

УДК 539.1.074

ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫЙ ЛАВИННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ НИЗКОЭНЕРГИЧНЫХ ИОНОВ

© 2012 г. Р. А. Астабатьян*, **, М. П. Иванов**, С. М. Лукьянов**, Э. Р. Маркарян*, **, В. А. Маслов**, Ю. Э. Пенионжкевич**, Р. В. Ревенко**

*Ереванский физический институт
Армения, 375036, Ереван, ул. Бр. Аликханян, 2

**Объединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

Поступила в редакцию 06.07.2011 г.

Описывается установка, предназначенная для идентификации ионов с зарядами $Z \geq 1$ в интервале малых энергий (1–10 МэВ) с помощью одновременного измерения удельных потерь и времени пролета. Установка содержит координатную многопроволочную камеру и стриповый полупроводниковый детектор для измерения энергии ионов и два лавинных беспроволочных детектора низкого давления для измерения потерь энергий и времени пролета ионов. Представлены результаты измерения α -частиц от ^{226}Ra . Даны результаты идентификации ионов (p, Be, C, O), полученных на циклотроне ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ.

Описываемая ниже установка обеспечивает одновременное измерение времени пролета, удельных потерь и энергии (соответственно T , dE , E), что дает возможность идентифицировать ионы и измерять их характеристики. Особенность установки заключается в том, что измерения времени пролета и удельных потерь осуществляются без существенных потерь энергий. Это особенно важно в ядерной спектроскопии в области низких энергий $E < 1$ –10 МэВ. Кроме того, используемые в установке лавинные детекторы дают возможность реализации многократных (T , dE)-измерений и создания многосекционных детектирующих систем. Существенно также, что измерение энергии конечным E -детектором полного поглощения реализуется без существенных потерь энергии: это позволяет избежать весьма неоднозначной процедуры суммирования потерь энергии в разных детекторах.

Основными элементами установки являются тонкие газонаполненные детекторы низкого давления [1, 2]. Использование беспроволочного плоскопараллельного газонаполненного счетчика в режиме лавинного умножения электронов по всей длине их дрейфа позволяет совмещать временные измерения и измерения удельных потерь в едином детекторе, содержащем минимальное количество вещества в максимально прозрачной (100%) беспроволочной среде. При этом наряду с устранением дискретной структуры проволочных электродов, являющихся источником нежелательных фоновых процессов, устраняются также флуктуации сигналов, вызываемые нерегулярностью шага и диаметра чувствительных проволок.

Другим преимуществом таких детекторов является простота конструкции и регистрирующей электроники, позволяющая избежать создания многоканальных систем там, где можно ограничиться одноканальным детектированием.

По быстродействию же двухэлектродные беспроволочные лавинные счетчики идентичны проволочным структурам. Загрузочная способность самого детектора на единицу площади определяется не структурой электродов, а многими другими факторами, из которых наиболее существенны скорость дрейфа и коэффициент газового усиления.

РЕЗУЛЬТАТЫ (T , dE)-ИЗМЕРЕНИЙ НА α -ИСТОЧНИКЕ

Конструкция лавинного детектора для этих целей предельно проста: два плоских электрода (анод–катод). Однако необходимо выверить межэлектродные расстояния, а также обеспечить электроизоляцию от коронных разрядов в газовой-вакуумной среде. Эти два фактора и определяют диапазон чувствительности детектора по заряду Z , массовому числу A и энергии E иона. В качестве рабочего газа использовался изобутан при давлении 1–2 Торр. Электроды изготовлены из алюминизированного майлара толщиной 3 мкм, которая и определяет количество вещества детектора. При таком давлении становится возможным построение протяженных установок по (T , dE)-идентификации в едином газовом объеме с содержанием рабочего газа, сравнимым по количеству веще-

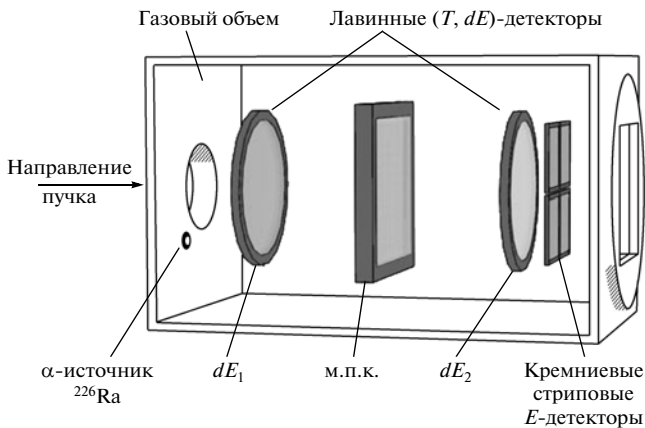


Рис. 1. Схематический вид установки для испытаний (T, dE)-детекторов.

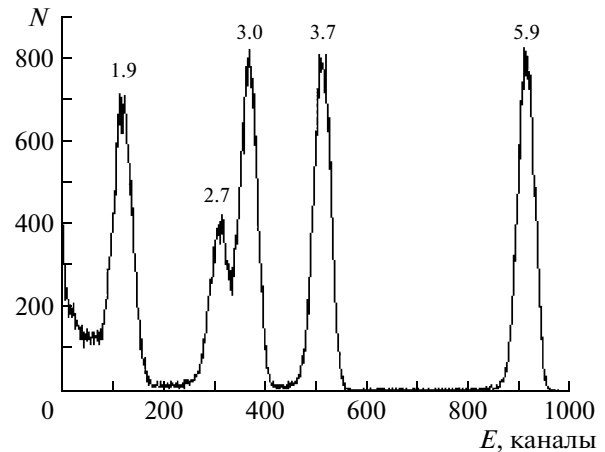


Рис. 2. Остаточный энергетический спектр ^{226}Ra на E-детекторе после прохождения dE_1 , м.п.к. и dE_2 . N – число отсчетов; цифры возле пиков – остаточная энергия α -частиц [МэВ].

ства с толщиной пленочного электрода лавинного детектора. С другой стороны, при таком давлении средние потери энергии ионов в детекторе предельно малы (например, для α -частиц от ^{226}Ra – порядка нескольких килоэлектронвольт), поэтому при оценке чувствительности такого детектора становятся принципиально важными его спектральные характеристики $dE(E)$.

Установка (рис. 1) для испытаний (T, dE)-детекторов содержала два идентичных лавинных счетчика dE_1 и dE_2 , расположенных на расстоянии 25 см друг от друга. Дополнительно для определения угла вылета θ иона из мишени между dE_1 и dE_2 располагалась координатная многопроволочная пропорциональная камера (м.п.к.) [3, 4], а за dE_2 – полупроводниковый стриповый E-детектор для измерения остаточной энергии. Все детекторы собраны в едином объеме в среде рабочего газа. На рис. 2 показан остаточный спектр α -частиц от ^{226}Ra на стриповом детекторе после прохождения dE_1 , м.п.к. и dE_2 . Из этого спектра выделялись соответствующие α -линии, для которых определялись временные и dE -спектры на счетчиках dE_1 и dE_2 .

На рис. 3 показана форма сигнала от α -частицы в лавинном детекторе на выходе быстрого преобразователя [5] с характерным временем возрастания и спада сигнала $\tau_{\text{rise}} = \tau_{\text{tail}} = 8$ нс и коэффициентом усиления $k = 70$ мВ/мкА. Эти сигналы служили одновременно и в качестве временной отметки при времяпролетных измерениях, и для измерений удельных потерь после их интегрирования. Шумовая дорожка в приведенной осциллограмме составляет ~ 10 мВ, а отношение сигнал/шум – порядка 100. Последняя величина позволяет прогнозировать высокую эффективность регистрации и для однозарядных (p, d, t) частиц в области энергий 1–10 МэВ. Ниже будет показано, что достигнута $\sim 100\%$ -ная эффективность регистрации для протонов с энергией 1–2 МэВ.

Двухмерные спектры (dE_2, E) и (T, E) на рис. 4 наглядно демонстрируют возможность идентификации по удельным потерям и времени пролета даже для ионов с одинаковым зарядом Z – α -частиц от ^{226}Ra . (Следует заметить, что на двухмерных спектрах (T, E) рис. 4 (и далее на рис. 13) временная отметка “старт” формировалась от счетчика dE_2 , в отличие от рис. 10–12, где она формировалась от dE_1 .)

На рис. 5 представлены dE_2 -спектры для разных линий α -частиц от ^{226}Ra , выделенных стриповым полупроводниковым детектором, а на рис. 6 – времяпролетные спектры. Временные “старт-стоп”-сигналы с dE_1 и dE_2 вырабатывались обычными дискриминаторами. Оценка временного разрешения $\sigma \sim 1$ нс, являясь обычной для пропорцио-

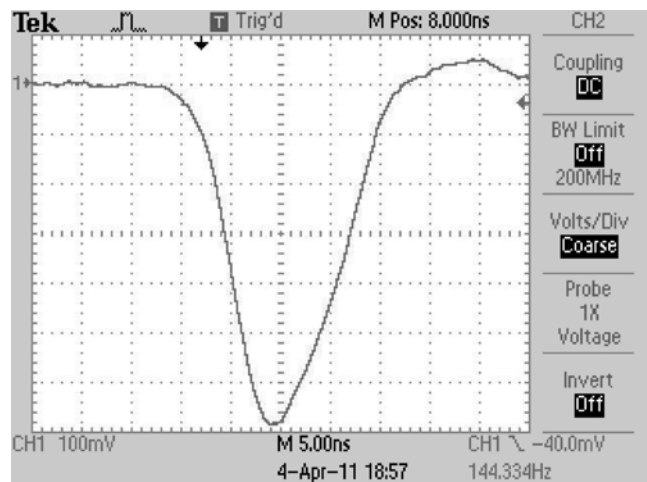


Рис. 3. Осциллограмма сигнала от α -частицы в лавинном детекторе. Масштаб по вертикали 100 мВ/клетка, по горизонтали – 5 нс/клетка.

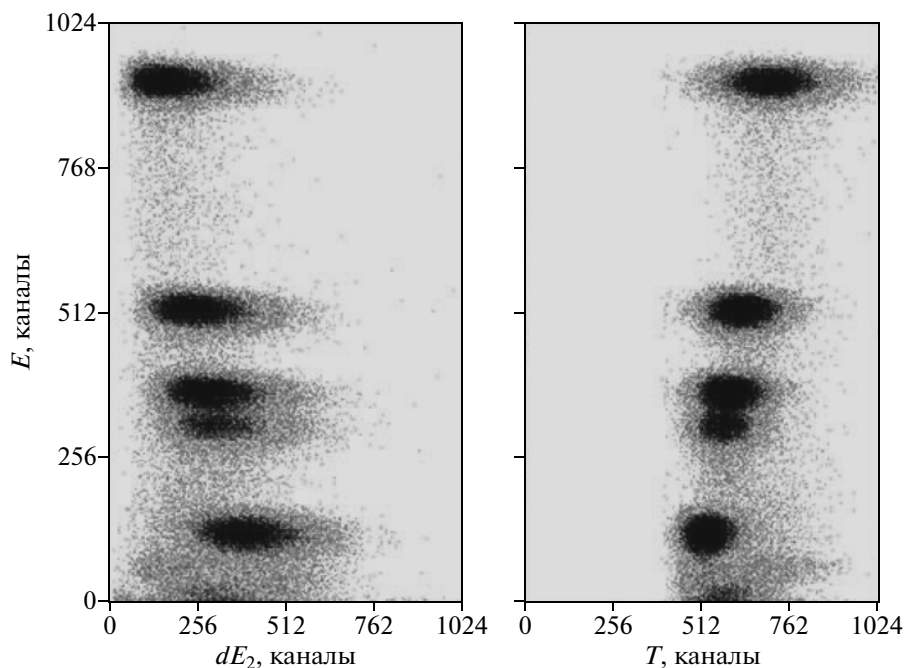


Рис. 4. Двухмерные спектры (dE_2, E) и (T, E) от ^{226}Ra , полученные после прохождения лавинных счетчиков dE_1, dE_2 и измерения остаточной энергии \bar{E} -детектором.

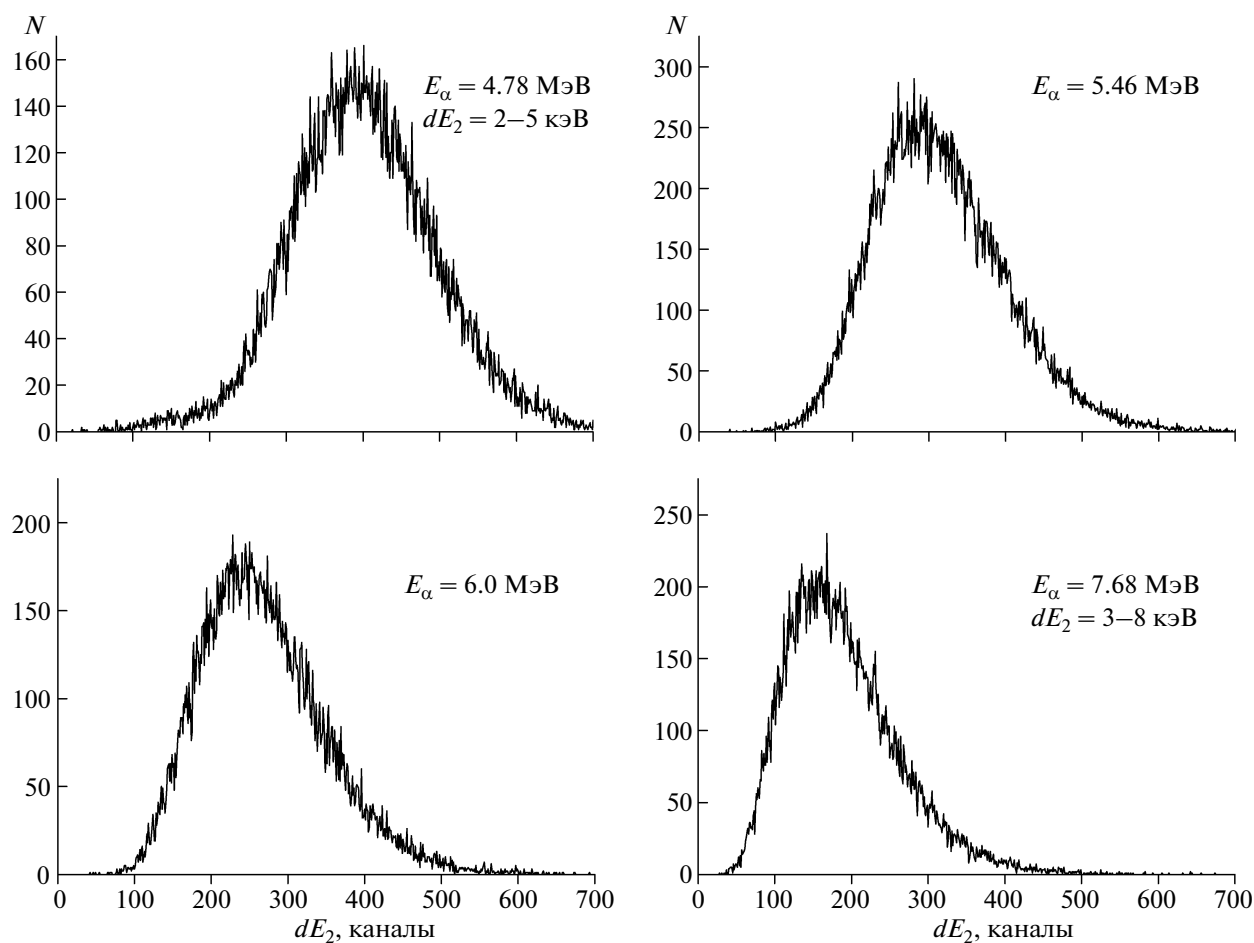


Рис. 5. Одномерные спектры dE_2 для разных линий α -частиц от ^{226}Ra , выделенных стриповым E -детектором.

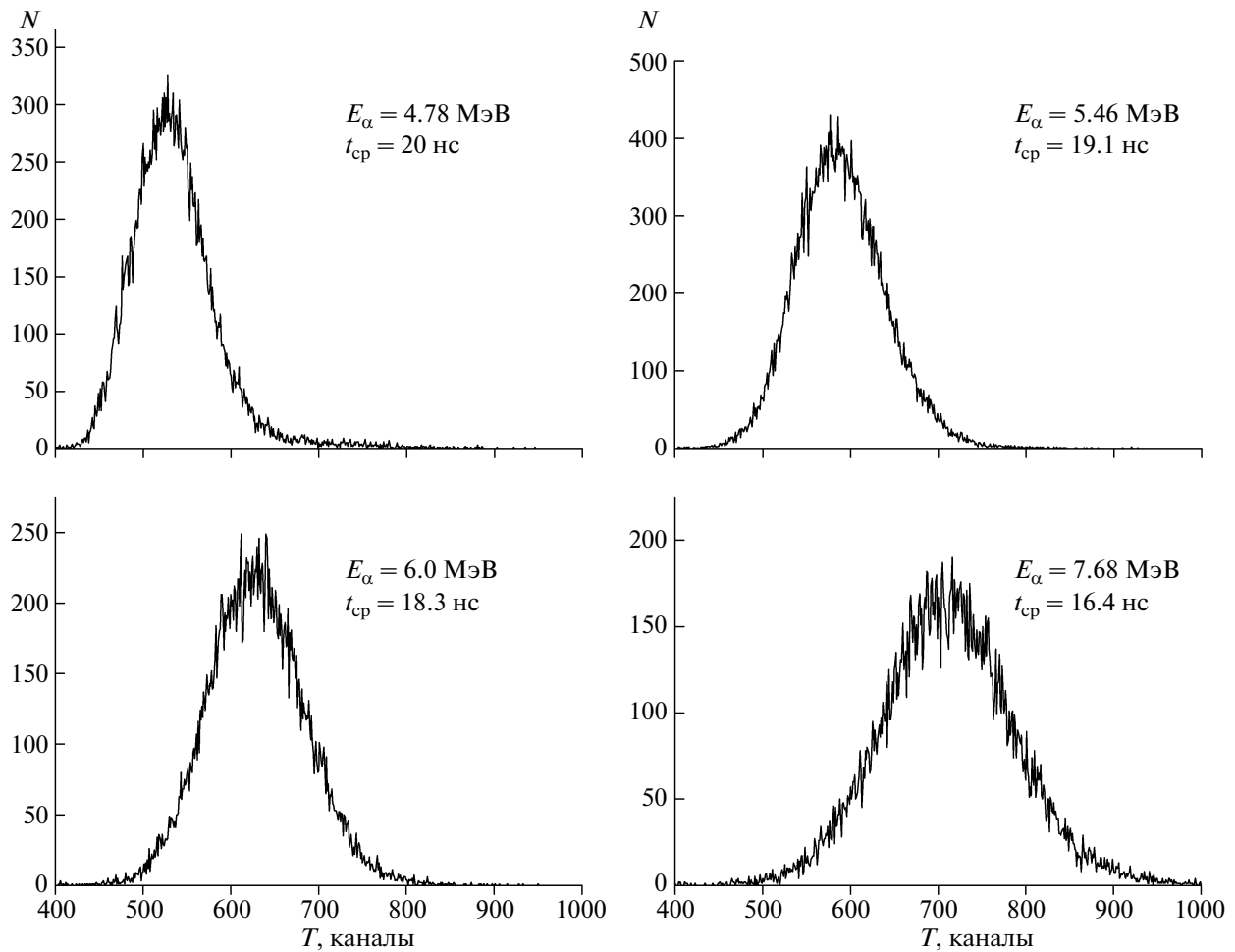


Рис. 6. Одномерные временные спектры для разных линий α -частиц от ^{226}Ra , выделенных стриповым E -детектором.

нальных камер, получена для простых, легко реализуемых беспроводных камер, содержащих единицы $\text{мкг}/\text{см}^2$ активного вещества. В то же время оценка энергетического разрешения $\sim 30\%$ при удельных потерях $\sim 2\text{--}8$ кэВ в детекторе является не вполне ожидаемой и ординарной. Разрешение такого порядка характерно при регистрации пропорциональными камерами фотонов с энергиями, сравнимыми с приведенными удельными потерями. В то же время флуктуации ионизационных потерь энергий заряженных частиц в таких тонких слоях поглотителя мало изучены, и они едва ли меньше, чем приведенная выше цифра 30%.

РЕЗУЛЬТАТЫ (T, dE)-ИДЕНТИФИКАЦИИ

Измерения проводились на пучке ионов Хе ускорителя ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ с энергией 1.26 МэВ/нуклон [6] в той же геометрии и конфигурации детекторов: два лавинных детектора на базе 25 см друг от друга и стриповый E -детектор. Установка располагалась под углом $45 \pm 3^\circ$ к уста-

новленной на оси пучка мишени. Регистрировались ядра отдачи ($p, \text{Be}, \text{C}, \text{O}$) из мишеней Ве, С и майлара.

На рис. 7 представлен измеренный энергетический спектр ядер отдачи от упругого рассеяния Хе на майларовой мишени толщиной 1.5 $\mu\text{м}$. Энергетический разброс обусловлен в равной мере как угловым захватом рассеянных частиц, так и ионизационными потерями энергий первичного иона на мишени. Отметим, что спектр на этом рисунке получен непосредственно на стриповом E -детекторе в вакууме, без лавинных детекторов. При прохождении такого спектра через элементы установки (рис. 1) только протоны могут достигнуть E -детектора, в то время как более тяжелые ионы ($\text{Be}, \text{C}, \text{O}$) только частично достигали его и регистрировались предыдущими детекторами. В частности, не достигали E -детектора ионы С и О: максимальная энергия ионов кислорода перед dE_2 не превышает единиц мегаэлектронвольт. По этой причине в приведенных ниже данных по идентификации отсутствуют данные по E -детек-

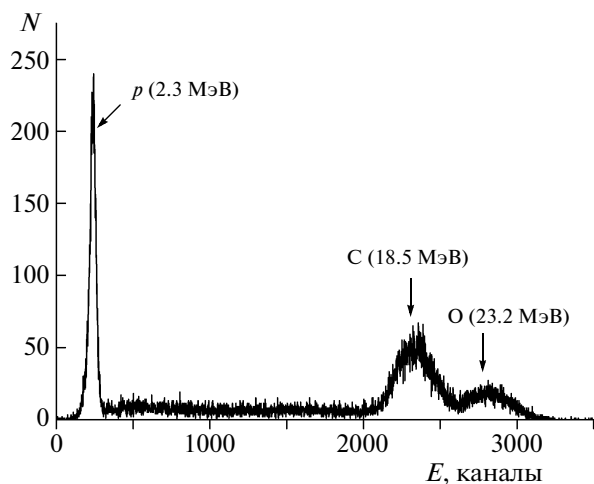


Рис. 7. Энергетический спектр ядер отдачи от упругого рассеяния Хе на майларе.

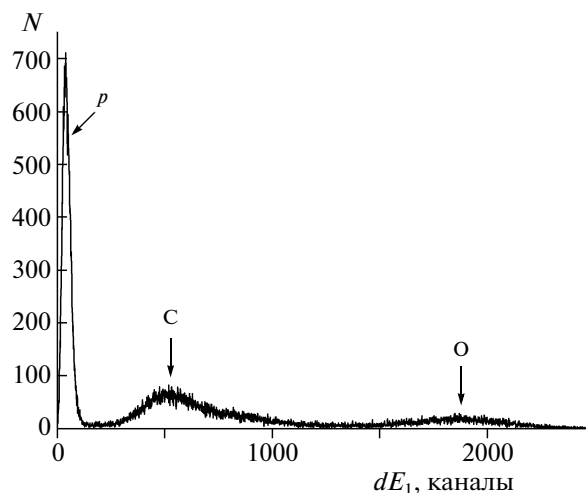


Рис. 8. Одномерный спектр dE_1 ядер отдачи (p , C , O) от упругого рассеяния Хе на майларе.

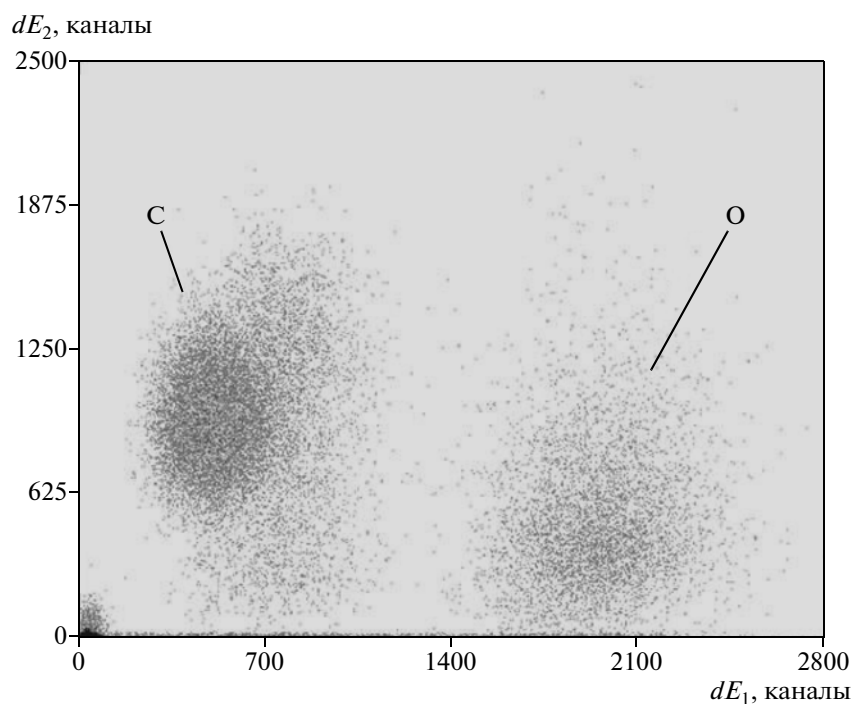


Рис. 9. Двухмерный спектр (dE_1 , dE_2) ядер отдачи от майларовой мишени.

тору. Запускающим триггером установки служили сигналы с dE_1 .

На рис. 8 приведен одномерный спектр ядер отдачи от майларовой мишени в лавинном детекторе dE_1 . Видно достаточно надежное разделение ионов p , C , O лавинным детектором dE_1 . Особо обращаем внимание на полностью сформированный спектр протонов на рис. 8, означающий принципиальную возможность выбором соответствующего порога регистрации достичь близкую к 100% регистрацию однозарядных частиц. Такой

результат, как и было отмечено ранее, для однозарядных ионов представляется уникальным для плоскопараллельных счетчиков. Легко видеть, что разделение p , C , O в спектре по dE_1 не хуже, чем на рис. 7 (E -детектор полного поглощения), хотя в детекторе dE_1 поглощается менее 1% от полной энергии ионов. Однако вполне очевиден и частный характер такого сравнения, так, например, величины потерь ионов C в dE_2 уже превосходят потери ионов O . Это наглядно видно на рис. 9, где представлен двухмерный (dE_1 , dE_2)-спектр ионов

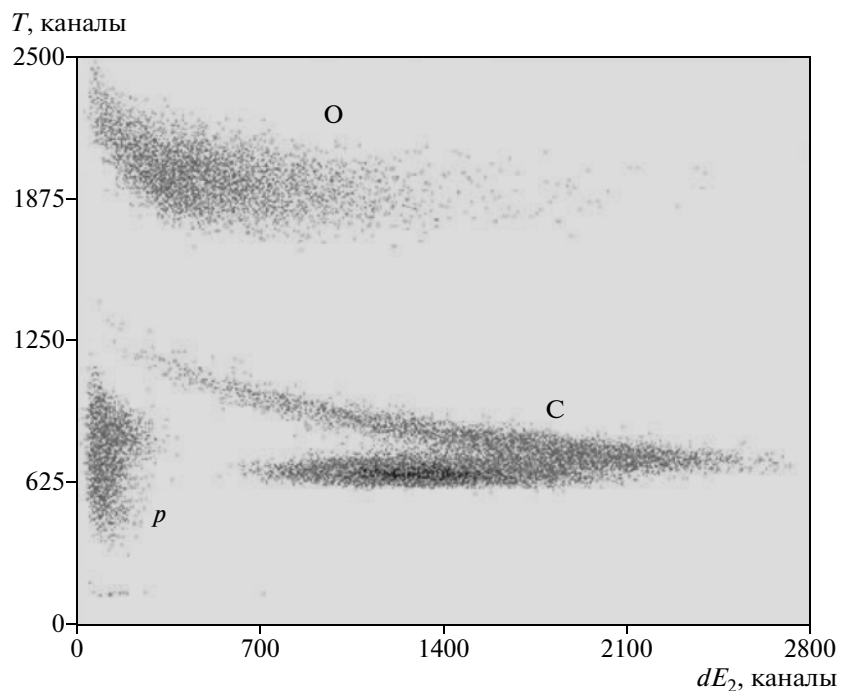


Рис. 10. Двухмерный спектр (T, dE_2) ядер отдачи от майларовой мишени.

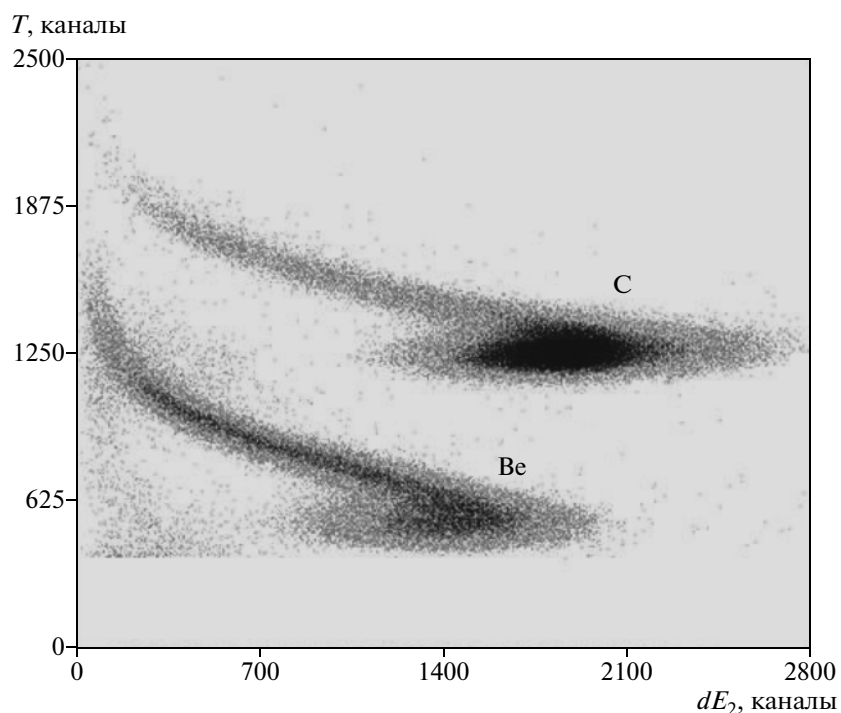


Рис. 11. Двухмерные спектры (T, dE_2) ядер отдачи (C, Be) из углеродной и бериллиевой мишеней.

от майларовой мишени. При этом зависимость удельных потерь кислорода в dE_2 -детекторе уменьшается с уменьшением энергии.

На рис. 10 представлены те же данные, что и на рис. 9, дополненные времяпролетными измере-

ниями, а на рис. 11 – от углеродной и бериллиевой мишеней. Двухмерные (T, dE_2)-спектры рис. 10 и 11 набраны при разных настройках регистрирующей электроники, однако присутствующая на обоих рисунках опорная область С-заселенности

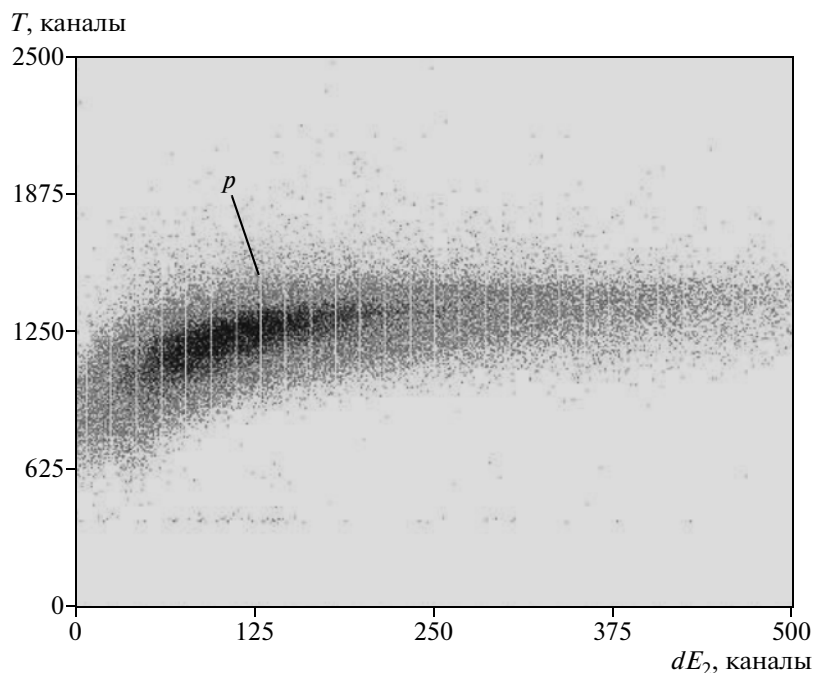


Рис. 12. Двухмерный спектр (T, dE_2) протонов отдачи от майларовой мишени.

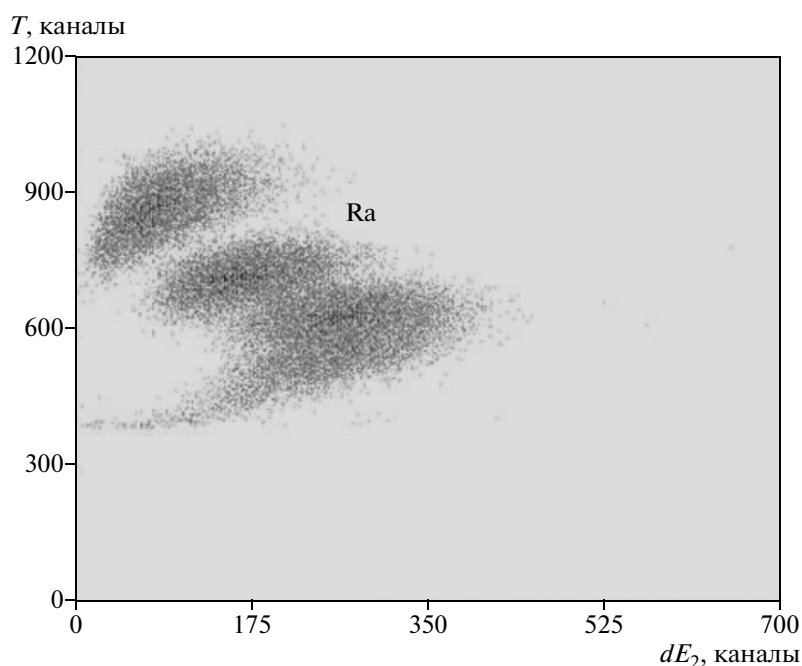


Рис. 13. Двухмерный спектр (T, dE_2) α -частиц от ^{226}Ra , полученный из данных рис. 4.

позволяет легко оценить достаточно надежную идентификацию Be, C, O.

Данные же по времени пролета для протонов (рис. 10) из-за относительно больших флуктуаций временных “старт-стоп”-сигналов не оптимальные и не представлены аналогичной характерной областью p -заселенности. Поэтому подбира-

лись специальные режимы лавинных детекторов и проводились отдельные измерения для протонов. Эти данные уже с характерной формой области p -заселенности представлены на рис. 12.

Форма областей p -, Be-, C-, O-заселенности на рис. 10–12 требует некоторого пояснения. Форма областей p -заселенности (T, E_2) (рис. 12) и

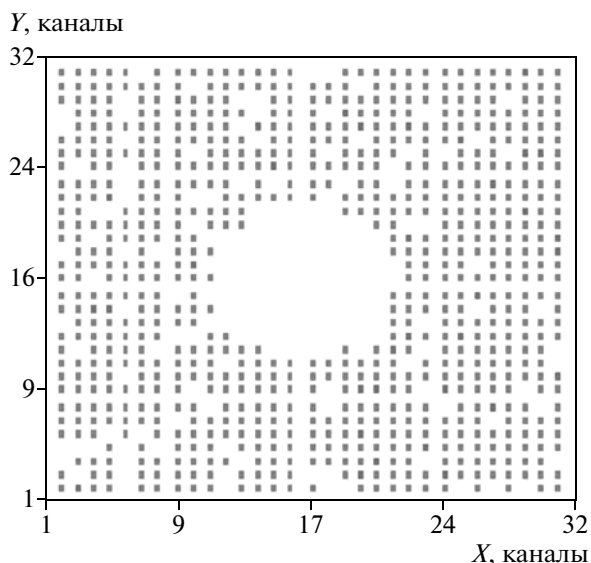


Рис. 14. Двухмерный (X, Y) координатный спектр от α -частиц при прохождении лавинного детектора с нечувствительным центром. Координатная (X, Y) -сетка получена с м.п.к.

нижних областей Ве-, С-, О-заселенности (рис. 10 и 11) очевидны: увеличение энергии ионов ведет к уменьшению удельных потерь и уменьшению времени пролета. Ясно же выраженный “хвост” с обратным наклоном на рис. 10 и 11 означает переход в область уменьшения удельных потерь энергий и увеличения времени пролета с уменьшением энергии ионов. Такая область (правая область на кривой Брэгга, когда $Z_{эф} < Z$) характеризует обрастание (одевание) ионов валентным электроном. Понятно и наглядно этот процесс перехода виден уже для α -частиц от ^{226}Ra (рис. 13), если построить двухмерное распределение (T, dE_2) -спектров из данных для α -частиц от ^{226}Ra на рис. 4. На рис. 13 ясно обозначены “правильная” область и характерный “хвост” от низкоэнергичной линии — 4.78 МэВ (остаток ~ 2 МэВ после поглощения). Этим же механизмом объясняется взаимное расположение областей заселенностей в двухмерном спектре (dE_1, dE_2) на рис. 9. Совокупность представленных данных на рис. 10–12 позволяет констатировать надежную регистрацию и идентификацию лавинными детекторами ионов в области $Z \geq 1$ в интервале энергий 1–10 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выделим несколько областей применения представленного лавинного детектора:

- для (T, dE) -идентификации и выделения вторичных пучков ионов, в частности радиоактивных пучков; при этом количество вещества та-

кого детектора легко ограничить величиной в сотни мкг/см²;

- для регистрации и идентификации низкоэнергичных продуктов реакций в диапазоне $Z \geq 1$ и удельных энергий от долей до единиц МэВ/нуклон, в частности, в экспериментах по фрагментации и делению ядер;

- для создания беспроводных стриповых двухкоординатных лавинных детекторов, в которых просто и эффективно можно задавать форму и конфигурацию пикселей;

- в широкоапертурных установках ($\varphi = 360^\circ$) [7] с прохождением пучка по центру установки.

Главным условием реализуемости широкоапертурной установки является возможность прохождения пучка без отклика детектирующих устройств, в данном случае лавинного детектора и м.п.к. В газонаполненных детекторах, представленных в данной работе, можно просто и доступно создать нечувствительную зону регистрации посредством удаления соответствующей части проводящих пленок, создающих электростатическое поле. На рис. 14 показано прохождение α -частиц от ^{226}Ra через такой центр диаметром 2 см с достаточно четкими (~ 1 мм) границами с $\sim 100\%$ -ной эффективной периферийной площадью вне нечувствительной зоны. Через такую зону пролетает поток $\sim 10^6$ частиц от ^{226}Ra без отклика. Двухмерный спектр получен на м.п.к., запускающим триггером которого являлся лавинный детектор. Важно отметить, что такая зона не содержит никакого вещества кроме равномерно распределенного рабочего газа по пути пучка.

Количество вещества, содержащееся в представленной установке, в подавляющей степени определялось толщиной пленочных катодов. Толщина единичного катода 3 мкм уже в несколько раз превосходила эквивалентную толщину рабочего газа по всей длине установки, не говоря уже об эквивалентных толщинах активной части детектирующих элементов установки — лавинных и пропорционального детекторов. Очевидно, что современные технологии легко позволяют использовать значительно более тонкие органические пленки в качестве электродов. Это не являлось приоритетной целью данной работы, поэтому в данной статье в явном и неявном виде мы оперировали величинами потерь энергий только в активной части детекторов.

Такая установка наиболее перспективна для измерений продуктов реакций, вылетающих в заднюю полусферу, когда, с одной стороны, необходимо обеспечить высокую светосилу установки прохождением пучка внутри детектирующих элементов установки, а с другой — идентифицировать продукты реакций с относительно малой энергией (1–10 МэВ). Оба эти условия реализуемы по результатам данной работы.

В качестве примера можно привести эксперименты (см., например, [8]) по исследованию высоковозбужденных состояний изобар с массовым числом $A = 6$ (${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{Be}$). В этих экспериментах регистрировались рассеянная (снарядоподобная) частица и одна из частиц развала возбужденного ядра и только расчетным путем восстанавливались параметры второго продукта развала. Однако наиболее убедительным результатом измерения возбужденного уровня ядра является регистрация совпадений обеих частиц развала. Использование описанной установки позволит напрямую восстановить энергию возбужденного ядра.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-02-00271а и 09-02-91056 НЦНИ (грант РФФИ совместно с Национальным центром научных исследований (Франция)). Авторы выражают благодарность персоналу ускорителя ИЦ-100 и В.А. Скуратову за содействие и сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Charpak G., Bouclier R., Bressani T. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1968. V. 62. P. 262.
2. *Breskin A., Charpak G., Demierre C. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1977. V. 143. P. 29.
3. *Astabyan R.A., Kalpakchieva R., Kavalov R.L. et al.* Preprint JINR E13-2002-138. Dubna, 2002.
4. *Асатурян Р.А., Астабатьян Р.А., Иванов М.П. и др.* // ПТЭ. 1999. № 3. С. 61 (*Asaturyan R.A., Astabyan R.A., Ivanov M.P. et al.* // Instruments and Experimental Techniques. 1999. V. 42. № 3. P. 342).
5. *Астабатьян Р.А., Лукьянов С.М., Маркарян Э.Р. и др.* // ПТЭ. 2010. № 4. С. 20.
6. *Гикал Б.Н., Дмитриев С.Н., Гульбекян Г.Г. и др.* Препринт ОИЯИ Р9-2007-20. Дубна, 2007.
7. *Астабатьян Р.А., Кавалов Р.Л., Куглер А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67. № 5. С. 686.
8. *Yamagata T., Akimune H., Nakayama S. et al.* // Phys. Rev. 2008. С. 77. 021303(R).