

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.1, 53.072.8

**ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**ПО ТЕМЕ
АНАЛИЗ КАЛИБРОВОЧНЫХ ДАННЫХ
ЭКСПЕРИМЕНТА CENNS-10**

Студент группы М25-114

_____ Ю. И. Коськин

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доц.

_____ А. В. Кумпан

Москва 2026

Содержание

1	Введение	2
1.1	Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомных ядрах	2
1.2	Эксперимент CENNS-10	3
1.3	Программный пакет REDOffline	4
2	Физика сцинтилляции в жидком аргоне	6
3	Анализ калибровочных данных детектора CENNS-10	8
3.1	Источник ^{57}Co	8
3.2	Источник $^{83\text{m}}\text{Kr}$	13
4	Заключение	18
	Список использованных источников	19

1 Введение

1.1 Упругое когерентное рассеяние нейтрино на атомных ядрах

Упругое когерентное рассеяние нейтрино (УКРН) на атомном ядре — процесс, предсказанный в рамках Стандартной Модели [1]. УКРН играет важную роль в процессах формирования Вселенной и эволюции звезд [2], а представляет интерес для изучения физики за пределами Стандартной Модели. Отличительной чертой процесса является то, что нейтрино вступает во взаимодействие со всеми нуклонами ядра когерентным образом, что приводит к увеличению вероятности взаимодействия примерно в N^2 раз, по сравнению с рассеянием на отдельных нуклонах, где N — число нейтронов в ядре. Этот процесс представляет собой обмен Z -бозоном между нейтрино и всеми нуклонами ядра одновременно, его схема представлена на рисунке 1.

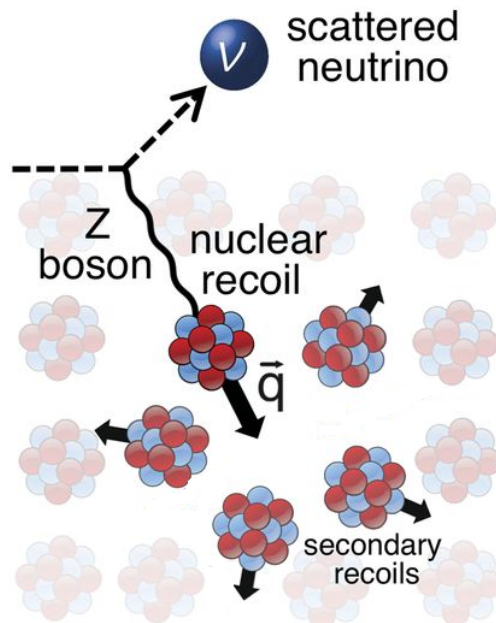


Рис. 1: Процесс УКРН: нейтрино взаимодействует с ансамблем нуклонов ядра путем обмена Z -бозоном, при этом атомное ядро приобретает импульс q .

Отметим, максимальная энергия ядра отдачи равна

$$T_{max} = \frac{2E_\nu^2}{M + 2E_\nu}, \quad (1)$$

то есть для большинства элементов энергия ядра отдачи очень мала — порядка единиц-десятков кэВ на ядро [3]. Таким образом возникают серьезные экспериментальные трудности при регистрации подобных процессов, поэтому, несмотря на то, что процесс УКРН предсказан достаточно давно, экспериментально зарегистрирован он был лишь в 2017 году [4].

На сегодняшний день в мире существует более 20 экспериментов по исследованию УКРН. Источниками нейтрино и антинейтрино нужных энергий (до 50 МэВ) являются ускорители, атомные реакторы и солнце. Детектор CENNS-10, о котором пойдет речь далее, разработан коллаборацией COHERENT для исследования УКРН на протон-протонном ускорителе SNS, Окриджская национальная лаборатория (Oak Ridge National Laboratory), США.

1.2 Эксперимент CENNS-10

Наиболее полные данные по эффекту УКРН на ядрах аргона в настоящее время получены в эксперименте CENNS-10 [5]. Детектор представляет собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 21 см и высотой 61 см, помещенный в вакуумную рубашку и заполненный ~ 60 кг сжиженного аргона (24 кг в чувствительном объеме). Детектор помещен в пассивную защиту из свинца, меди и воды. Чувствительный объем просматривается двумя фотоумножителями модели Hamamatsu R5912. Схема установки в разрезе представлена на рисунке 2. Для переизлучения ультрафиолетового сцинтилляционного света жидкого аргона (длина волны 128 нм) в область спектральной чувствительности ФЭУ на их стекла нанесен слой тетрафенил-бутадиена (ТРВ). Для увеличения эффективности светосбора, слой ТРВ также нанесен на внутреннюю поверхность цилиндра детектирующего объема.

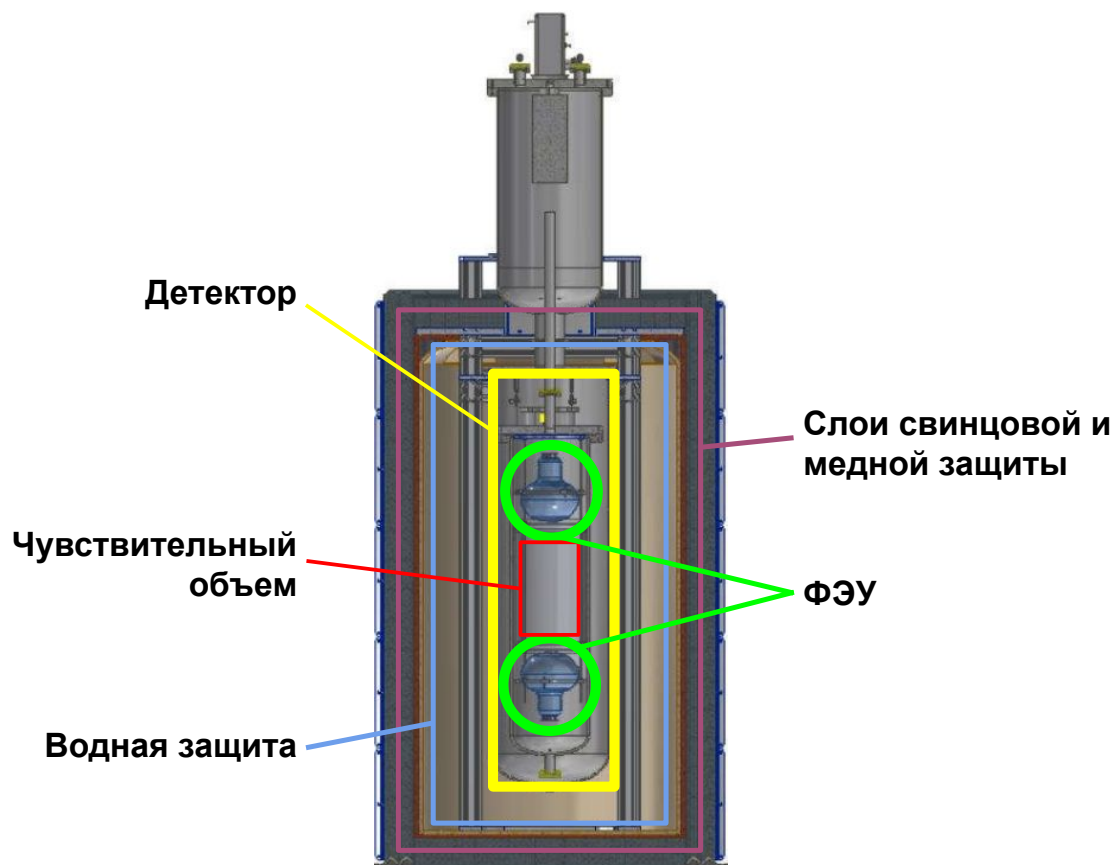


Рис. 2: Схема установки CENNS-10

1.3 Программный пакет REDOffline

REDOffline — программный пакет, разработанный в межкафедральной лаборатории экспериментальной ядерной физики (ЛЭЯФ). Внутри REDOffline на языке программирования C++ реализован обширный функционал по чтению, визуализации и интерпретации необработанных экспериментальных данных (далее — сырые данные) разных экспериментов, включая RED-100 и CENNS-10.

Набранные в рамках экспериментального сеанса данные представляют собой массив файлов формата .bin, в которых хранятся измерения АЦП в виде форм сигналов (далее – вейвформ). Для чтения и обработки эти файлы направляются в REDOffline, откуда на вейвформах идентифицируются импульсы с определением таких характерных параметров, как:

- Амплитуда
- Площадь
- Ширина
- Время начала

Таким образом REDOffline используется для перехода от измерения отдельных отсчетов к анализу сцинтилляционных импульсов.

2 Физика сцинтилляции в жидком аргоне

Ионизирующая частица, двигаясь в веществе, взаимодействует с атомами среды, вызывая их возбуждение. Результат снятия этого возбуждения в виде выделяемых фотонов может регистрироваться фотодетекторами, например фотоэлектронными умножителями (ФЭУ).

Как видно на приведенной на рисунке 3 схеме образования сцинтилляции, существует два основных механизма развития образования сцинтилляционной вспышки [6], на примере используемого в детекторе CENNS-10 аргона. Первый способ – атомное возбуждение с последующим формированием двухмолекулярного возбужденного состояния Ar_2^* . При снятии такого возбуждения происходит испускание фотона в ультрафиолетовом диапазоне, сопровождающееся распадом Ar_2^* на два отдельных атома. Вторым способом является рекомбинация, заключающаяся в образовании электронов ионизации при прохождении заряженной частицы через вещество сцинтиллятора. Далее, ионизированная молекула аргона образует двухмолекулярное ионизированное состояние. При рекомбинации с выпущенным ранее электроном ионизированная молекула Ar_2^+ образует такое же возбужденное состояние, что и при первом способе, испуская ультрафиолетовый фотон при снятии возбуждения. Для жидкого аргона отношение числа возбужденных атомов к числу ионизированных составляет примерно 0.21 [7].

В свою очередь, возникающие возбужденные состояния подразделяются на синглетные и триплетные. Такие состояния обладают своими временами жизни: $\tau_s \sim 6$ нс для синглетного и $\tau_t \sim 1600$ нс для триплетного. Отношение числа синглетных возбуждений к триплетным зависит от плотности ионизационного трека, что приводит к зависимости от типа частицы и выделяемой энергии [8]. На различии этого отношения для ядер и электронов отдачи построен метод идентификации частиц путем анализа формы сигнала Pulse-shape discrimination (PSD), который используется для отделения фоновых событий в эксперименте. Наличие примесей в аргоне значительным образом сказывается на отношении числа триплетных состояний к синглетным, что непосредственно влияет на

время высвечивания. Отслеживание последнего позволяет делать выводы о чистоте детектирующего вещества.

времени жизни триплетных состояний, поэтому оценка этой величины позволяет сделать выводы о чистоте аргона в детекторе.

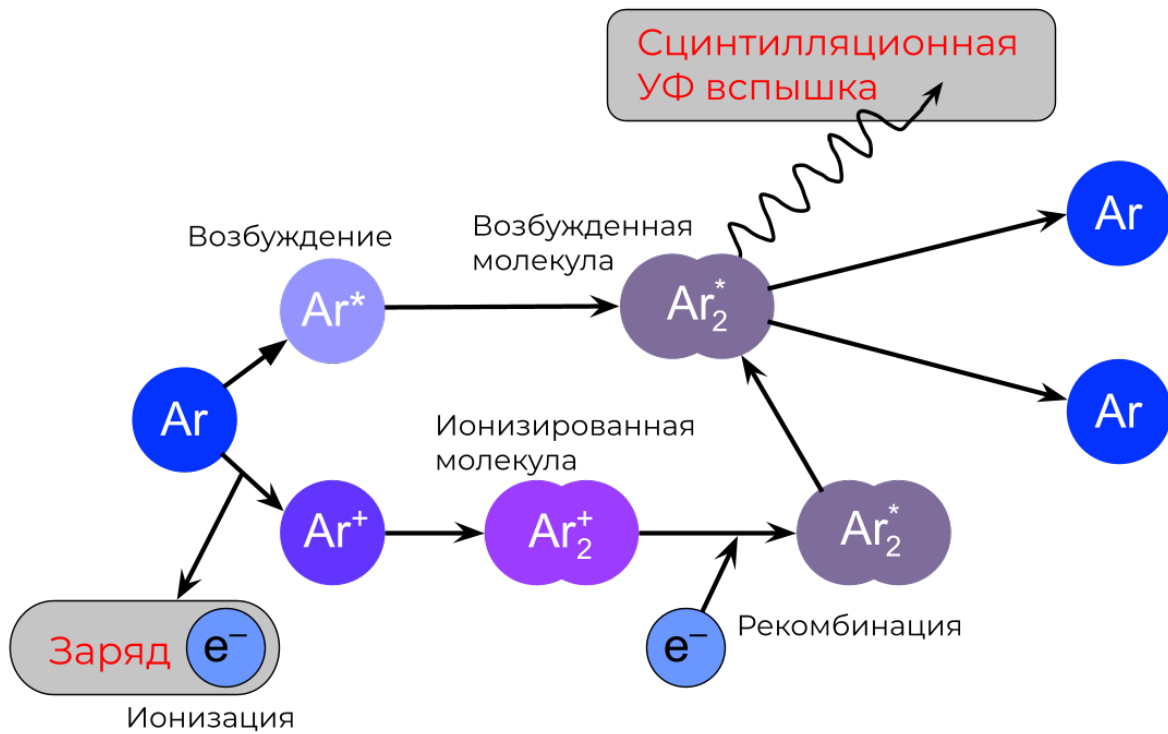


Рис. 3: Схема образования сцинтилляционной вспышки в жидком аргоне

3 Анализ калибровочных данных детектора CENNS-10

В целях калибровки таких параметров детектора, как площадь однофотоэлектронного импульса (SPE) и световыход (Light yield), определяемый как число фотоэлектронов на величину энерговыделения, и время жизни триплетных возбуждений используется несколько источников с характерными пиками в спектрах энергии. В эксперименте CENNS-10, для определения энергетической калибровки и проверки линейности детектора используются источники ^{83m}Kr (41.5 кэВ), ^{241}Am (59.5 кэВ) и ^{57}Co (122 кэВ). В данном семестре изучались данные ^{83m}Kr и ^{57}Co калибровок.

3.1 Источник ^{57}Co

Данный гамма-источник широко используется в физике частиц благодаря своей низкой стоимости, большому периоду полураспада (271.8 дня [9]), а также хорошо различимому пику в области относительно низких энергий в 122 кэВ. Источник располагался с внешней стороны детектора, так как энергии гамма-квантов от распада достаточно для проникновения в детектирующий объем.

Методика SPE-калибровки фотоумножителей с источником ^{57}Co основывается на особенностях развития сцинтилляционной вспышки. Как было сказано ранее, у триплетных и синглетных уровней возбуждения молекулы аргона времена жизни на порядки различаются. Таким образом, спустя некоторое время после начала вспышки, скорость счета фотонов быстрой (синглетной) компоненты падает до минимума, в то время как триплетные состояния продолжают распадаться. Частота таких распадов значительно ниже чем в случае синглетных состояний, что позволяет различать отдельные однофотоэлектронные события электроникой детектора.

Данные для калибровочного рана были прочитаны пакетом REDOffline, откуда были получены массивы импульсов и кластеров им-

пульсов. Распределение импульсов по площадям позволяет выделить однофотозлектронные импульсы и определить для них характерную площадь для последующего перевода найденных REDOffline площадей кластеров импульсов в число фотоэлектронов. В последующем, с использованием параметра площади SPE и величины световыхода производится восстановление энергетического спектра событий в электрон-вольтах (эВ).

Для получения параметра площади однофотозлектронного импульса необходимо провести отбор исходных импульсов. На рисунке 4 представлена зависимость амплитуды импульса от его площади. Форма этого распределения позволяет выделить группу событий над и под черной линией на рисунке. События над черной линией относятся к флуктуациям электроники и фоновым сигналам, потому отбор полезных сигналов был выставлен ниже этой линии.

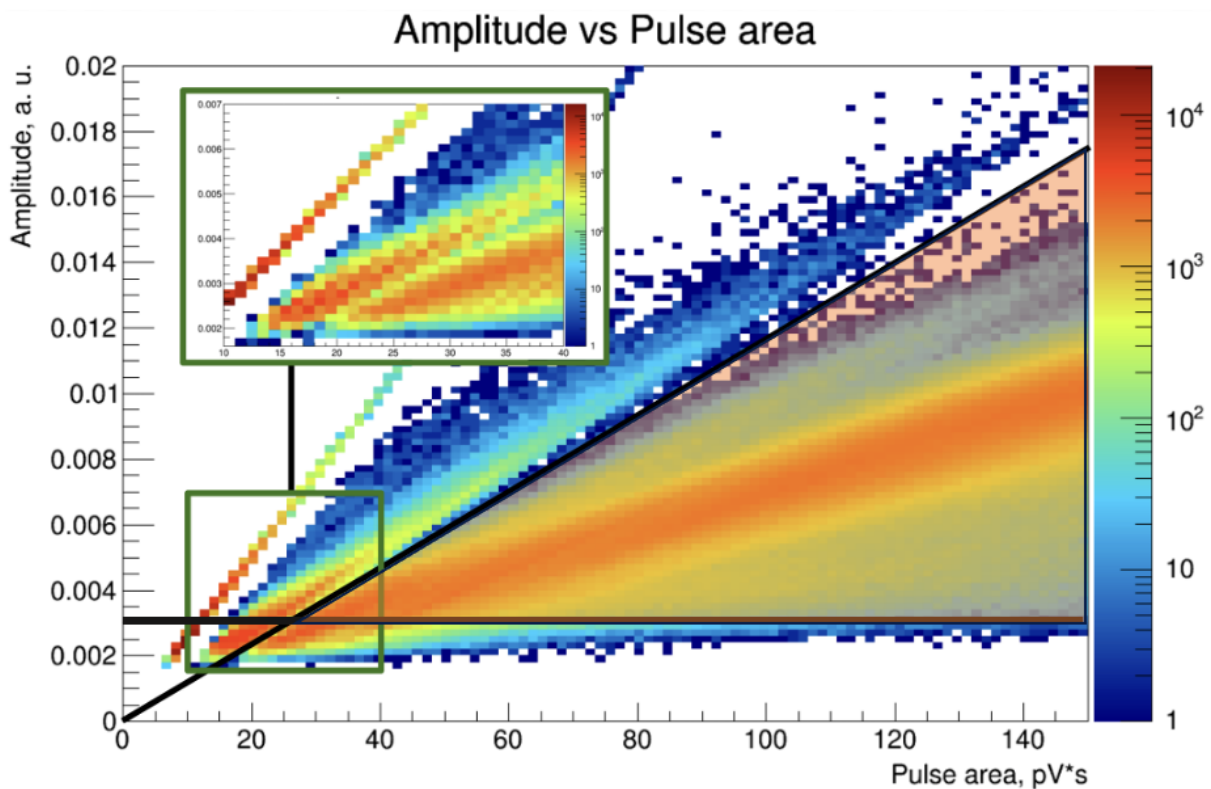


Рис. 4: Зависимость амплитуды импульса от его площади для верхнего ФЭУ. События в оранжевой области были отобраны для дальнейшего анализа

В результате применения таких отборов было получено распреде-

ление на рисунке 5. Для определения положения однофотонного пика производилось фитирование особой функцией, представляющей сумму следующих компонент:

- **Первичный гауссиан (оранжевая линия)** – импульсы от одного фотоеlectрона
- **Вторичный гауссиан (зеленая линия)** – импульсы от двух фотоеlectронов
- **Экспоненциальный член (фиолетовая линия)** – импульсы от обратного рассеяния фотоеlectрона на диноде, приводящего к неполному перемножению электронов лавины и преимущественно меньшему накопленному заряду на выходе ФЭУ

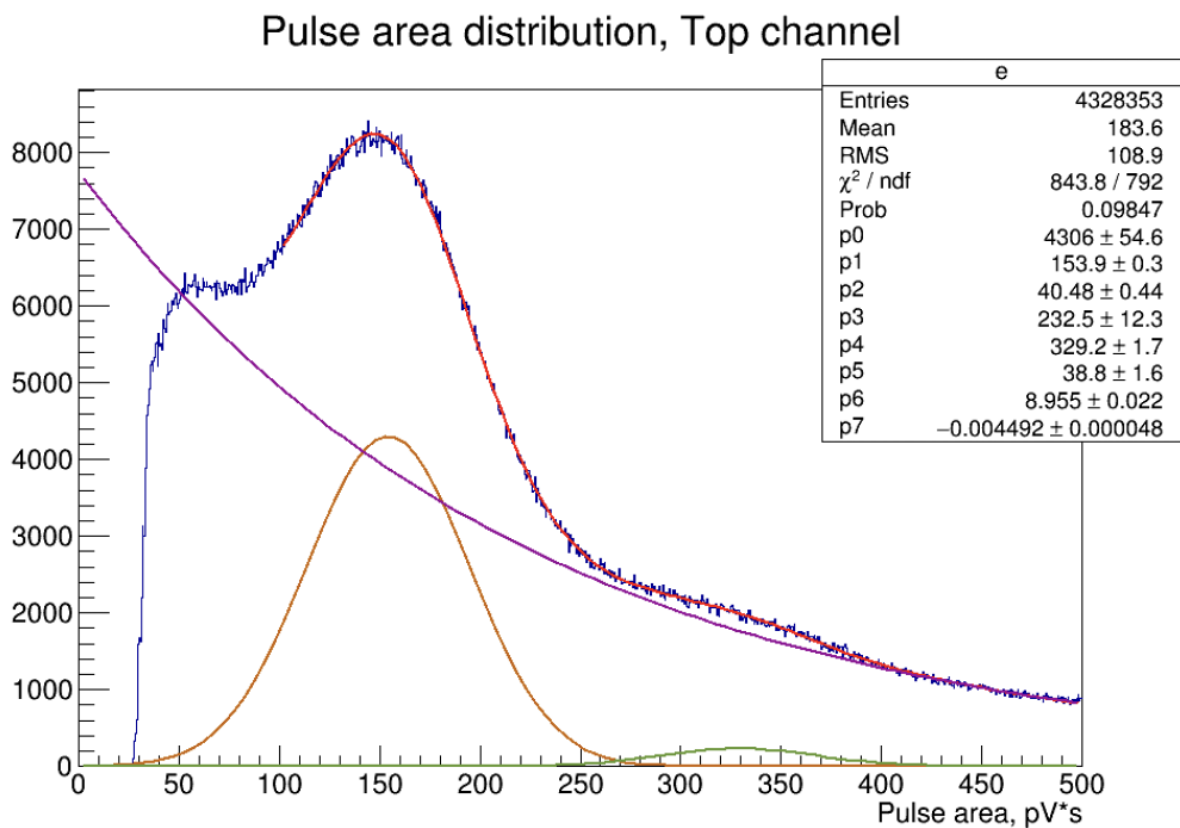


Рис. 5: Распределение импульсов по площадям для верхнего ФЭУ.
Красная линия – фит

В результате было получено значение площадей однофотоэлектронного импульса для обоих ФЭУ:

$$\text{Верхний ФЭУ: } 153.9 \pm 0.3 \text{ пВ} \cdot \text{с} \quad (2)$$

$$\text{Нижний ФЭУ: } 152.3 \pm 0.5 \text{ пВ} \cdot \text{с} \quad (3)$$

С использованием величин 2 и 2 энергетический спектр источника ^{57}Co , составленный из площадей импульсов, был переведен в единицы PE (число фотоэлектронов) (рисунок 7). Анализ распределений параметров импульсов не показал характерных корреляций для выделения импульсов от пика 122 кэВ, поэтому выделить пик постановкой ограничений на параметры кластеров не представляется возможным. Для уменьшения вклада фоновых событий, для построения энергетического спектра был применен отбор по доли сигнала в первые 90 нс после начала вспышки (F90). Как видно на рисунке 6, характерная группа событий сконцентрирована в области [0.2; 0.34] по шкале F90 (горизонтальные красные линии на рисунке), соответствующая доли сигнала характерной для электронов отдачи от взаимодействий гамма-квантов $^{83\text{m}}\text{Kr}$ с веществом детектора.

Для определения фонового профиля был использован стандартный метод программного пакета CERN ROOT [10] TSpectrum::Background (оранжевая линия на рисунке 7). Посредством вычитания фонового вклада из исходного распределения было получено распределение событий пика полного поглощения, положение которого определялось фитированием функцией Гаусса и составило 550 фотоэлектронов. Для сравнения на рисунке также представлен фит исходного распределения без вычитания фонового вклада и полученные значения среднего совпадают.

Таким образом, из полученного значения можно вычислить величину световыхода:

$$\text{LY} = \frac{509.5 \text{ PE}}{122.1 \text{ кэВ}} \approx 4.17 \pm 0.13 \frac{\text{PE}}{\text{кэВ}} \quad (4)$$

И энергетического разрешения:

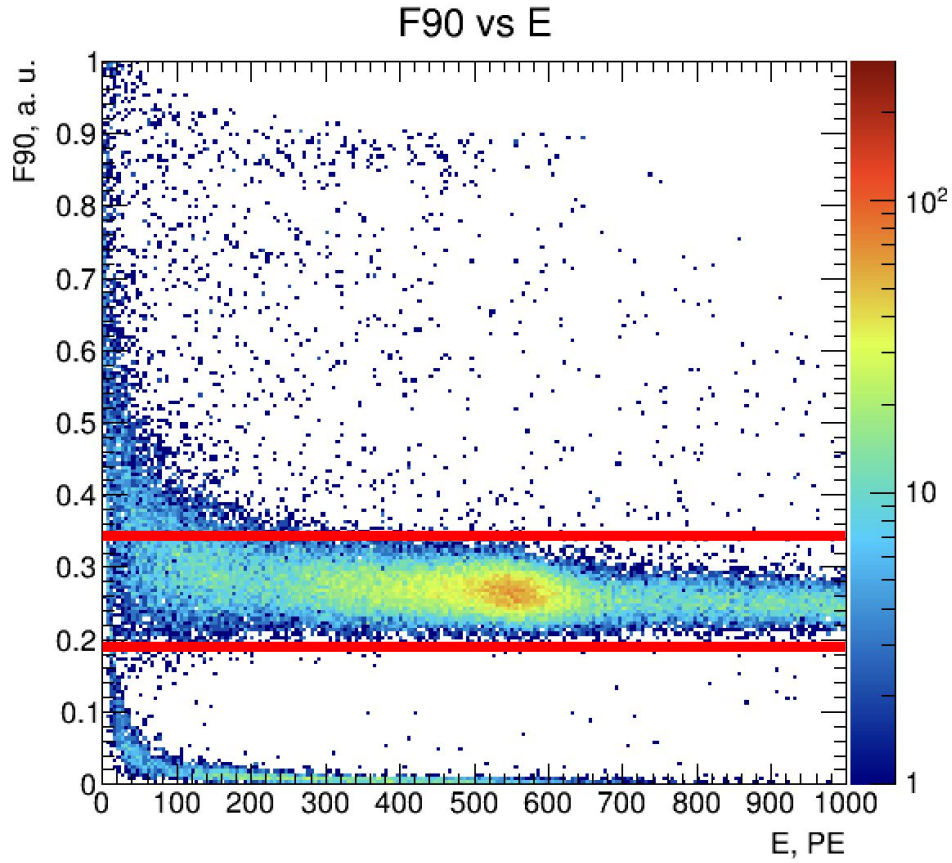


Рис. 6: Зависимость параметра доли сигнала в первые 90 нс от числа фотоэлектронов в событиях ^{57}Co . Красными линиями обозначены границы отбора событий по параметру F90

$$\sigma/E = \frac{22.8 \text{ PE}}{509.5 \text{ PE}} \approx 4.5 \pm 0.1\% \quad (5)$$

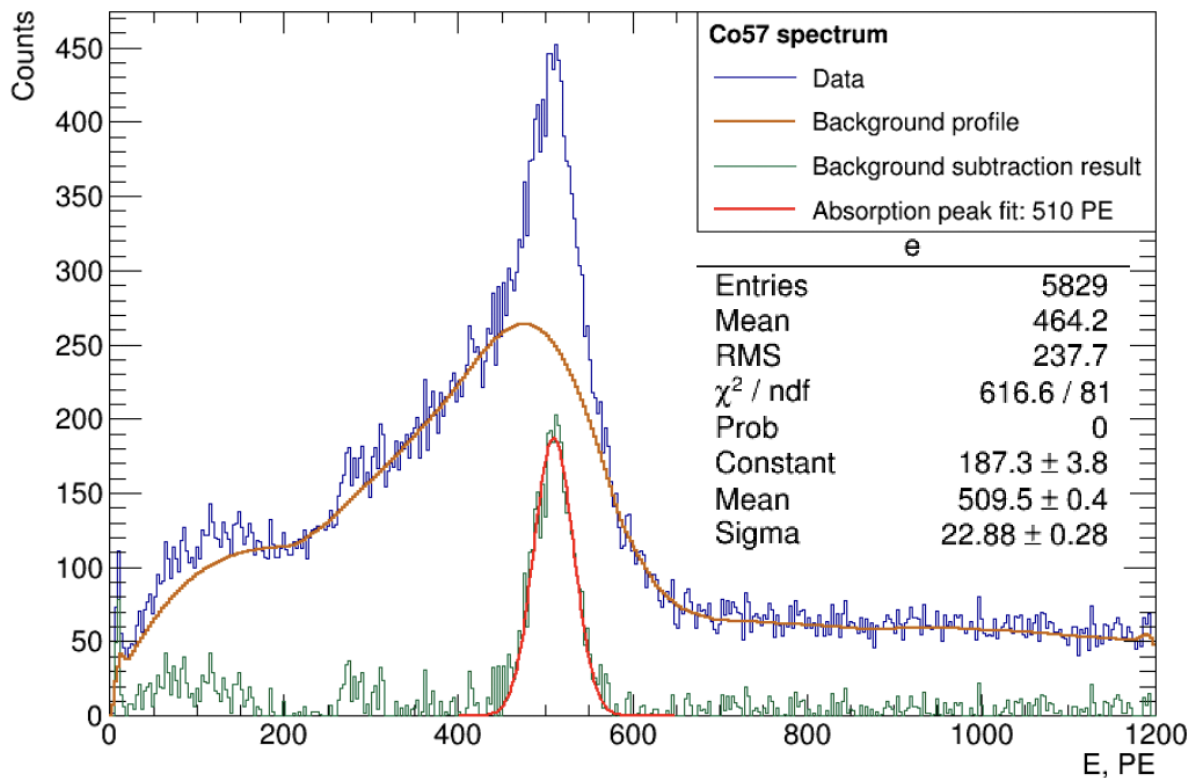


Рис. 7: Энергетический спектр ^{57}Co

3.2 Источник $^{83\text{m}}\text{Kr}$

Данный изотоп является промежуточным звеном в цепочке распада бета-активного источника ^{83}Rb (время жизни 86 дней), на рисунке 8 представлена схема энергетических уровней такой цепочки. Метастабильное состояние $^{83\text{m}}\text{Kr}$, обладающий значительно меньшим временем жизни (1.83 часа) [11], превращается в стабильное ядро ^{83}Kr с испусканием гамма-кванта. Пик спектра гамма-квантов данного распада приходится на 41.5 кэВ [11], низкое значение которого исключает возможность расположения источника с внешней стороны детектора, как это было сделано в случае ^{57}Co .

Для инъекции источника внутрь детектирующего объема была разработана специальная процедура [12]. На подготовительном этапе ^{83}Rb помещается в углеродную решетчато-губчатую структуру, расположенную в контейнере, соединенном трубками с самим детектором. В процессе распада ^{83}Rb , в соответствии со схемой 8 в результате К-захвата про-

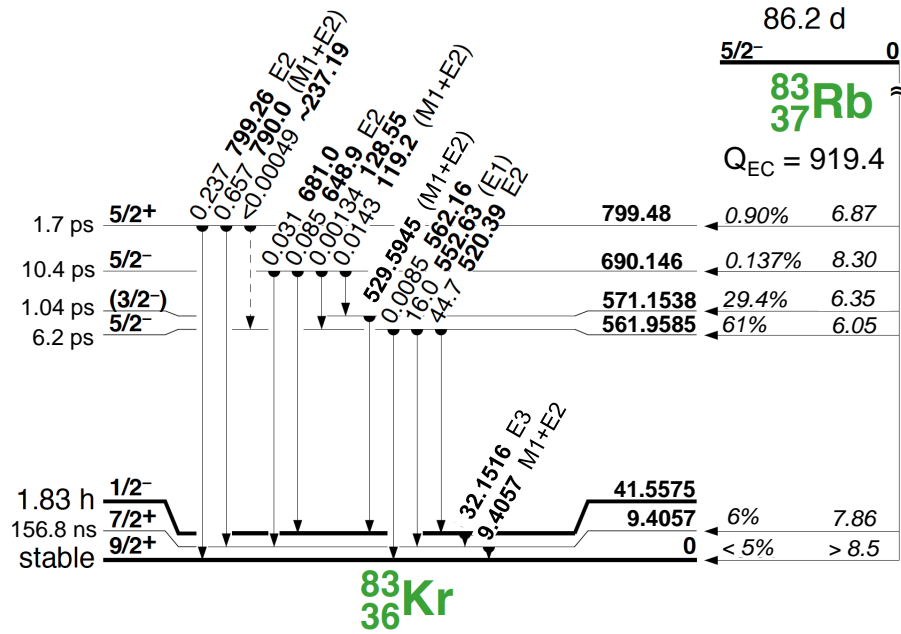


Рис. 8: Схема уровней ^{83}Rb

исходит образование метастабильных ядер $^{83\text{m}}\text{Kr}$. Будучи благородным газом, $^{83\text{m}}\text{Kr}$ не образуя связей покидает материал содержащий рубидий и подхватывается циркулирующими парами выкипающего аргона. Далее эти пары перенаправляются обратно в детектирующий объем. Для исключения попадания во внутренности детектора частиц углерода и самого ^{83}Rb в месте присоединения циркулирующего насоса и корпуса детектора установлена сетка с поперечным размером ячеек 2 мкм.

Ядра $^{83\text{m}}\text{Kr}$ после попадания в детектирующий объем распадаются с периодом 1.83 часа, распределяясь за это время по всему активному объему равномерно.

На рисунке 9 построено распределение числа распадов $^{83\text{m}}\text{Kr}$ от времени. В присутствии фона, фитирование графика производилось функцией суммы константы и экспоненты.

Полученное время жизни составило:

$$\tau = 1.82 \pm 0.02 \text{ часа} \quad (6)$$

Данное значение в пределах погрешности совпадает со справочным (1.83 часа) [11].

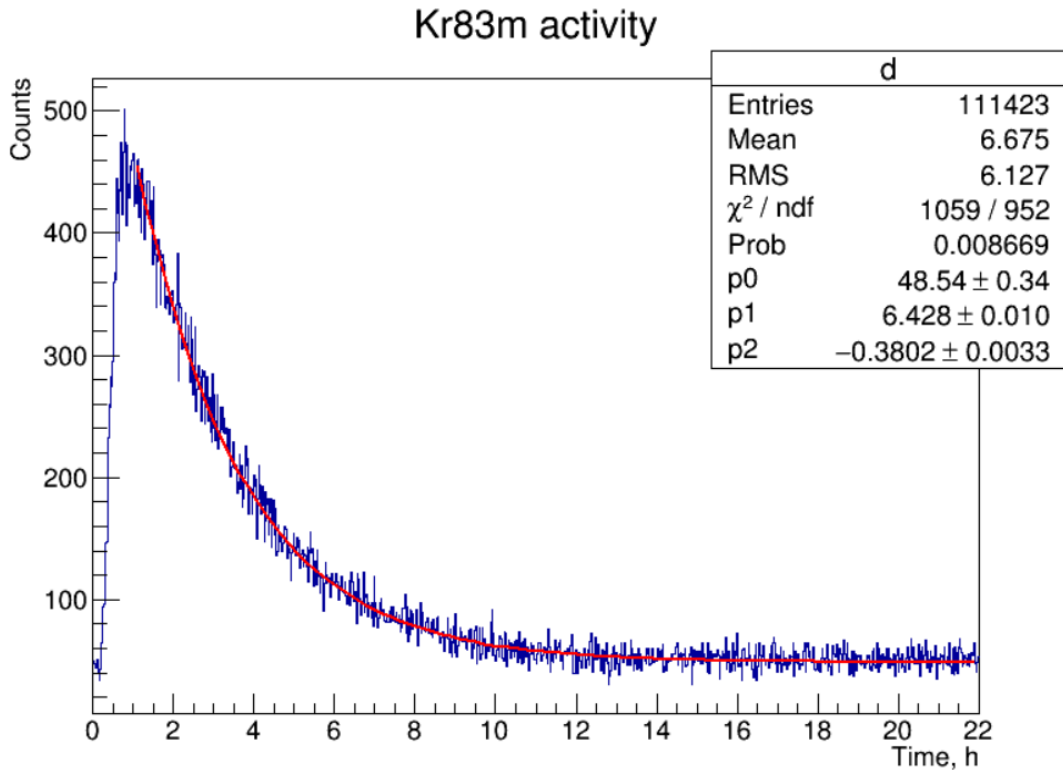


Рис. 9: Распределение числа распадов $^{83\text{m}}\text{Kr}$ от времени.
Красная линия – фит

Также из калибровочных данных был получен энергетический спектр $^{83\text{m}}\text{Kr}$. Для этого к массиву кластеров импульсов были применены отборы. На рисунке 10 слева представлена двумерная гистограмма зависимости параметра Z-позиции, выраженного через долю сигнала $\text{Top}/(\text{Top}+\text{Bottom})$, зарегистрированного верхним ФЭУ, от полного сигнала. Как видно на графике, в области интереса 150-200 PE присутствует высокая концентрация событий. В дальнейшем анализе были поставлены отборы по величине $0.4 < \text{Top}/(\text{Top}+\text{Bottom}) < 0.6$, на рисунке 10 слева обозначенные двумя красными горизонтальными линиями. На рисунке 10 справа построена зависимость параметра доли полного сигнала, зарегистрированного двумя ФЭУ в первые 90 нс от начала события (F90), от полного сигнала. На графике можно выделить группу событий, простирающуюся по всей энергетической шкале в коридоре значений F90 от 0.14 до 0.4 (горизонтальные красные линии на рисунке 10 справа), которые соответствуют электронам отдачи.

Группа событий в области ниже 0.14 относятся к фоновым сигналам,

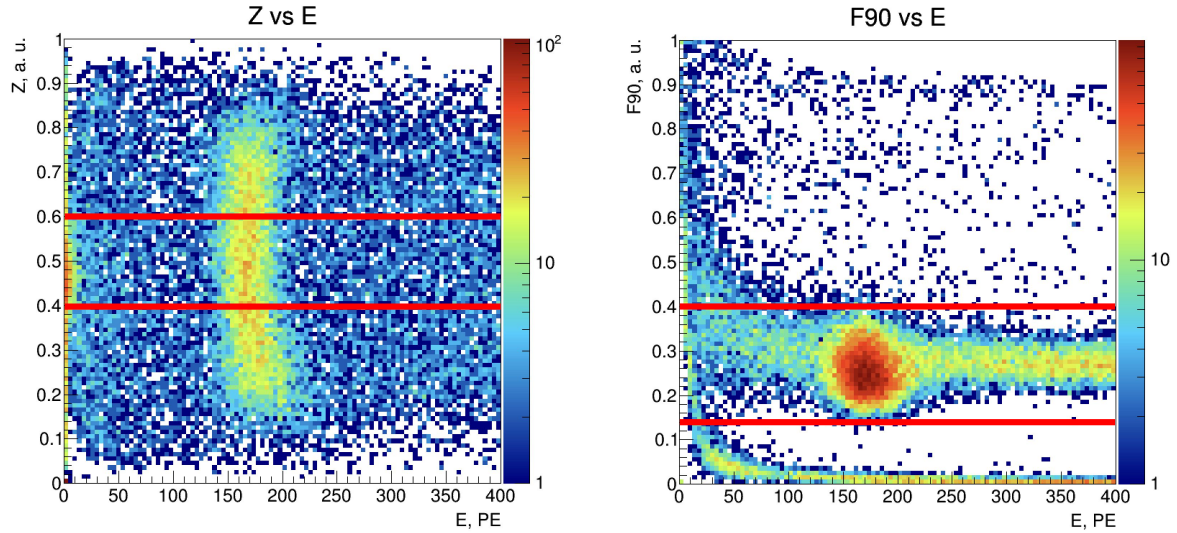


Рис. 10: Слева – зависимость доли сигнала с верхнего ФЭУ от суммарной энергии события. Справа – зависимость доли световыхода в первые 90 нс сцинтилляционной вспышки от энергии события.

Красными линиями обозначены критерии отбора

события от гамма-квантов источника лежат в области $[0.14; 0.4]$ по шкале F90. Поставив отбор по F90 в таких пределах, с применением ранее упомянутого отбора по Z-координате, было построено распределение 11.

Из фитирования функцией суммы гауссовой кривой и константы получены положение пика энергетического спектра, соответствующего энергии гамма-квантов при переходе ^{83m}Kr в основное состояние. С использованием этого значения был вычислен параметр световыхода LY:

$$\text{LY} = \frac{173.4 \text{ PE}}{41.5 \text{ кэВ}} \approx 4.18 \pm 0.11 \frac{\text{PE}}{\text{кэВ}} \quad (7)$$

а также энергетическое разрешение:

$$\sigma/E = 16.16/173.4 \approx 9.3 \pm 0.1\% \quad (8)$$

Используя обнаруженные положения пиков был составлен график для определения линейности отклика детектора. На рисунке 12 представлен этот график, экспериментальные точки с доверительной вероятностью 68% описываются прямой, проходящей через начало координат. Таким образом, итоговая оценка световыхода составила:

$$LY = 4.2 \pm 0.1 \frac{\text{PE}}{\text{кэВ}} \quad (9)$$

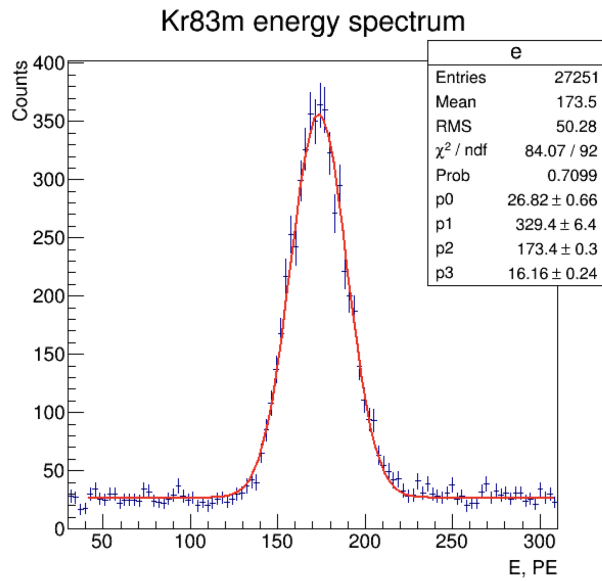


Рис. 11: Энергетический спектр источника $^{83\text{m}}\text{Kr}$

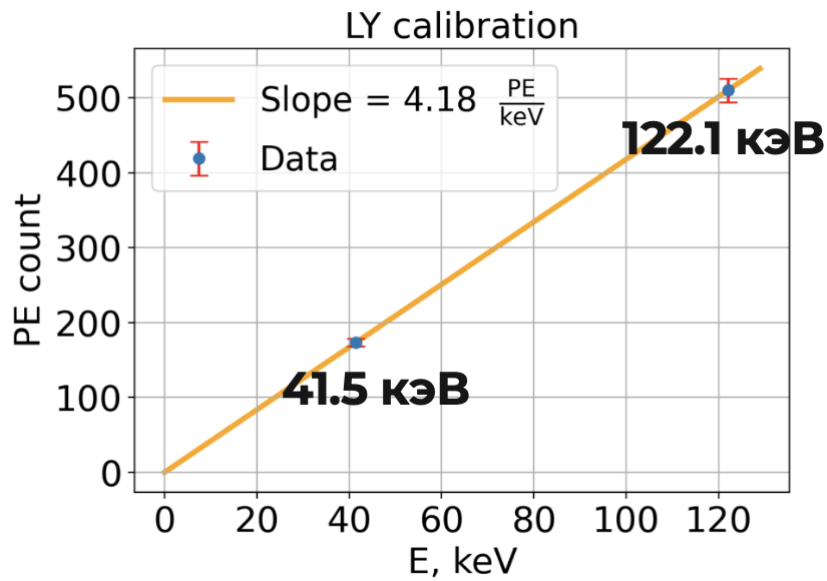


Рис. 12: График зависимости световыхода от энергии
оранжевая линия – фит прямой $y = kx$

4 Заключение

В рамках работы над НИРС во втором полугодии первого курса магистратуры был проведен анализ калибровочных данных детектора CENNS-10. В процессе написания работы была изучена процедура проведения калибровки детектора CENNS-10 с использованием таких источников, как ^{57}Co и $^{83\text{m}}\text{Kr}$. По результатам анализа были определены значения таких параметров детектора, как:

- Площадь однофотонного импульса:
Верхний ФЭУ: 153.9 ± 0.3 пВ · с
Нижний ФЭУ: 152.3 ± 0.5 пВ · с
- Световыход: $4.2 \pm 0.1 \frac{\text{PE}}{\text{кэВ}}$
- Энергетическое разрешение:
 41.5 кэВ – $9.3 \pm 0.1\%$, 122.1 кэВ – $4.5 \pm 0.1\%$

Полученные значения согласуются с результатами анализа коллаборации [12].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Freedman D. Z.* Coherent effects of a weak neutral current // *Phys. Rev. D.* — 1974. — Март. — Т. 9, вып. 5. — С. 1389—1392. — DOI: 10.1103/PhysRevD.9.1389.
2. *Balasi K., Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Neutrino–nucleus reactions and their role for supernova dynamics and nucleosynthesis // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* — 2015. — Т. 85. — С. 33—81. — ISSN 0146-6410. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2015.08.001>.
3. Calibration and characterization of the RED-100 detector at the Kalinin Nuclear Power Plant / D. Akimov [и др.] // *Journal of Instrumentation.* — 2024. — Нояб. — Т. 19, № 11. — T11004. — ISSN 1748-0221. — DOI: 10.1088/1748-0221/19/11/t11004.
4. Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering, *Science* / D. Akimov, J. Albert, P. An [и др.] // *Science.* — 2017. — Сент. — Т. 357, № 15. — С. 1123—1126.
5. First constraint on coherent elastic neutrino-nucleus scattering in argon / D. Akimov [и др.] // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Дек. — Т. 100, вып. 11. — С. 115020. — DOI: 10.1103/PhysRevD.100.115020.
6. *Zetlemoyer J. C.* First Detection of Coherent Elastic Neutrino-nucleus Scattering on an Argon Target : дис. ... канд. / Zetlemoyer Jacob C. — Indiana U., Bloomington (main), Indiana U., Bloomington (main), 05.2020. — DOI: 10.5967/3wza-6w73.
7. *Doke T., Masuda K., Shibamura E.* Estimation of absolute photon yields in liquid argon and xenon for relativistic (1 MeV) electrons // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 1990. — Т. 291. — С. 617—620. — DOI: 10.1016/0168-9002(90)90011-T.
8. *Noble Gas Detectors* / E. Aprile [и др.]. — Wiley, 2008. — ISBN 978-3-527-40597-8. — DOI: 10.1002/9783527610020.

9. Portable Gamma Irradiation System with ^{57}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs , and ^{60}Co for On-site Calibration of Environmental Radiation Monitoring Devices / K. Masahiro [и др.] // J. Radiat. Prot. Res. — 2024. — Т. 49, № 4. — С. 166—173. — DOI: 10.14407/jrpr.2024.00066.
10. Brun R., Rademakers F. ROOT — An object oriented data analysis framework // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. M. Werlen, D. Perret-Gallix. — 1997. — Т. 389, № 1/2. — С. 81—86. — DOI: 10.1016/s0168-9002(97)00048-x.
11. Precise energy of the weak 32-keV gamma transition observed in ^{83}mKr decay / D. Vénos [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2006. — Т. 560, № 2. — С. 352—359. — ISSN 0168-9002. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.12.213>.
12. Development of a ^{83}mKr source for the calibration of the CENNS-10 liquid argon detector / D. Akimov [и др.] // JINST. — 2021. — Т. 16, № 04. — P04002. — DOI: 10.1088/1748-0221/16/04/P04002.