

УДК 519.6, 539.12, 539.1.074

*А.С. Серебряков, А.П. Мороз, Я.А. Бердников,
М.Б. Миллер, Ю.В. Ефремов, В.С. Хрунов*

ОСОБЕННОСТИ АМПЛИТУДНЫХ СПЕКТРОВ КРЕМНИЕВОГО ДЕТЕКТОРА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

*A.S. Serebryakov¹, A.P. Moroz², Ya.A. Berdnikov³,
M.B. Miller³, Yu.V. Efremov³, V.S. Khrunov³*

¹ JSC «COMITA»,

1 Roentgen St., St. Petersburg, 197101, Russia.

² St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia.

³ Institute in Physical-Technical problems,
4 Kurchatova St., Dubna, 141980, Russia.

THE FEATURES OF THE SILICON GAMMA-RAY DETECTOR AMPLITUDE SPECTRA

В статье рассматриваются особенности регистрации гамма-излучения кремниевым детектором. Описанная модель переноса электронов предоставляет возможность учета неоднородных свойств детектора и позволяет получать удовлетворительно совпадающие с экспериментальными данными спектры излучения для различных энергий гамма-линий. В работе наглядно показано влияние эффекта неполного сбора заряда из чувствительного объема кристалла на амплитудный спектр детектора.

ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЯ, КРЕМНИЕВЫЙ ДЕТЕКТОР, КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, НЕПОЛНЫЙ СБОР ЗАРЯДА.

The paper considers the peculiarities in gamma-ray spectra collection by silicon detector. The computer model which takes into account inhomogeneous charge collection in the detector volume allows calculation of correct spectra for essentially different gamma-line energies which coincide with the experimental spectra rather well. The influence of incomplete charge collection in the crystal sensitive volume by amplitude spectra is demonstrated.

GAMMA-SPECTROMETRY, SILICON DETECTOR, COMPUTER SIMULATION, INCOMPLETE CHARGE COLLECTION.

Кремниевый детектор большого объема, охлаждаемый Пельтье-кулером, входит в состав аппаратуры СПЕДОГ, предназначенной для регистрации и спектрометрии гамма-излучения исследовательских и промышлен-

ных ядерно-технических установок [1].

В отличие от германиевого детектора с высокой эффективностью регистрации гамма-излучения, спектры, полученные с кремниевым детектором, как правило, не

содержат пиков полного поглощения, но всегда имеют ярко выраженные комптоновские «хвосты». Благодаря последней особенности спектрометрия с помощью кремниевого детектора все же осуществима, а его преимущество состоит в том, что он может устойчиво работать в полях нейтронного излучения (в отличие от германиевого детектора).

Для расшифровки неизвестных спектров гамма-излучения, состоящих из произвольного набора линий, необходимо заранее измерить отклик блока детектирования на моноэнергетическое излучение различной энергии. Эти эксперименты ограничены достаточно коротким списком доступных гамма-излучающих изотопов, поэтому ясно, что необходимо дополнить измерения расчетами отклика для промежуточных энергий, причем это удобно сделать методом Монте-Карло [2].

Целью настоящей работы является создание расчетной модели, которая бы позволила получать правильный отклик детектора на линии произвольных промежуточных энергий. Наличие такой модели откроет возможности для решения обрат-

ной задачи: восстановления спектра неизвестных излучателей.

Очевидно, что расчетные спектры должны наилучшим образом совпадать с экспериментальными результатами для конкретных изотопных источников. В настоящей работе предпринята попытка точного расчета амплитудных спектров кремниевых детекторов, при этом рассмотрены два традиционных точечных источника типа ОСГИ (образцовые спектрометрические источники гамма-излучения): ^{137}Cs и ^{60}Co .

Геометрия облучения представлена на рис. 1. Показана упрощенная схема цилиндрического кристалла детектора без кольцевой канавки, обычно отделяющей его верхнюю часть большего диаметра D_1 от внутренней части меньшего диаметра D_2 .

Расчетная модель, разработанная ранее и использованная, например, в работе [3] для моделирования спектров неохлаждаемого кремниевого детектора, учитывает многократное рассеяние гамма-излучения в пределах кристалла детектора, а также образование и перенос вторичных фото- и комптоновских электронов.

Потери энергии вдоль трека электрона суммируются, когда он находится в чувствительной зоне детектора, а по окончании моделирования всех электронов, соответствующих одному фотону от источника, эта сумма потерь определяет канал искомого спектра, в который происходит запись.

Для расчетов были использованы сечения взаимодействия фотонов с кремнием из книги [4]. Когерентное рассеяние фотонов не учитывалось, но сечение этого процесса вычиталось из полного сечения взаимодействия; таким образом увеличивались длины свободных пробегов фотонов между последовательными актами взаимодействия.

Первое взаимодействие фотона с кристаллом детектора всегда инициируется в его объеме, при этом данной истории приписывается статистический вес w :

$$w = 1 - \exp(-\mu(E) \cdot \rho \cdot S), \quad (1)$$

где $\mu(E)$ – полный массовый коэффициент поглощения для фотона с энергией E , ρ – плотность материала ($2,42 \text{ г/см}^3$ для кремния), S – максимально возможный путь

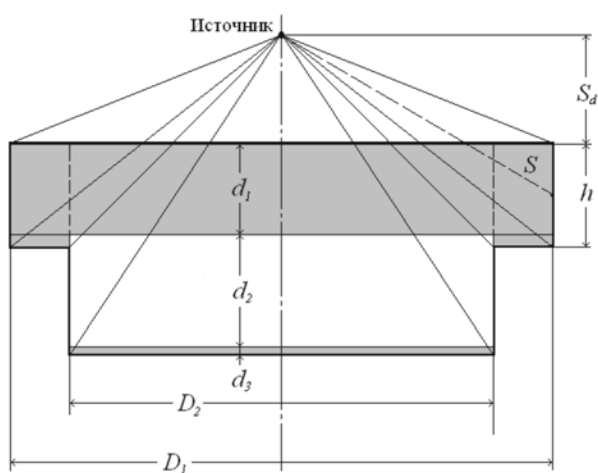


Рис. 1. Геометрия облучения кремниевого детектора источником гамма-излучения:

S_d – расстояние от источника до кристалла;
 S – максимально возможный путь первичного фотона в материале детектора для заданного направления движения; d_2 – толщина чувствительной зоны; h , d_1 , d_3 – высота и толщины мертвых зон. Кольцевая мертвая зона расположена между цилиндрами диаметрами D_1 и D_2

первичного фотона в материале детектора для заданного направления движения первичного фотона (см. рис. 1).

Значение величины w , которая записывается в канал искомого спектра по окончании каждой истории, существенно зависит от попадания направления движения первичного фотона внутрь различных угловых секторов, показанных на рис. 1.

Угол вылета возникающих вторичных фотоэлектронов относительно направления движения фотона первичного фотона моделируется в соответствии с распределениями либо Фишера, либо Заутера, а критерием служит неравенство

$$E_e < 2,5 \cdot Z - 0,5 \cdot E_b, \quad (2)$$

где E_e – энергия электрона, E_b – энергия связи на K -оболочке (1,839 кэВ для кремния).

Если это условие (2) выполняется, то для моделирования выбирается распределение Фишера.

Для моделирования некогерентного рассеяния используется известная схема Кана, при этом не учитывается связь орбитального электрона с атомом.

Движение вторичных электронов по своим траекториям описывается в рамках традиционной модели группировки столкновений (см. работу [5]). На каждом шаге траектории средняя потеря энергии подсчитывается по теории Бете – Блоха, а угловое отклонение выбирается из таблиц распределения Гоудсмита – Саундерсона (готовятся предварительными расчетами).

При моделировании пространственных поперечных смещений Δx и Δy на шаге используется нормальное распределение, а продольное смещение Δz связано с длиной шага Δs и углом отклонения θ на шаге следующим соотношением:

$$\Delta z = \frac{1}{2} \Delta s (1 + \cos \theta). \quad (3)$$

Описанная модель переноса электронов дает результаты, практически не отличающиеся от расчетных результатов более современного комплекса программ МСС 3D [6] по решению типичных тестовых задач. В то же время она является моделью от-

крытого типа и дает возможность учесть неоднородные свойства детектора в процессе траекторного моделирования, чего не позволяет ни один из известных имитационных программных пакетов.

Расчеты по моделирующей программе проводились для следующих значений геометрических размеров (см. рис. 1): $D_1 = 24$ мм, $D_2 = 17$ мм, $S_d = 19,3$ мм, $h = 7,0$ мм, $d_1 = 3,9$ мм, $d_2 = 7,0$ мм, $d_3 = 0,5$ мм.

Для того чтобы показать, как пробег вторичного электрона укладывается в объеме кристалла детектора, получена зависимость бетевского пробега (полная длина пути электрона вдоль его трека) от энергии (рис. 2).

В расчетах спектров потерь энергии предполагалось, что вторичные электроны, образованные в кольцевой мертвой зоне, не могут внести вклад в искомым спектр. Однако фотоны, рассеянные в этой зоне, а их относительное число весьма велико, могут попасть в чувствительную зону и в две плоские мертвые зоны, где они образуют вторичные электроны. В таком случае они способны дать вклад в регистрируемый спектр потерь.

Для имитации конечного энергетического разрешения детектирующей системы результирующий спектр потерь энергии в чувствительном объеме детектора сворачивался с гауссианом переменной ширины. При этом предполагалось, что для зарегистрированной потери энергии $\Delta E = 279$ кэВ разрешение FWHM детектора, определяемое как ширина пика на половине высо-

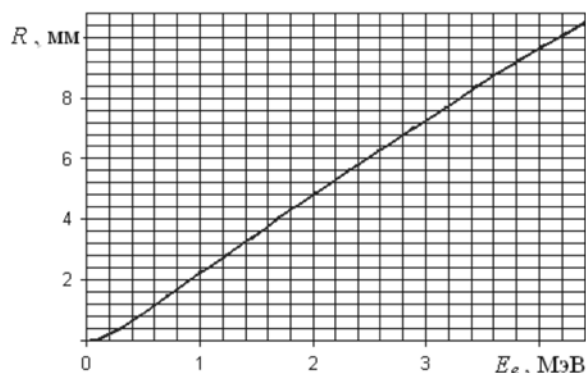


Рис. 2. Зависимость длины полного пробега вторичного электрона в кремнии от его энергии

ты, составляет 17 кэВ и что оно зависит от энергии в виде $\text{FWHM} = C \cdot \sqrt{E_k}$, где E_k — энергия, соответствующая середине канала с номером k , C — постоянная.

Процедура свертки означает суммирование по каналам (то есть по индексу k):

$$A_i = \sum_k \frac{F_k}{\sigma_k \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(i-k)^2}{2\sigma_k^2}\right), \quad (4)$$

где A_i — итоговый амплитудный спектр; F_k — спектр потерь энергии, найденный с помощью моделирующей программы;

$$\sigma_k = \text{FWHM}(E_k)/2,355.$$

После проведения процедуры свертки расчетные амплитудные спектры нормируются на экспериментальные спектры по площади.

Типичные результаты расчетов амплитудных спектров показаны на рис. 3 (кривые 3, 4) совместно с экспериментальными данными (кривые 1, 2). Значения вероятностей выхода линий гамма- и рентгеновского излучения взяты из справочника [7].

Для линий $K_{\alpha\beta}$ бария (Ba) с энергиями 32,06 и 36,54 кэВ дополнительно учтено частичное поглощение (составляет примерно 50 %) этого излучения в корпусе блока детектирования, выполненном из дюралюминия.

Объем статистики вычислений в моделирующей программе составлял $5 \cdot 10^5$ первичных фотонов от источника.

Несмотря на то, что вдоль треков вторичных электронов аккуратно учитывалось частичное поглощение энергии в обширных мертвых зонах, наблюдалось заметное несовпадение расчетных результатов с экспериментом (см. рис. 3, а, б).

Существенные различия наблюдаются, главным образом, в области малых зарегистрированных потерь энергии — ниже 200 кэВ.

Из опыта предыдущего исследования кремниевых детекторов малого объема, предназначенных для регистрации рентгеновского излучения [8], было предложено ввести в моделирующую программу радиальную функцию сбора заряда $C(r)$, оценивающую вероятность регистрации потери энергии $\Delta E'$ при поглощении энергии ΔE

в заданной точке чувствительного объема.

Эта радиальная функция $C(r)$, аргумент которой меняется в пределах $0 < r < 1/2 D_2$, очевидно, равна единице в центральной области чувствительной зоны и спадает по ее краям в силу ослабления электрического поля, приложенного вдоль оси детектора (а также, возможно, по другим причинам).

Таким образом, если учитывать, что $\Delta E' \leq \Delta E$, то введение этой функции в процесс моделирования отклика детектора будет способствовать увеличению мягкой части расчетных спектров, а значит должно привести к исправлению ситуации, показанной кривыми 3, 4 на рис. 3, а, б.

Выбор конкретного вида функции $C(r)$ осуществлялся из следующих простых соображений. В некоторой точке $r = r_c$ постоянная $C(r) = 1$ должна плавно переходить в ниспадающую часть, следовательно, производная $(dC(r)/dr)_{r=r_c} = 0$. Далее, функция с перегибом падает до значения C_p , близкого к нулю, но не обязательно равного. Наиболее удобный вид функции такого рода — это правая часть нормального распределения (гауссиана).

На рис. 3, в, г показано сравнение расчетных спектров с экспериментальными спектрами в случае, когда r_c составляет 70 % от полного радиуса чувствительной зоны, а величина C_p равна 10^{-3} .

Как видно из этих рисунков, наблюдается значительное улучшение совпадения расчетных и экспериментальных данных. Оставшиеся различия, вероятно, связаны с тем, что не учтено рассеяние фотонов в близлежащих конструкциях, окружающих детектор.

Среди этих конструкций особенно важны те, которые находятся непосредственно за кристаллом детектора и входят в состав системы охлаждения. Процесс обратного рассеяния фотонов от этих близлежащих конструкций будет включен в моделирующую программу на следующем этапе исследовательских работ.

Отметим также, что в решении задачи о восстановлении спектров неизвестных гамма-излучателей значимую роль может играть и многократное рассеяние фотонов на объектах, окружающих источники излу-

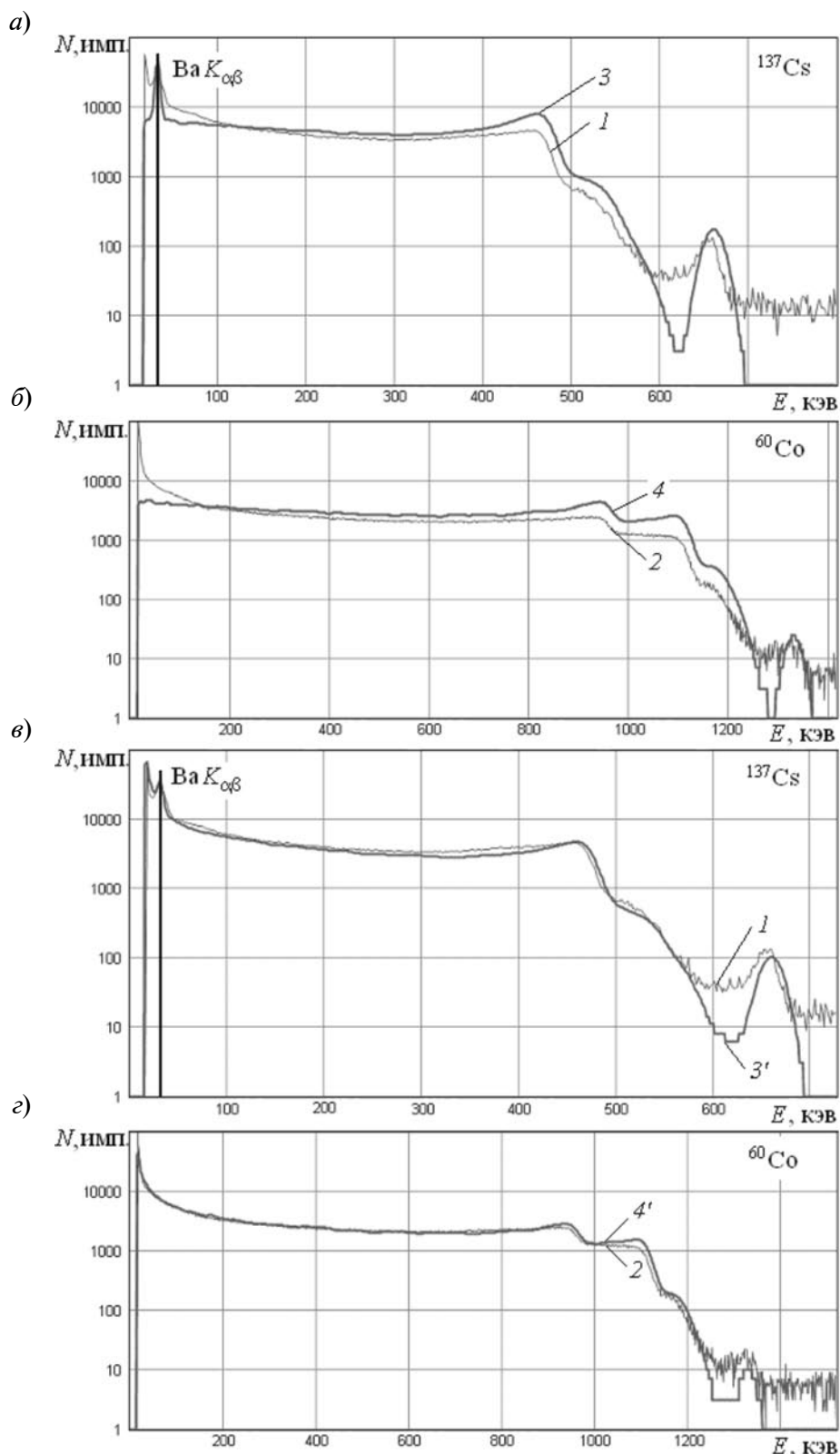


Рис. 3. Сравнение экспериментальных (1, 2) и расчетных (3, 3', 4, 4') амплитудных спектров кремниевого детектора для двух источников гамма-излучения: ^{137}Cs (а, в) и ^{60}Co (б, г). Расчетные спектры получены без учета (3, 4) и с учетом (3', 4') радиальной функции сбора заряда

чения. Но и в этом случае моделирующая программа может быть легко дополнена соответствующими имитационными процедурами для учета данного эффекта.

Моделирование переноса вторичных электронов имеет смысл, ввиду их относительно малой длины пробега, только в объеме кристалла детектора и, возможно, в объемах самых ближайших к нему конструкций.

При увеличении энергии электронов свыше 2–3 МэВ следует включить эффект образования пар и обратить внимание на возрастающее влияние процессов образования и переноса тормозного излучения.

Однако вероятности этих процессов в кремнии не очень велики: вклад сечения образования пар для энергии в области 3 МэВ составляет 2 %, а относительный

вклад тормозных потерь в полное значение величины удельных потерь энергии ($-dE_e/ds$) составляет не более 4 %.

Основной вывод по проделанной работе состоит в том, что новая расчетная модель, учитывающая неоднородности сбора заряда по объему детектора, позволяет получать правильные, то есть удовлетворительно совпадающие с экспериментом спектры излучения с существенно различными энергиями гамма-линий. Следовательно, данная модель применима для промежуточных и более высоких энергий, и, значит, в перспективе она даст возможность восстановления спектров неизвестных излучателей решением соответствующей системы линейных уравнений, к которой сводится эта обратная задача.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Трыков, Л.А.** Спектрометр-дозиметр гамма-излучения СПЕДОГ [Текст] / Л.А. Трыков, В.А. Левченко, Д.М. Бабанак // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 3. – С. 1–6.
2. **Kluson, J.** Calculation of responses and analysis of experimental data for silicon gamma spectrometer [Text] / J.Kluson, V.Jansky // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A. – 2009. – Vol. 619. – P. 186–189.
3. **Грудский, М.Я.** Расчет характеристик ППД-дозиметра [Текст] / М.Я. Грудский, А.Г. Лебедев, А.С. Серебряков, В.В. Смирнов // «Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра»: Тез. докл. Междунар. совещания. – СПб.: Наука, 1992. – 459 с.
4. **Маренков, О.С.** Квантовомеханическая версия коэффициентов ослабления характеристического рентгеновского излучения [Текст] / О.С. Маренков, М.Э. Эпштейн, Б.Г. Комков и др. // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. – Л.: Машиностроение, 1980. – Вып. 24. – С. 214–216.
5. **Аккерман, А.Ф.** Моделирование траектории заряженных частиц в веществе [Текст] / А.Ф. Аккерман. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 200 с.
6. **Багаев, К.А.** Программа для имитационного трехмерного моделирования систем детектирования и регистрации ионизирующего излучения на базе развитого графического интерфейса [Текст] / К.А. Багаев, С.С. Козловский, И.Э. Новиков // Журнал «АНРИ». – 2007. – № 4. – С. 35–40.
7. **Хольнов, Ю.В.** Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве [Текст] / Ю.В. Хольнов, В.П. Чечев, Ш.В. Камынов [и др.] – М.: Атомиздат, 1980. – 375 с.
8. **Мороз, А.П.** Влияние конструктивных особенностей кремний-литиевого детектора на форму амплитудного спектра [Текст] / А.П. Мороз, А.С. Серебряков, Я.А. Бердников // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2012. – № 2 (146). – С. 104–111.

REFERENCES

1. **Trykov L.A., Levchenko V.A., Babankov D.M.** Gamma-ray spectrometer-dosimeter SPEDOG. Instruments and technique of experiment, 2005, pp. 1–6. (rus)
2. **Kluson J., Jansky V.** Calculation of Responses and Analysis of Experimental Data for Silicon Gamma Spectrometer. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A, Vol. 619, 2009, pp. 186–189.
3. **Grudskiy M.Ya., Lebedev A.G., Serebryakov A.S., Smirnov V.V.** Calculation of the SCD-dosimeter characteristics. Nuclear spectrometry and atomic nucleus structure conference. St. Petersburg, Nauka, 1992, 459 p. (rus)
4. **Marenkov O.S., Epshtein M. E., Komkov B.G et al.** The wave-mechanical version of x-ray

characteristic radiation attenuation coefficients. Equipment and methods for X-ray analysis. Leningrad, Mashinostroenie, 1980, Vol. 24, pp. 214–216. (rus)

5. **Akkerman A.F.** Simulation of charged particle trajectories in matter. Moscow, Energoatomizdat, 1991, 200 p. (rus)

6. **Bagaev K.A., Kozlovskiy S.S., Novikov I.E.** Program for the 3D simulation of detector systems and ionizing radiation detection on the basis of developed graphical interface. «ANRY» journal, 2007, Vol. 4, pp. 35–40. (rus)

2007, Vol. 4, pp. 35–40. (rus)

7. **Khol'nov U. V., Chechnev V.P., Kaminov Sh.V. et al.** Radiation characteristic of radioactive nuclides used in national economics. Moscow, Atomizdat, 1980, 375 p. (rus)

8. **Moroz A.P., Serebryakov A.S., Berdnikov Ya.A.** The influence of constructional features of Si(Li) detector on the amplitude spectrum form. St. Petersburg State Polytechnical University Journal, Physics and Mathematics, 2012, № 2 (146), pp. 104–111. (rus)

СЕРЕБРЯКОВ Александр Сергеевич – кандидат физико-математических наук, заместитель генерального директора по науке ЗАО «КОМИТА».

197101, г. Санкт-Петербург, ул. Рентгена, 1
alexs@comita.ru

МОРОЗ Андрей Петрович – аспирант кафедры экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
andrey.p.moroz@gmail.com

БЕРДНИКОВ Ярослав Александрович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой экспериментальной ядерной физики Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
berdnikov@spbstu.ru

МИЛЛЕР Михаил Борисович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института физико-технических проблем.

141980, Московская область, г. Дубна, ул. Курчатова, 4
iftp@dubna.ru

ЕФРЕМОВ Юрий Валентинович – ведущий инженер Института физико-технических проблем.

141980, Московская область, г. Дубна, ул. Курчатова, 4
iftp@dubna.ru

ХРУНОВ Владимир Семенович – член-корреспондент РАЕН, главный инженер Института физико-технических проблем.

141980, Московская область, г. Дубна, ул. Курчатова, 4
iftp@dubna.ru