

Г-202

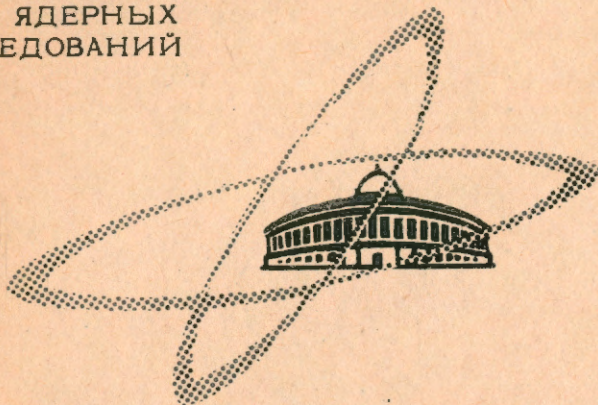
р. 500-502.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

Р-2793



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ф.А. Гареев, Б.Н. Калинин, А. Собичевски

ЗАМКНУТЫЕ ОБОЛОЧКИ С  $Z > 82$  И  $N > 126$   
В РАСЧЕТАХ С ДИФфуЗИОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

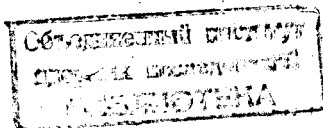
1966

P-2793

Ф.А. Гареев, Б.Н. Калинкин, А. Србичевски

ЗАМКНУТЫЕ ОБОЛОЧКИ С  $Z > 82$  И  $N > 126$   
В РАСЧЕТАХ С ДИФФУЗИОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Направлено в Phys. Lett.



93/0/3 мр.

Было установлено <sup>1,2/</sup>, что учет поправок, обусловленных оболочечной структурой системы ядерных уровней, вычисленных даже на основе очень простой модели, значительно улучшает жидкокапельную массовую формулу. Эти поправки позволяют достаточно хорошо вычислить не только массу ядра, но и его квадрупольный момент в основном состоянии. Предсказана возможность существования сверхтяжелых ядер вблизи дважды магического ядра с  $Z > 82$  и  $N > 126$ . Однако при расчете величины поправок для ядер группы актинидов вплоть до дважды магического ядра необходимо знать магические числа, следующие за  $Z=82$  и  $N=126$ .

В работе <sup>12/</sup> были взяты ориентировочные магические числа:  $Z=126$  и  $N=184$ , которые получаются при использовании гармонического осцилляторного потенциала, но подчеркивалось, что они могут измениться при более корректном потенциале.

Здесь мы рассмотрим этот вопрос, используя более реалистичскую форму потенциала.

В схеме Нильссона <sup>13/</sup> (выбирая, например, значения параметров и дополнительных сдвигов уровней такими же, как и в варианте "с" работы <sup>4/</sup>, что приводит к согласию с экспериментальными данными по спектру уровней ядер с нечетным  $A$  <sup>15/</sup>) возможным нейтронным магическим числом является  $N=164$ , а не  $N=184$ . При этом протонное магическое число оказывается равным  $Z=114$ . Если даже не принимать во внимание состояние  $1j_{15/2}$  из оболочки "7", то просвет между уровнями, соответствующий  $Z=126$ , оказывается несколько меньше, чем для  $Z=114$ . Если для состояния  $1j_{15/2}$  принять  $\mu = 0,45$  и дополнительный сдвиг  $-0,35 \text{ ф.д.}$ , т.е. в точности такие же, как и для состояния  $1i_{15/2}$  из оболочки "8", то просвет, соответствующий  $Z=126$ , вообще исчезает. Он исчезает также и в случае  $\mu_{\text{эфф}} = 0,82$  без дополнительного сдвига. Отметим, что просвет, соответствующий  $Z=114$ , остается таким же, как и в предыдущем случае.

Таким образом, в схеме Нильссона с указанным выше набором параметров возможными значениями магических чисел являются  $Z=114$  и  $N=164$ .

Вычислим уровни, используя наиболее естественный конечный, диффузный потенциал, взятый в обобщенной форме Саксона-Вудса с учетом спин-орбитального взаимодействия, пропорционального функции  $r^{-1}dV/dr$ , и (в случае протонов) кулоновского члена, соответствующего равномерному распределению заряда в ядре<sup>/8-9/</sup>. Уравнение Шредингера было решено приближенно<sup>/10,11/</sup>. Однако сравнение нескольких нейтронных (для  $Zr^{91}$  и  $Nd^{143}$ ) и протонных (для  $Bi^{209}$ ) уровней, расположенных вблизи границы Ферми, по этому методу с более точными расчетами свидетельствует о его высокой точности ( $\approx 0,1$  Мэв) (см.<sup>/11/</sup>).

Расчеты были выполнены для ядер с  $A=209, 275, 299, 355$  и  $Z=83, 107, 115$  и  $127$ , соответственно, с параметрами  $R_0=r_0A^{1/3}$ ,  $r_0=1,27$  ф,  $a=0,87$  ф,  $\lambda=32$  (константа спин-орбитального взаимодействия),  $V_0^n=44$  Мэв (для всех  $A$ ) и  $V_0^p=58$  Мэв ( $A=209$ );  $60,8$  Мэв ( $A=275$ ),  $62$  Мэв ( $A=299$ ) и  $63$  Мэв ( $A=355$ ).

Выбранная система параметров согласуется со значениями<sup>/6,7/</sup>, полученными при анализе низколежащих одночастичных уровней околомагических ядер. При  $A=209$  они в точности те же, что и в работе<sup>/9/</sup>.

Результаты расчетов представлены на рис. 1 и 2 (протонная и нейтронная схемы соответственно). Видно, что возможными значениями магических чисел являются  $Z=114$  и  $N=184$  и  $228$ . Не наблюдается заметного просвета для  $Z=126$ . Кружки на уровнях, замыкающих протонные и нейтронные оболочки, указывают массовые числа  $A$  бета-стабильных ядер с данными значениями  $Z$  и  $N$ . Связь между числом нейтронов  $N$  или протонов  $Z$  и массовым числом бета-стабильного ядра предполагалась в виде полуэмпирической формулы<sup>/12/</sup>:  $N-Z=0,4 A^2/(A+200)$ . Из рисунков видно, что ядро с  $A=298$ ,  $Z=114$  с хорошей точностью удовлетворяет этому соотношению. Следует отметить, что об этой возможности упоминалось в работе<sup>/2/</sup>.

Весьма важным вопросом является устойчивость картины, представленной на рис. 1 и 2, по отношению к изменению параметров, обусловленному возможной их неточностью. Оценки показывают, что изменение глубины потенциала на  $\pm 10\%$ , спин-орбитальной константы  $\lambda$  на  $\pm 20\%$  не должно изменить ситуации. Просвет около оболочки  $Z=114$  должен остаться больше  $1,8$  Мэв и около оболочки  $N=184$  — больше  $2,0$  Мэв.

Оценка равновесной деформации этого ядра, проведенная в рамках схемы Нильссона (поскольку она также предсказывает  $Z=114$ ) с приближениями, использованными в<sup>/5,13/</sup>, показывает, что она равна нулю.

Расчет барьера деления ядра с  $Z=114$  и  $N=184$  по жидководородной модели, учитывающей оболочечные эффекты<sup>/1,2/</sup>, дает значение  $E_b=10$  Мэв. При этом были использованы значения параметров, подобранные в работе<sup>/2/</sup> на основе экспериментальных данных по массам и квадрупольным моментам ядер.

Авторы признательны В.Г. Соловьеву, С.Г. Нильссону, З. Бохнаккому за полезные дискуссии.

### Литература

1. W.J. Swiatecki, in Proc. Second Int. Conf. on Nuclidic Masses, in Vienna, 1963, ed. by W. H. Johnson, Jr. (Springer-Verlag, Vienna, 1964), p. 58.
2. W.D. Myers and W.J. Swiatecki. Report UCRL 11980 (1965).
3. S.G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Sels, 29, no 16 (1955).
4. S. G. Nilsson and O. Prior. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 32, no 16 (1961).
5. B.R. Mottelson and S.G. Nilsson, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1, No. 8 No. 8 (1959).
6. A. Ross, H. Mark and R. D. Lawson. Phys. Rev. 102, 1613 (1956).
7. Л.А. Слав, Н. Б.А. Волчок. ЖЭТФ, 36, 539 (1959).
8. П.Э. Немировский. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, Москва, 1980 г.
9. J. Blomqvist and S. Wahlborn. Arkiv för Fysik, 545 (1960).
10. S. C. Miller, Jr., and R.H. Good, Jr., Phys. Rev. 91, 174 (1953).
11. Б.Н. Калинин, Я. Грабовский, Ф.А. Гареев. Препринт ОИЯИ Р-2682, Дубна 1966.
12. A.E. Green, Nuclear Physics (McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955) p. 250.
13. E. Marshalek, L.W. Person and R.K. Shelline, Revs. Mod. Phys. 35, 108 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 июня 1986 г.

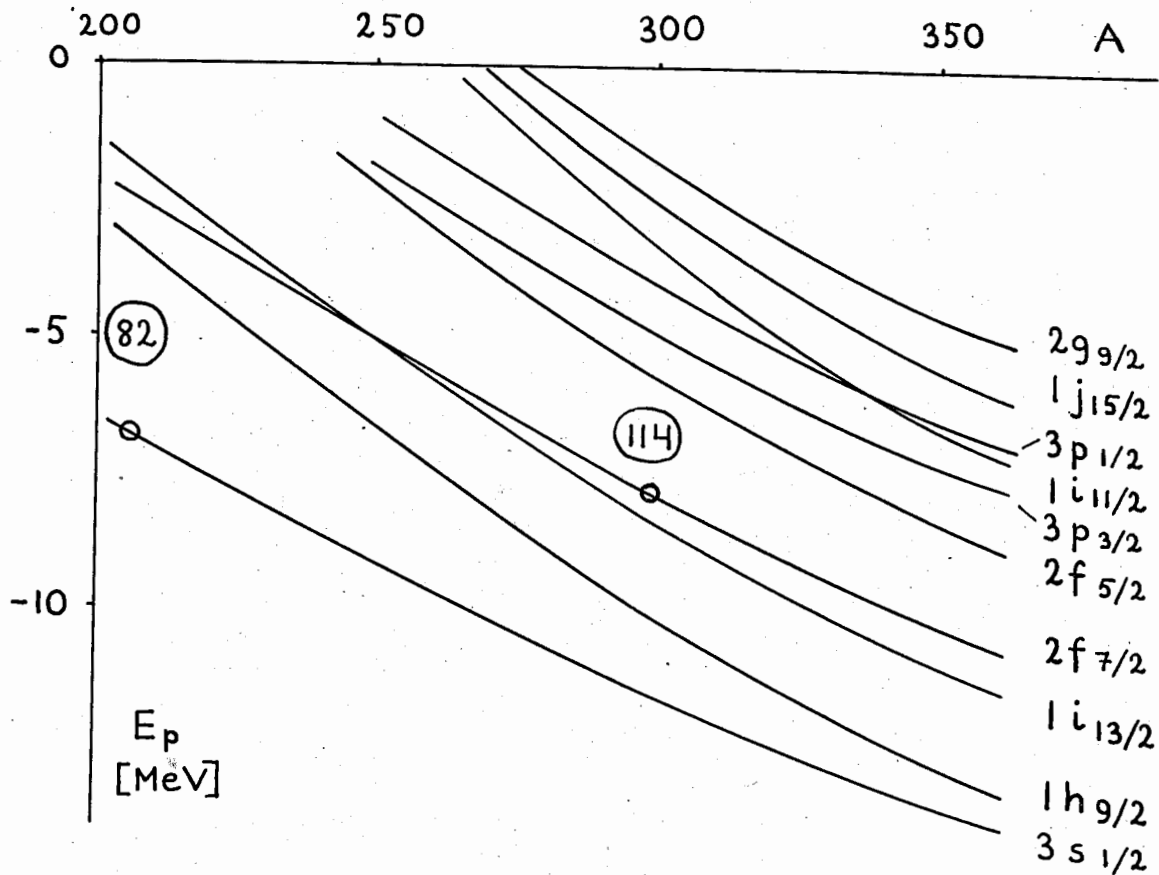


Рис. 1. Поведение протонных уровней в зависимости от массового числа  $A$ .

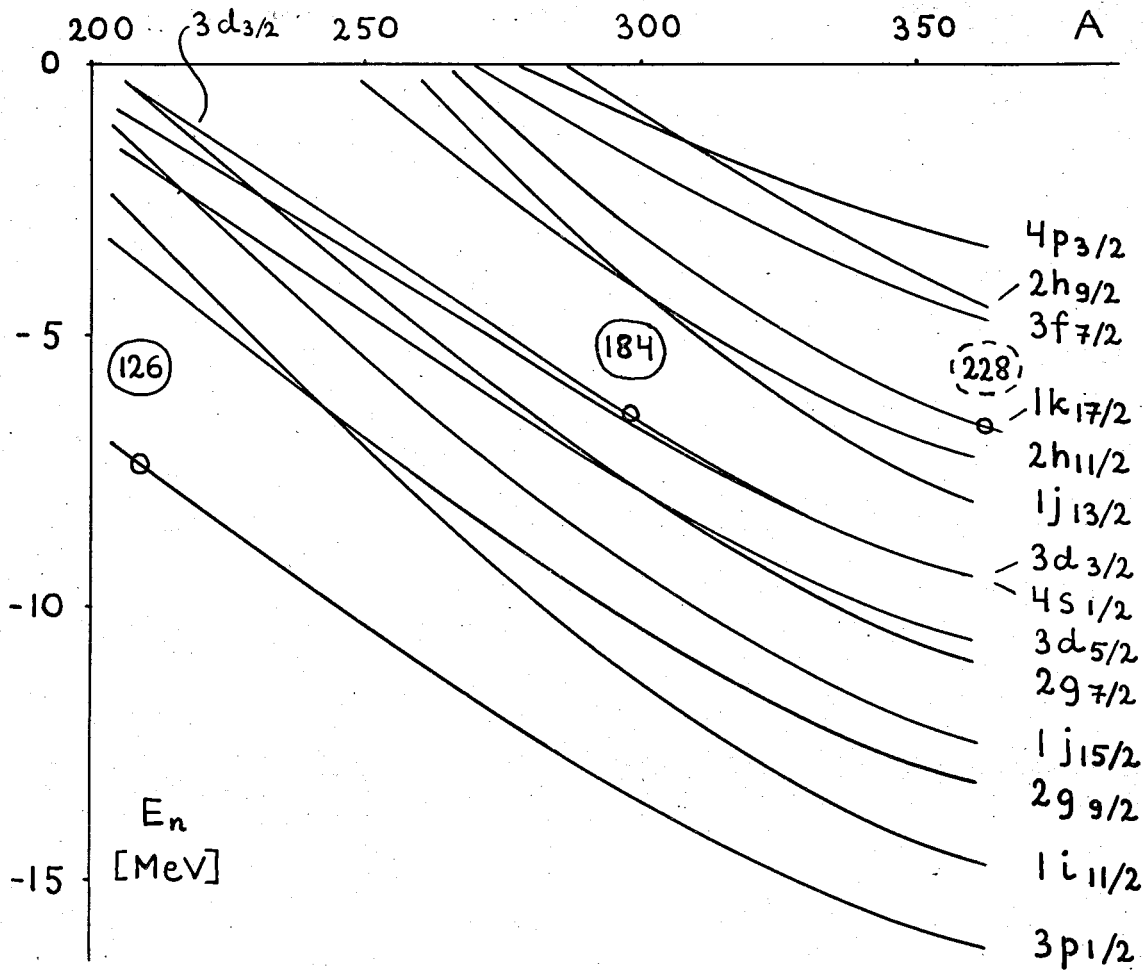


Рис. 2. Поведение нейтронных уровней в зависимости от массового числа  $A$ .