10. Apollinari, G. High Luminosity LHC Project Description / G. Apollinari, O. Brüning, L. Rossi. – Geneva, 2014. – 23 p. – (Preprint / CERN ; Status Rep. of Projects Activities ; № CERN-ACC-2014-0321).
11. Fabjan, C. W. Calorimetry for Particle Physics / C. W. Fabjan, F. Gianotti – Geneva, 2003. – 96 p. – (Preprint / CERN ; Experimental Phys. Note ; № CERN-EP/2003-075).
12. Review of Particle Physics / K. Nakamura [et al.] // J. of Phys. G : Nuclear and Particle Phys. – 2010. – Vol. 37, № 7A. – P. 1–291.
13. Standard Model and Related Topics / C. Amsler [et al.] // Phys. Lett. B. – 2008. – Vol. 667. – P. 1–1340.
14. Wigmans, R. Calorimetry / R. Wigmans // Scientifica Acta. – 2008. – Vol. 2, № 1. – P. 18–55.
15. Longo, E. Monte Carlo calculation of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass / E. Longo, I. Sestili // Nuclear Instruments and Methods. – 1975. – Vol. 128. – P. 283–307.

16. Группен, К. Детекторы элементарных частиц / К. Группен ; под ред. Л. М. Курдадзе, С. И. Эйдельмана ; пер. с англ.: Н. Ю. Эйдельман, Ю. И. Эйдельман. – Новосибирск : Сиб. хронограф, 1999. – 408 с.
17. Brown, R. M. Electromagnetic calorimetry / R. M. Brown, D. J. A. Cockerill // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2012. – Vol. 666. – P. 47–79.
18. Fabjan, C. W. Calorimetry in high-energy physics / C. W. Fabjan // NATO ASI. Ser. B : Physics. Techn. and Concepts of High-Energy Phys. III. – 1985. – Vol. 128. – P. 281–336.
19. Electron-Induced Cascade in Copper and Lead at 1 GeV / W.R. Nelson [et al.] // Phys. Rev. – 1966. – Vol. 149. – P. 201–208.
20. Measurements of the longitudinal and lateral development of electromagnetic cascades in lead, copper and aluminium at 6 GeV / G. Bathow [et al.] // Nuclear Phys. B. – 1970. – Vol. 20. – P. 592–602.
21. Construction and beam test of a small compact electromagnetic PbWO₄ calorimeter / R. P. Feller [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2002. – Vol. 486. – P. 785–798.
22. A detector for neutral-current interactions of high-energy neutrinos / A. N. Diddens [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. – 1980. – Vol. 178. – P. 27–48.
23. Wigmans, R. Calorimetry. Energy Measurement in Particle Physics / R. Wigmans. – Oxford : Clarendon Press, 2000. – 748 p.
24. CMS, the Compact Muon Solenoid: Technical Proposal / G. L. Bayatian [et al.]. – Geneva, 1994. – 254 p.
25. The Electromagnetic Calorimeter. Technical Design Report. CMS ECAL Technical design Report / ed.-in-chief F. Pauss. – Geneva : CERN-LHCC/97-33, 1997. – 364 p.
26. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [et al.] // J. of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3, № S08003. – P. 1–438.
27. The LHCb Detector at the LHC / J. Alves [et al.] // J. of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3, № S08005. – P. 1–218.
28. The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments : in 2 vol. / ed.: A. Breskin, R. Voss. – Geneva : CERN, 2009. – Vol. 1 : LHC Machine, ALICE and ATLAS. – 407 p.
29. Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV / S. Chatrchyan [et al.] // J. of High Energy Phys. – 2013. – Vol. 81. – P. 1–127.
30. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 716. – P. 1–29.

31. Study of pseudorapidity distributions of shower particles emitted in interactions of nuclei with emulsion at 4.1- 4.5 A GeV/c / S. Fakhraddin [et al.] // Turk. J. Phys. – 2005. – Vol. 29. – P. 79–84.
32. Radiation hard avalanche photodiodes for the CMS detector / Z. Antunovic [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2005. – Vol. 537. – P. 379–382.
33. Super radiation hard vacuum phototriodes for the CMS endcap ECAL / Y. Gusev [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2004. – Vol. 535. – P. 511–516.
34. Inorganic Scintillators for Detector Systems / P. Lecoq [et al.]. – Springer, 2006. – 251 p.
35. Nessi-Tedaldi, F. Response evolution of the CMS ECAL and R&D studies for electromagnetic calorimetry at the High-Luminosity LHC [Electronic resource] / F. Nessi-Tedaldi // CERN Document Server. – Mode of access: <http://cds.cern.ch/record/1494093/files/?ln=ru>. – Date of access: 05.05.2016.
36. Systematic study of the short-term instability of PbWO₄ scintillator parameters under irradiation / A. N. Annenkov [et al.] // Radiation Measurements. – 1998. – Vol. 29. – P. 27–38.
37. Radiation Simulation Plotting tool v.1.5.2 [Electronic resource] // SERN Accelerating Science. – Mode of access: <https://cms-project-fluka-flux-map.web.cern.ch/cms-project-fluka-flux-map/index.shtml>. – Date of access: 05.04.2016.
38. Cockerill, D. J. A. Estimates for the changes in light yield from the CMS ECAL during LHC operation / D. J. A. Cockerill // CMS Inten. Note, CMS IN - 2010/026, CERN. – Geneva, 2010. – P. 21.
39. A study of high-energy proton induced damage in cerium fluoride in comparison with measurements in lead tungstate calorimeter crystals / G. Dissertori [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2010. – Vol. 622. – P. 41–48.
40. Барашенков, В. С. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами / В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев. – М. : Атомиздат, 1972. – 648 с.
41. Недорезов, В. Г. Фотоделение ядер за гигантским резонансом / В. Г. Недорезов, Ю. Н. Ранюк. – Киев : Наук. думка, 1989. – 190 с.
42. Lead tungstate scintillation material / A. Annenkov, M. Korzhik, P. Lecoq // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2002. – Vol. 490. – P. 30–50.
43. Test beam evaluation of CMS ECAL Endcap Supercrystals constructed from hadron-damaged crystals / M. T. Lucchini [et al.] // CMS Detector Note, DN - 2013/007, CERN. – Geneva, 2013. – P. 27.
44. Impact of the Radiation Background on the CMS muon high-eta upgrade for the LHC high luminosity scenario / D. Abbaneo [et al.] // TIPP 2014 – Proceedings

of 3rd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics, 2–6 June 2014, Beurs van Berlage, Netherlands. – Beurs van Berlage, 2014. – № 086. – P. 1–9.

45. Temperature dependence of the induced absorption and light yield of CMS ECAL Barrel PbWO₄ Crystals during the LHC operation / E. Auffray [et al.] // CMS Intern. Note IN-2015/004, CERN. – Geneva, 2014. – P. 1–12.

46. Radiation damage of heavy crystalline detector materials by 24 GeV protons / A. Barysevich [et. al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2013. – Vol. 701. – P. 231–234.

47. FAIR Baseline Technical Report : in 6 vol. / ed.: C. H. H. Gutbrod (ed. in chief) [et. al.]. – Darmstadt : Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH (GSI), 2006. – Vol. 1 : Executive Summary. – 92 p.

48. Outline and Status of the FCC-ee Design Study / F. Zimmermann, M. Benedikt // ICFA Beam Dyn. Newslett. – 2015. – Vol. 67. – P. 86–93.

49. R&D on scintillation materials for novel ionizing radiation detectors for High Energy Physics, medical imaging and industrial applications [Electronic resource] / E. Auffray [et. al.]. // CERN Document Server. – Mode of access: <http://cds.cern.ch/record/5803?ln=ru>. – Date of access: 05.05.2016.

50. Коржик, М. В. Физика сцинтилляторов на основе кислородных монокристаллов / М. В. Коржик. – Минск : БГУ, 2003. – 262 с.

51. О радиационной стойкости оптических свойств сцинтилляционных кристаллов под действием высоко энергетических протонов / М. В. Коржик [и др.] // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2010. – Т. 54, № 4. – С. 53–57.

52. Van Lint, V. A. J. The physics of radiation damage in particle detection / V. A. J. Van Lint // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 1987. – Vol. 253. – P. 453–459.

53. Huhtinen, M. Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon / M. Huhtinen // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2002. – Vol. 491. – P. 194–215.

54. Experimental study of the lead tungstate scintillator damage and recovery / E. Auffray-Hillemanns [et. al.] // CMS Detector Note DN-2014/012, CERN. – Geneva, 2014. – 30 p.

55. Comparison between high-energy proton and charged pion induced damage in PbWO₄ calorimeter crystals / P. Lecomte [et. al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2008. – Vol. 587. – P. 266–271.

56. Mott, N. F. Electronic Process in Ionic Crystals / N. F. Mott, R. W. Gurney. – Oxford : Univ. Press, 1940. – 275 p.

57. Фок, М. В. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров / М. В. Фок. – М. : Наука, 1964. – 283 с.

58. Gosall, N. K. Doctor's Guide to Critical Appraisal / N. K. Gosall, G. Singh. – 3rd ed. – Knutsford : PasTest, 2012. – 238 p.

59. Влияние мелких ловушек на радиационное поражение в кристаллах вольфрамата свинца при малой мощности дозы ионизирующего излучения / Э. Ауффрей [и др.] // Вестн. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1 : Физика. Математика. Информатика. – 2006. – № 3 – С. 63–70.

60. Further study on different dopings into PbWO₄ single crystals to increase the scintillation light yield / M. Kobayashi [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2005. – Vol. 540. – P. 381–394.

61. Morrissey, D. J. Systematics of momentum distributions from reactions with relativistic ions / D. J. Morrissey // Phys. Rev. C. – 1989. – Vol. 39. – P. 460–470.

62. Isotopic yields and kinetic energies of primary residues in 1 A GeV ²⁰⁸Pb + p reactions / T. Enquist [et al.] // Nuclear Phys. A. – 2001. – Vol. 686. – P. 481–524.

63. Гусев, Н. Г. Радиоактивные цепочки : справочник / Н. Г. Гусев, П. П. Дмитриев. – М. : Энергоатомиздат, 1988. – 112 с.

64. Механизм радиационного повреждения тяжелых кристаллических прозрачных материалов протонами с энергией 24 ГэВ / А. Е. Борисевич [и др.] // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2012. – Т. 56, № 2. – С. 46–51.

65. Measurement of the Transverse Beam Spin Asymmetry in Elastic Electron-Proton Scattering and the Inelastic Contribution to the Imaginary Part of the Two-Photon Exchange Amplitude / F. E. Maas [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94, № 082001 – P. 1–4.

66. A comparison of BGO and BSO crystals used in the dual-readout mode / F. Akchurin [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2011. – Vol. 640. – P. 91–98.

67. LSO/LYSO Crystals for Calorimeters in Future HEP Experiments / L. Zhang [et al.] // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2014. – Vol. 61. – P. 483–488.

68. Radioation Resistivity of PbF₂ crystals / P. Kozma [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2002. – Vol. 484. – P. 149–152.

69. Crespo, V. P. Fission of U238 by 2,2GeV Protons / V. P. Crespo, J. B. Cumming, A. M. Poskonzer // Phys. Rev. – 1968. – Vol. 174. – P. 1455–1471.

70. Ginocchio, J. N. Deep inelastic pion-induced nuclear reactions in the isobar model / J. N. Ginocchio // Phys. Rev. C. – 1978. – Vol. 17. – P. 195–214.

71. O'Connell, J. S. Muon-induced radioactivity in underground detectors / J. S. O'Connell, F. J. Schima // Phys. Rev. D. – 1988. – Vol. 38. – P. 2277–2279.

72. First principles study of the electronic structure of PbF₂ in the cubic, orthorhombic, and hexagonal phases / H. Jiang [et al.] // J. of Phys. : Condens. Matter. – 2004. – Vol. 16. – P. 3081–3088.

73. Radiation damage of LSO crystals under γ -and 24 GeV protons irradiation / E. Auffray [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research Sect. A :

Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2013. – Vol. 721. – P. 76–82.

74. Comparison of Radiation Damage Effects in PWO Crystals Under 150 MeV and 24 GeV High Fluence Proton Irradiation / V. Dormenev [et al.] // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2014. – Vol. 61. – P. 501–506.

75. High-energy proton induced damage in PbWO₄ calorimeter crystals / M. Huhtinen [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. Sect. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2005. – Vol. 545. – P. 63–87.

76. Contardo, D. C. Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the CMS Detector / D. C. Contardo, A. Ball // LHCC Public Documents CERN-LHCC-2015-010, CERN. – Geneva, 2015. – 469 p.

77. Radiation hardness qualification of PbWO₄ scintillation crystals for the CMS Electromagnetic Calorimeter / P. Adzic [et al.] // J. of Instrumentation. – 2010. – Vol. 5, № P03010. – P. 1–33.

78. Performance of PWO-II Prototype Arrays for the EMC of PANDA / R. W. Novotny [et al.] // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2008. – Vol. 55. – P. 1295–1298.

79. Ma, D. A. Optical bleaching in situ for barium fluoride crystals / D. A. Ma, R. Y. Zhu, H. Newman // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. Sect. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 1995. – Vol. 356. – P. 309–318.

80. Radiation damage kinetics in PWO crystals 80 / A. Annenkov [et al.] // CMS NOTE 1997/008, CERN. – Geneva, 1997. – 9 p.

81. CMS Fill Report [Electronic resource] / CMS Web Based Monitoring, 2016. – Mode of access: <https://cmswbm.web.cern.ch/cmswbm/cmsdb/servlet/FillReport>. – Date of access: 05.05.2016.

82. ECAL response variations due to LHC irradiation / W. Adam [et al.] // Performance Note CMS DP-2012/027, CERN. – Geneva, 2012. – 4 p.

83. Auffray, E. Experimental study of the lead tungstate scintillator proton-induced damage and rec / E. Auffray, M. Korjik, A. Singovski // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2012. – Vol. 59. – P. 2219–2223.

84. Performance of the prototype of the electromagnetic calorimeter for PANDA / M. Kavatsyuk [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. Sect. A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2011. – Vol. 648. – P. 77–91.

85. First study of radiation hardness of lead tungstate crystals at low temperatures / P. Semenov [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. Sect. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2007. – Vol. 582. – P. 575–580.

86. Radiation hardness and recovery processes of PWO crystals at -25°C / R.W. Novotny [et al.] // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2008. – Vol. 55. – P. 1283–1288.

87. Estimation of the background count rate in the proton irradiated shashlik type modules composed of LSO (LYSO) wafers and Pb or W absorber plates / E. Auffray [et al.] // CMS Internal Note CMS IN -2015/005, CERN. – Geneva, 2014. – P. 11.
88. Radiation Damage of Oxy-Orthosilicate Scintillation Crystals Under Gamma and High Energy Proton Irradiation / E. Auffray [et al.] // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2014. – Vol. 61. – P. 495–500.
89. Yang, F. Monitoring LSO/LYSO Crystal Based Calorimeters / F. Yang, L. Zhang, R.-Y. Zhu // J. of Physics : Conf. Ser. – 2015. – Vol. 587, № 012066. – P. 1–6.
90. Results on damage induced by high-energy protons in LYSO calorimeter crystals / G. Dissertori [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. Sect. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2014. – Vol. 745. – P. 1–6.
91. Geant4 – a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research. Sect. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2003. – Vol. 506. – P. 250–303.
92. Barsuk, S. The Shashlik Electro-Magnetic Calorimeter for the LHCb Experiment / S. Barsuk // Calorimetry in Particle Physics : proc. of the 11th Intern. conf., Perugia, Italy 29 March – 2 Apr. 2004. – Perugia, 2005. – P. 61–67.
93. LHCb calorimeters : Technical Design Report / S. Amato [et al.] // LHCC Public Documents CERN-LHCC-2000-036, CERN. – Geneva, 2000. – P. 116.
94. The impact of proton induced radioactivity on the LSO:Ce, YSO:Ce scintillation detectors / E. Auffray [et al.] // Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC) – IEEE, Seoul, Korea, 27 Oct. – 2 Nov. 2013. – Seoul, 2013. – P. 1–5.
95. Hydrothermal-method-grown ZnO single crystal as fast EUV scintillator for future lithography / T. Nakazato [et al.] // J. of Crystal Growth. – 2009. – Vol. 311. – P. 875–877.
96. Hydrothermal Growth of ZnO Single Crystals with High Carrier Mobility / W. Lin [et al.] // Cryst. Growth Des. – 2009. – Vol. 9. – P. 4378–4383.
97. A study of high-energy proton induced damage in cerium fluoride in comparison with measurements in lead tungstate calorimeter crystals / G. Dissertori [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Phys. Research Sect. A : Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. – 2010. – Vol. 622. – P. 41–48.

Список публикаций соискателя

Статьи в рецензируемых научных журналах:

- 1–А. О радиационной стойкости оптических свойств сцинтилляционных кристаллов под действием высокоэнергетических протонов / М. В. Коржик, А. Е. Борисевич, В. И. Дорменев, В. А. Мечинский, О. В. Мисевич, А. А. Фёдоров // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2010. – Т. 54, № 4. – С. 53–57.

2–A. Механизм радиационного повреждения тяжелых кристаллических прозрачных материалов протонами с энергией 24 ГэВ / А. Е. Борисевич, А. П. Войтович, М. В. Коржик, В. А. Мечинский, Н. Н. Науменко, А. В. Синьговский, А. А. Фёдоров // Докл. Нац. акад. наук Беларуси. – 2012. – Т. 56, №.2 – С. 46–51.

3–A. Radiation damage of heavy crystalline detector materials by 24 GeV protons / A. Barysevich, V. Dormenev, A. Fedorov, M. Glaser, M. Kobayashi, M. Korjik, F. Maas, V. Mechinski, R. Rusack, A. Singovski, R. Zoueyski // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Sect. A: Accelerators Spectrometers Detectors and Assoc. Equipment. – 2013. – Vol. 701. – P. 231–234.

4–A. Radiation damage of LSO crystals under γ -and 24 GeV protons irradiation / E. Auffray, A. Barysevich, A. Fedorov, M. Korjik, M. Koschan, M. Lucchini, V. Mechinski, C.L. Melcher, A. Voitovich // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Sect. A: Accelerators Spectrometers Detectors and Assoc. Equipment. – 2013. – Vol. 721. – P. 76–82.

5–A. Comparison of Radiation Damage Effects in PWO Crystals Under 150 MeV and 24 GeV High Fluence Proton Irradiation / V. Dormenev, M. Korjik, T. Kuske, V. Mechinski, R.W. Novotny // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2014. – Vol. 61. – P. 501–506.

6–A. Stimulation of Radiation Damage Recovery of Lead Tungstate Scintillation Crystals Operating in a High Dose-Rate Radiation Environment / A.E. Borisevitch, V.I. Dormenev, A.A. Fedorov, M.V. Korjik, T. Kuske, V.A. Mechinsky, O.V. Missevitch, R.W. Novotny, R. Rusack, A.V. Singovski // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2013. – Vol. 60. – P. 1368–1372.

7–A. Radiation Damage of Oxy-Orthosilicate Scintillation Crystals Under Gamma and High Energy Proton Irradiation / E. Auffray, A. Fedorov, M. Korjik, M. Lucchini, V. Mechinski, N. Naumenko, A. Voitovich // IEEE Trans. on Nuclear Science. – 2014. – Vol. 61. – P. 495-500.

8–A. Radiation damage effects in $Y_2SiO_5:Ce$ scintillation crystals under γ -quanta and 24 GeV protons / E. Auffray, A. Borisevitch, A. Gektin, Ia. Gerasymov, M. Korjik, D. Kozlov, D. Kurtsev, V. Mechinsky, O. Sidletskiy, R. Zoueyski // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Sect. A: Accelerators Spectrometers Detectors and Assoc. Equipment. – 2015. – Vol. 783. – P. 117–120.

9–A. Response of LYSO:Ce scintillation crystals to low energy gamma-rays / K. G. Afanaciev, A. M. Artikov, V. Yu. Baranov, M. A. Batouritski, J. A. Budagov, Yu. I. Davydov, R. M. Djilkibaev, I. F. Emeliantchik, A. A. Fedorov, V. V. Glagolev, M. V. Korzhik, D. Yu. Kozlov, V. A. Mechinsky, A. V. Simonenko, A. N. Shalyugin, V. V. Shevtsov, V. V. Tereschenko, Z. U. Usubov // Phys. of Particles and Nuclei Lett. – 2015. – Vol. 12. – P. 319–324.

10–A. Optical transmission radiation damage and recovery stimulation of DSB:Ce³⁺ inorganic scintillation material / A. Borisevich, V. Dormenev, M. Korjik,

D. Kozlov, V. Mechinsky, R.W. Novotny // J. of Phys.: Conf. Ser. – 2015. – Vol. 587, № 012063. – P. 1–6.

11–A. DSB:Ce³⁺ scintillation glass for future / E. Auffray, N. Akchurin, A. Benaglia, A. Borisevich, C. Cowden, J. Damgov, V. Dormenev, C. Dragoiu, P. Dudero, M. Korjik, D. Kozlov, S. Kunori, P. Lecoq, S.W. Lee, M. Lucchini, V. Mechinsky, K. Pauwels // J. of Phys.: Conf. Ser. – 2015. – Vol. 587, № 012062. – P. 1–5.

12–A. Double side read-out technique for mitigation of radiation damage effects in PbWO₄ crystals / M. T. Lucchini, E. Auffray, A. Benaglia, F. Cavallari, D. Cockerill, A. Dolgoplov, J. L. Faure, N. Golubev, P. R. Hobson, S. Jain, M. Korjik, V. Mechinski, A. Singovski, T. Tabarelli de Fatis, I. Tarasov, S. Zahid // J. of Instrumentation. – 2016. – Vol. 11, № P04021 – P. 1–17.

13–A. Beam test evaluation of electromagnetic calorimeter modules made from proton-damaged PbWO₄ crystals / T. Adams [et. al] // J. of Instrumentation. – 2016. – Vol. 11, № P04012 – P. 1–26.

Статьи в сборниках научных трудов и материалов международных конференций:

14–A. The impact of proton induced radioactivity on the LSO:Ce, YSO:Ce scintillation detectors / E. Auffray, A. Fedorov, M. Korjik, D. Kozlov, M. Luccini, V. Mechinski // IEEE NSS-MIC 2013 : proc. of the IEEE Nuclear Science Symposium International Conference, Seoul, Korea, 18–22 Nov. 2013. – Seoul, 2013. – N32-4.

Тезисы докладов и материалы конференций:

15–A. Dormenev, V. A Non-linear response of scintillation crystals heavy damaged under radiation / V. Mechinski, A. Fedorov, V. Dormenev, M. Korjik // Book of Abstracts of 10th International Conference of Inorganic Scintillators and Their Applications (SCINT2011), Giessen, Germany, 12–16 Sept. 2011. – Giessen, 2011. – P. O2.5.

16–A. Phosphorescence of 24Gev proton irradiated Lu₂SiO₅:Ce and Y₂SiO₅:Ce scintillation crystals / E. Auffray, A. Fedorov, M. Korjik, M. Luccini, V. Mechinski // Book of Abstracts of 12th International Conference of Inorganic Scintillators and Their Applications (SCINT2013), Shanghai, China, 15–19 Apr. 2013. – Shanghai, 2013. – P. P7.6.

17–A. E. Auffray. Radiation damage of Lu₂SiO₅:Ce and Y₂SiO₅:Ce scintillation crystals under γ -quanta and energetic proton irradiation / E. Auffray, A. Fedorov, M. Korjik, M. Luccini, V. Mechinski, N. Naumenko, A. Voitovich // Book of Abstracts of 12th International Conference of Inorganic Scintillators and Their Applications (SCINT2013), Shanghai, China, 15–19 Apr. 2013. – Shanghai, 2013. – P. O1.8.

18–А. Электромагнитная калориметрия на основе сцинтилляторов вольфрамата свинца при различных температурах / В. А. Мечинский, Е. Ауффрей, А. Е. Борисевич, В. И. Дорменев, Д. Ю. Козлов, М. В. Коржик, А. А. Фёдоров // Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии – ИСМАРТ`2014 : тез. четвёртой междунар. конф., Минск, 12–16 окт. 2014 г. / Белорус. гос. ун-т ; ред.: М. В. Коржик. – Минск, 2014. – С. 104–105.