

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.1.074

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОАКТИВНОСТИ И ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ СИСТЕМ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ**Ю. В. Минеев**

(НИИЯФ)

E-mail: mineev@srd.sinp.npi.msu.ru

Приведен метод одновременного и раздельного определения спектральных и дозовых характеристик α -, β - и γ -излучения, параметров частиц низких энергий, а также типа радионуклидов в исследуемом веществе. Метод основан на одновременном измерении удельных потерь энергии ΔE частицы и энергии E с использованием полупроводниковых детекторов, а также программируемых запоминающих устройств для хранения предварительно рассчитанной зависимости $\Delta E(E)$ для каждого типа частиц и последующего сравнения с измерениями.

Введение

В ядерной физике для определения массы, заряда и энергии заряженных частиц используется метод одновременного определения удельных потерь энергии dE/dx и кинетической энергии частиц E . Для частицы с массой M и зарядом Z является важной характеристикой произведение

$$\Phi_1 = dE/dx \cdot E = MZ^\alpha,$$

где α — коэффициент, зависящий от энергии [1]. При этом величина Φ слабо зависит от энергии, и в диапазоне энергий $E = 1-20$ МэВ/нуклон зависимости практически нет. Метод $\Delta E - E$ наиболее эффективен, когда он осуществлен на полупроводниковых детекторах, которые обеспечивают более высокую точность измерений удельных потерь и энергии по сравнению с другими типами детекторов. Экспериментальная установка для регистрации заряженных частиц представляет систему, состоящую из тонкого ΔE -детектора толщиной Δx для определения удельных потерь и толстого E -детектора полного поглощения толщиной x для измерения энергии. Так как система даже из двух детекторов позволяет легко отделить регистрацию «тяжелых» α -частиц от «легких» частиц — электронов или β -излучения, то становится возможным осуществить определение этих частиц, при сохранении одновременности и раздельности регистрации. То есть

система таких детекторов позволяет осуществить регистрацию радиоактивности и измерение спектральных и дозовых характеристик раздельно и одновременно, что представляет проблему при использовании газоразрядных и ионизационных детекторов [1, 2].

С целью расширения динамического диапазона энергии, массы и заряда частиц возможно использование нескольких детекторов различной толщины $\Delta x_i, x_i$. В этом случае мерой удельных потерь частицы служит величина энергопотерь в ΔE -счетчиках, а мерой ее энергии — сумма энергопотерь частицы во всех счетчиках «телескопа» $E = \sum E_i + \sum \Delta E_i$.

Конечная толщина ΔE -счетчика, возможная нелинейность E детекторов для частиц с различными значениями M и Z и сложный характер зависимости удельных потерь от энергии и от величин M и Z приводят к тому, что простое перемножение измеряемых величин ΔE и E $\Phi_2 = E \cdot \Delta E / \Delta x$ зависит от энергии частиц и не может быть эффективным параметром для идентификации частиц в области энергии 1–20 МэВ/нуклон [3, 4].

С целью улучшения разделения частиц рядом авторов было предложено несколько эмпирических алгоритмов, связывающих потери энергии в детекторах и массу частицы более сложным образом. По-видимому, наиболее точным из них оказался алгоритм, приведенный в работе [5], устраняющий перекрытие для изотопов малых и средних энергий

(до 20 МэВ/нуклон):

$$\Phi_3 = F(\Delta E, E) = \ln(E\Delta E/E^k) = \ln \Delta E + (1-k) \ln E, \quad (1)$$

где $k = 0.3$; $E = E_0 + \Delta E$, E_0 — потери энергии в толстом детекторе, ΔE — потери энергии в тонком детекторе. Операция логарифмирования сигналов с их последующим суммированием от ΔE - и E -детекторов по формуле (1) выполняется электронным образом. Выполнение этих операций приводит к невысокой точности определения элементов и недостаточному быстродействию, обусловленному плохим временным разрешением логарифмических схем. Однако возможен новый подход к реализации $\Delta E - E$ метода, позволяющий избежать перечисленных недостатков.

Описание метода

Дальнейшее развитие $\Delta E - E$ метода заключается в применении специальных систем из современных полупроводниковых детекторов, лучше ионно-инплантированных (как наиболее стабильных), совместно с быстродействующими программируемыми запоминающими устройствами, используемыми для хранения предварительно рассчитанных значений потерь энергии ΔE для каждого типа регистрируемых частиц и последующего их сравнения с реально измеренными значениями потерь энергии в системе $\Delta E - E$ [6].

На рис. 1 представлены в двойном логарифмическом масштабе графики расчета потерь энергии ΔE в зависимости от энергии в детекторах для электронов (β_i), α -частиц (α_i) и протонов (p_i), где $i = 1, 2, 3$ — номер детектора: 1 — тонкий ΔE -детектор толщиной 100 мкм; 2, 3 — E -детекторы толщиной 3 мм каждый.

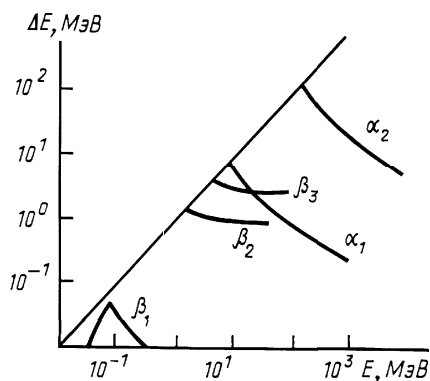


Рис. 1. Расчеты потерь энергии ΔE для α -частиц, β -частиц (электронов) в тонком ΔE -детекторе (первом) толщиной 100 мкм, E -детекторе (втором) толщиной 3 мм и E -детекторе (третьем) толщиной 3 мм

Расчет потерь для электронов, а также протонов, α -частиц и других ядер проведен на основании известного соотношения Левингстона–Бете [1]

$$-\frac{dE}{dx} = a_1 \frac{Z^\alpha M}{E} \ln \frac{a_2 E}{M} = AZ^\alpha/E, \quad (2)$$

где dE/dx — потери энергии; M , E , Z — масса, энергия и заряд частицы соответственно; a_1 , a_2 — постоянные; α — коэффициент. Расчет потерь для частиц существенно упрощается при использовании методики, изложенной в работе [7]. Как видно из рис. 1, применение даже двух полупроводниковых детекторов с существенно разными толщинами позволяет разделить регистрацию тяжелых частиц (α -частиц и протонов) и электронов (β -излучения). До недавнего времени представляла проблему регистрация γ -излучения, а также электронов низких энергий. С появлением ионно-инплантированных детекторов (фирмы Canberra и др.) шумы детекторов значительно снижены до уровня 10–20 кэВ при комнатной температуре. Проблемой остается шум детекторов, ограничивающий регистрацию β - и γ -излучения низких энергий. Хорошие результаты по снижению уровня шумов дает применение охлаждаемых детекторов [8]. Полупроводниковые детекторы обеспечивают достаточно высокую эффективность γ -квантов, значительно превышающую величину для обычных газоразрядных и ионизационных детекторов. Она рассчитана по методике, аналогичной примененной в работе [7], и показана на рис. 2. Из левой части рис. 2 видно, что эффективность регистрации (μ) γ -квантов с энергией 0.1 МэВ кремниевых полупроводниковых детекторов составляет приблизительно 5–8% при толщинах в несколько миллиметров, что значительно выше эффективности регистрации стандартными газоразрядными счетчиками. Еще выше эффективность регистрации германиевыми полупроводниковыми детекторами (правая часть рис. 2), с помощью которых возможна регистрация с высокой эффективностью (3–5%) γ -квантов относительно больших энергий (≥ 1 МэВ) при толщине в несколько миллиметров [2]. Для эффективной регистрации γ -квантов в диапазоне 0.1–10.0 МэВ полупроводниковый детектор должен иметь достаточную толщину. С этой целью используются в качестве E -детекторов «толстые» детекторы по 3 мм каждый. На рис. 3 приведена блок-схема устройства, позволяющая определять спектральные и дозовые характеристики α -, β - и γ -радиоактивности большинства известных изотопов, измерять параметры частиц низких энергий (M , Z , E), а также определять типы радионуклидов в веществах. Как видно из рисунка, сигналы от полупроводниковых детекторов D_α , D_β , D_γ поступают на узел полупроводниковой электроники, состоящей из усилителей и амплитудно-цифровых преобразователей. В качестве детекторов использовались ионно-инплантированные детекторы фирмы НЕОДЕП (Дубна) либо фирмы Canberra. Импульсы с амплитудно-цифрового преобразователя поступают в узел цифровой электроники, где схема управления однокристалльной ЭВМ вырабатывает сигнал прерывания, а также код-идентификатор, определяющий, в каких детекторах было зарегистрировано радиоактивное

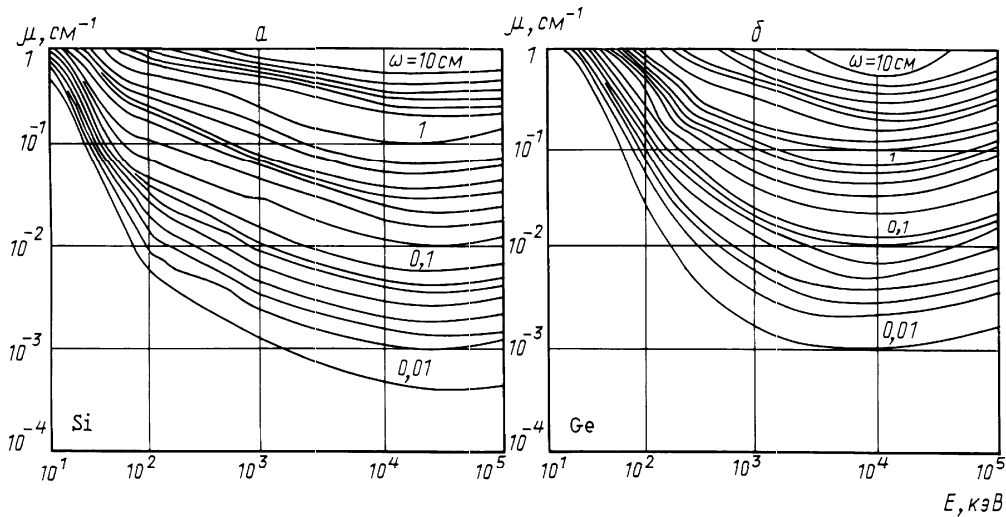


Рис. 2. Эффективность μ регистрации γ -квантов в кремниевых (слева) и германиевых (справа) детекторах разной толщины для различных энергий

излучение. Однокристалльная ЭВМ под управлением программы, хранящейся в программируемом запоми-

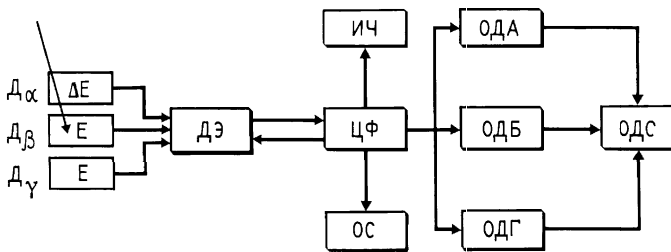


Рис. 3. Блок-схема устройства. D_α — ΔE -детектор α -излучения, D_β — E -детектор β -излучения, D_γ — E -детектор γ -излучения, ДЭ — детекторная электроника, ЦФ — цифровая электроника, ОС — определитель спектров (персональная ЭВМ), ОДА — определитель дозы α -излучения, ОДБ — определитель дозы β -излучения, ОДГ — определитель дозы γ -излучения, ОДС — определитель суммарной дозы, ИЧ — идентификатор частиц

нающем устройстве, используя текущие данные из оперативного запоминающего устройства, обеспечивает выполнение алгоритма набора и идентификацию спектров радиоактивных веществ. Идентификация спектров визуально осуществляется на мониторе персональной ЭВМ (узел ОС). Идентификация частиц осуществляется устройством ИЧ. Дозовые характеристики определяются устройствами ОДА, ОДБ, ОДГ и ОДС. Конкретные схемы устройств детально рассмотрены в работах [9, 10]. Основные характеристики метода измерения радиоактивности приведены в табл. 1.

Прибор позволяет измерить величину поглощенной дозы для каждого типа радиации в отдельности, суммарную дозу и получить данные о массе радионуклида в исследуемом веществе. Поглощенная доза для каждого типа радиации определяется по формуле [1]

$$D_{\alpha,\beta,\gamma} = kN_s Z e / M_d,$$

где $D_{\alpha,\beta,\gamma}$ — поглощенная доза для каждого вида излучения; k — коэффициент, зависящий от вида радиации: для α -частиц $k \simeq 10$, для β - и γ -частиц $k \simeq 1$; N_s — интенсивность потока излучения; M_d — масса детектора; Z — заряд частицы; e — заряд электрона. Масса радионуклида M_p может быть определена по формуле [1]

$$M_p = T_{1/2} A I_p / \ln 2 N_A = a I_p, \quad (3)$$

где $T_{1/2}$ — период полураспада, I_p — активность радионуклида, N_A — число Авогадро, a — коэффициент пропорциональности, A — атомный номер. Формула (3) может быть существенно модифицирована, если измерения проводить спектрометром. Тогда активность радионуклида I_p может быть определена более точно путем измерения энергетических спектров α -, β - и γ -излучения радионуклидов:

$$I_p = \frac{1}{t} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(E) dE,$$

Т а б л и ц а 1

Вид радиации	Энергетический диапазон	Эффективность регистрации, %	Чувствительность		Разрешение, %
			Интенсивность, Бк/л	Доза, мкГр/ч	
α	1–10	~100	0.1	0.01	1–2
β	0.1–2.0	~50–80	1–2	0.01	5–10
γ	0.1–1.0	5–8	1–2	0.01	5–10
γ	1.0–2.0	3–5	1–3	0.01	10–15

где $N(E)$ — скорость счета, t — время измерения дифференциального энергетического спектра, E_{\min} и E_{\max} — минимальная и максимальная энергии, измеряемые прибором.

С учетом телесного угла Ω регистрации частиц прибором формула (3) для определения массы радионуклида выражается так:

$$M_p = \frac{T_{1/2} A}{\ln 2 N_A t} \frac{4\pi}{\Omega} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(E) dE. \quad (4)$$

Результаты расчетов, проведенные по формуле (4) для определения массы радионуклидов, приведены в табл. 2.

Таким образом, наряду с тремя видами излучений полупроводниковая система, используя $\Delta E - E$ -метод, позволяет определять массу радионуклидов в веществах с высокой точностью. Определение спектральных и дозовых характеристик каждого вида излучения и массы радионуклидов осуществляется следующим образом. Поток ионизирующих частиц α -, β - и γ -излучения определяется путем измерения пропорциональных потоку дифференциальных скоростей счета $dN(E)/dt$, где N — скорость счета, E — энергия частицы. Одновременно измеряются спектральные энергетические характеристики $dN(E)/dE$ α -, β - и γ -излучения. Измеренные характеристики сравниваются с эталонными энергетическими характеристиками известных изотопов излучения, например ^{239}Pu (α -излучатель), ^{90}Sr (β -излучатель), ^{207}Bi (γ -излучатель), которые предварительно заносят в программируемое запоминающее устройство. В случае совпадения энергетических характеристик эталонов с измеренными производится идентификация типа или типов радионуклидов, содержащихся в исследуемом веществе, а также видов радиоактивности (α , β и γ) и массы радионуклидов. Многие радионуклиды имеют несколько α -, или β -, или γ -пиков, и знание спектральных характеристик позволяет точно определить типы радионуклидов в веществах. Например, распад ^{222}Rn сопровождается испусканием α -пиков с энергиями ~ 5.5 ; 6.0 ; 6.8 ; 7.8 и 8.8 МэВ, а также испусканием β - и γ -излучения. К таким излучениям относятся γ -линии 0.51 ; 0.6 ; 1.76 и β -излучение от 0.33 до 3.26 МэВ. Эти диапазоны β - и γ -излучения могут дополнительно использоваться для регистрации радона и в несколько раз повышать эффективность его регистрации [10]. На рис. 4 приведена калибровка устройства на основе предлагаемого метода на 120-сантиметровом циклотроне НИИЯФ МГУ.

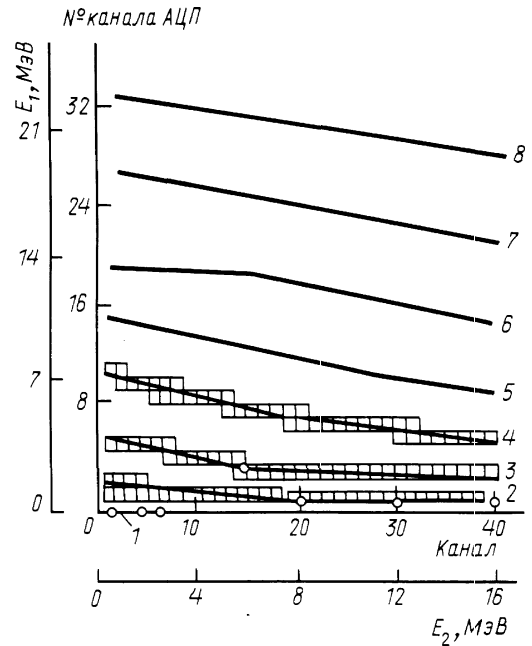


Рис. 4. График зависимости потерь энергии ΔE_1 в первом (тонком) детекторе от потерь энергии E для электронов (1), протонов (2), α -частиц (3) и ядер Li (4), Be (5), В (6), С (7), N (8). Кружками на графике показаны результаты градуировки α -частиц и протонов на ускорителе НИИЯФ МГУ

Калибровка проводилась монохроматичным пучком α -частиц с энергией 5–6.6; 27.7; 30.5 МэВ. Кроме того, детекторы прибора облучались вторичными протонами с энергией до 20 МэВ, образующимися при взаимодействии α -частиц с энергией 30.5 МэВ с углеродной мишенью. Эффективность регистрации определялась путем сравнения с показаниями контрольного детектора. Результирующая эффективность менялась от 80% для электронов до 100% для α -частиц и легких ядер. На рис. 5 приведены энергетические спектры ^{239}Pu и ^{207}Bi , измеренные прибором, построенным на вышеприведенном методе. Рассмотрим точность определения массового номера A и его связь с точностью определения заряда частицы Z . В методе $\Delta E - E$

$$\Delta E = AZ^2/E^\alpha,$$

где α — коэффициент, зависящий от энергии частицы E . В диапазоне энергий $E = 1-100$ МэВ $\alpha \approx 0.7-1$ по оценке [11]. Ошибка определения A составляет

$$\delta A/A = 2\delta Z/\alpha Z.$$

В диапазоне $Z = 1-20$ $A/Z \approx 2$, и при $\alpha = 1$ $\delta A = 4\delta Z$. Таким образом точность определения A

Таблица 2

Радионуклид	Период полураспада $T_{1/2}$, лет	Характерная энергия $E_{\alpha, \beta, \gamma}$, МэВ	$E_{\min} - E_{\max}$, МэВ	Точность определения массы радионуклида, г
^{239}Pu	$243 \cdot 10^3$	$E_\alpha \approx 5.1$	—	10^{-6}
^{90}Sr	~ 30	$E_\beta = \frac{1}{3} E_{\max} \approx 0.7$	0.1-2.3	10^{-8}
^{207}Bi	~ 30	$E_\gamma = 0.55; 1.05$	0.1-1.2	10^{-9}

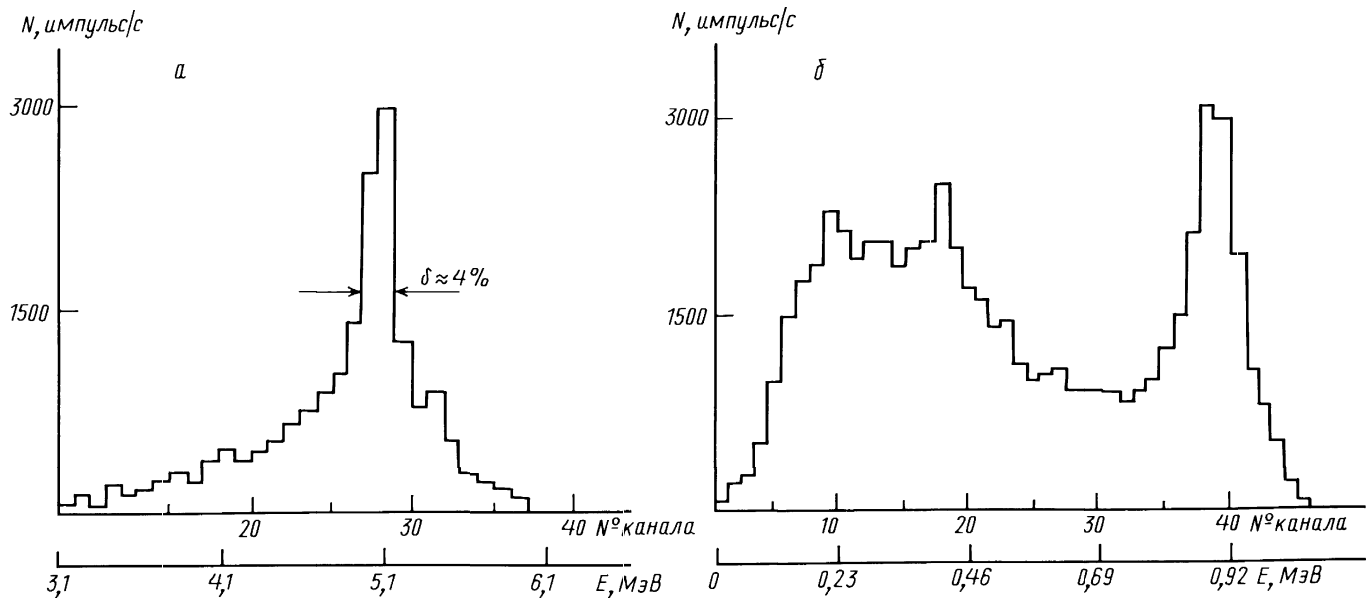


Рис. 5. Энергетические спектры, измеренные спектрометром-дозиметром на основе нового метода: а — α -частиц от ^{239}Pu , ширина канала 0.1 МэВ, активность ~ 1 мкКи, время экспозиции 40 с; б — γ -излучения от ^{207}Bi , ширина канала 23 кэВ, активность 2 мкКи, время экспозиции 30 с

в несколько раз превышает ошибку в определении Z . На практике пользуются энергетическим распределением

$$\delta E/E = \sqrt{F} W/E,$$

где F — фактор Фано. Для кремниевых детекторов $F = 0.1$; $W = 3.6$ эВ. Для кремниевых детекторов, используемых в данном методе, $\delta E/E \approx 1-2\%$ для α -частиц и $\delta E/E \approx 5-10\%$ для β - и γ -частиц.

Заключение

Предложенный метод определения радиоактивности, в отличие от других методов, позволяет одновременно и отдельно с высокой точностью определять спектральные и дозовые характеристики α -, β - и γ -излучения большинства известных изотопов, а также содержание радионуклидов в веществах. Модифицированная $\Delta E - E$ методика, основанная на использовании полупроводниковых детекторов совместно с программируемым запоминающим устройством, в котором хранятся предварительно рассчитанные (эталонные) величины энергетических потерь в ΔE - и E -детекторах, позволяет путем сравнения этих величин с экспериментально измеренными значениями энергий определять такие характеристики излучений, как тип, масса, заряд и энергия частиц и их спектральные и дозовые характеристики. Приборы, созданные на этом принципе, обладают значительно лучшими характеристиками по быстродействию (в сотни и тысячи раз), многофункциональности и точности определения дозы, чем ныне существующие. Метод позволяет путем перепрограммирования запоминающего устройства изменять программу физического эксперимента, не меняя параметров прибора. С помощью этого метода можно проводить быстрый многофункциональный

анализ импульсов от детекторов, он может применяться при обработке данных от многопараметрических приборов на искусственных спутниках Земли и ускорителях с возможностью изменения программы эксперимента.

Автор благодарен А.В. Спасскому за градуировки на ускорителе и обсуждение результатов.

Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М.: Наука, 1980.
2. Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Кушников В.Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.
3. Goulding F., Landis D.A., Cerny Y., Pehl R.H. // Nucl. Instr. and Meth. 1964. **31**, No. 1. P. 1.
4. Минеев Ю.В. // Итоги науки и техники ВИНТИ. Сер. Космические иссл. 1990. **32**. С. 118.
5. Краценко Ю.П., Минеев Ю.В., Поторжинский М.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. **57**, № 7. С. 120.
6. Минеев Ю.В., Трофимов П.Н. // Патент № 2075091 РФ. Класс 6 G01T1/167, 1/24 // БИ. 1997. № 7. С. 233.
7. Методика расчета ионизационных потерь и пробегов тяжелых заряженных частиц РД-25645.206.84. М.: Изд-во Института стандартов СССР, 1986.
8. X-Ray and Gamma Ray Detectors // Phys. Today. 1999. **52**, No. 1. P. 40.
9. Минеев Ю.В., Трофимов П.Н., Елизаров С.В. // Приб. и техн. эксперимента. 1996. № 2. С. 134.
10. Минеев Ю.В. // Приб. и техн. эксперимента. 2000. № 4. С. 123.
11. Bronchalo E., del Peral, Medina J. et al. // Nucl. Instr. and Phys. Res. 1977. **A399**. P. 65.

Поступила в редакцию
29.03.02