

К-20

ЛВЭ

2209/2-78

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

14/VI-78



7 - 9566

А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Ли Ген Су,
Н.И.Тарантин

ОБРАЗОВАНИЕ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ
ФРАНЦИЯ И РАДОНА
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИРИДИЯ ИОНАМИ НЕОНА

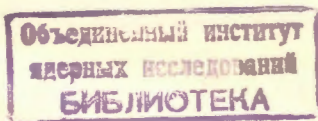
1976

7 - 9566

А.П.Кабаченко, И.В.Кузнецов, Ли Ген Су,
Н.И.Тарантин

ОБРАЗОВАНИЕ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ
ФРАНЦИЯ И РАДОНА
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИРИДИЯ ИОНАМИ НЕОНА

Направлено в ЯФ



Кабаченко, А.П. и др.

7 - 9566

Образование нейтронодефицитных изотопов франция и радона при облучении яридия ионами неона

С помощью масс-сепаратора определены выходы нейтронодефицитных изотопов франция и радона при облучении толстой яридиевой мишени ионами ^{20}Ne , ускоренными до энергии 200 МэВ. Экспериментальные результаты сопоставлены с результатами расчета по статистической модели испарения нейтронов и протонов из возбужденного составного ядра. Получены данные об эффективной величине кулоновского барьера для эмиссии протона.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

1. Введение

В последнее время все больший интерес вызывают ядра, удаленные от полосы бета-стабильности. Этот интерес обусловлен тем, что при изменении соотношения между числом протонов и числом нейтронов в ядре его свойства сильно меняются, и для ядер вдали от полосы бета-стабильности ожидается появление новых типов радиоактивного распада, новых областей деформации, новых состояний. Поэтому весьма актуальным становится вопрос о возможных методах синтеза таких ядер.

Одним из способов получения ядер, обедненных нейтронами, являются ядерные реакции, вызываемые ускоренными тяжелыми ионами. При слиянии тяжелого иона с ядром-мишенью образуется, как правило, составное ядро, которое уже имеет некоторый недостаток нейтронов по сравнению с нуклидами, лежащими на полосе бета-стабильности. В процессе девозбуждения составного ядра происходит преимущественное испарение нейтронов, которое приводит к еще большему обеднению ядра нейтронами. Однако по мере обеднения ядра нейтронами возрастает эмиссия протонов, которая ограничивает в конечном итоге возможность получения сильно нейтронодефицитных ядер.

Хотя к настоящему времени имеется большое число работ по ядерным реакциям под действием тяжелых ионов, однако публикаций по закономерностям образования ядер с сильным дефицитом нейтронов известно немного. К числу последних можно отнести работы /1,2/. В работе /1/ проанализированы экспериментальные данные по выходу нейтронодефицитных изотопов ксенона, бария и церия; в работе /2/ приведены результаты расчетов

сечений образования нейтронодефицитных нуклидов в реакциях под действием тяжелых ионов на основе модели испарения нуклонов.

Нами были предприняты эксперименты с целью возможного получения новых нейтронодефицитных изотопов элементов в области за свинцом. В ходе этих экспериментов были получены данные по выходу нейтронодефицитных изотопов франция и радона, образующихся при облучении иридиевой мишени ионами ^{20}Ne . Эти данные представляют интерес с точки зрения оценки конкуренции между испарением нейтронов и эмиссией протонов при девозбуждении тяжелых составных ядер.

2. Методика эксперимента

Применение масс-сепаратора на пучке бомбардирующих частиц в экспериментах по изучению ядерных реакций и их продуктов дает дополнительные возможности. В частности, разделение продуктов реакций по массам упрощает их идентификацию и создает лучшие условия для измерения их радиоактивного распада. Наряду с этим быстрая масс-сепарация нуклидов позволяет определить, каким способом образовалось ядро: непосредственно в ядерной реакции или путем, например, α -распада.

В настоящих экспериментах для идентификации продуктов ядерных реакций был применен электромагнитный масс-сепаратор на пучке тяжелых ионов ЭМСНАПТИ /3-5/. Облучаемая мишень располагалась непосредственно в источнике ионов масс-сепаратора. В качестве мишени использовались две иридиевые фольги, одна из которых, толщиной 5 мкм, была установлена во входном окне ионного источника, а другая, толщиной 20 мкм, - внутри камеры ионизации источника вслед за первой.

Облучение мишени проводилось пучком ионов ^{20}Ne , ускоренных на циклотроне У-300 до энергии 200 МэВ. Поток ионов на мишень составлял $\sim 10^{11}$ ионов в секунду.

Источник ионов нагревался до температуры $\sim 2300^\circ\text{K}$, что обеспечивало быструю диффузию продуктов ядерных

реакций из иридиевой мишени. Продукты ядерных реакций ионизировались электронным ударом и сепарировались по массам магнитным анализатором. Ионы заданной массы высаживались на медный приемник, непосредственно на который был направлен полупроводниковый Si(Au) детектор α -частиц. Телесный угол, в пределах которого обеспечивалась регистрация α -частиц счетчиком, составлял 10% от 4π . Импульсы с полупроводникового счетчика поступали на многоканальный анализатор.

3. Экспериментальные результаты

В экспериментах измерялись выходы продуктов ядерных реакций, образующихся при облучении ионами ^{20}Ne иридиевой мишени, содержащей два изотопа ^{191}Ir и ^{193}Ir , в природном соотношении /38,5% и 61,5% соответственно/. Выходы определялись по счету α -частиц разделенных нуклидов.

На рис. 1 в качестве иллюстрации приведен спектр энергий α -частиц сепарированных нуклидов с массовым числом $A = 204$ и их продуктов распада. Для калибровки по энергии использовался препарат из ^{212}Bi и ^{212}Po / $E_\alpha = 6,047; 6,0898$ и $8,7854$ МэВ/6/, полученный методом осаждения электрическим полем ^{220}Rn эманулирующего из порошка окиси тория.

Идентификация наблюдаемых α -излучателей по Z производилась по известным значениям энергий α -частиц /7-9/. Среди выделенных нуклидов присутствуют продукты ядерных реакций ^{204}Fr / $E_\alpha = 7,03$ и $6,97$ МэВ/, ^{204}Rn /6,42 МэВ/, ^{204}At /5,95 МэВ/ и их дочерние ядра ^{200}At /6,47 и 6,42 МэВ/, образовавшийся в результате α -распада ^{204}Fr , а также ^{200}Po /5,86 МэВ/, образовавшийся в результате α -распада ^{204}Rn . Часть ядер ^{204}At образовалась в результате электронного захвата ^{204}Rn . Примеси соседних по массовому числу нуклидов не наблюдаются.

Распад накапливаемых на коллекторе масс-сепаратора нуклидов в случае, когда время диффузии продук-

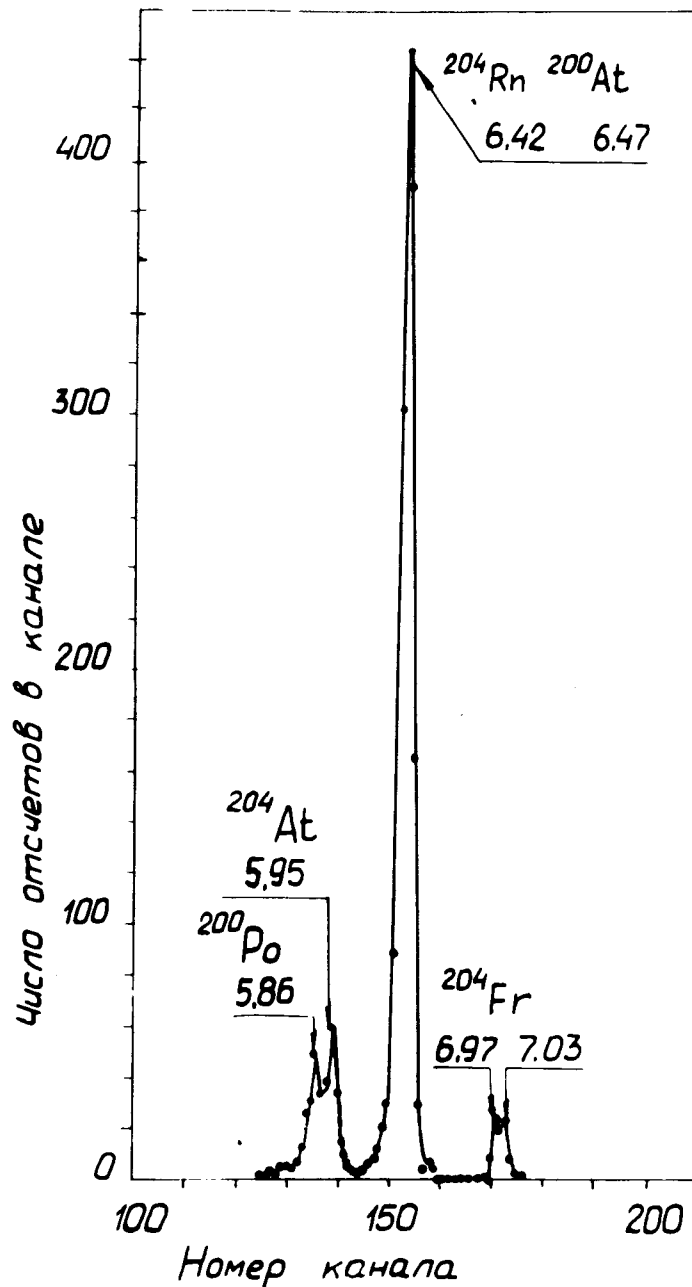


Рис. 1. Спектр энергий α -частиц продуктов ядерных реакций с массовым числом $A = 204$ и их продуктов распада. Реакция $^{191,193}\text{Ir} + ^{20}\text{Ne}$. Энергия ионов $^{20}\text{Ne} - 200$ МэВ. Толщина мишени 25 мкм.

тов реакций из мишени короче их времени жизни, можно представить формулой:

$$N(t) = Y \nu \eta K_{\alpha} \left[t - \frac{1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \right], \quad /1/$$

где $N(t)$ - число α -распадов нуклида, зарегистрированных на приемнике масс-сепаратора к моменту времени t после начала облучения-измерения; Y - выход нуклида в ядерной реакции, отнесенный к одной бомбардирующей частице; ν - число частиц, бомбардирующих мишень в единицу времени; η - полная эффективность масс-сепаратора и регистрирующей аппаратуры; K_{α} - доля α -распада в распаде нуклида; λ - постоянная радиоактивного распада.

Число α -распадов дочернего продукта дается выражением

$$N_2(t) = \frac{N_1(t) K_1 K_{\alpha 2} \left[t - \frac{\lambda_2}{\lambda_1(\lambda_2 - \lambda_1)} (1 - e^{-\lambda_1 t}) - \frac{\lambda_1}{\lambda_2(\lambda_1 - \lambda_2)} (1 - e^{-\lambda_2 t}) \right]}{K_{\alpha 1} \left[t - \frac{1}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) \right]}, \quad /2/$$

где K_1 - доля распада / α -распада или электронного захвата/, приводящего к образованию дочернего ядра, а индексами 1 и 2 при приведенных выше символах отмечены соответственно материнское и дочернее ядра.

Расчет выходов продуктов в ядерных реакциях производился по формуле /1/; учет накопленных дочерних ядер - по формуле /2/. Относительные выходы изотопов франция и радона, образующихся при облучении иридиевой мишени ионами ^{20}Ne с энергией 200 МэВ, даны на рис. 2. Полной толщины иридиевой мишени было достаточно^{/10/} для снижения энергии ионов ^{20}Ne до величины ниже кулоновского барьера, равного в лабораторной системе ~100 МэВ.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Образование изотопов франция и радона при взаимодействии ионов неона с иридием может происходить в результате слияния двух сталкивающихся ядер и последующей эмиссии нейтронов и протонов из возбужденного составного ядра. Энергия возбуждения составных ядер ^{211}Fr и ^{213}Fr , образующихся под действием ионов ^{20}Ne с энергией 200 МэВ, достигает 145 МэВ. Этой энергии достаточно для испарения 9-10 нейтронов, если принять, что для испускания нейтрона, помимо энергии, необходимой для разрыва связи нейтрона с ядром, требуется еще 4-5 МэВ, которые уносятся в виде кинетической энергии нейтрона и энергии сопровождающих γ -квантов. Поэтому выходы нуклидов франция ожидалось вплоть до изотопов с массовыми числами $A = 201-202$. Как видно из рис. 2, ^{201}Fr и ^{202}Fr не наблюдаются, а выходы близких к ним изотопов франция малы по сравнению с выходами соответствующих изотопов радона.

Наблюдаемое соотношение выходов нуклидов франция и радона можно объяснить, во-первых, конкуренцией со стороны деления, большей для нуклидов франция, во-вторых, эмиссией протонов при девозбуждении составных ядер франция. Более детально участие эмиссии протонов может быть рассмотрено путем сопоставления экспериментальных результатов с результатами расчета.

Образование различных продуктов в ядерных реакциях дается следующим соотношением:

$$Y(xn+yp) = \sum_{k=1}^{x+y} G_{ik} \int \sigma_c(E) P(E^*, xn+yp) dE, \quad /3/$$

где $Y(xn+yp)$ - выход нуклида в ядерной реакции, сопровождаемой испусканием x нейтронов и y протонов; $\sigma_c(E)$ - сечение образование составного ядра; G_{ik} - относительная вероятность эмиссии нейтрона ($i=n$) или протона ($i=p$) на различных ступенях ($k=1,2,\dots,x+y$) девозбуждения составного ядра; $G_n = \Gamma_n / (\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_f)$; $G_p = \Gamma_p / (\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_f)$; $P(E^*, xn+yp)$ - вероятность полного девозбуждения составного ядра в результате эмиссии x нейтронов и y протонов. Суммирование рас-

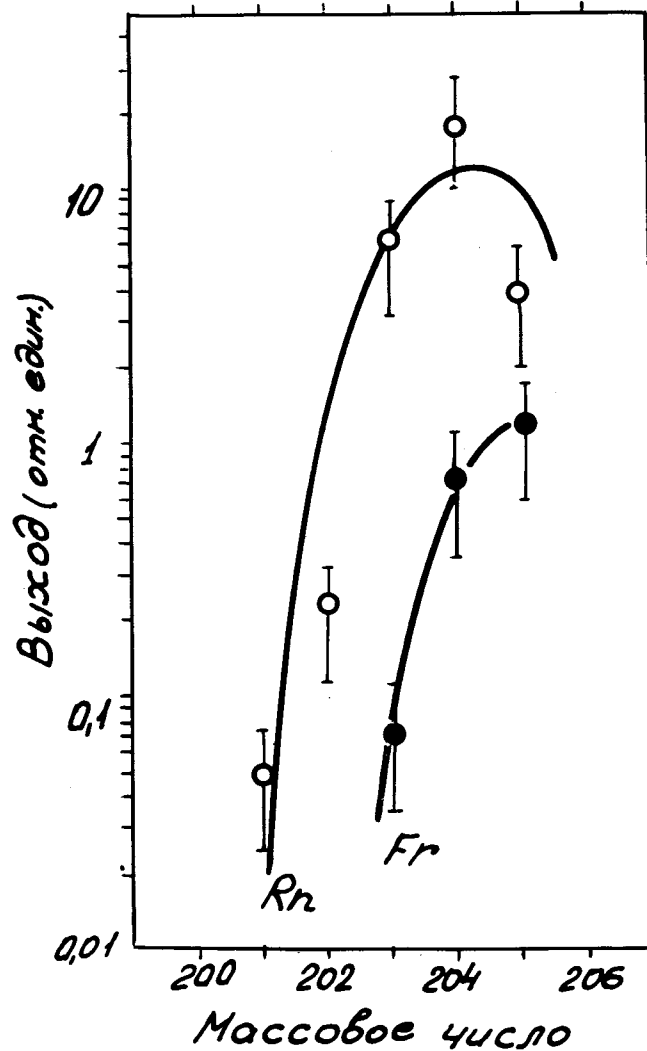


Рис. 2. Выходы изотопов франция и радона в реакции $^{191,193}\text{Ir} + ^{20}\text{Ne}$. Энергия ионов ^{20}Ne - 200 МэВ. Толщина мишени 25 мкм.

пространяется на все возможные комбинации очередности эмиссии нейтронов и протонов, интегрирование ведется по всему диапазону изменения энергий бомбардирующих частиц в мишени.

Входящие в формулы /3/ парциальные ширины для эмиссии нейтрона Γ_n , протона Γ_p и для деления Γ_f можно выразить через параметры возбужденного ядра на основе статистической модели испарения, предложенной Вайскопфом /11/, и модели деления Бора и Уилера /12/. В предположении экспоненциальной зависимости плотности уровней ядра от энергии возбуждения $\rho(E^*) \sim \exp(E^*/T)$, где T - температура ядра, и при энергии возбуждения существенно большей пороговых энергий для эмиссии частиц и деления парциальные ширины определяются следующим образом:

$$\Gamma_n / \Gamma_f \sim \frac{2TA^{2/3}}{K_0} \exp[(B_f - B_n)/T], \quad /4/$$

$$\Gamma_n / \Gamma_p \sim \frac{N}{Z} \exp[(B_p + CV_p - B_n)/T],$$

где $K_0 = h^2 / (gm\tau_0^2)$; m - масса нейтрона; g - статистический фактор, равный для нейтрона двум; τ_0 - параметр, определяющий радиус ядра в зависимости от массового числа; B_f - барьер деления; B_n и B_p - энергии связи нейтрона и протона; CV_p ($C \leq 1$) - эффективная высота кулоновского барьера по отношению к вылету протона из возбужденного ядра.

В качестве функции $P(E^*, x_n + y_p)$ можно использовать с некоторыми изменениями формулу, полученную Джексон /13/ для испарения нейтронов. Одно из изменений, которое необходимо внести в формулу в случае реакций получения сильно нейтронодефицитных ядер, сводится к тому, что условием снятия возбуждения составного ядра должно быть снижение энергии возбуждения до величины ниже энергии, необходимой для вылета протона, поскольку порог для испарения протона из нейтронодефицитного ядра будет наименьшим: ниже энергии связи нейтрона и барьера деления.

Предельная энергия $(B_p + E_p)$, ниже которой эмиссия протона оказывается невозможной, может быть определена как энергия, при которой проницаемость кулоновского барьера снижается настолько, что более вероятным становится испускание γ -квантов.

Рассмотрение выражения для функции $P(E^*, x_n + y_p)$ /13/ показывает, что в этом случае, например для нуклидов франция и радона с одним и тем же массовым числом, можно использовать

$$\frac{\int \sigma_c(E) P(E^*, x_n) dE}{\int \sigma_c(E) P[E^*, (x-1)n + 1p] dE} \sim \frac{(B_p + E_p)_{\text{для Fr}}^A}{(B_p + E_p)_{\text{для Rn}}^A}. \quad /5/$$

Тогда на основании соотношения /5/ и формулы /3/ отношения экспериментальных выходов соответствующих нуклидов франция и радона можно определить следующим образом:

$$\frac{Y(^A_{\text{Fr}})}{Y(^A_{\text{Rn}})} = \frac{G_{n1} G_{n2} \dots G_{nx}}{(G_{p1} G_{n2} \dots G_{nx} + G_{n1} G_{p2} G_{n3} \dots G_{nx} + \dots + G_{n1} \dots G_{n(x-1)} G_{px})} \times \frac{(B_p + E_p)_{\text{для Fr}}^A}{(B_p + E_p)_{\text{для Rn}}^A}. \quad /6/$$

Соотношение /6/ и экспериментальные значения выходов ядер франция и радона использовались для уточнения некоторых особенностей эмиссии протонов при девозбуждении составных ядер франция. Полученные в эксперименте отношения выходов, равные

$$Y(^{205}\text{Fr}) / Y(^{205}\text{Rn}) = 0,30;$$

$$Y(^{204}\text{Fr}) / Y(^{204}\text{Rn}) = 0,042;$$

$$Y(^{203}\text{Fr}) / Y(^{203}\text{Rn}) = 0,012;$$

сопоставлялись с результатами расчета. Необходимые для вычислений значения V_n , V_p и V_f были взяты из работы /14/. Высота кулоновского барьера для вылета протона вычислялась по общепринятой формуле при r_0 , взятом, как и в работе /13/, равным $1,2 \cdot 10^{-13}$ см:

$$V_p = 1,2 Z / (1 + A^{1/3}) \text{ МэВ},$$

где Z и A - порядковый номер и массовое число оставшегося после эмиссии протона ядра. Для оценки E_p использовались данные из работ по исследованию эмиссии запаздывающих протонов. Из этих работ /см., например, /15/ / следует, что эмиссия запаздывающего протона в области тяжелых элементов (Hg) оказывается менее вероятной, чем испускание γ -лучей при $E_p < 0,3 V_p$. Это дает для изотопов франция и радона $E_p \sim 4,5 \text{ МэВ}$.

При расчетах изотопный состав иридиевой мишени учитывался.

Расчеты производились на электронной вычислительной машине БЭСМ-6. Значения S и T варьировались.

Наилучшее согласие результатов расчета и эксперимента по выходам изотопов франция и радона трех массовых чисел $A = 205, 204$ и 203 было получено при $S = 0,6$ и $T = 1,8 \text{ МэВ}$. Полученное значение $S = 0,6$ несколько ниже аналогичной величины, найденной в работе /1/ для нейтронодефицитных ядер в области ксенона-церия. Эффективная высота кулоновского барьера для вылета протонов из ядер франция в конкуренции с процессом испарения нейтронов, отвечающая $S = 0,6$, составляет 9 МэВ . Это означает, что в области $A \sim 205$ эффективная энергия связи протона в изотопах франция становится равной энергии связи нейтрона и эмиссия протонов начинает конкурировать с испарением нейтронов при девозбуждении ядер, препятствуя тем самым образованию нейтронодефицитных изотопов франция с массовыми числами, меньшими 205.

Заметим, что полученная величина $S = 0,6$ характеризует собою эффективную величину кулоновского барьера по отношению к испусканию протона на всех этапах девозбуждения составного ядра, начиная от начальной энергии возбуждения и кончая почти основным состоянием. На последнем этапе девозбуждения, когда

остаточная энергия возбуждения ядра становится меньше энергии связи нейтрона ($E^* < V_n$), но остается большей, чем $V_p + 0,3 V_p$, испарение нейтрона становится невозможным, а испускание протона будет более вероятным, чем эмиссия γ -кванта. На этом этапе испускание протона имеет относительно высокую вероятность ($G_p \gg G_n$), соответствующую очень низкой величине удерживающего протон кулоновского барьера. Этим эффектом, по-видимому, можно объяснить пониженную величину кулоновского барьера для вылета протонов при образовании сильно нейтронодефицитных ядер.

Авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову за внимание к работе. Авторы благодарят также А.И.Бобровскую и Н.С.Иванова за помощь в проведении настоящих экспериментов.

Литература

1. F.S.Stephens, J.R.Leigh, R.M.Diamond. Nucl. Phys., A170, 321 /1971/.
2. W.G.Winn, H.H.Gutbord, M.Blann. Nucl.Phys., A188, 423 /1972/.
3. N.I.Tarantin, A.V.Demyanov, Yu.A.Dyachikhin, A.P.Kabachenko. Nucl. Instr. & Meth., 38, 103 /1965/.
4. Н.И.Тарантин, А.В.Демьянов. ПТЭ, 1, 41 /1966/.
5. А.В.Демьянов, Н.И.Тарантин, Ю.А.Дьячихин, А.П.Кабаченко. ПТЭ, 2, 28 /1966/.
6. C.M.Lederer, J.M.Hollander, I.Pertman. Table of Isotopes /New York/, 1967.
7. P.Hornshoj, P.G.Hansen, B.Jonson. Nucl. Phys., A230, 380 /1974/.
8. P.Hornshoj, K.Wilsky, P.G.Hansen, A.Lindahl, O.B.Nielsen. Nucl.Phys., A163, 277 /1971/.
9. K.Valli, E.K.Hyde. J.Inorg. Nucl. Chem., 29, 2503 /1967/.
10. L.C.Northcliffe, R.F.Schilling. Nucl. Data, A7, 233 /1970/.
11. V.Weisskopf. Phys.Rev., 52, 295 /1937/.

12. N.Bohr., J.A.Wheeler. *Phys.Rev.*, 56, 426 /1939/.
13. J.D.Jackson. *Can.J.Phys.*, 34, 767 /1956/.
14. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. *Nucl.Phys.*, 81, 1 /1966/; Report UCRL-11980, 1965. .
15. В.А.Карнаухов. ЭЧАЯ, 4, 1018 /1973/.

*Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля 1976 года.*