

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ41а  
Б-91

5/VI-78

P4 - 11304

2405/2-78

Г.Г.Бунатян

ЗАВИСИМОСТЬ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ПОПРАВOK  
К МАССАМ ЯДЕР ОТ  $Z, N$

**1978**

P4 - 11304

Г. Г. Бунарян

ЗАВИСИМОСТЬ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ПОПРАВКИ  
К МАССАМ ЯДЕР ОТ  $Z, N$

Бунатия Г.Г.

P4 - 11304

Зависимость оболочечных поправок к массам ядер от Z,N

Вычислены оболочечные поправки  $\delta E$  к полуэмпирическим формулам для масс ядер с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа. Изучена зависимость  $\delta E(Z, N)$  от Z,N вблизи  $^{208}\text{Pb}$  и для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ . Показано, что в этих двух случаях она совершенно различна. Из сравнения результатов вычисления  $\delta E(Z, N)$  для двух этих областей ядер следует, что при  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$  нет ядер, содержащих магические числа нуклонов. Даны примеры оценок периодов  $\alpha$ -распада сверхтяжелых ядер.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Bunatian G.G.

P4 - 11304

The Dependence on Z,N of the Mass Shell Corrections

Shell corrections  $\delta E$  for the semiempirical formulas for nuclear masses are calculated taking into account the pair correlations of the superconducting type. The dependence of  $\delta E(N, Z)$  on Z,N is studied in the vicinity of  $^{208}\text{Pb}$  and for  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ . It is shown that in these two cases they are quite different. It follows from the comparison of  $\delta E(Z, N)$  calculated in the above cases that for  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$  there is no nuclei with a magic number of nucleons. Some estimates of  $\alpha$ -decay periods for superheavy nuclei are given.

The investigation has been performed at the Neutron Physics Laboratory, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. В предыдущих работах <sup>/1,2/</sup> мы изучали поправки к полуэмпирическим формулам для масс ядер, обусловленные оболочечной структурой. Выяснив точность развиваемого метода, границы его применимости, мы в данной работе с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа проведем сравнительное изучение зависимости  $\delta E(Z, N)$  от Z, N для ядер, соседних с  $^{208}\text{Pb}$ , и для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ , аналогично тому, как это было сделано без учета спаривания в <sup>/1/</sup>.

Мы проводим численные расчеты, полагая, что рассматриваемые нами ядра сферические. При вычислении  $\delta E(Z, N)$  по формулам работы <sup>/2/</sup>, мы, как и в <sup>/1/</sup>, используем зависящий от Z, N одночастичный потенциал из <sup>/3/</sup>, а параметры  $\Gamma^\omega$  - из <sup>/4/</sup>.

В формулах <sup>/8/</sup>, <sup>/9/</sup> из <sup>/2/</sup> использовались константы спаривания  $G_{Z,N}$ , полученные в работе <sup>/5/</sup>, при условии, что суммирование во втором уравнении <sup>/8/</sup> ведется по всем состояниям с  $\epsilon_\lambda \leq 10 \text{ МэВ}$ ; в качестве  $\epsilon_\lambda$  в <sup>/8/</sup> использовались одночастичные энергии в потенциале из <sup>/3/</sup>. Для расчетов с  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$  мы полагали  $A \cdot G_Z = 23,2$ ,  $A \cdot G_N = 17,3$ , т.е. теми же, что в <sup>/5/</sup> для ядер тяжелее  $\text{Pb}$ . Входящие в формулы <sup>/2/</sup>, <sup>/9/</sup> работы <sup>/2/</sup> средние значения  $\bar{\Delta}_\nu$  для ядер, соседних с  $\text{Pb}$ , т.е.  $76 \leq Z \leq 88$ ,  $120 \leq N \leq 130$ , были равны:  $\bar{\Delta}_Z = 0,65 \text{ МэВ}$ ,  $\bar{\Delta}_N = 0,7 \text{ МэВ}$ , а для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ :  $\bar{\Delta}_Z = 0,5 \text{ МэВ}$ ,  $\bar{\Delta}_N = 0,75 \text{ МэВ}$ . На рис. 1 представлены основные результаты расчетов для ядер, соседних с  $\text{Pb}$ , а в табл. 1 и на рис. 3 - для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ .

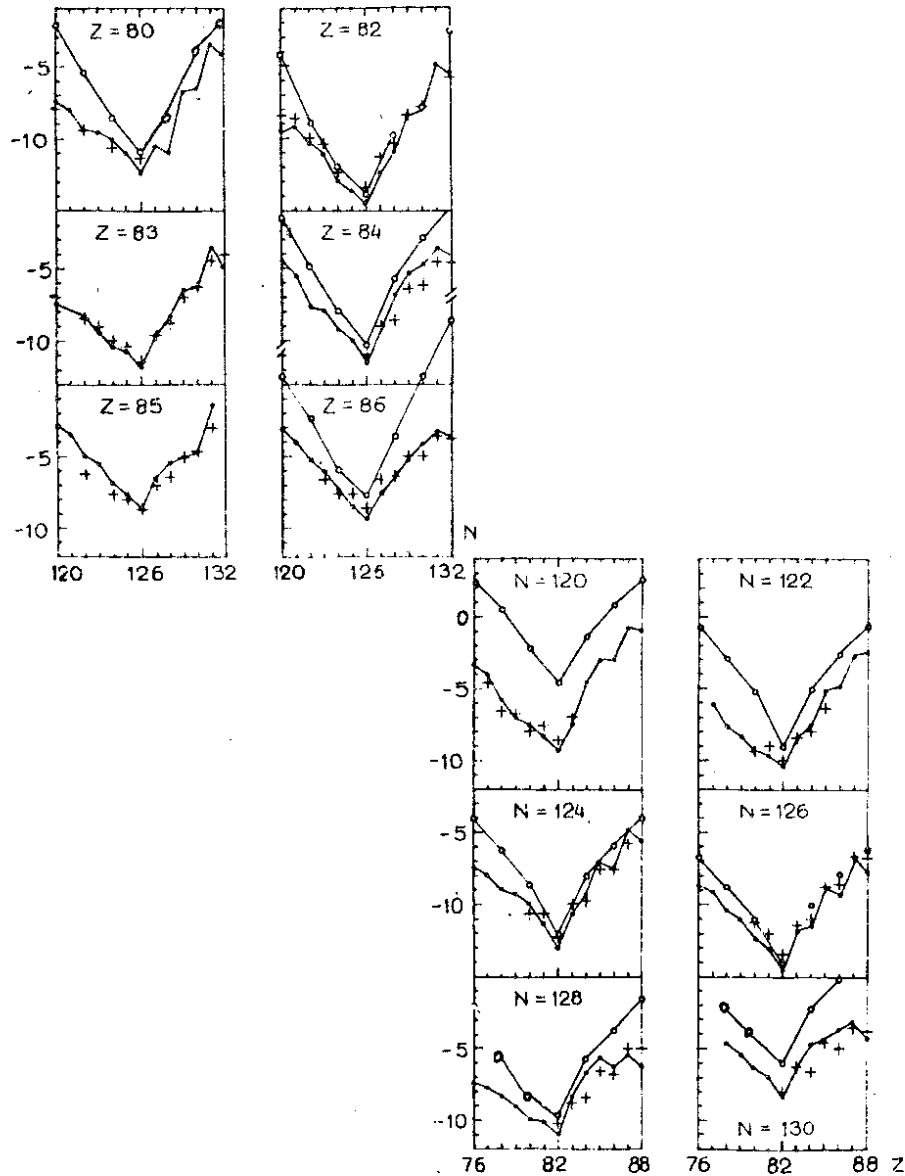


Рис. 1. Зависимость  $\delta E(Z, N)$  (МэВ) от  $Z, N$  для ядер, соседних с Pb, ( $\gamma = 8$  МэВ,  $m = 3$ ). Светлыми точками изображены результаты расчетов без учета спаривания, черными точками - с учетом спаривания, крестиками представлены  $\delta E_{\text{эксп}}$ .

Таблица 1

Зависимость  $\delta E(Z, N)$  (МэВ) от  $Z, N$  с учетом парных корреляций ( $\gamma = 7$  МэВ,  $m = 3$ ).

$Z \backslash N$	110	112	114	116	118	120
174	-6,4	-10,6	-11,5	-10,2	-10,3	-9,7
176	-6,4	-9,7	-11,8	-10,4	-11,0	-10,5
178	-6,4	-7,7	-11,5	-12,2	-11,8	-10,9
180	-6,2	-9,2	-10,6	-12,2	-11,6	-10,7
184	-3,9	-9,1	-11,0	-11,3	-11,1	-10,0
186	-6,4	-8,8	-10,1	-9,0	-8,1	-7,6
188	-5,1	-7,1	-8,5	-6,7	-6,0	-5,2

2. Из рис. 1 очевидно, что  $\delta E(Z, N) < 0$  как без учета спаривания, так и с учетом его, и имеет четкий минимум при  $Z = 82, N = 126$ . Как мы уже отмечали ранее, мелкие подробности в зависимости  $\delta E(Z, N)$  от  $Z, N$  крайне чувствительны к незначительным изменениям одночастичного потенциала, а также к неопределенностям, связанным с выбором  $\gamma$ . Поэтому разумно обсуждать лишь качественное поведение  $\delta E(Z, N)$ , связанное с наличием резкого минимума у  $\delta E(Z, N) < 0$  для магических чисел  $Z = 82, N = 126$  и соседних с ними. Этот результат устойчив. Он обусловлен тем, что для  $Z = 82, N = 126$  плотность уровней у поверхности Ферми аномально мала из-за больших,  $\sim 5$  МэВ, просветов в одночастичном спектре нейтронов и протонов. Величина этих "маговых" просветов примерно равна тем  $\gamma$ , с которыми выполняется усреднение в  $\bar{p}_\lambda$ . Качественная зависимость  $\delta E(Z, N)$  остается неизменной при

всех изменениях одночастичного потенциала, не приводящих к уменьшению этих просветов. Чтобы показать, как такие изменения схемы одночастичных уровней влияют на  $\delta E(Z, N)$ , сравним результаты вычисления  $\delta E$  без учета парных корреляций при двух различных схемах. В расчетах, результаты которых представлены на рис. 1, мы полагали "параметр размытости" потенциала в [3]  $a = 0,63 \text{ Фм}$  и учитывали все одночастичные уровни  $\lambda$  с  $|\epsilon_{\lambda} - \mu^{\nu}| \leq 25 \text{ МэВ}$ . На рис. 2 для сравнения представлены результаты вычисления  $\delta E$  из работы [1], где для этих ядер  $a = 0,655 \text{ Фм}$ , и в одночастичную схему не включались уровни с большой шириной  $\Gamma_{\lambda}$ , не слишком близкие к поверхности Ферми:  $4p, 4d, 1m$  протонные и  $4s, 4p, 4d, 4f, 3h, 1m$  нейтронные. Сравнивая кривые на рис. 2 с кривыми со светлыми точками на рис. 1, мы видим, что, хотя такие изменения в одночастичной схеме и могут заметно менять  $\delta E$  для отдельных ядер, общая зависимость  $\delta E(Z, N)$  остается качественно неизменной. Не меняют, по существу, эту общую зависимость и сравнительно небольшие,  $\pm 1 \div 2 \text{ МэВ}$ , изменения  $\gamma$ . Необходимо, разумеется, для всей совокупности рассматриваемых ядер использовать одни и те же значения  $\gamma, m$  и одни и те же параметры зависящего от  $Z, N$  одночастичного потенциала из [3].

Зависимость  $\delta E(m, \gamma)$  от  $\gamma, m$  для двух упомянутых схем одночастичных уровней является также, по существу, одинаковой, в чем можно убедиться, сравнивая рис. 1 из работы [2] и рис. 1 из работы [1].

На рис. 1 мы также нанесли крестиками значения  $\delta E_{\text{эксп.}}$ , полученные вычитанием из экспериментальных значений энергии связи полуэмпирических значений, полученных по формулам из [6]. Как видно из рис. 1, описание экспериментальных данных является в целом удовлетворительным. Как и следовало ожидать, учет спаривания приводит к более медленному росту  $\delta E(Z, N)$  при отходе от  $Z=82, N=126$ , и вычисленные значения  $\delta E$  становятся ближе к  $\delta E_{\text{эксп.}}$ , правильно описывают зависимость от  $Z, N$   $\delta E_{\text{эксп.}}(Z, N)$  вблизи "магических" значений  $Z=82, N=126$ .

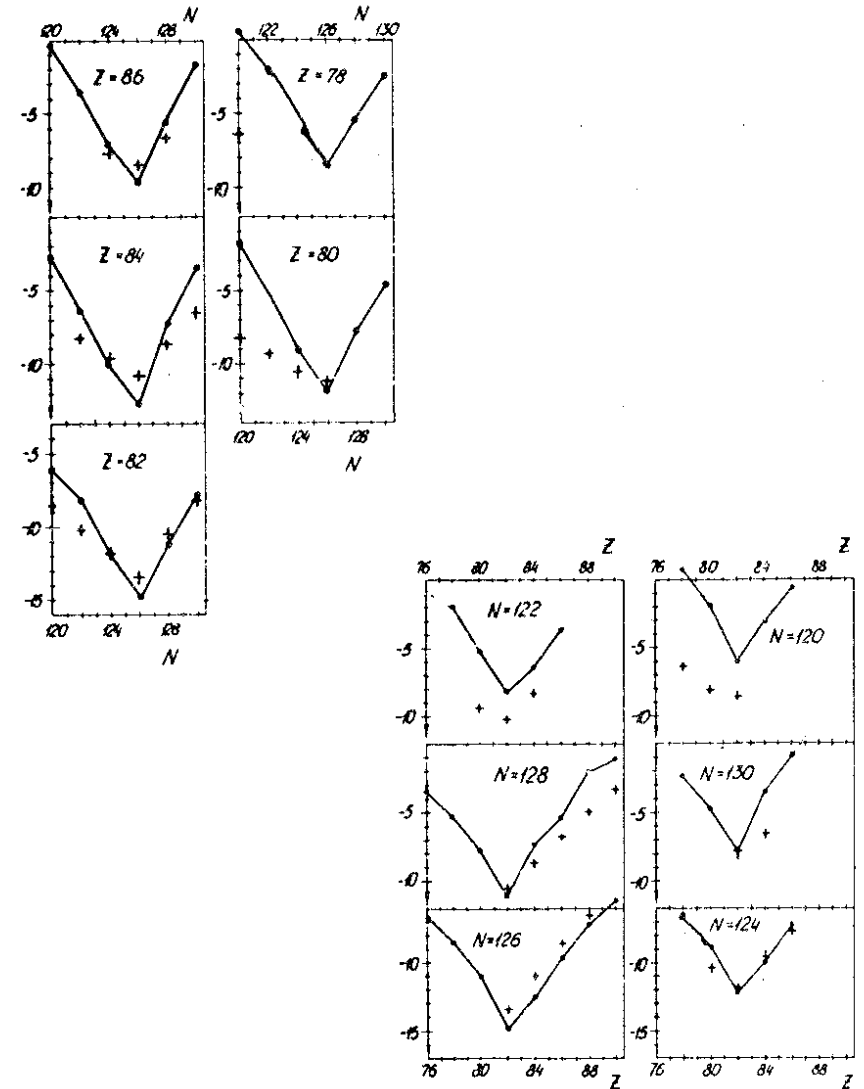


Рис. 2. Результаты вычисления  $\delta E(Z, N)$  (МэВ) без учета спаривания для ядер, соседних с Pb. В этих расчетах "параметр размытости" одночастичного потенциала  $a = 0,655 \text{ Фм}$  /результаты на рис. 1 получены при  $a = 0,63 \text{ Фм}$ / и в одночастичную схему не включены протонные уровни  $4p, 4d, 1m$  и нейтронные уровни  $4s, 4p, 4d, 4f, 3h, 1m$  /см. текст/.

3. Все обсуждавшиеся выше неопределенности в вычислении  $\delta E$ , имеющие место и для хорошо изученных ядер, соседних с Pb, существенно возрастают при вычислении  $\delta E$  для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ . Крайне неопределенным является одночастичный потенциал, который мог бы быть у этих ядер. Для его получения как и в работе /1/, мы просто подставляем большие Z, N в эмпирические формулы работы /3/, дающие зависимость одночастичного потенциала от Z, N. Лишь качественной оценкой следует считать и учет влияния парных корреляций на величину  $\delta E(Z, N)$ , так как  $A \cdot G_{Z,N}$  мы просто взяли теми же, что и для ядер тяжелее Pb/5/.

В поведении  $\delta E(Z, N)$  мы придаем значение лишь наиболее существенным, качественным закономерностям, отражающим лишь самые важные для нас свойства изучаемых ядер.

Из табл. 1 и рис. 3 видно, что для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$   $\delta E(Z, N)$  зависит от Z, N совершенно иначе, чем вблизи  $^{208}\text{Pb}$ ,  $76 \leq Z \leq 88$ ,  $120 \leq N \leq 132$ . Все  $\delta E(Z, N)$  в табл. 1 имеют, по существу, одно и то же значение  $\Delta E \sim -10$  МэВ, за исключением, быть может, лишь ядра с  $Z=110$  /первый столбик/ и с  $N=188$  /последняя строка/. Следовательно, выполняя все расчеты совершенно так же, как и для ядер, соседних с  $^{208}\text{Pb}$ , мы получаем одинаковые  $\delta E \sim -10$  МэВ для нескольких десятков ядер при  $112 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ . Из табл. 1 и рис. 3 ясно, что в этой области Z, N нельзя указать ядра, содержащие "магические" числа нуклонов. К такому заключению можно прийти и на основе расчетов /1/ без учета спаривания. Учет парных корреляций сверхпроводящего типа делает этот вывод еще более убедительным. В этой области Z, N нет магических чисел, т.к. в одночастичных спектрах нейтронов и протонов имеются лишь небольшие просветы, всего лишь  $\sim 2$  МэВ. Это гораздо меньше, чем для области Pb, и недостаточно для того, чтобы при определенных Z, N /"магических"/  $\delta E$  имела четко выраженный минимум, подобно тому как это имело место для  $Z = 82$ ,  $N = 126$ . Все изменения одночастичного спектра, не меняющие существенно этого просвета в схеме уровней, не приводят к изменению качественной зависимости  $\delta E(Z, N)$  для этих Z, N.

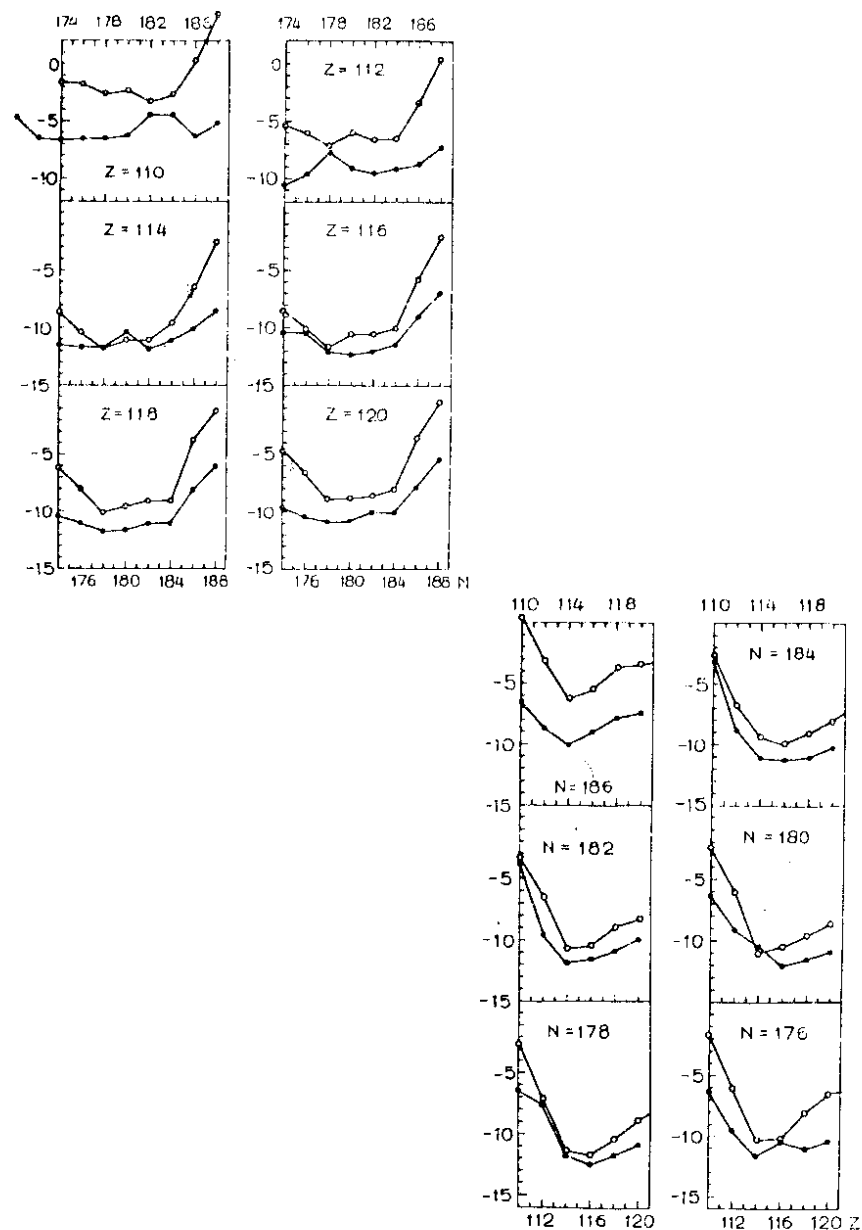


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$  /  $\gamma = 7$  МэВ,  $m = 3$  /.

Рассмотрим пример, показывающий, к каким изменениям в  $\delta E(Z, N)$  приводят такие изменения одночастичного спектра. Наряду со стандартными расчетами, результаты которых при отсутствии спаривания представлены светлыми точками на рис. 3, мы провели расчеты с иной одночастичной схемой. Она отличалась от стандартной тем, что одночастичные уровни  $\tilde{\epsilon}_\lambda$  находились с меньшей точностью, что для расчета  $\delta E$  просто означало, что  $\tilde{\epsilon}_\lambda$  могут отличаться от стандартных значений на  $\sim 0,1 \div 0,2$  МэВ. Кроме того, из стандартной схемы, включающей все уровни с  $|\tilde{\epsilon}_\lambda - \mu^\nu| \leq 25$  МэВ, был выброшен ряд уровней, не слишком близких к границе Ферми, а именно нейтронные уровни 4p, 4g, 1n. Результаты расчетов с такой "испорченной" схемой уровней представлены на рис. 4. Сравнивая их со стандартными /кривые со светлыми точками на рис. 3/, мы видим, что для отдельного ядра  $\delta E(Z, N)$  может меняться существенно, однако качественная зависимость  $\delta E(Z, N)$  от  $Z, N$  остается неизменной. На рис. 5 мы привели для этой "испорченной" схемы также зависимость  $\delta E(\gamma)$  от параметров усреднения  $m, \gamma$ , входящих в  $\tilde{n}_\lambda$  /формула /2/ из работы /2/. Видно, что зависимость  $\delta E(\gamma, m)$  на рис. 5, по существу, не отличается от приведенной на рис. 2 из работы /2/ или на рис. 4 из работы /1/.

4. Используя табл. 1 и формулы из работы /6/, можно оценить с учетом спаривания энергии  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  различных ядер. В табл. 2 для ряда сверхтяжелых ядер приведены  $Q_\alpha$  и соответствующие им  $\log_{10} T_{1/2}$ , полученные согласно /7/. Видно, что  $Q_\alpha$  велики, и периоды  $\alpha$ -распада сравнительно малы. Разумеется, это лишь качественные оценки.

б. Сравнивая зависимость  $\delta E(Z, N)$  от  $Z, N$  вблизи  $^{208}\text{Pb}$  и для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$ , заключаем, что среди этих  $Z, N$  магических чисел нет. Такой вывод, как мы убедились выше, является достаточно обоснованным. Для того чтобы при больших  $Z \geq 108$  наличие оболочечной структуры приводило к существованию ядра со временем жизни  $T$ , гораздо большим, чем у полученных

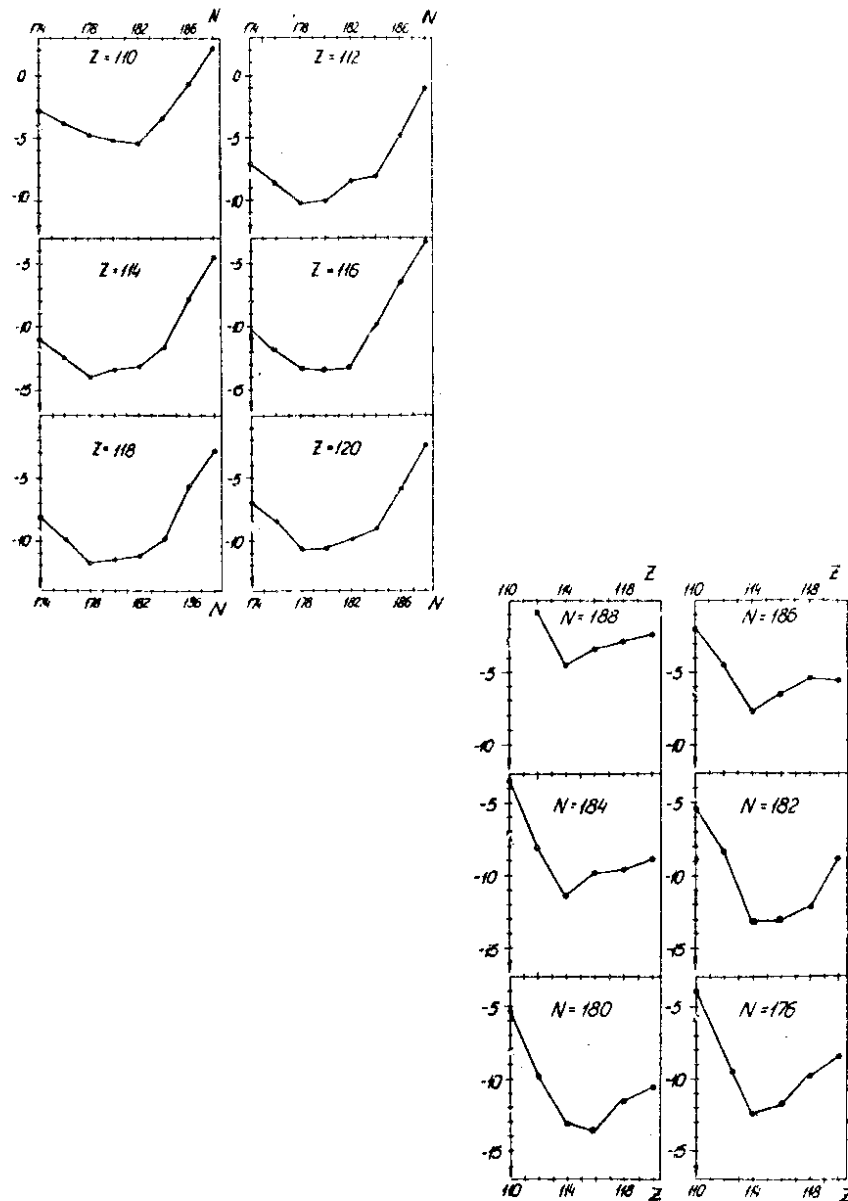


Рис. 4. Результаты расчетов  $\delta E(Z, N)$  (МэВ) для  $110 \leq Z \leq 120$ ,  $174 \leq N \leq 188$  без учета спаривания с нестандартной схемой уровней,  $\gamma = 7$  МэВ,  $m = 3$  (см. текст).

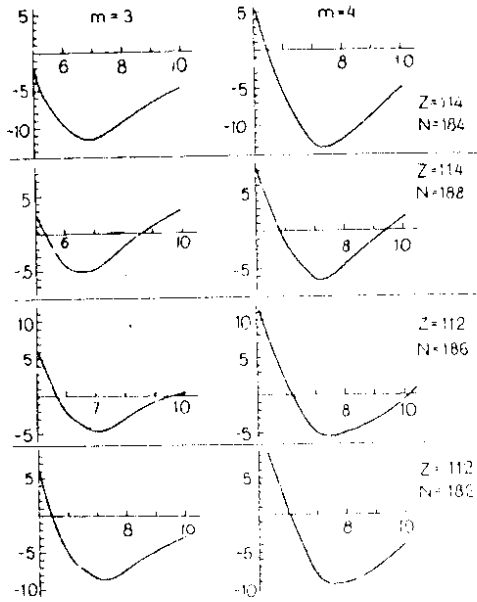


Рис. 5. Зависимость  $\delta E(\gamma, m)$  (МэВ) для нестандартной схемы уровней (см. текст) для больших  $Z, N$ .

Таблица 2

Энергии  $Q_\alpha$  (МэВ) и  $\log_{10} T_{1/2}$  (мин)  $\alpha$ -распада сверхтяжелых ядер

$Z$	120	118	116	114	112
$N$	186	184	182	180	178
$Q_\alpha$	15,4	11,9	9,5	7,3	8,2
$\log_{10} T_{1/2}$	-11,9	-6,2	0	6,6	2,8

до сих пор трансураниевых элементов, необходимо, чтобы свойства такого ядра, прежде всего его энергия связи, существенно отличались от свойств его соседей. Наиболее стабильному ядру, очевидно, соответствовала бы минимальная  $\delta E < 0$ , что мы и видели для  $^{208}\text{Pb}$ . Для больших  $Z, N$   $\delta E(Z, N)$  оказалась бы примерно одинаковой для большего числа ядер, поэтому нет оснований ожидать, что какое-либо из них имело бы время жизни существенно большее, чем его соседи. Так как, однако,  $\delta E \sim -10$  МэВ меньше нуля, можно ожидать, что большее число ядер в этой области  $Z, N$  могло бы оказаться относительно стабильным и имело бы, например, время жизни того же порядка, что и открытые недавно 106-й, 107-й элементы <sup>/8/</sup>, или несколько большее. Не следует, конечно, забывать, что наши результаты получены в предположении, что все основные свойства ядер, такие как зависимость одночастичного потенциала от  $Z, N$ , плотность нуклонов  $\rho_Z(\vec{r}), \rho_N(\vec{r})$ , взаимодействие в канале частица-дырка  $\Gamma^\omega$ , спаривательное взаимодействие  $G_\nu$  и т.п., для сверхтяжелых элементов остаются теми же, что и для обычных ядер. Если бы были найдены сверхтяжелые элементы, живущие  $10^9 \div 10^8$  лет /указания на это имеются в <sup>/9/</sup>, то их стабильность следовало бы связывать не просто с оболочечной структурой, а с существенным отличием их свойств от свойств обычных ядер.

В заключение еще раз подчеркнем, что развиваемый метод ввиду присущих ему неопределенностей пригоден лишь для выявления больших качественных эффектов и наиболее существенных закономерностей, например наличия магических чисел  $Z, N$ , и не может использоваться для описания тех эффектов, величина которых меньше, чем неточности самого метода.

Автор благодарен Ф.А.Гарееву и В.И.Фурману за полезные обсуждения.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-11151, Дубна, 1978.
2. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-11301, Дубна, 1978.
3. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
4. Осадчиев В.М., Троицкий М.А. ЯФ, 1967, 5, с.961.
5. Вдовин А.И., Комов А.Л., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
6. Myers W.B. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1976, 17, p.411. Myers W.B., Swiatecki W.J. Nucl. Phys., 1966, 81, p.1; Ann.Phys. (N.Y.), 1969, 55, p.395; 1974, 84, p.186.
7. Keller K.A., Münze H. Nucl.Phys., 1970, A148, p.615.
8. Оганесян Ю.Ц. и др. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, с.580. Оганесян Ю.Ц. и др. ОИЯИ, Д7-9866, Дубна, 1976; Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.306.
9. Флеров Г.Н. и др. ЯФ, 1977, 26, с.449. Звара И., Флеров Г.Н. и др. ЯФ, 1977, 26, с.455.

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 февраля 1978 года.