

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ41а

Б-91

P4 - 11301

2406/2-78

Г.Г.Бунатян

О ВЫЧИСЛЕНИИ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ПОПРАВOK
К ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИМ ФОРМУЛАМ
ДЛЯ МАСС ЯДЕР

1978

P4 - 11301

Г. Г. Бунатян

О ВЫЧИСЛЕНИИ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ПОПРАВOK
К ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИМ ФОРМУЛАМ
ДЛЯ МАСС ЯДЕР

Бунатян Г.Г.

P4 - 11301

О вычислении оболочечных поправок к полуэмпирическим формулам для масс ядер

Вычисляются оболочечные поправки δE к полуэмпирическим формулам для масс ядер с последовательным учетом сильного взаимодействия нуклонов. Обсуждается точность развиваемого метода, подробно исследуется зависимость δE от входящих в расчёты параметров.

Так как неточности в вычислении δE могут составлять $\sim(1 \pm 2)$ МэВ, метод пригоден лишь в тех случаях, когда для изучения интересующих нас свойств ядер лучшая точность не требуется.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Bunatian G.G.

P4 - 11301

On Calculation of Shell Corrections for Semiempirical Formulas for Nuclear Masses

Shell corrections δE for semiempirical formulas for nuclear masses are calculated taking consequently into account a strong nucleon-nucleon interaction. The precision of the developed method is under discussion. The dependence of δE on the parameters introduced into calculation is thoroughly investigated.

The inaccuracy in calculating δE may be $\sim 1 \pm 2$ MeV. Therefore the method is applicable for investigations of nuclear properties which do not require higher precision.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

В теории конечных ферми-систем^{/1/} оказывается возможным^{/2-4/} вычислить поправки, обусловленные оболочечной структурой ядер, к полуэмпирическим формулам, полученным на основе модели жидкой капли, например $R = r_0 A^{1/3}$, для радиусов или для масс ядер из^{/5/}. При этом оболочечная поправка $\delta E(Z, N) = E(Z, N) - E(Z, N)$ к энергии основного состояния представляется в виде разложения по $\delta n_\lambda(Z, N) = n_\lambda(Z, N) - \bar{n}_\lambda(Z, N)$ отклонениям одночастичной функции распределения нуклонов у поверхности Ферми $n_\lambda(Z, N)$ от той "сглаженной" функции распределения $\bar{n}_\lambda(Z, N)$, которая приводила бы к плавной зависимости $\bar{E}(Z, N)$ от Z, N . Эта зависимость дается полуэмпирическими формулами^{/5/}. В предыдущей работе^{/4/} мы вычислили $\delta E(Z, N)$ для тяжелых сферических ядер, не учитывая корреляции сверхпроводящего типа и ограничиваясь в разложении δE по δn_λ членами, пропорциональными $(\delta n_\lambda)^2$.

В данной работе мы проведем вычисление δE с учетом парных корреляций, а также выясним роль членов $\sim (\delta n_\lambda)^3$ в δE . Учет спаривания является существенным для выяснения зависимости $\delta E(Z, N)$ от Z, N . Поскольку формулы для $\delta E(Z, N)$ в^{/2-4/} справедливы при условии, что $\delta n_\lambda \neq 0$ лишь для состояний λ у границы Ферми, мы выясним, при каком выборе \bar{n}_λ далекие от поверхности Ферми состояния не вносят заметного вклада в δE . Мы также обсудим зависимость δE от параметров усреднения m, γ , входящих в $\bar{n}_\lambda(Z, N)$, и от параметров одночастичного потенциала, т.е. от одно-

частичного спектра $\tilde{\epsilon}_\lambda$. Все численные расчеты мы проводим, полагая, что изучаемые ядра сферические.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

1. Ограничиваясь квадратичными по δn_λ членами и не учитывая спаривания, мы вычисляли в /4/ δE по формулам

$$\delta E = \delta_1 E + \delta_2 E, \quad \delta_1 E = \epsilon_\lambda \delta n_\lambda, \quad \delta_2 E = \frac{1}{2} \Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda\lambda'} \delta n_\lambda \delta n_{\lambda'}, \quad /1/$$

/λ включает и зарядовый индекс $\nu = p, n/$.

Здесь $\tilde{\epsilon}_\lambda$ - одночастичные энергии в потенциале Вудса-Саксона; усредненная зависимость этого потенциала от Z, N получена в /5/. Для сглаженной функции распределения \tilde{n}_λ мы приходим /3,4/ к выражению

$$\tilde{n}_\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} d\mu \cdot n_\lambda(\mu - \epsilon_\lambda) \frac{\exp[-(\frac{\mu - \tilde{\mu}}{\gamma})^2]}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_{k=0,2,\dots}^{2m} a_k N_k(\frac{\mu - \tilde{\mu}}{\gamma}), \quad /2/$$

зависящему от параметров усреднения m, γ. При этом $\tilde{\mu}$ находим из условия

$$\sum_\lambda \delta n_\lambda = 0. \quad /3/$$

Проводя все расчеты в /4/ с точностью до членов $\sim (\delta n_\lambda)^2$, мы определяли Γ из уравнения

$$\Gamma = \Gamma^\omega + \Gamma^\omega A^1 \Gamma, \quad A_{\lambda\lambda}^1 = (n_\lambda - n_{\lambda'}) / (\tilde{\epsilon}_\lambda - \tilde{\epsilon}_{\lambda'}), \quad \lambda \neq \lambda', \quad \nu = \nu', \quad /4/$$

где $A_{\lambda\lambda}^1$ содержит n_λ и $\tilde{\epsilon}_\lambda$.

2. Для следующего члена в разложении δE /1/, пропорционального $(\delta n_\lambda)^3$, с учетом того, что при рассматриваемых δn_λ можно полагать $\delta(\Gamma_{\lambda\lambda}^{\omega\lambda\lambda'}) = 0$, в работе /2/ было получено выражение:

$$\delta_3 E = \frac{1}{6} \delta n_\lambda \Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda_1\lambda_2} \delta A_{\lambda_1\lambda_2} \Gamma_{\lambda_1\lambda_2}^{\lambda\lambda'} \delta n_{\lambda'}, \quad \lambda_1 \neq \lambda_2, \quad \nu_1 = \nu_2,$$

$$\delta A_{12} = (n_1 - n_2) / (\epsilon_1 - \epsilon_2) - (\tilde{n}_1 - \tilde{n}_2) / (\tilde{\epsilon}_1 - \tilde{\epsilon}_2),$$

$$\epsilon_\lambda = \tilde{\epsilon}_\lambda + \Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda'\lambda'} \delta n_{\lambda'}, \quad /5/$$

где при вычислении δA мы ограничиваемся, конечно, членами, линейными по δn_λ . Если в δE учитываются члены $\sim (\delta n_\lambda)^3$, но не более высокого порядка, то Γ в выражении /5/ для $\delta_3 E$ можно определять из уравнения /4/ с A^1 , но уравнение для Γ, входящей в $\delta_2 E$, следует исправить, добавив к A^1 в /4/

$$\delta A_{12}^1 = -(\delta n_1 - \delta n_2) / (\tilde{\epsilon}_1 - \tilde{\epsilon}_2). \quad /4a/$$

В результате к δE в /1/ кроме $\delta_3 E$ добавится еще пропорциональное $(\delta n_\lambda)^3$ выражение

$$\delta_3 E' = \frac{1}{2} \delta n_\lambda \Gamma_{\lambda\lambda}^{\lambda_1\lambda_2} \delta A_{\lambda_1\lambda_2}^1 \Gamma_{\lambda_1\lambda_2}^{\lambda\lambda'} \delta n_{\lambda'}. \quad /6/$$

Выполненные в работе /2/ оценки указывают на малость членов $\sim (\delta n_\lambda)^3$ по сравнению с $\delta_2 E$. Проведенные нами в настоящей работе численные расчеты показывают, что для всех случаев члены, пропорциональные $(\delta n_\lambda)^3$, найденные согласно /5/, /6/, по крайней мере, в 100 ÷ 200 раз меньше $\delta_2 E$: $\delta_3 E + \delta_3 E' \leq 0,01 \delta_2 E$. Поэтому во всех расчетах члены $\sim (\delta n_\lambda)^3$ и члены более высокого порядка по (δn_λ) можно, очевидно, не учитывать, как это и следовало из оценок в /2/.

3. Формулы для δE при наличии парных корреляций сверхпроводящего типа были в общем виде получены в /2/. При этом

$$n_{\lambda}(\epsilon_{\lambda}, \Delta_{\nu}) = \frac{1}{2}(1 - (\epsilon_{\lambda} - \mu^{\nu})E_{\lambda}^{-1}),$$

$$E_{\lambda} = \sqrt{(\epsilon_{\lambda} - \mu^{\nu})^2 + \Delta_{\nu}^2}, \quad /7/$$

Δ_{ν}, μ^{ν} в приближении константного спаривания определяются обычными уравнениями

$$1 + \sum_{\lambda \neq \lambda_0} n_{\lambda} = Z, N, \quad 1 = \frac{G_{\nu}}{2} \sum_{\lambda=n}^{\infty} \frac{1}{E_{\lambda}}, \quad n_{\lambda_0} = 1, \quad /8/$$

где λ_0 - состояние нечетной частицы для ядер, содержащих нечетное число Z, N . Как следует из /2/, для систем со спариванием Γ в формуле /1/ для δE определяется из уравнения, аналогичного /3/, но содержащего вместо A^1 выражение

$$\mathcal{L}_{12} = -(E_1 E_2 - (\epsilon_1 - \mu^{\nu})(\epsilon_2 - \mu^{\nu}) + \Delta_{\nu}^2)(2E_1 E_2 (E_1 + E_2))^{-1}.$$

При наличии спаривания \tilde{n}_{λ} определяется той же формулой /2/, в которую входит $n_{\lambda}(\tilde{\Delta})$ /7/; в выражении для n_{λ} /7/ значение $\Delta(Z, N)$ заменяется на $\tilde{\Delta}$ - усредненное значение $\Delta(Z, N)$. В приближении константного спаривания /8/ к δE добавляется, согласно /2/,

$$\delta E_{\Lambda}(Z, N) = - \sum_{\nu=p,n} \frac{1}{G_{\nu}(Z, N)} (\Delta_{\nu}^2(Z, N) - \tilde{\Delta}_{\nu}^2). \quad /9/$$

В этих формулах можно определять $\tilde{\Delta}_{\nu}$ просто как среднее значение $\Delta_{\nu}(Z, N)$ для той области ядер /т.е. Z, N /, для которой изучается зависимость $\delta E(Z, N)$ от Z, N .

Как показывают расчеты, δE зависит от величины Λ не слишком сильно. Сравнительно небольшие, $\sim 0,1 \div 0,2$ МэВ, изменения Λ не влияют заметно на δE , изменяя δE лишь на величину $\leq 0,5$ МэВ, что несущественно.

В работе /4/ обсуждалась ограниченная точность развиваемого метода вычисления δE , в первую очередь $\delta_1 E$. В следующем разделе мы вернемся к детальному изучению этого вопроса.

О ТОЧНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ δE

1. Выражение /1/ для δE может быть получено согласно /2-4/ только при условии, что $\delta n_{\lambda} \neq 0$ лишь для $\tilde{\epsilon}_{\lambda}$, не слишком далеких от энергии Ферми μ , т.е. при условии, что состояния, далекие от поверхности Ферми, не вносят вклада в суммы по λ в /1/. При увеличении γ в формуле /2/ для \tilde{n}_{λ} число состояний, дающих вклад в /1/, очевидно, увеличивается. Необходимо выяснить, при каких γ состояния, далекие от поверхности Ферми, играют заметную роль в /1/, т.е. какие γ_{\max} допустимы в определении /2/ \tilde{n}_{λ} . Чтобы оценить эти γ_{\max} , мы провели для сферических ядер расчеты, ограничивая суммирование по состояниям λ либо условием $|\tilde{\epsilon}_{\lambda} - \mu^{\nu}| < 25$ МэВ, либо условием $|\tilde{\epsilon}_{\lambda} - \mu^{\nu}| \leq 80$ МэВ, т.е. включая и состояния с $\tilde{\epsilon}_{\lambda}$, очень далеким от μ^{ν} . Очевидно, что те γ , для которых δE в этих двух случаях заметно отличаются, нельзя использовать при введении \tilde{n}_{λ} , так как δn_{λ} при таких γ , очевидно, не обрезают суммы по λ в /1/ для λ , далеких от границы Ферми. Для нескольких характерных случаев результаты таких расчетов, выполненных аналогично описанному в /4/, представлены на рис. 1 и 2. Из этих рисунков следует, что $\gamma_{\max} = 9$ МэВ, и поэтому ясно, что использование $\gamma > \gamma_{\max} = 9$ МэВ противоречило бы самой сущности развиваемого метода. Можно заметить, что добавка к δE , возникающая от включения далеких от поверхности Ферми состояний, всегда положительна. Как и в /4/, мы заменяли интегрирование по непрерывному спектру сум-

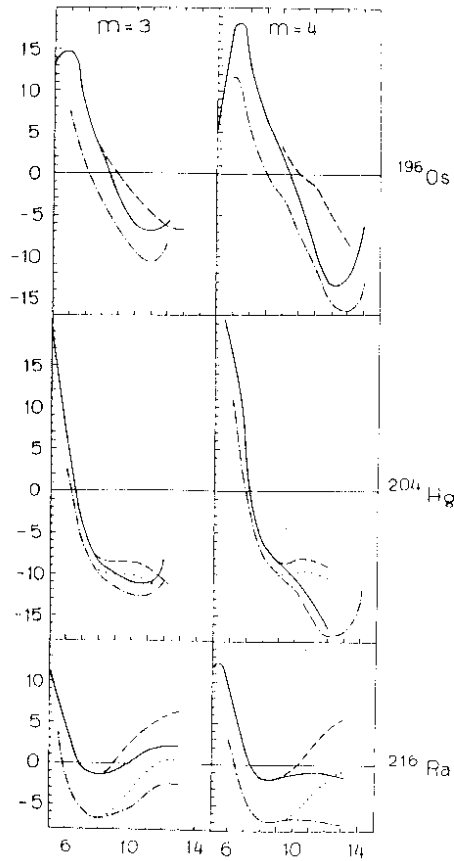


Рис. 1. Зависимость $\Delta E(\gamma, m)$ в МэВ от γ (МэВ) для ядер ^{196}Os , ^{204}Hg , ^{216}Ra , при $m=2,3$. Сплошная кривая получена без учета спаривания при условии, что суммирование в /1/ по состояниям λ ведется при условии $|\frac{\epsilon_\lambda - \mu}{\epsilon_\lambda - \mu\nu}| \leq 25$ МэВ, а штрихованная кривая при условии $|\frac{\epsilon_\lambda - \mu}{\epsilon_\lambda - \mu\nu}| \leq 80$ МэВ (см. текст). Штрих-пунктирная кривая получена с учетом спаривания при условии $|\frac{\epsilon_\lambda - \mu}{\epsilon_\lambda - \mu\nu}| \leq 25$ МэВ, а пунктирная - при условии $|\frac{\epsilon_\lambda - \mu}{\epsilon_\lambda - \mu\nu}| \leq 80$ МэВ.

мированием по состояниям квазидискретного спектра /7/, пренебрегая мнимой частью \tilde{E}_λ , что соответствует пренебрежению затуханием квазичастиц за счет их вылета из ядра. Ясно, что такой приближенный учет состояний с положительной энергией можно считать удовлетворительным, если в рассмотрение входят лишь состояния с $\tilde{E}_\lambda = \tilde{\epsilon}_\lambda - i\tilde{\Gamma}_\lambda/2$ с малой шириной $\tilde{\Gamma}_\lambda \leq 1$ МэВ. При больших положительных энергиях $\tilde{\epsilon}_\lambda \geq 25$ МэВ находится ряд квазидискретных уровней с $\tilde{\Gamma}_\lambda \sim 5-10$ МэВ и даже больше /7/.

Не исключено, что последовательный учет непрерывного спектра при больших $\tilde{\epsilon}_\lambda$, т.е. учет большой ширины $\tilde{\Gamma}_\lambda$ таких состояний, может привести к изменениям ΔE и для γ , даже несколько меньших γ_{max} , полученного из приведенных выше оценок.

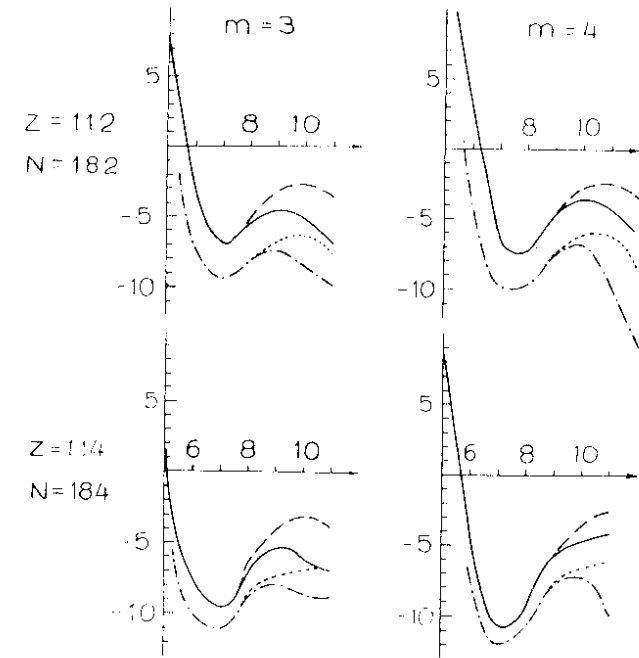


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для больших Z, N .

2. На рис. 1 и 2 показана зависимость $\delta E(m, \gamma)$ от m, γ для нескольких типичных случаев, она для различных ядер совершенно различна. Характер зависимости $\delta E(m, \gamma)$ для большинства тяжелых ядер такой же, как для ^{216}Ra , т.е. имеется минимум у $\delta E(\gamma)$ при $\gamma \sim 7 \div 8 \text{ МэВ}$.

Из рис. 1, 2 видно, как и из соответствующих рисунков в ^{4/}, что о "плато по γ " можно говорить лишь очень условно, да и то не во всех случаях. Поэтому можно лишь очень условно выбрать разумные значения параметров усреднения ($m = 3 \div 4, \gamma = 7 \div 8 \text{ МэВ}^{4/}$) и затем выяснить качественную зависимость $\delta E(Z, N)$ от Z, N в определенных областях значений Z, N . Точность такого расчета, во всяком случае, не лучше нескольких МэВ , и, разумеется, он не может в принципе претендовать на описание мелких подробностей в поведении $\delta E(Z, N)$.

Действительно, γ можно выбрать лишь условно, приближенно, а незначительные изменения $\gamma, \leq 1 \text{ МэВ}$, приводят к заметным изменениям δE на величину $-1 \div +2 \text{ МэВ}$, причем эта величина различна для различных ядер, даже разного знака, как это видно из рис. 1, 2.

3. Необходимо теперь еще раз обратить внимание на сильную зависимость δE от параметров одночастичного потенциала, обсуждавшуюся в ^{4/}, а также ранее в работах ^{8/}. Как было отмечено в ^{4/}, изменения одночастичных энергий ϵ_λ в пределах $-0,1 \div 0,2 \text{ МэВ}$ могут приводить к заметному изменению δE на величину $\sim 1 \text{ МэВ}$.

В качестве примера рассмотрим зависимость δE от "параметра размытости" a в ^{6/}. Мы провели для ядер, соседних с ^{208}Pb , расчеты с $a = 0,655 \text{ Фм}$ и с $a = 0,63 \text{ Фм}$ /все расчеты в настоящей работе/. В табл. 1 приведены для нескольких ядер разности

$$\Delta(\delta E) = \delta E(a = 0,655 \text{ Фм}) - \delta E(a = 0,63 \text{ Фм})$$

для двух этих значений a , а также сами значения δE ($a = 0,63 \text{ Фм}$). Как видно из таблицы, это незначительное изменение a , всего лишь на $\sim 3\%$, приводит к заметным изменениям в δE , сравнимым в ряде случаев с самим значением δE . Особенно следует отметить, что это изменение $\Delta(\delta E)$ различно для различных ядер.

Таблица 1

Зависимость $\delta E / \text{МэВ}$ от "параметра размытости" одночастичного потенциала a из ^{6/} для различных Z, N . Верхние числа в каждой клетке - изменения $\Delta(\delta E) = \delta E(a = 0,655 \text{ Фм}) - \delta E(a = 0,63 \text{ Фм})$, вызванные изменением a на $\sim 3\%$; нижние числа - значения δE ($a = 0,63 \text{ Фм}$) при $a = 0,63 \text{ Фм}$.

$Z \backslash N$	I20	I22	I24	I26	I28	I30	I32
80	$\begin{matrix} 1,2 \\ -2,1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0,7 \\ -5,3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0,4 \\ -8,6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ -10,9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,2 \\ -9,1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ -3,6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,5 \\ -0,5 \end{matrix}$
82	$\begin{matrix} -0,7 \\ -4,3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,1 \\ -9,1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,7 \\ -12,0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,3 \\ -14,1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,2 \\ -9,5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,3 \\ -6,0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,6 \\ -2,4 \end{matrix}$
84	$\begin{matrix} -0,1 \\ -1,4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,4 \\ -4,9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,5 \\ -8,0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,8 \\ -10,2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,3 \\ -5,7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,3 \\ -1,9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,8 \\ 1,4 \end{matrix}$
86	$\begin{matrix} 0 \\ 0,8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,2 \\ -2,4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} 0 \\ -6,0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,3 \\ -7,9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -0,8 \\ -3,7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,0 \\ 0,5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} -1,4 \\ 4,6 \end{matrix}$

Так, например, для ^{208}Pb $\Delta(\delta E) \approx -0,3 \text{ МэВ}$, а для ^{212}Po $\Delta(\delta E) \approx -1,3 \text{ МэВ}$, т.е. изменение a на $\sim 3\%$ приводит к изменению энергии α -распада ^{212}Po на $\sim 1 \text{ МэВ}$. Так же зависит δE и от других параметров одночастичного потенциала. Разумеется, параметры этого потенциала нельзя считать определенными с точностью до нескольких процентов даже для тех ядер, свойства которых достаточно хорошо известны. Лишь крайне приближенно, ориентировочно можно выбрать одночастичный потенциал для совершенно не изученных в настоящее время ядер с неравновесной /тем более, очень большой/ деформацией, с большими Z, N /"сверхтяжелых"/, или для возбужденных состояний ядер с большими спинами /1 - 50 \div 100 \hbar /. Сильная зависимость δE от параметров одночастичного потенциала, а также обсуждавшаяся выше неопределенность в выборе параметров усреднения γ, m делают совершенно бесполезными все попытки детального количественного описания, тем более предсказания, свойств ядер: нельзя обсуждать эффекты, величина которых заведомо меньше

погрешностей используемого метода. Попытки использовать метод оболочечных поправок /тем более, в упрощенном виде, без учета взаимодействия нуклонов, т.е. при $\Gamma = 0$, $\Lambda = 0$ / для детального описания самых различных свойств ядер предпринимаются в целом ряде работ, например в /9/, а также в других расчетах тех же авторов. При этом точность используемого метода ими по существу не обсуждается вообще. Вычисляемые эффекты не превосходят $\sim 1 \div 2$ МэВ, а зачастую составляют всего лишь несколько десятых долей МэВ. С помощью развиваемого метода можно изучать лишь большие, качественные эффекты, устойчивые по отношению к изменениям одночастичного потенциала и к выбору u, m . Как мы убедились в работе /4/, развиваемый метод устойчиво дает аномально малые значения $\delta E(N, Z) < 0$ для магических чисел Z, N и правильную зависимость масс ядер от Z, N вблизи ядер с магическими числами нуклонов. В следующей работе мы подробнее выясним устойчивость этого результата и вычислим $\delta E(Z, N)$ с учетом парных корреляций сверхпроводящего типа.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойств атомных ядер. "Наука", М., 1965.
2. Бунамян Г.Г. ЯФ, 1973, 17, с. 28.
3. Bunatian G.G. Nucl.Phys., 1972, 188A, p. 225.
4. Бунамян Г.Г. ОИЯИ, Р4-11151, Дубна, 1978.
5. 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; Ann.Phys., (N.Y.), 1974, 84, p. 186.
6. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
7. Бунамян Г.Г. ОИЯИ, Р4-11004, Дубна, 1977.
8. Гречухин Д.П., Пик-Пичак Г.А. Препринт ИАЭ-2115, ИАЭ-2127, Москва, 1971.
9. Ledergerber T. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами и синтез новых элементов. - В кн.: Международная школа-семинар по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтезу новых элементов. Дубна,

23 сентября - 4 октября 1975 г. ОИЯИ, Д7-9734, Дубна, 1976, с. 52.

Sobiczewski A., там же, с. 59.

Чарданцев П.А., там же, с. 151.

Gupta Raj K. e.a. там же, с. 167.

Sandulesku A., Pirvuleson C. там же, с. 174.

Neergord K., Pashkevich V.V., Frauendorf S. Nucl. Phys., 1976, 262A, p. 61.

Frauendorf S., Pashkevich V.V. Phys.Lett., 1975, B55, p. 365.

May F., Pashkevich V.V., Frauendorf S. Phys.Lett., 1976, B68, p. 113.

Anderson G. e.a. Nucl.Phys., 1976, A268, p. 205.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1978 года.