

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПУЧКА ИОНОВ Хе НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ НУКЛОТРОН-М ЛФВЭ ОИЯИ МЕТОДОМ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛНОГО ПРОБЕГА В ВЕЩЕСТВЕ

*С. В. Афанасьев, Д. К. Дряблов, Д. М. Жомуродов,  
В. И. Иванов, З. А. Игамкулов, Е. Б. Плеханов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Целью работы являлась идентификация впервые ускоренных на нуклотроне-М ионов Хе. Для решения этой задачи была использована зависимость длины полного пробега ионов в веществе от энергии. Измерения проводились в сеансе нуклотрона-М ОИЯИ во время ускорения ионов  $^{124}\text{Xe}^{42+}$ . Детектирующая часть располагалась на выводе пучка и состояла из  $\Delta E$ - и E-детекторов. Приведены полученные экспериментальные данные и моделирование с помощью программы GEANT.

The work purpose is identification of the Xe ions for the first time accelerated at the JINR Nuclotron-M. The dependence of track length of ions in substance on their energy has been used for the decision of this problem. Measurements were made in the Nuclotron-M run during acceleration of the  $^{124}\text{Xe}^{42+}$  ions. The detecting part was located in the out of a bunch and consisted of  $\Delta E$ - and E-detectors. The experimental data and simulation data by GEANT are resulted.

PACS: 29.85.-c; 07.77.-n

### ВВЕДЕНИЕ

При работе ускорителя необходимо быстро и точно определить тип ускоряемых частиц. Для решения этой задачи была использована зависимость длины полного пробега ионов в веществе от энергии.

Идентификация частиц по длине полного пробега в веществе является хорошо изученным методом. Заряженная частица, движущаяся в среде, останавливается из-за потерь энергии на ионизацию и возбуждение атомов среды за исключением тех редких случаев, когда частица испытывает ядерное взаимодействие на лету со значительной передачей энергии. Средний пробег частицы с энергией  $E_p$  равен:

$$\langle R \rangle = \int_0^{E_p} \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE. \quad (1)$$

Для частиц, существенно тяжелее электронов, разброс в длине пробега можно оценить по формуле

$$\sqrt{\langle (R - \langle R \rangle)^2 \rangle} = \sqrt{\left(\frac{200m_e}{M}\right) f\left(\frac{E}{Mc^2}\right)}, \quad (2)$$

где  $R$  — пробег частицы;  $M$  — масса частицы;  $E$  — энергия частицы;  $m_e$  — масса электрона;  $f(E/Mc^2)$  — слабо меняющаяся функция [1]. Таким образом, точность в определении длины пробега тем больше, чем тяжелее движущаяся частица. Для частиц с массами  $M \gg m_e$  разброс в длине пробега составляет доли процента.

Точное измерение длины трека путем последовательного изменения толщины поглотителя на пути ускоренных частиц является трудоемкой задачей, которая занимает много времени. Если имеется непрерывный энергетический спектр частиц одной массы, то можно существенно упростить процедуру измерения, решая обратную задачу. А именно, имея измеренную с хорошей точностью толщину поглотителя на пути заряженных частиц, определить минимальную кинетическую энергию  $E_k^0$ , необходимую частице для прохождения этого слоя. Вследствие различия удельных ионизационных потерь для частиц различной массы и зарядности величина  $E_k^0$  будет также разная. Таким образом, измеряя  $E_k^0$ , можно определить массу частиц, а при наличии дополнительной информации о величине  $Z/A$  — заряд частицы. Этот метод был использован нами для идентификации впервые ускоряемых на нуклотроне ионов Хе.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для проведения экспериментальных измерений энергии ускоренных ионов на выходе из нуклотрона [2] был собран спектрометр, состоящий из двух сцинтилляционных счетчиков  $\Delta E$  и  $E$  (рис. 1). Запись данных производилась системой сбора данных установки СКАН [3]. Для каждого события записывалась информация о времени регистрации, магнитном поле в ускорителе, амплитуде сигналов в  $E$ - и  $\Delta E$ -детекторах.

Идентификация ионов заключалась в определении минимальной энергии частиц для прохождения поглотителя фиксированной толщины. В эксперименте поглотителем служило вещество, находящееся перед  $E$ -детектором, а именно: выходная мембрана  $M$  нуклотрона толщиной 200 мкм; сцинтилляционные детекторы  $P$  и  $\Delta E$  толщиной 8 и 3 мм соответственно; воздух между детекторами; бумага толщиной 0,24 мм и майларовая пленка толщиной 0,04 мм, которыми были обернуты эти детекторы. В качестве запускающего импульса использовался сигнал с  $\Delta E$ -детектора. Таким образом обеспечивался режим

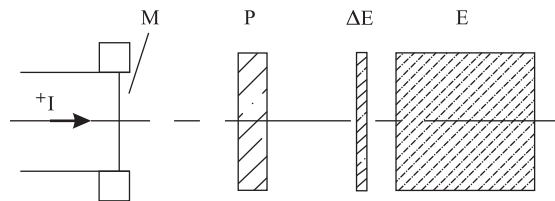
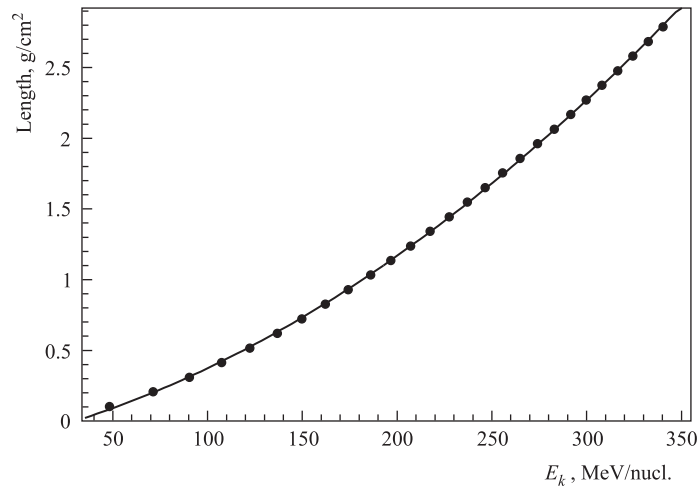


Рис. 1. Экспериментальная установка для идентификации ионов на выходе из ускорителя

Таблица 1. Характеристики детекторов на выводе пучка из нуклотрона

Характеристики	Детектор			
	М	Р	$\Delta E$	Е
Материал	Железо	Полистирол	Полистирол	Полистирол
Толщина по пучку, мм	0,2	8	3	150
Координата середины детектора по пучку, мм	0	141	220,1	355,1

Рис. 2. Зависимость длины полного пробега иона  $^{124}\text{Xe}$  в сцинтилляторе от его начальной кинетической энергии

регистрации энергии в детекторе Е, начиная с 0. Основные параметры детекторов даны в табл. 1. Моделирование с помощью программы GEANT [4] зависимости длины полного пробега частицы от ее начальной кинетической энергии (рис. 2) показало, что минимальная кинетическая энергия ионов, необходимая для прохождения поглотителя, в основном состоящего из сцинтиллятора, не превышает 230 МэВ/нуклон, а оставшаяся у ионов кинетическая энергия должна полностью поглотиться в детекторе Е толщиной 150 мм.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

С учетом геометрии установки было произведено детальное моделирование с помощью программы GEANT энерговыделения в веществе детектора Е для различных ускоренных ионов. В качестве пучка были использованы частицы, представленные в табл. 2.

Надо заметить, что в моделировании мы учитывали тот факт, что если скорость иона удовлетворяет условию  $v_i > 3v_0 Z^{0,45}$  [5], где  $Z$  — количество протонов в ядре, а  $v_0 = 3,6 \cdot 10^8$  см/с — средняя скорость электронов в атоме, то при прохождении сквозь вещество ион полностью ионизируется. Для полной ионизации при этом доста-

Таблица 2. Частицы пучка, для которых проводили моделирование

Параметры	Частица					
	<sup>56</sup> Fe	<sup>98</sup> Mo	<sup>124</sup> Te	<sup>124</sup> I	<sup>124</sup> Xe	<sup>132</sup> Xe
Атомный номер	56	98	124	124	124	132
Заряд	26	42	52	53	54	54
Масса ядра, ГэВ/c <sup>2</sup>	52,1	91,198	115,389	115,418	115,418	122,868

точно слоя вещества толщиной 10 мг/см<sup>2</sup> [7]. Это явление используется для получения и последующего ускорения полностью ионизированных ядер в BNL, ЦЕРН [6], других ядерных центрах и будет использоваться в ускорительном комплексе NICA ОИЯИ [8]. Применительно к исследованиям на нуклотроне ионов <sup>124</sup>Xe приведенное выше условие выполняется для кинетической энергии ионов  $E_k > 22,7$  МэВ/нуклон. Полная ионизация происходит в мембране М на выходе из вакуумного объема нуклотрона. После чего ион можно рассматривать как полностью ионизированный до момента, пока его скорость не станет сравнимой со скоростью электронов в атомах, в этом случае процесс рекомбинации станет интенсивнее, чем ионизация, и ион начнет захватывать электроны.

Для каждого из перечисленных ядер мы считали энерговыделение в детекторах ΔЕ и Е в зависимости от начальной энергии. Начальная кинетическая энергия варьировалась от  $5 < E_k < 340$  МэВ/нуклон.

Как показали расчеты, характерным параметром для ядер является кинетическая энергия  $E_k^0$  пучка, при которой частицы перестают долетать до последнего детектора Е.

Для получения  $E_k^0$  мы построили зависимость энерговыделения в детекторе Е и начальной кинетической энергии частиц (рис. 3). Для возможности дальнейшего сравнения моделированных данных с экспериментальными мы учли нелинейность зависимости световыхода  $L$  органического сцинтиллятора при прохождении через него ионов от кинетической энергии  $E_k$  этих ионов [9]. Зависимость световыхода сцинтиллятора и начальной кинетической энергии частиц мы фитировали полиномом второго порядка:  $f(L) = P_0 + P_1L + P_2L^2$ . Ошибка в определении  $E_k^0$  (табл. 3) составляет 0,1 %. Систематическая ошибка, связанная с нелинейностью зависимости световыхода от энергетических потерь, не превышает 0,3 %.

Особенный интерес для определения чувствительности используемого нами метода представляет сравнение <sup>124</sup>Xe, <sup>124</sup>Te и <sup>124</sup>I. Эти частицы имеют близкие заряды и фак-

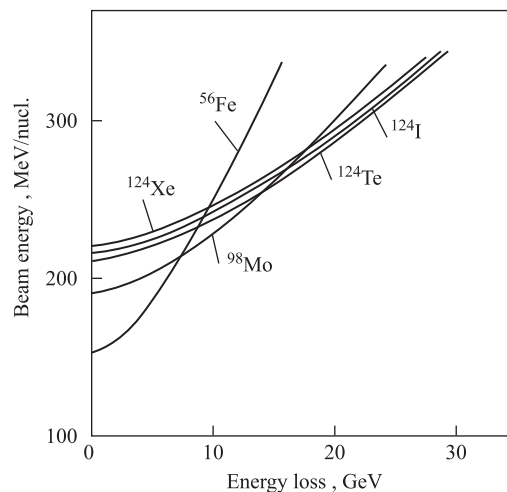


Рис. 3. Связь энерговыделения в детекторе полного поглощения Е и кинетической энергии частиц. Моделирование произведено с помощью GEANT

**Таблица 3. Критическая энергия пучка, при которой частицы перестают долетать до детектора полного поглощения E**

Критическая энергия пучка	Частица					
	<sup>56</sup> Fe	<sup>98</sup> Mo	<sup>124</sup> Te	<sup>124</sup> I	<sup>124</sup> Xe	<sup>132</sup> Xe
$E_k^0$ , МэВ/нуклон	152,6	190,35	209,2	214,01	218,67	209,83

тически равные массы, а отношение атомной массы к заряду можно сделать одним и тем же, что подразумевает использование одного и того же режима ускорения частиц в нуклотроне.

Мы смоделировали эксперимент, считая, что ускоряются ионы <sup>124</sup>Xe, <sup>124</sup>Te и <sup>124</sup>I с зарядом 42+, которые затем регистрируются на выходе из ускорителя в наших детекторах. Для ускорительных систем ионы <sup>124</sup>Xe<sup>42+</sup>, <sup>124</sup>Te<sup>42+</sup> и <sup>124</sup>I<sup>42+</sup> идентичны, но при торможении в веществе ионы полностью ионизируются, приобретая разные заряды, что приводит к различию в удельных ионизационных потерях. И как следствие, для прохождения поглотителя фиксированной толщины необходима различная  $E_k^0$ . Как видно из табл. 3, разница в минимальной энергии  $E_k^0$  для Xe, Te и I составляет около 4 МэВ/нуклон и может быть экспериментально измерена.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Непрерывный энергетический спектр ускоренных ионов, необходимый для определения  $E_k^0$ , формировался на выводе ускорителя самопроизвольно (в основном за счет рассеяния ионов на остаточном газе) во время процесса ускорения (режим растущего поля). Так как для каждого события наряду с другими характеристиками записывалась величина магнитного поля ускорителя в момент его регистрации и время регистрации события относительно начала ускорения, то, используя эти данные, можно рассчитать кинетическую энергию регистрируемых ионов по следующей формуле:

$$E_k = \sqrt{m_0^2 + (0,0001BZcR_0/A)^2} - m_0, \quad (3)$$

где  $B$  (Гс) — магнитное поле;  $R_0$  (м) — эффективный радиус кривизны;  $Z$  — заряд ионов;  $A$  — атомный номер;  $m_0$  (МэВ/ $c^2$ ) — масса нуклона в ионе.

На рис. 4 показаны распределения энерговыделения (выраженные в каналах амплитудно-цифрового преобразователя) ионов в толстом детекторе E в зависимости от разных значений ускоряющего магнитного поля нуклотрона-М. Используя формулу (3), можно перевести значения магнитного поля ускорителя в значение кинетической энергии ионов в кольце нуклотрона-М. Полученные значения использовались для построения зависимости кинетической энергии пучка от показаний энерговыделения в толстом E-детекторе (рис. 5). Точки на рисунке соответствуют экспериментально измеренным амплитудам сигналов в E-детекторе и пересчитанным по формуле (3) кинетическим энергиям ионов на выводе ускорителя (где  $R = 22$  м,  $Z = 42$ ,  $A = 124$ ). Режим растущего поля обеспечивал непрерывный спектр кинетической энергии <sup>124</sup>Xe<sup>42+</sup> в кольце ускорителя от энергии инъекции 5 МэВ/нуклон до энергии, при которой пучок выводится из ускорителя. Во время измерений кинетическая энергия выводимого из ускорителя пучка

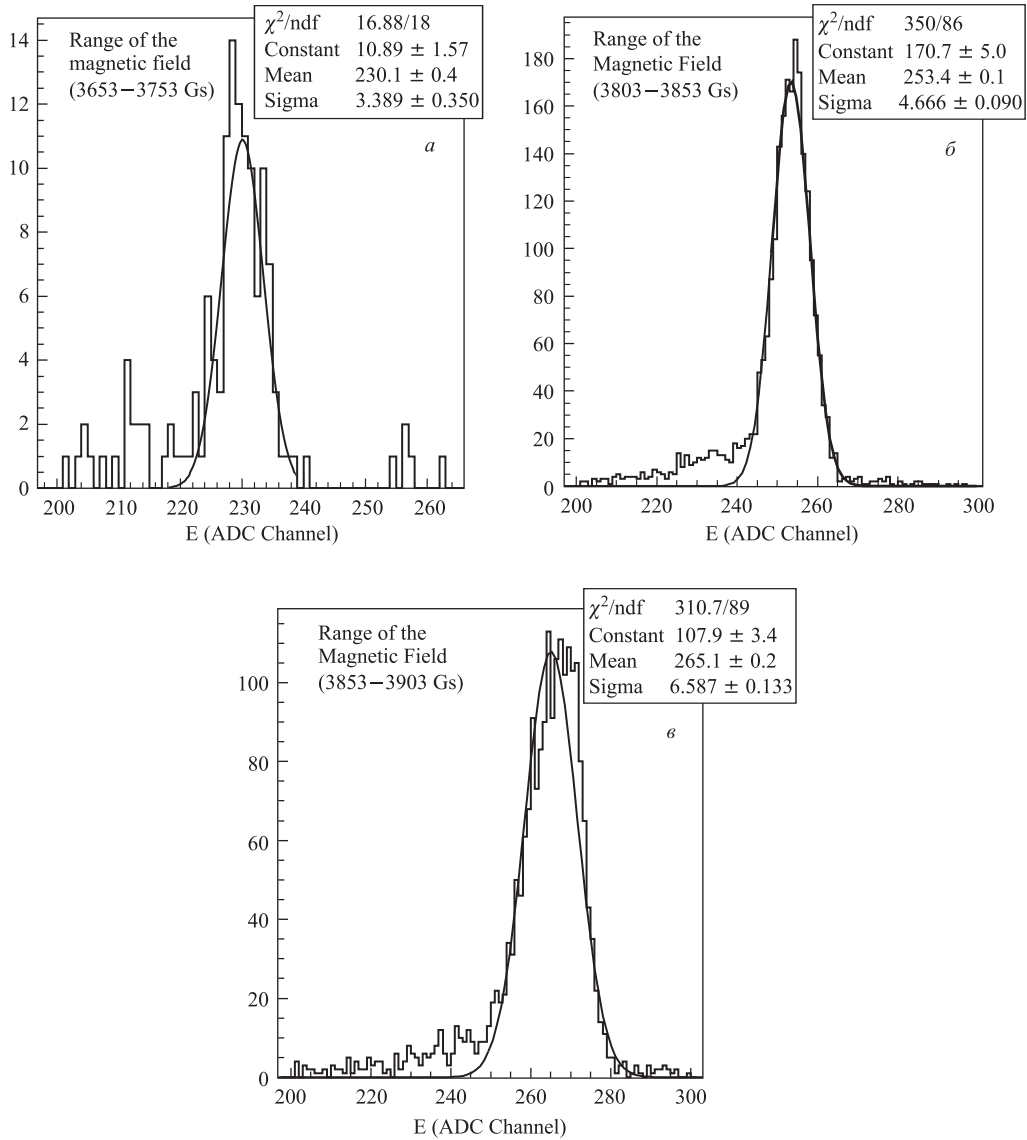


Рис. 4. Распределение показаний каналов амплитудно-цифрового преобразователя детектора полного поглощения E для разных интервалов ускоряющего магнитного поля нуклотрона-М

составила 1 ГэВ/нуклон. Этот энергетический диапазон пучка полностью перекрывал диапазон, необходимый для наших измерений (от 200 до 350 МэВ/нуклон).

Для нахождения минимальной кинетической энергии  $E_k^0$  частицы пучка, при которой частица уже не проходит в последний детектор E, было произведено фитирование полученной зависимости полиномом второй степени  $f(E) = P_0 + P_1E + P_2E^2$  (сплошная

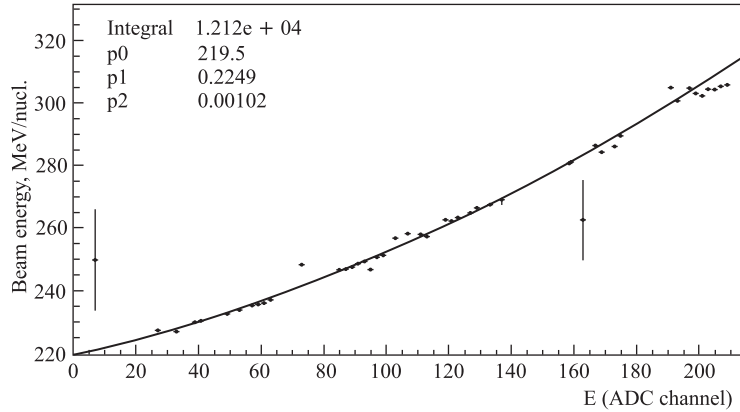


Рис. 5. Связь энерговыделения в детекторе  $E$  и кинетической энергии частицы в случае ускорения  $^{124}\text{Xe}^{42+}$

линия на рис. 5). Экстраполируя данную кривую в область малых значений энерговыделения в последнем детекторе  $E$ , находим значение  $E_k^0 = P_0$ .

Варьируя параметр  $Z$ , мы получаем разные значения начальной кинетической энергии иона в ускорителе и можем найти такое значение  $Z$ , при котором разница между расчетным значением  $E_k^0$  и экспериментальным будет минимальной. В табл. 4 показаны значения и ошибки  $E_k^0$  для разных предположений о значении заряда  $Z$  иона  $^{124}\text{Xe}$  в кольце ускорителя.

В табл. 4 представлены значения  $E_k^0$  для этих случаев, т.е. в предположении, что ускоряется  $\text{Xe}$  с атомным номером  $A = 124$  и зарядами  $Z = 41, 42$  и  $43$ .

Таблица 4. Кинетическая энергия  $E_k^0$  для  $^{124}\text{Xe}$

Параметры	Заряд иона $^{124}\text{Xe}$		
	41	42	43
Энергия $E_k^0$ , МэВ/нуклон	212,1	219,5	229,0
Ошибка $E_k^0$ , МэВ/нуклон	1,1	1,1	1,2

Сравнивая параметр фитирования экспериментальных данных  $P_0$ , соответствующего  $E_k^0$ , с аналогичным параметром, полученным в результате моделирования с помощью программы GEANT, можно оценить наиболее точное значение  $Z$ .

При сравнении значений  $E_k^0$  для экспериментальных  $(219,5 \pm 1,1)$  МэВ/нуклон и моделированных  $(218,1 \pm 0,2)$  МэВ/нуклон данных мы получили наилучшее согласие в пределах ошибок для предположения, что в кольце нуклотрона-М ускорялись ионы  $\text{Xe}$  с  $A = 124$  и  $Z = 42$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведя экспериментальные измерения энерговыделения ускоренных нуклотроном-М ионов и сравнив полученные результаты с рассчитанными с помощью GEANT величинами, можно сделать вывод, что наилучшее согласие получается для ускоряемых ионов с  $A = 124$  и  $Z = 42$ . Минимальная энергия ионов, необходимая для прохождения

слоя поглотителя нашей установки, в этом случае практически совпадает с расчетной:  $E_{\text{exp}}^0 = (219,5 \pm 1,1)$  МэВ/нуклон,  $E_{\text{GEANT}}^0 = (218,1 \pm 0,2)$  МэВ/нуклон. Изменение заряда ускоренных ионов  $Z$  на  $\pm 1$  от значения 42 приводит к существенному различию (более  $5\sigma$ ) расчетного и экспериментального значений  $E_k^0$ . Таким образом, выведенный пучок нуклотрона практически полностью состоял из  $^{124}\text{Xe}^{42+}$  в режиме ускорения с максимальным полем  $B = 3920$  Гс.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ЛФВЭ за помощь во время проведения измерений в 41-м сеансе работы нуклотрона и обсуждения полученных результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ритсон Д. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. М.: Наука, 1964. 588 с.
2. Смирнов А. А., Коваленко А. Д. Нуклотрон — сверхпроводящий ускоритель ядер в ЛФВЭ ОИЯИ (создание, работа и развитие) // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 6(123). С. 11–40.
3. Афанасьев С. В. и др. // ПТЭ. 2008. № 1. С. 34–39.
4. CERN Application Software Group, GEANT 3.21 Detector Description and Simulation Tool. CERN Program Library Long Writeup W5013. 1993.
5. McMahan M. A., Lebed R. F., Feinberg B. // 13th IEEE Particle Accelerator Conf. Chicago, IL, USA, March 20–23, 1989. P. 536–538; LBL-25930. Lawrence Berkeley Nat. Lab., 1989. 3 p.
6. Catalan-Lasheras N., Crescenti M., Vretenar M. CERN-PS-96-061. Geneva: CERN, 1996. 3 p.
7. Scheidenberger C. et al. // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 142. P. 441–462.
8. NICA White Paper: [http://nica.jinr.ru/files/Wh\\_Paper\\_30\\_09.pdf](http://nica.jinr.ru/files/Wh_Paper_30_09.pdf)
9. Muga L., Diksic M. // Nucl. Instr. Meth. A. 1974. V. 122. P. 553–558.

Получено 18 июня 2010 г.