

ПОИСК ИЗОТОПА He^{10} В РЕАКЦИИ
ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДРА-МИШЕНИ Th^{232}

*Г.Г.Безногих, Н.К.Жидков, Л.Ф.Кириллова,
В.А.Никитин, П.В.Номоконов*

В.В.Авдейчиков, Ю.А.Мурин, В.С.Оплавин

В.Д.Майсюков, Ю.В.Масленников, А.П.Шевченко

А.Буяк, М.Шавловски

Проведен поиск неизвестного изотопа He^{10} в реакции фрагментации ядра Th^{232} на пучке дейтронов с импульсом 4,8 ГэВ/с. Эксперимент выполнен методом тонкой внутренней мишени на синхрофазатроне ЛВЭ ОИЯИ. Изотопы гелия и лития регистрировались в интервале энергий 14 – 38 МэВ телескопом из четырех полупроводниковых детекторов. Установлена верхняя граница сечения образования изотопа $\text{He}^{10} \sim 2$ мкбн, что значительно ниже значения, следующего из Q_{gg} -систематики сечений образования легких фрагментов.

В работе База и др. [1] дан расчет энергии связи ядра He^{10} . Показано, что устойчивость этого ядра относительно распада $\text{He}^{10} \rightarrow \text{He}^8 + 2n$

существенно зависит от формы и величины центрального потенциала $U^{(33)}$ взаимодействия двух нуклонов с полным спином и изотопическим спином $S = T = 1$. Форма и величина этого потенциала неизвестны и их трудно определить из данных по NN -рассеянию. Небольшое отрицательное значение $U^{(33)}$, не противоречащее данным по NN -рассеянию, приводит в расчете к устойчивости ядра He^{10} и даже He^{22} .

Экспериментальные поиски изотопа He^{10} среди продуктов деления ядер U^{235} тепловыми нейтронами [2], в реакциях многонуклонных передач на пучке тяжелых ионов [3] и в реакции взаимодействия протонов с энергией 5,5 ГэВ с ядрами U^{238} [4] привели к отрицательному результату.

Для суждения о ядерной стабильности изотопа He^{10} необходимо провести сравнение результата эксперимента с теоретическим значением сечения его образования. Оценку такого сечения можно сделать на основе Q_{gg} -систематики [5] выхода фрагментов в ядерных взаимодействиях. В работе [6] предложен новый вариант этой закономерности в поведении сечений образования легких продуктов (A_1, Z_1, N_1, M_1) при фрагментации ядра-мишени (A, Z, N, M) в реакциях под действием частиц высоких энергий:

$$\sigma(A_1, Z_1) = c(Z_1, A) \exp(t_3) \exp(Q_{gg}/T). \quad (1)$$

где

$$c(Z_1, A) = c(A) \exp(-V^c/T).$$

Здесь:

$Q_{gg} = M - (M_1 + M_2)$ — энергovyделение реакции, вычисляемое для продуктов реакции в основном состоянии (M_1 и M_2 — массы фрагмента и ядра-остатка).

$t_3 = (Z_1 - N_1)/2$ — третья проекция изотопического спина фрагмента, T — эффективная температура ядра-мишени, $c(A)$ — нормирующий множитель,

$V^c \approx (0,9 \div 1,0)V_{\text{НОМ}}^c$ — кулоновский барьер фрагмента Z_1 и ядра-остатка Z_2 , $V_{\text{НОМ}}^c$ вычисляется при относительном расстоянии частиц Z_1 и Z_2 , равном $r_1 + r_2 = 1,25(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 1,67\Phi$ [7].

На рис. 1 показаны экспериментальные данные из работ [4, 8, 9] по относительному выходу продуктов взаимодействия протонов с энергией 5,5 ГэВ с ядрами U^{238} в зависимости от величины Q_{gg} . Массы ядер, в том числе и масса He^{10} , взяты из работы [11]. Звездочкой отмечены недавно открытые изотопы [4, 9]. Представление выхода изотопов в относительных единицах позволяет исключить некоторую неоднозначность в расчетных значениях $V^c(Z_1, Z_2)$. Нормировка сечений для всех изотопов данного элемента выполнена относительно изотопа, сечение которого известно с минимальной экспериментальной ошибкой. Эти изотопы выписаны на поле рисунка с их значениями Q_{gg} (МэВ). В приведенных координатах функция (1) представляется одной прямой линией, наклон которой пропорционален $1/T$. Видно, что закономерность (1) хорошо описывает выходы большинства легких изотопов из этой реакции при $T = 3,6 \pm 0,1$ МэВ.

В эксперименте [4] получена верхняя граница для отношения выходов изотопов He^{10} и He^8 $\sigma(\text{He}^{10})/\sigma(\text{He}^8) \leq 1/100$, которая выше ожидаемого, согласно рис. 1 отношения 1/160. (Это отдельно показано на рис. 3).

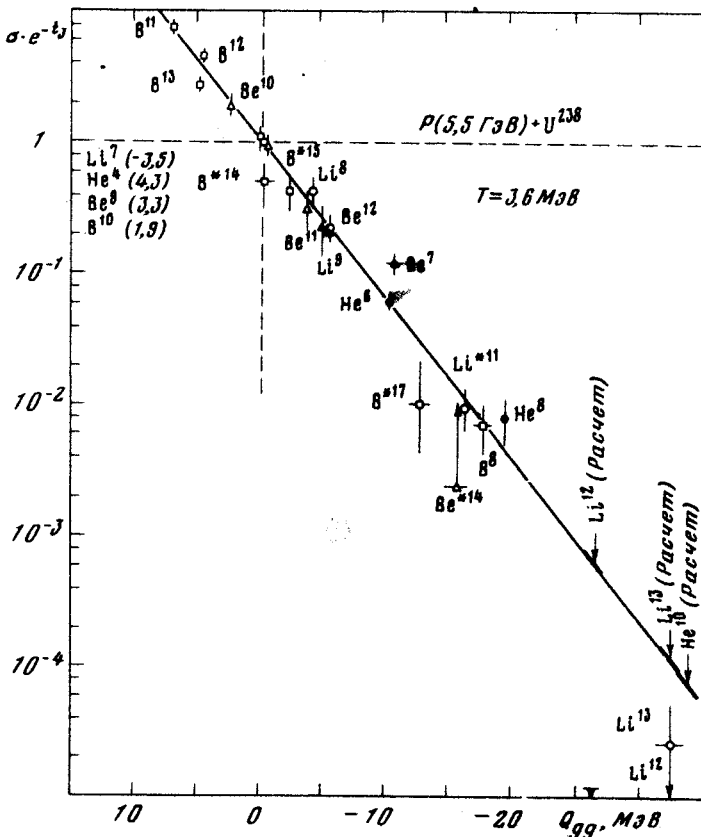


Рис. 1. Относительные сечения образования фрагментов в реакции $p + \text{U}^{238} \rightarrow fr + \dots$ при энергии протонов 5,5 ГэВ [4, 8, 9] в зависимости от энерговыделения реакции Q_{gg} . Сплошная линия — расчет по формуле (1)

Данный эксперимент выполнен на синхрофазатроне ЛВЭ ОИЯИ методом внутренней мишени [10]. Пучок дейтронов с импульсом 4,8 ГэВ/с бомбардирует тонкую мишень из металлического Th^{232} . Продукты реакции регистрируются телескопом из четырех полупроводниковых кремниевых детекторов, расположенным под углом 90° к пучку и состоящим из двух пролетных детекторов ΔE (с толщиной $\Delta E_1 - 61,6$ мкм и $\Delta E_2 - 45,6$ мкм), детектора полного поглощения E (186,0 мкм) и детектора антисовпадений EA (160 мкм). Применение двух детекторов ΔE в одном телескопе дает возможность дважды произвести идентификацию каждой зарегистрированной частицы. Это выполняется двумя аналого-импульсными процессорами, каждый из которых вычисляет функцию вида:

$$F(\Delta E, E) = \Delta E (E + k\Delta E)^m$$

с оптимальными значениями параметров $k = 0,75$ и $m = 0,72$.

Среднее значение этой функции для любого изотопа пропорционально характерному произведению $M^{0,7} Z^2$, а ее дисперсия достаточна для надежного разделения легких изотопов. Кроме того, в каждом акте регистрации сопоставляются результаты двух квазинеzáвисимых идентификаций $F_1 = F(\Delta E_1, E + \Delta E_2)$ и $F_2 = F(\Delta E_2, E)$. В плоскости (F_1, F_2) истинные события должны лежать вдоль диагонали $F_1 \approx F_2$. Использование этого критерия позволяет существенно уменьшить фон, связанный с неидеальной работой детекторов (эффект каналирования, неполный сбор заряда и др.), а также частично понизить фон от случайных наложений нескольких частиц.

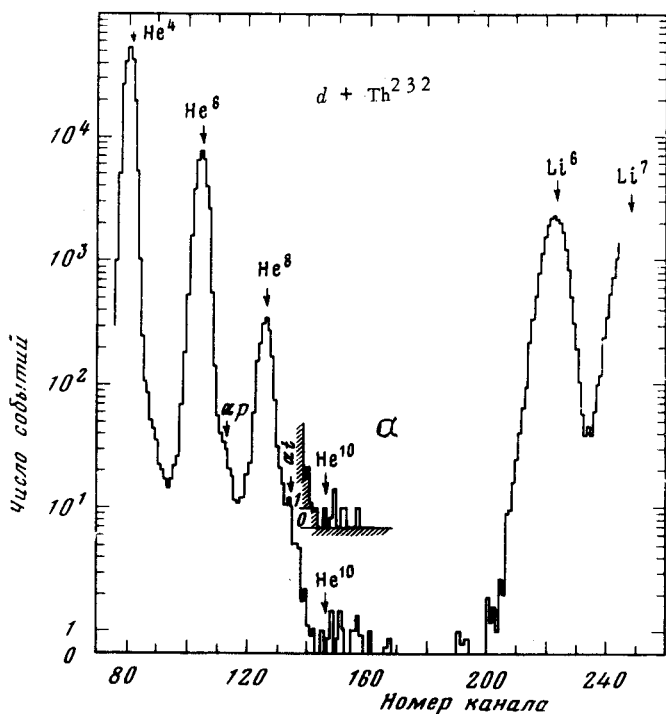


Рис. 2. Аппаратурный спектр изотопов гелия и лития вдоль диагонали $F_1 \approx F_2$, полученный в данной работе при облучении мишени из Th^{232} дейтронами с импульсом 4,8 ГэВ/с. На вставке а) участок спектра приведен в более узком энергетическом интервале регистрации

В эксперименте вторичные продукты регистрировались в восьми энергетических интервалах с шириной 3 МэВ каждый и независимой калибровкой. На рис. 2 представлен аппаратурный спектр изотопов гелия и лития, полученный в результате 50-часового облучения, для полного диапазона регистрируемых энергий 14 + 38 МэВ. Стрелки указывают на расчетные позиции изотопов и центры тяжести пиков случайных наложений α -р и α -t (пик α -d совпадает с позицией He^8). Основной фон событий вблизи расчетной позиции He^{10} обязан одновременному (в пределах ~ 100 нсек) случайному прохождению через телескоп пар частиц

He^6 - p и He^6 - d. Максимум выхода таких наложений приходится на диапазон энергий 28 - 32 МэВ, а изотоп He^{10} может регистрироваться аппаратурой в интервале 18,2 - 31,4 МэВ. Поэтому на вставке а)рис.2 приведен участок аппаратурного спектра вблизи позиции He^{10} , который соответствует более узкому энергетическому интервалу регистрации, равному 18,2 - 28,1 МэВ.

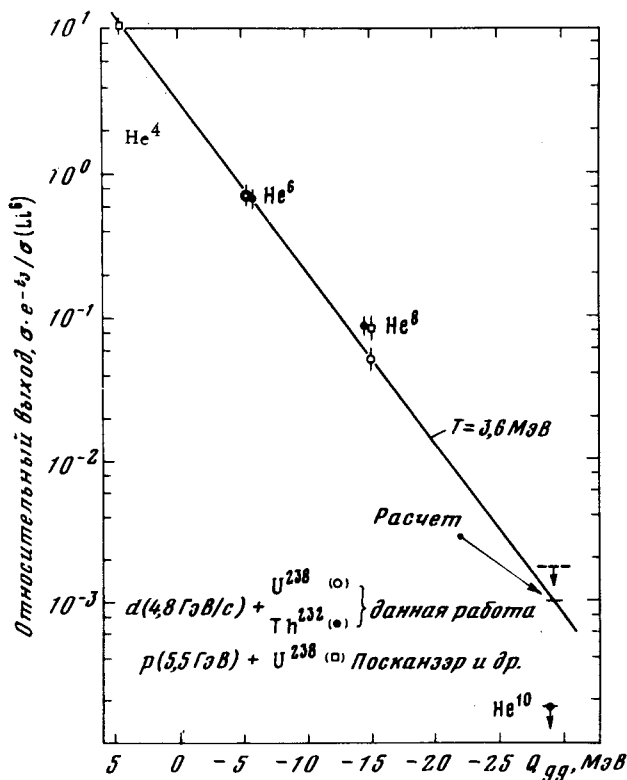


Рис. 3. Относительный выход изотопов гелия в зависимости от энерговыделения реакции $Q_{\text{гг}}$: \downarrow - верхняя граница сечения образования изотопа He^{10} , установленная в настоящей работе, \dashv - то же из работы [4]

Всего в эксперименте зарегистрировано 2000 ядер He^8 . Принимая два события, зарегистрированных в области He^{10} , за уровень фона, можно дать верхнюю оценку для отношения выходов изотопов He^{10} и He^8 в виде $\sigma(\text{He}^{10})/\sigma(\text{He}^8) \leq 1/1000$.

На рис. 3 представлены нормированные к сечению образования Li^6 выходы изотопов гелия, полученные в трех различных реакциях. На уровне сечения ~ 2 мкбн в изученной реакции $d + \text{Th}^{232}$ ядро He^{10} не обнаружено. Полученная в данном эксперименте верхняя граница сечения образования He^{10} лежит в шесть раз ниже величины, ожидаемой на основании $Q_{\text{гг}}$ -систематики сечений по формуле (1).

Литература

- [1] А.И. Базь, В.Ф. Демин, М.В. Жуков. ЯФ, 9, 1184, 1969.
 - [2] А.А. Vorobiev et al. Phys. Lett., 30B, 332, 1969.
 - [3] A.G. Artukh et al. Nucl. Phys., A168, 321, 1971.
 - [4] А.М. Poskanzer, S.W. Cospers, E.K. Hyde, J. Gerny. Phys. Rev. Lett., 17, 1271, 1966.
 - [5] A.G. Artukh et al. Nucl. Phys., A160, 511, 1971.
 - [6] В.В. Авдейчиков. Препринт 4-11262, ОИЯИ, 1978.
 - [7] G. Igo, L.F. Hansen, T.J. Gooding. Phys. Rev., 131, 337, 1963.
 - [8] А.М. Poskanzer, G.W. Butler, E.K. Hyde. Phys. Rev., C4, 1759, 1971.
 - [9] J.D. Bowman, А.М. Poskanzer, R.G. Korteling, G.W. Butler. Phys. Rev., C9, 836, 1974.
 - [10] В.А. Никитин, ЭЧАЯ, 1, 9, 1970.
 - [11] А.Н. Wapstra, K. Bos. Atomic Data..., 19, №3, 1977.
-