

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ41а

M-14

P4 - 10173

492/1-77

Ф.Р.Май, В.В.Пашкевич, С.Фрауендорф

ПРЕДСКАЗАНИЕ
ПЕРЕХОДОВ С ИЗМЕНЕНИЕМ ФОРМЫ
В ОЧЕНЬ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ
В РАЙОНЕ СВИНЦА

1976

P4 - 10173

Ф.Р.Май, В.В.Пашкевич, С.Фрауендорф*

ПРЕДСКАЗАНИЕ
ПЕРЕХОДОВ С ИЗМЕНЕНИЕМ ФОРМЫ
В ОЧЕНЬ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ
ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ
В РАЙОНЕ СВИНЦА

Направлено в *"Physics Letters"*



* Центральный институт ядерных исследований,
Россендорф, ГДР.

Май Ф.Р., Пашкевич В.В., Фрауендорф С.

P4 - 10173

Предсказание переходов с изменением формы в очень нейтронодефицитных четно-четных изотопах в районе свинца

Рассчитывались равновесные формы низколежащих ирраст-состояний в легких четно-четных изотопах платины, свинца и полония посредством минимизации эффективной энергии деформации. Использовались метод оболочечной поправки Струтинского для вычисления энергии деформации основного состояния и модель принудительного вращения для описания ротационных степеней свободы. Рассматривались только аксиально-симметричные деформации. Проводилось проектирование на заданное число частиц. Результаты указывают на возможность переходов формы от сферической к вытянутой или от сферической к сплюснутой, затем к вытянутой в изотопах свинца в районе $A=188$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

May F.R., Pashkevich V.V., Frauendorf S. P4 - 10173

A Prediction on the Shape Transitions in Very Neutron-Deficient Even-Mass Isotopes in the Lead Region

Equilibrium shapes of low-lying yrast states in light even-mass Pt, Pb and Po isotopes are calculated by minimizing an effective deformation energy using Strutinsky's shell-correction method for the evaluation of the ground state deformation energy and the Cranking prescription for the treatment of the rotational degree of freedom. Only axially symmetric distortions are considered. Particle number projection is included. The results indicate the possibility of spherical-oblate, spherical-prolate and spherical-oblate-prolate transitions in the Pb isotopes around $A=188$.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research

Dubna 1976

В последнее время значительные усилия были посвящены исследованию очень нейтронодефицитных ядер. Некоторые из полученных результатов находят свое естественное объяснение в рамках представления о существовании различных форм ядра /см. работы^{1,2/} и ссылки в них, а также работы^{3-8/}. Это явление существования часто встречается вдали от линии β -стабильности, где необычные комбинации числа протонов и нейтронов могут привести к тому, что поверхность потенциальной энергии будет иметь несколько минимумов. В таком случае фактическая форма ядра соответствует тонкому равновесию протонной и нейтронной оболочечных сил. Если такое ядро обладает конечным угловым моментом, соответствующие центробежные силы могут вызвать переход от менее деформированной формы к более деформированной. Такая простая физическая картина позволяет объяснить экспериментальные величины расстояний между уровнями и приведенных вероятностей переходов $B(E2)$ в легких изотопах ртути^{8/}.

В настоящей работе исследуются четно-четные изотопы платины, свинца и полония, которые являются ближайшими соседями изотопов Hg и в которых ожидаются аналогичные явления сосуществования. В основном использовался тот же самый теоретический метод, что и в работе^{8/}. Исследовались аксиально-симметричные формы, которые описывались с помощью двух параметров деформации, ϵ и a_4 , причем ϵ определяет квадрупольную и a_4 -гексадекапольную деформацию /определение дано в работе^{9/}. Энергия низколежащих ирраст-со-

стояний /т.е. нижайших состояний с заданным угловым моментом/ получалась как минимум энергии деформации при заданном спине I:

$$E_I(\epsilon, a_4, \Delta_p, \Delta_n) = E_0(\epsilon, a_4, \Delta_p, \Delta_n) + I(I+1)/2J(\epsilon, a_4, \Delta_p, \Delta_n), \quad /1/$$

где энергия деформации E_0 основного состояния /ОС/ вычислялась методом оболочечной поправки Струтинского /10/. Для момента инерции J использовалось выражение, полученное в рамках модели принудительного вращения. При спине порядка $8\hbar$ и выше такое приближение может оказаться неверным, если двухквaziчастичные состояния с высоким угловым моментом /выстроенная конфигурация/ оказываются на ираст-полосе. В добавление к предыдущим вычислениям минимизация E_I проводилась не только по параметрам ϵ и a_4 , но также и по протонной и нейтронной щели Δ_p и Δ_n /11/. В качестве среднего поля использовался деформированный потенциал Вудса-Саксона /9/ с параметрами из работы /12/. Монопольное взаимодействие типа спаривания, параметризованное с помощью средней щели /10/ описывалось как в приближении БКШ, так и с проектированием на заданное число частиц /Q-проекцией/. Подробности последней процедуры описаны в работе /11/. Выбор интенсивности спаривательного взаимодействия обсуждается ниже.

Наиболее интересный случай представляют собой изотопы свинца. Как видно из рис. 1, ОС ^{188}Pb является сферическим, что типично и для более тяжелых изотопов. Это свойство соответствует магическому числу протонов 82, приводящему к глубокому минимуму / ≈ -7 МэВ / в протонной оболочечной поправке при $\epsilon = 0$. Максимум в энергии оболочечной поправки и поправки на спаривание при 106 нейтронах не может конкурировать с глубоким протонным минимумом, и ядро в результате этого принимает сферическую форму в ОС. Кроме того, су-

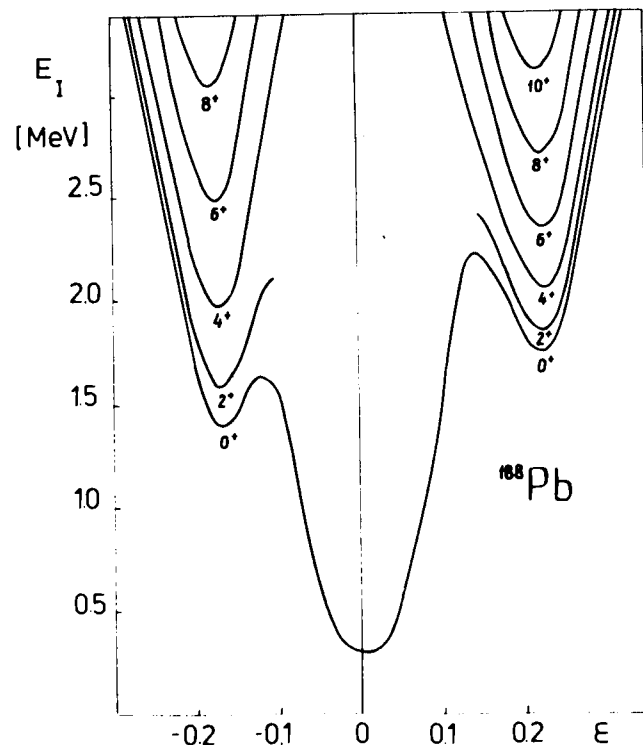


Рис. 1. Энергия деформации /БКШ/ нижайших ротационных состояний в ^{188}Pb . Гексадекапольная деформация /9/ равна 0 при $\epsilon \leq 0$ и $-0,01$ при $\epsilon > 0$, что близко к равновесным значениям. Результаты, полученные с помощью Q-проекции, близки к тем, что представлены на рисунке; отклонение составляет менее 0,1 МэВ.

ществуют минимумы со сплюснутой и с вытянутой стороны, которые лежат на 1 МэВ выше. Подобным образом ведут себя кривые, представляющие энергию деформации для ядер всех других легких изотопов свинца /включая нечетные/. Для вращающихся ядер легких изотопов свинца предсказывается переход к деформированным минимумам. В случае ^{188}Pb при $I=2$ сплюснутый минимум ($\epsilon = -0,175, a_4 = 0$) является абсолютным, тогда как при $I=8$ абсолютным оказывается вытянутый ($\epsilon = 0,225, a_4 = -0,02$). Как показано на рис. 2, где приведена разни-

ца энергий $\Delta E_1 = E_1^{obl} - E_1^{prol}$ между двумя деформированными минимумами, ядро ^{188}Pb представляет собой как раз промежуточный случай. Большое положительное значение ΔE_1 в $^{184}, ^{186}\text{Pb}$ означает, что для этих ядер при $I \geq 2$ ожидается хорошо деформированная вытянутая форма ($\epsilon = 0,25, a_4 = -0,01$). Момент инерции соответствующей ротационной полосы равняется приблизительно 44 МэВ^{-1} . Этот переход от сферической к вытянутой форме соответствует переходу от сплюснутой к вытянутой форме в легких изотопах ртути 180 в которых, благодаря присутствию двух дырок в сферической

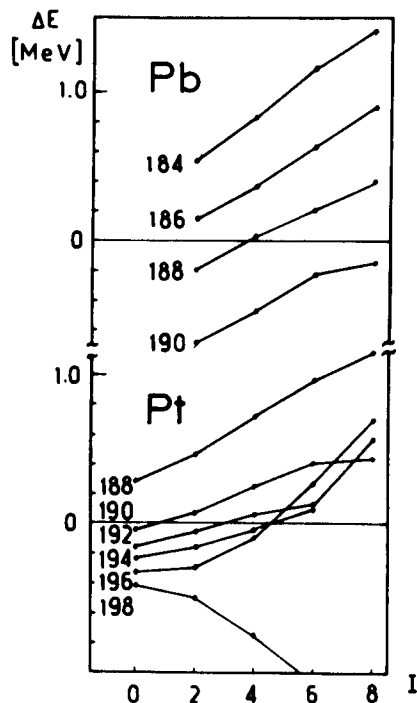


Рис. 2. Энергетическая разница ΔE между сплюснутым и вытянутым минимумами в зависимости от спина для $^{184-190}\text{Pb}$ /БКШ/ и $^{188-198}\text{Pt}$ /Q-проекция/. Гексадекаполярная деформация $^{9/}$ $a_4 = 0$ при $\epsilon < 0$ и $a_4 = -0,01$ при $\epsilon > 0$ в изотопах свинца и $a_4 = -0,02$ при $\epsilon < 0$ и $a_4 = -0,04$ при $\epsilon > 0$ в изотопах платины, что близко к равновесным значениям.

оболочке, минимум протонной системы соответствует слегка сплюснутой деформации ($\epsilon = -0,12$). В работе сообщалось об обнаружении в $^{186}, ^{188}\text{Hg}$ части деформированной ротационной полосы, не принадлежащей к ираст-состояниям. Существование этих состояний как раз при той энергии, при которой они ожидалось, по видимому, указывает на то, что имеется энергетический барьер между сплюснутым и вытянутым минимумами, предотвращающий сильное смешивание двух полос. Этот факт можно рассматривать как информацию об энергии деформации при триаксиальных формах ($\gamma \neq 0$), которая не рассчитывалась ни в работе $^{8/}$, ни в настоящей работе. В расчетах, представленных в $^{3/}$, предсказывался плоский барьер порядка $0,3 \text{ МэВ}$.

Предполагая наличие барьера в $^{184}, ^{186}\text{Pb}$ при $\gamma \neq 0$ между вытянутым и сплюснутым минимумами, можно ожидать, что существуют две различные структуры полос: ротационная, начинающаяся при $E_0^{def} \approx 1,0 \text{ МэВ}$, и вибрационная, принадлежащая сферическому минимуму. В отсутствие высокого барьера обе структуры должны смешиваться, причем вытянутая форма должна все более стабилизироваться с ростом I .

Для изотопов $^{190}, ^{192}\text{Pb}$ ситуация оказывается подобной. Однако, так как в более тяжелых изотопах, чем ^{188}Pb , сплюснутый минимум лежит ниже вытянутого, ядро принимает сплюснутую форму при $I \geq 2$. В таблице известные экспериментальные значения расстояний между уровнями в ^{192}Pb $^{13/}$ сравниваются с теоретическими. В вычислениях получил отражения тот факт, что энергия перехода $2^+ \rightarrow 0^+$ существенно больше, чем перехода $4^+ \rightarrow 2^+$. Экспериментальные приращения расстояний между вращательными уровнями много меньше теоретических, полученных с Q-проекцией. Можно предположить, что это является результатом связи вращения с двухквaziчастичными возбуждениями, которые не приняты во внимание в настоящих расчетах. При $I = 8$ /БКШ/ или $I = 10$ /Q-проекция/ плавный рост теоретической разности энергий $E(I) - E(I-2)$ нарушается. В случае ^{190}Pb излом в ΔE при переходе от 6^+ к 8^+ см. рис. 2/ вызван 70-процентным уменьшением нейтронной щели. Подобные высокоспиновые аномалии, обнаружен-

Таблица

Энергия перехода и равновесные деформации в ^{192}Pb . Равновесная гексадекагональная деформация $^9/\text{близка к } 0$.

Переход	Энергия (МэВ)		Конечное состояние E_{eq}
	эксп.	Q - проекция БКШ	
$2^+ \rightarrow 0^+$	0,852	1,72	0
$4^+ \rightarrow 2^+$	0,502	0,50	-0,175
$6^+ \rightarrow 4^+$	0,565	0,73	-0,175
$8^+ \rightarrow 6^+$	0,600	0,88	-0,180
$10^+ \rightarrow 8^+$	0,063	0,53	-0,180
$12^+ \rightarrow 10^+$	-	0,12	-0,185

ные экспериментально в полосе ОС

$^{190, 192}\text{Pb}$,

интерпретируются в работе ^{/14/} как выстраивание двух нейтронов. Как уже упоминалось, наша трактовка не предназначена для описания таких аномалий. Тем не менее результаты, полученные для $^{190, 192}\text{Pb}$, можно пробно интерпретировать как указание на нерегулярности в расстояниях между уровнями ирост-полосы около $I=10$ вследствие образования выстроенной конфигурации. Теоретическая энергия $2^+ \rightarrow 0^+$ перехода является слишком большой. Однако эта величина существенно зависит от параметров потенциальной ямы. Если, например, использовать параметры, предложенные в работе ^{/15/}, получаются значения, близкие к экспериментальным. Далее, учет нулевых колебаний улучшает согласие, т.к. определяющая их жесткость очевидно различна в двух минимумах. В промежуточном случае ^{188}Pb разница энергий сплюснутого и вытянутого состояний довольно мала: для 2^+ , 4^+ и 6^+ состояний $|\Delta E| < 0,2 \text{ МэВ}$. Не зная энергии деформации триаксиальных форм, можно только делать предположения о различных возможностях. Так, если имеется барьер между двумя минимумами при $\gamma \neq 0$, то можно ожидать, что существуют две деформированные полосы, пересекающие друг друга вследствие различия моментов инерции. С другой стороны, γ -нестабильный потенциал или истинный минимум при $\gamma \neq 0$ соответствуют вращательной структуре с расстояниями между уровнями, которые являются промежуточными по отношению к расстояниям, соответствующим вытянутому и сплюснутому минимумам.

У изотопов тяжелее ^{192}Pb деформированные минимумы становятся менее выраженными. По мере приближения числа нейтронов к 126 сплюснутый минимум приближается к сферическому, в то время как вытянутый минимум поднимается вверх и размывается. У изотопов тяжелее ^{196}Pb появляется ярко выраженный вытянутый минимум при $\epsilon \approx 0,4$, что типично для более тяжелых изотопов в районе свинца.

Как уже упоминалось, присутствие двух дырок в протонной оболочке легких изотопов ртути сдвигает

минимум, обязанный своим происхождением протонной оболочечной поправке, в сторону сплюснутой деформации. Одновременно энергетическая разность между этими двумя минимумами в ОС уменьшается до $\sim 0,4 \text{ МэВ}^8$, что следует сравнить со значением $1,0 \text{ МэВ}$, полученным для изотопов свинца. Как показано на рис. 2, эта тенденция сохраняется при переходе к легким изотопам платины, ядра которых уже являются вытянутыми в ОС. Таким образом, перехода с изменением формы, подобного переходу в изотопах ртути, здесь не ожидается. С ростом числа нейтронов вытянутый и сплюснутый минимумы подходят очень близко друг к другу по энергии и занимают симметричное положение при деформации, приблизительно равной $|\epsilon| = 0,12$.

Ядра изотопов тяжелее ^{190}Pt сплюснуты в ОС. Для $^{190,192,194}\text{Pt}$ вытянутая форма все еще соответствует более низкой энергии при высоких угловых моментах. Как следует из работы ^{16/}, экспериментальная схема уровней ^{14/} указывает на отсутствие какого бы то ни было барьера между минимумами. Следовательно, переход от сплюснутой к вытянутой форме, вероятно, происходит плавным образом через триаксиальную форму.

Рассмотрим также ядра с двумя частицами сверх сферической протонной оболочки /изотопы полония/. Как показано в нижней части рис. 3, тяжелые изотопы с $A = 194, 196$ следует считать ангармоническими вибраторами /см., например, экспериментальные данные для $^{202, 204, 206}\text{Po}$ ^{17/}/. Мелкие осцилляции в энергии ОС не следует рассматривать серьезно. Однако для высоких спинов из расчетов следует плавный переход к сплюснутой хорошо деформированной форме. В ядре ^{192}Po более низкой энергии соответствует минимум при большой сплюснутой деформации ($\epsilon \approx -0,2$), хотя он не очень ярко выражен. Первые возбужденные состояния с $I^\pi = 2^+, 4^+, 6^+$ и 8^+ принадлежат к глубокому сплюснутому минимуму при той же самой деформации. Таким образом, вращательная полоса, соответствующая хорошо деформированной сплюснутой форме, предсказывается для ^{192}Po . Кривая, описывающая энергию деформации ОС ^{190}Po , подобна соответствующим кривым для изотопов платины. Однако не наблюдается

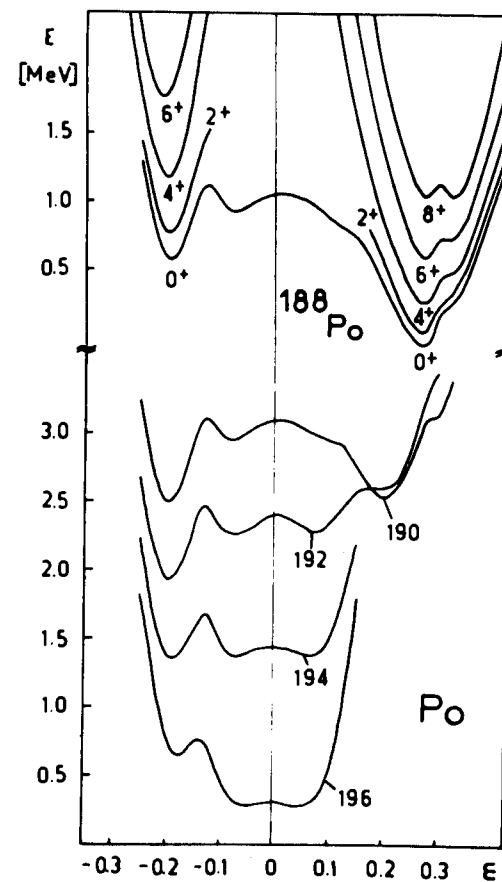


Рис. 3. Энергия деформации /Q-проекция/ основных состояний в $^{188-196}\text{Po}$. В случае ^{188}Po представлена также энергия деформации первых вращательных состояний. Гексадекаполюсная деформация ^{9/} равна 0 при $\epsilon \geq 0$, что близко к равновесному значению.

хорошо выраженного сферического барьера, как у изотопов платины. С дальнейшим уменьшением массового числа появляется хорошо деформированный вытянутый минимум при $\epsilon = 0,25$, как это показано для ^{188}Po на верхней части рис. 3, и, следовательно, должны наблюдаться вращательные состояния.

Некоторые замечания следует добавить о приближении, которое использовалось для описания сил спарива-

ния. Использование проектирования на число частиц вызвано следующими двумя причинами.

1/ Вблизи магических чисел приходится иметь дело со спариванием при низкой плотности уровней. В таком случае подход, использующий проектирование на точное число частиц, дает более стабильные результаты при изменении деформации и углового момента, чем теория БКШ.

2/ Известно, что изменение энергетической щели с угловым моментом /эффект кориолисова антиспаривания/ в редкоземельной области лучше описывается с помощью Q-проекции /см. работу^{/11/}/. С другой стороны, как видно из таблицы, величины энергии с Q-проекцией отклоняются от экспериментальных значений в большей степени, чем результаты БКШ. Таким образом, без учета эффекта выстраивания при вращении нельзя сделать однозначного заключения о предпочтительности метода Q-проекции.

В качестве средней щели выбиралось значение

$$\bar{\Delta}_{p(n)} = 13(11) / \sqrt{A} \text{ МэВ}$$

в соответствии с общей тенденцией изменения четно-нечетных разностей масс нейтронодефицитных изотопов в исследуемой области^{/18/}. Эти параметры близки к тем, которые были использованы в работе^{/8/} и давали там вполне удовлетворительное описание перехода с изменением формы в изотопах ртути. Для изотопов платины использовались параметры работы^{/11/}, так как они дают наилучшее приближение для четно-нечетных разностей масс. Предсказания относительно переходов с изменением формы довольно чувствительны к выбору интенсивности сил спаривания, например, в случае ¹⁸⁸РЬ вычисления со средними щелями, равными $12/\sqrt{A}$ МэВ для протонов и нейтронов, приводят к сплюснутому минимуму для всех состояний с I = 2, 4 и 6.

Следует также отметить, что минимизация по гексадекаполюсной деформации оказывается важной, так как например, в случае $a_4 = -0,02$ ($\epsilon < 0$) в ¹⁸⁸РЬ не происходит никакого перехода с изменением формы при I \geq 2.

В заключение отметим, что выбор параметров спаривания, а также параметров потенциала Вудса-Саксона содержит в себе важный источник неопределенности. Однако эта неопределенность главным образом касается точного значения массового числа, при котором предсказывается эффект. С нашей точки зрения, наиболее важный результат настоящей работы состоит в описании систематической тенденции в изменении формы ядра, ибо последняя значительно слабее зависит от входных параметров.

Авторы благодарны В.Г.Соловьеву за постоянный интерес к работе и И.Н.Михайлову за полезные замечания.

Литература

1. J.H.Hamilton. *Invited Talk at the Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure, Dubna, 1976.*
2. P.G.Hansen. *Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy, Amsterdam, 1974, vol. 2, p. 662.*
3. A.Faessler, U.Götz, B.Slavov, T.Ledergerber. *Phys.Lett.*, 39B, 579 /1972/.
4. F.Dickmann, K.Dietrich. *Z.Physik*, 263, 211 /1973/; 271, 417 /1974/.
5. S.G.Nilsson, J.R.Nix, P.Möller, I.Ragnarsson. *Nucl. Phys.*, A222, 221 /1974/.
6. M.Gallian, J.Letessier, H.Flocard, P.Quentin. *Phys. Lett.*, 46B, 11 /1973/.
7. D.Kolb, C.Y.Wong. *Nucl.Phys.*, A245, 205 /1975/.
8. S.Frauendorf, V.V.Pashkevich. *Phys.Lett.*, 55B, 365 /1975/.
9. V.V.Pashkevich. *Nucl.Phys.*, A169, 275 /1971/.
10. M.Brack, J.Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong. *Rev.Mod.Phys.*, 44, 320 /1972/.
11. S.Frauendorf. *Nucl.Phys.*, A263, 150 /1976/.
12. В.Г.Соловьев, У.М.Файнер. *Изв. Акад. наук СССР, сер. физ.*, 36, 698 /1972/.
13. G.Albouy, et al. *Ann.Rep.*, 1974, Orsay, p.N.14.
14. L.Funke, P.Kemnitz, G.Winter, S.A.Hjorth, A.Johnson, Th.Lindblad. *Phys.Lett.*, 55B, 436 /1975/.
15. U.Götz, H.C.Pauli, K.Alder, K.Junker. *Nucl.Phys.*, A192, 1 /1972/.

16. *D.Janssen, R.V.Jolos. JINR, E4-9533, Dubna, 1976.*
17. *H.Beuscher, D.R.Zolnowski, D.R.Haenni, T.T.Sugihara. Phys.Rev.Lett., 36, 1128 /1976/.*
18. *A.H.Wapstra, N.B.Gove. Nuclear Data Tables, v. A9, p. 265 /1971/.*

*Рукопись поступила в издательский отдел
18 октября 1976 года.*