

# РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ИДЕНТИФИКАЦИИ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ C, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>.

А.Н. Ермаков  
ОЭПВАЯ, НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова  
[a\\_ermak1978@mail.ru](mailto:a_ermak1978@mail.ru)

The chemical elements C, N and O identification method efficiency was evaluated. Numerical simulations were carried out by GEANT 3.0 subroutines including Monte-Carlo method.

## Введение

Данный доклад посвящен задаче определения количественного содержания элементов C, N и O в исследуемом образце вещества. Рассматриваемая проблема интересна как с прикладной точки зрения так и с позиции фундаментальной ядерной физики. Суть предлагаемой методики заключается в том, что для искомым химических элементов существуют так называемые маркерные фотоядерные реакции. Основные параметры продуктов данных реакций (например, спектр тормозного излучения и период полураспада получаемых  $\beta$ -активных ядер) являются уникальными. Поэтому если достоверно их измерить, можно будет говорить о решении поставленной задачи.

Основным элементом предлагаемой методики является действующий импульсный разрезной микротрон с максимальной энергией электронов 70 МэВ, созданный в НИИЯФ МГУ [1]. Основная его особенность, как источника тормозного излучения, заключается в том, что система вывода пучка ускорителя позволяет изменять верхнюю границу спектра гамма-квантов с шагом 5 МэВ в диапазоне 15 – 70 МэВ. Это дает возможность заниматься измерениями выходов и сечений фотоядерных реакций на изотопах указанных химических элементов.

## 1. Маркерные реакции.

На рис. 1 показан фрагмент таблицы изотопов [2], руководствуясь которой выберем маркерные реакции. Время работы регистрирующей аппаратуры определяется формулой

$$t_{изм} = 1 / f_{повт} - \tau_{имп}, \quad (1)$$

где  $f_{повт}$  - частота следования импульсов тока пучка электронов,  $\tau_{имп}$  - длительность импульса тока пучка. Например, для  $f_{повт} = 10$  Гц и  $\tau_{имп} = 10$  мксек имеем  $t_{изм} \approx 100$  мсек. В качестве реакций выберем те, в результате которых получают изотопы с периодом полураспада меньшим или сравнимым с временем  $t_{изм}$  (таблица 1). Каналы распадов образующихся изотопов показаны на рис 2 [2]. Рассмотрим реакцию  $^{14}N(\gamma, 2n)^{12}N$ . В результате

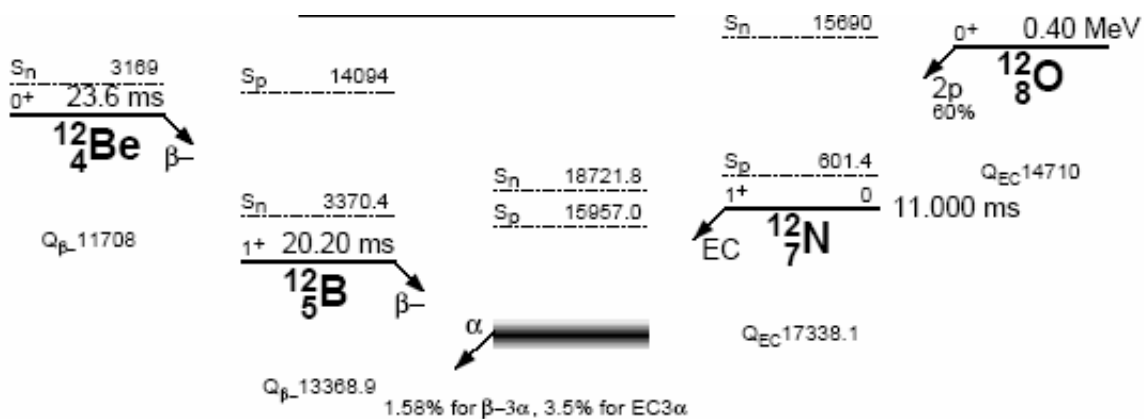
данной реакции мы имеем позитронный источник  $^{12}\text{N}$  с максимальной энергией позитронов 17,3 МэВ и периодом полураспада 11 мсек.

**Таблица 1.** Маркерные реакции.

Химический элемент	Маркерная реакция	Период полураспада дочернего ядра, мсек
C	$^{12}\text{C}(\gamma, 3n)^9\text{C}$	126.5
	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	20.2
N	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	11
	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	20.2
	$^{15}\text{N}(\gamma, 3n)^{12}\text{N}$	11
	$^{15}\text{N}(\gamma, 2p)^{13}\text{B}$	17.36
O	$^{16}\text{O}(\gamma, 3n)^{13}\text{O}$	8.58
	$^{16}\text{O}(\gamma, 3p)^{13}\text{B}$	17.36

Element	Isotope	Half-life	Decay Mode	Q-value
Oxygen (O)	O12	0.40 MeV	0+	2p
	O13	8.58 ms	(3/2-)	ECp
Nitrogen (N)	N10	740 keV	1/2+	p
	N11	11.000 ms	1+	EC3α
Carbon (C)	C9	126.5 ms	(3/2-)	ECp, ECp2α
	C10	19.255 s	0+	EC
Boron (B)	B8	770 ms	2+	EC2α
	B9	0.54 keV	3/2-	2pα
Beryllium (Be)	Be7	53.29 d	3/2-	EC
	Be8	6.8 eV	0+	2α

*Рис. 1. Фрагмент таблицы изотопов Z от 4 до 8.*



3. Ajzenberg-Selove

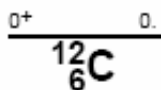


Рис. 2. Каналы распадов изотопов, образующихся в результате маркерных реакций.

### 3. Моделирование эксперимента.

Далее задача решается в два этапа. Сначала проводится расчет относительного числа  $\beta^+$ -активных ядер  $^{12}\text{N}$  в заданной геометрии облучения образца. Затем выясняем, сколько полезных событий будет зарегистрировано детектирующей системой.

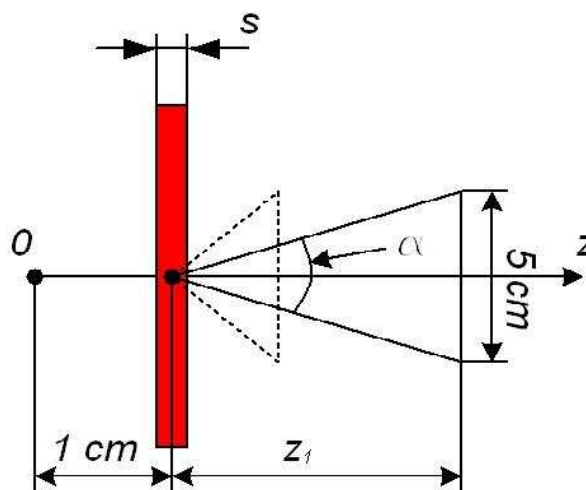


Рис. 3. Геометрия расчета зависимости спектра гамма-излучения от толщины тормозной мишени.

На рис. 3 показана геометрия расчетов тормозного спектра при его оптимизации за счет изменения толщины вольфрамовой тормозной мишени. Рис. 4 показывает поведение относительного выхода тормозных  $\gamma$ -квантов в зависимости от их энергии и от радиуса облучаемой мишени.

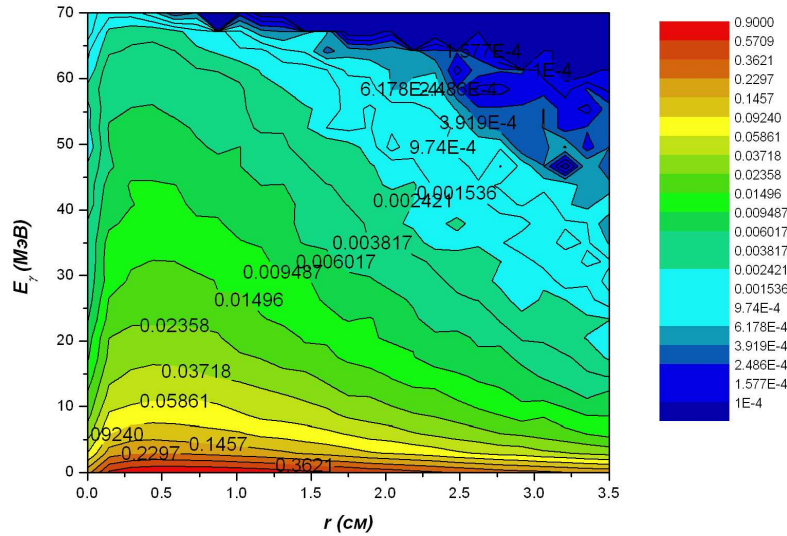


Рис. 4. Относительный выход тормозных  $\gamma$ -квантов в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов и от радиуса пучка.

Количество радиоактивных изотопов, образующихся в результате фотоядерных реакций, определяется выражением

$$N(t) = \frac{\alpha}{\lambda} \int_0^T N_\gamma(\omega, T) \sigma(\omega) d\omega \left[ 1 - e^{-\lambda t_{обл}} \right] e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где  $\alpha = \frac{\rho \Delta x}{M} N_A$  - число ядер мишени, приходящихся на  $1 \text{ см}^2$ ,  $\rho, M$  - плотность и молярная масса, облучаемого изотопа,  $\Delta x$  - толщина мишени,  $N_A$  - число Авогадро,  $\lambda$  - постоянная распада, производимого изотопа,  $t_{обл}$  - время облучения,  $t$  - момент времени измерения,  $N_\gamma(\omega, T)$  - спектральная функция тормозного гамма-излучения с максимальной энергией  $T$ , которая и представлена на рис. 4. Результаты расчетов количества получаемых позитронов представлены на рис. 5.

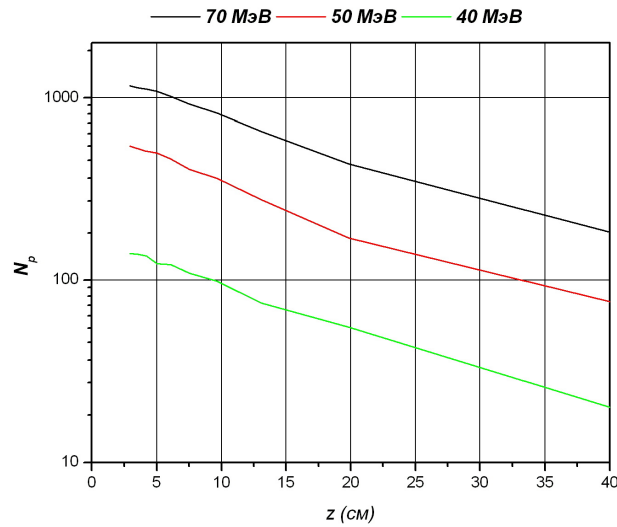


Рис. 5. Зависимость количества позитронов на 1 (грамм\*мА) азота от расстояния между облучаемой мишенью и гамма-конвертором. Радиус мишени 3,5 см.. Точечный пучок электронов.

Теперь проведем расчет количества зарегистрированных полезных событий. Форма непрерывного спектра позитронов при бета-распаде описывается выражением

$$N(T_e) = \frac{C}{c^5} (T_e^2 + 2T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^2 (T_e + m_e c^2), \quad (3)$$

где  $T_e$  - энергия вылетающих позитронов,  $Q$  - энергия бета-распада. В выражении (3) не учитывается взаимодействие вылетающих частиц с дочерним ядром. Вероятность того, что энергия вылетающей частицы  $T_e < T$  определяется выражением:

$$P(T_e < T) = \xi = \int_0^T P(T_e) dT_e = K \cdot \int_0^T (T_e^2 + 2T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^2 (T_e + m_e c^2) dT_e = K \cdot \xi', \quad (8)$$

где  $\xi$  и  $\xi'$  случайные величины. Поскольку  $\xi$  и  $\xi'$  - равнозначно случайные числа, то для разыгрывания случайного значения энергии бета-частицы  $T_e$  нами используется функция плотности вероятности следующего вида:

$$P_\xi(T_e) = (T_e^2 + 2T_e m_e c^2)^{1/2} (Q - T_e)^2 (T_e + m_e c^2). \quad (9)$$

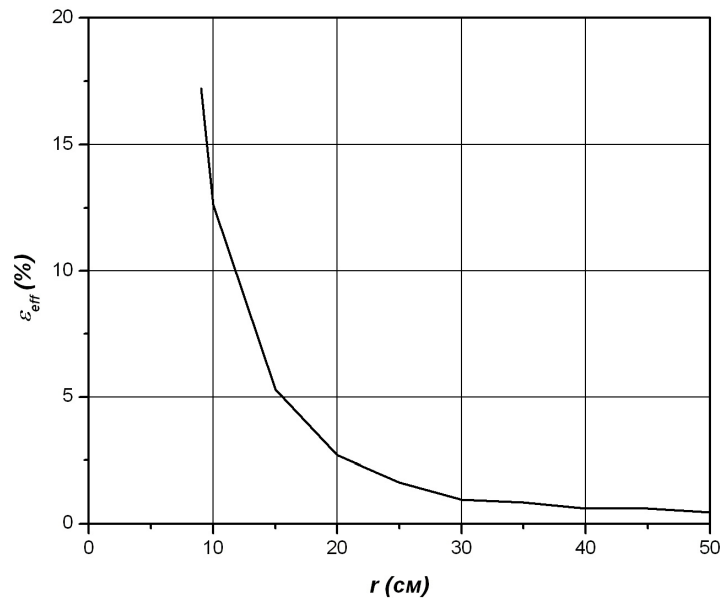
Для вычисления  $T_e$  использовалась функция **GCIN** библиотеки **IMSL**, входными параметрами которой являются значения  $P_\xi(T_e)$  в интервале энергий от 0 до энергии бета-распада  $Q$  и значение вероятности  $\xi$ .

Разыгрывание направления вылета частиц проводится по формулам:

$$\psi = 2\pi\gamma_1 \text{ и } \cos \varphi = 1 - 2\gamma_2, \quad (10)$$

где  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  случайные числа. Пользуясь полученными выражениями (9) и (10) определим эффективность регистрации излучения позитронного источника  $^{12}\text{N}$

детектором с кристаллом NaI. Данный расчет (рис. 6) как и все предыдущие проведем с использованием библиотек GEANT 3.0.



*Рис. 6. Эффективность регистрации излучения позитронного источника с максимальной энергией 17,38 МэВ кристаллом NaI от расстояния до мишени. Размеры кристалла: диаметр 85 мм и высота 90 мм.*

И в заключение, объединяя данные на рис.5 и рис. 6, получим искомое число полезных событий. На рис. 7 представлены расчетные кривые распада изотопа  $^{12}\text{N}$ , который содержится в 132 г аммиачной селитры после 200 импульсов облучения. Длительность импульса 6 мксек, частота повторения 10 Гц. Из рис. 7 видно, что если расчеты верны, то эффект превышает детектируемый фон ускоритель почти на два порядка при импульсном токе ускорителя 1мА.

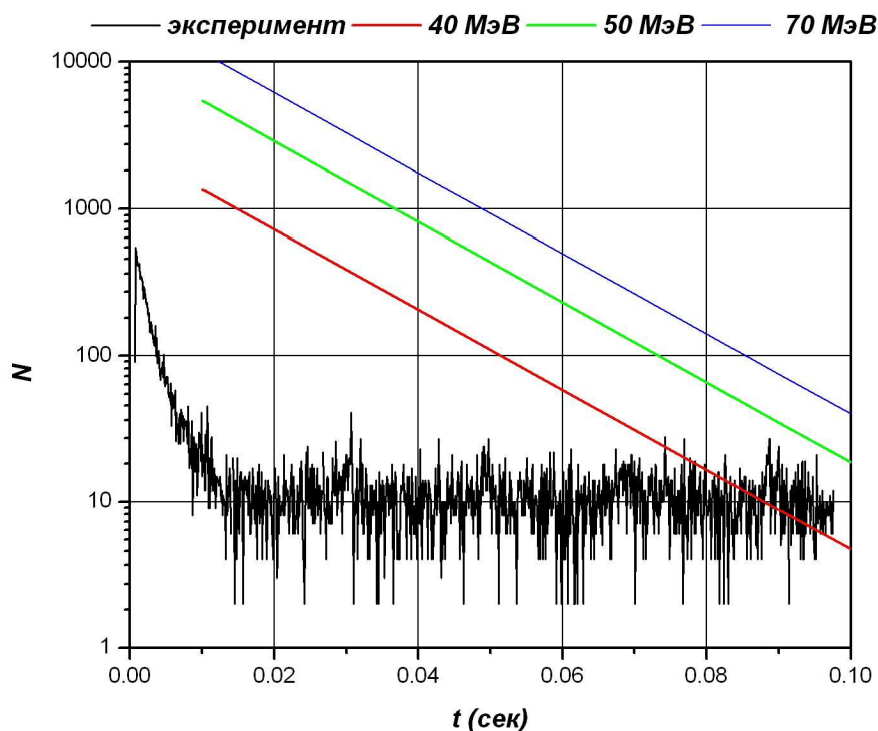


Рис. 7. Сравнение кривых распада. 132 г аммиачной селитры. Импульсный ток пучка – 1 мА. 200 импульсов ускорителя.

### Заключение.

Как следует из приведенных выше расчетов, предлагаемый метод идентификации химических элементов  $C$ ,  $N$  и  $O$  даже при достаточно грубых предположениях дает обнадеживающий результат. В настоящее время ведется подготовка к проведению эксперимента на пучке импульсного разрезного микротрона с энергией электронов 70 МэВ. Создана система детектирования гамма-излучения с эффективной схемой маскирования ФЭУ и специализированной обработкой данных. Данный метод может быть существенно улучшен после проведения измерения выходов и сечений фотоядерных реакций, которые в настоящее время известны с очень небольшой точностью.

1. V.I.Shvedunov, A.N.Ermakov, I.V.Gribov // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2005. A550. P. 39.
2. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>