

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ41.22
Б-865

14/16-75

P7 - 8531

Б.Бочев, Р.Калпакчиева, С.А.Карамян, Т.Куцарова,
Е.Наджаков, В.Г.Субботин

1380/2-75

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ВЫСОКОСПИНОВЫХ
СОСТОЯНИЙ 166УЬ

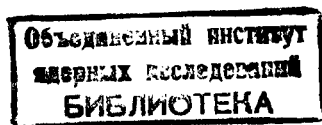
1975

P7 - 8531

Б.Бочев, Р.Калпакчиева, С.А.Карамян, Т.Куцарова,
Е.Наджаков, В.Г.Субботин

**ВРЕМЕНА ЖИЗНИ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ВЫСОКОСПИНОВЫХ
СОСТОЯНИЙ $^{166}\text{Уб}$**

Направлено на XXV совещание по ядерной
спектроскопии и структуре атомного ядра,
Ленинград, 1975 г.



Бочев Б., Калпакчиева Р., Карамян С.А.,
Куцарова Т., Наджаков Е., Субботин В.Г.

P7 - 8531

Времена жизни вращательных высокоспиновых состояний ^{166}Yb

С помощью метода доплеровского смещения гамма-излучения ядер отдачи в реакции $^{130}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ измерены времена жизни уровней ротационной полосы основного состояния изотопа ^{166}Yb вплоть до высоких значений спина (16^+h). Результаты сравниваются с данными, полученными при использовании модели жесткого ротатора. Получена информация о независимом заселении в реакции состояний ротационной полосы данного изотопа.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Bochev B., Kalpakchieva R., Karamian S.A.,
Kutsarova T., Nadjakov E., Subbotin V.G.

P7 - 8531

Lifetimes of High-Spin Rotational States of ^{166}Yb

The lifetimes of the ground-band rotational levels of ^{166}Yb have been measured up to the high spin (16^+h) values by a recoil-distance Doppler-shift method following $^{130}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ reaction. The results are compared with those obtained when using the rigid rotor method. The information is presented on the reaction independent population of the ^{166}Yb rotational band states.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно ведутся экспериментальные работы по спектроскопическому исследованию высокоспиновых состояний ядер на пучках альфа-частиц и тяжелых ионов. В опытах такого типа был обнаружен эффект аномального увеличения момента инерции некоторых ядер в области спинов $(12-16)h$ /бэкбендинг-эффект/, которому соответствует S-образный ход зависимости момента инерции от квадрата частоты вращения ядра. Этот эффект с наибольшей вероятностью объясняется изменением свойств ядерной материи в результате разрушения спаривания нуклонов под действием силы Кориолиса^{/1-4/}. Однако нельзя исключить, что определенную роль, по крайней мере для некоторых изотопов, могут играть и другие физические причины, как, например, изменение под действием вращения квадрупольной деформации, возникновение неаксальности и т.д.^{/5,6/}. Если бэкбендинг-эффект связан с изменением внутренней структуры ядерной материи, то можно ожидать некоторого торможения переходов в зоне обратного хода момента инерции /численная величина фактора торможения определяется деталями механизма процесса/. В случае же значительной роли эффекта увеличения деформации ядра, напротив, должно наблюдаться ускорение переходов из-за увеличения квадрупольного момента. Поэтому существенное значение для понимания процесса приобретают эксперименты по измерению времен жизни ротационных уровней в зоне бэкбендинга.

Нами была поставлена задача измерения времен жизни высокоспиновых уровней основной ротационной полосы в изотопе ^{166}Yb . Это ядро обладает ярко выраженным бэкбендинг-эффектом. Недавно стали известны результаты канадской группы ^{/7/} для изотопов ^{130}Ce и ^{158}Er . В настоящей работе получены значения времен жизни высокоспиновых вращательных уровней, имеющих I^π от 10^+ до 16^+ для изотопа ^{166}Yb . Были также измерены с хорошей точностью времена жизни состояний с $I^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ с целью проверки и уточнения наших предварительных данных ^{/8/}.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Времена жизни уровней определялись методом доплеровского смещения γ -излучения ядер, получающих отдачу в вакуум ^{/9/}. Для получения ядер ^{166}Yb использовалась реакция $^{130}\text{Te} (^{40}\text{Ar}, 4n) ^{166}\text{Yb}$.

Мишень из обогащенного /95%/ изотопа ^{130}Te толщиной $1,2 \text{ мг/см}^2$ облучалась выведенным пучком ионов ^{40}Ar циклотрона У-300 с энергией после прохождения тормозящих фольг, равной 168 МэВ . Методика эксперимента подробно описана нами ранее ^{/10/}. Возбужденные ядра отдачи, выбитые из мишени, тормозились в стоппере из металлического висмута, располагаемом на переменном расстоянии (D) от мишени. При этом для данного перехода γ -излучение происходило в общем случае частично за время пролета ядра отдачи от мишени до стоппера, а частично - после торможения в стоппере. Участки спектров γ -излучения для некоторых D показаны на рис. 1. Измеряемой величиной для каждого перехода являлось отношение γ -интенсивности несмещенного гамма-пика /распад после торможения в стоппере/ к суммарной интенсивности несмещенного пика и смещенного за счет эффекта Доплера /распад за время пролета в вакууме/. Измерение величин $\{Y_i(D_j)\}$ для всех наблюдаемых переходов в зависимости от расстояния D между мишенью и стоппером, или, иначе говоря, от времени пролета

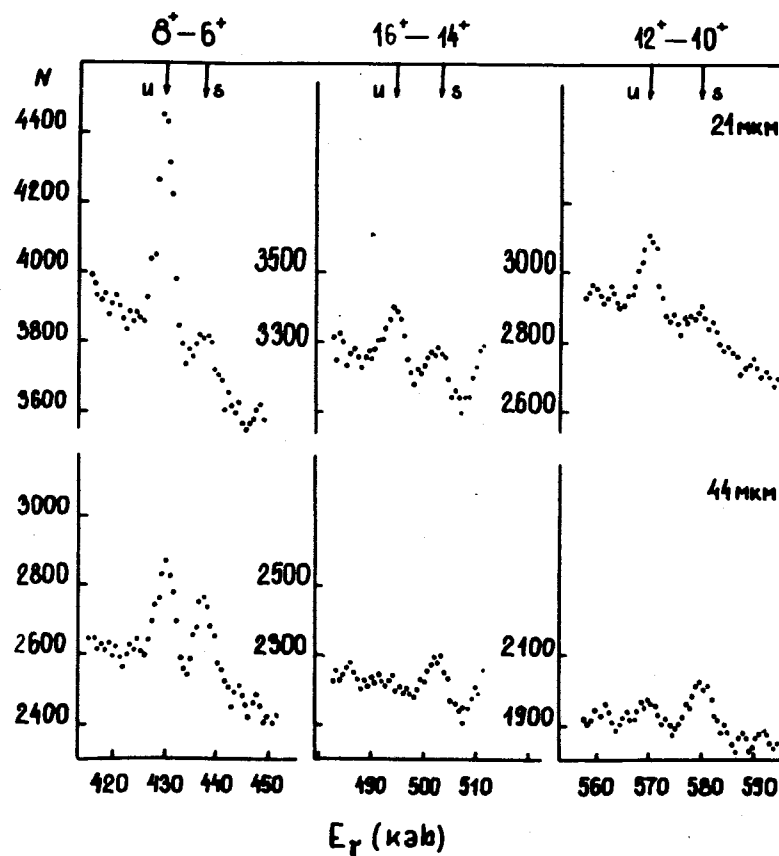


Рис. 1. Гамма-спектры переходов $8^+ \rightarrow 6^+$, $12^+ \rightarrow 10^+$, $16^+ \rightarrow 14^+$ ^{166}Yb , измеренные детектором с объемом 34 см^3 .

$T = D/v$ / v - скорость отдачи ядер/ давало кривые распада каждого уровня. Эти кривые для изотопа ^{166}Yb показаны на рис. 2. Из приведенных рисунков ясно, что

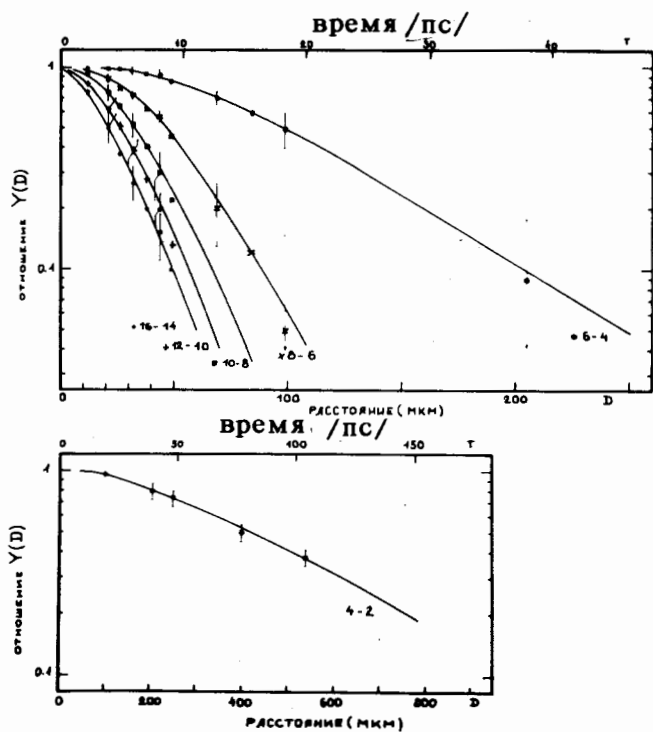


Рис. 2. Кривые распада для переходов $4^+ \rightarrow 2^+$ /внизу/ и $6^+ \rightarrow 4^+$, $8^+ \rightarrow 6^+$, $10^+ \rightarrow 8^+$, $12^+ \rightarrow 10^+$ и $16^+ \rightarrow 14^+$ /наверху/ ^{166}Yb , полученные на ЭВМ для данного решения. Точки - экспериментальные отношения $\{Y(D)\}$. Ошибки приведены только для некоторых экспериментальных отношений. Скорость ядер отдачи $v = 5,40$ мкм/пс.

точность измерения времен распада τ определяется, с одной стороны, экспериментальной точностью отношений $\{Y_i(D_j)\}$, а с другой стороны - точностью фиксации расстояний D . Последний фактор имеет наибольшее значение для высокоспиновых уровней, для которых кривые

распада /см. рис. 2/ расположены в области малых расстояний $D/10-30$ мкм/. В настоящих опытах применялась прецизионная камера, обеспечивающая точность измерения относительных расстояний $\pm 0,5$ мкм, точность определения начала отсчета шкалы расстояний ± 2 мкм и плоскопараллельность мишени и стоппера на всей рабочей площади $\pm 2,5$ мкм. Погрешность в измерении скорости отдачи ядер ^{166}Yb не вносила значительных неточностей в результат, поскольку скорость была определена с хорошей точностью непосредственно из энергетического положения смещенных пиков и равнялась $v = 5,4 \pm 0,1$ мкм/пс. Приведенные на рис. 2 экспериментальные значения $Y_i(D_j)$ включают в себя целый ряд поправок на геометрические факторы, изменение эффективности детекторов, конечное время торможения и т.д. Расчет этих поправок описан в работе /11/. Погрешности значений Y_i определены с учетом статистической точности определения интенсивности пиков. В некоторых случаях учитывалась неточность, возникающая в результате вычитания фоновых пиков. Интерференция фонового излучения с пиками ^{166}Yb была обнаружена путем измерения спектров при нулевом расстоянии мишень-стоппер /отсутствие смещенных пиков/ и при "бесконечно" большом расстоянии /отсутствие несмещенных пиков/, а также измерением активационного фона в интервалах между импульсами ускорения частиц в циклотроне. Для перехода $14^+ \rightarrow 12^+$ не удалось получить соответствующую кривую распада из-за наличия в области 600 кэВ высокоинтенсивных фоновых пиков из реакции $\text{Ge}(n, n')$ на материале детектора. Поэтому на рис. 2 показана только кривая распада для перехода $12^+ \rightarrow 10^+$ и экспериментально было определено только среднее время между распадом уровня 16^+ и распадом 12^+ состояния, которое включает в себя сумму времен жизни τ_{14^+} и τ_{12^+} уровней 14^+ и 12^+ .

Из полученной сетки экспериментальных отношений $\{Y_i(D_j)\}$ значения $\{\tau_i\}$ находились на ЭВМ численным решением переопределенной системы уравнений экспоненциального типа, описывающей процесс перераспределения ядер отдачи в методе доплеровского смещения /12/.

В данном случае использовался вариант программы /13/, которая основывалась на стандартной программе COMPIL /библиотека программ ОИЯИ С401, см /14/ /. Программа осуществляла оптимизацию набора параметров времен жизни уровней $\{\tau_i\}$ и времен независимого заселения $\{\phi_i\}$ при условии, что этот набор значений должен наилучшим образом /в смысле наименьших квадратов/ описывать экспериментальные значения $\{Y_i(D_j)\}$. На рис. 2 сплошными линиями показаны кривые распада, рассчитанные на ЭВМ после нахождения оптимизированных значений $\{\tau_i\}$ и $\{\phi_i\}$. Видно, что этот набор $\{\tau_i\}$ и $\{\phi_i\}$ хорошо восстанавливает экспериментальные величины $\{Y_i(D_j)\}$. Таким образом, оптимальный набор $\{\tau_i\}$ и $\{\phi_i\}$, полученный подгонкой данных на ЭВМ, является экспериментальным результатом для интересующих нас времен жизни и времен заселения ротационных уровней.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В табл. 1 приведены основные экспериментальные результаты работы. В столбце V показаны экспериментальные значения времен жизни уровней ротационной полосы с соответствующими погрешностями, в VI столбце - времена жизни τ_i в модели жесткого ротатора, нормированные к экспериментальному значению для перехода $2^+ \rightarrow 0^+$. Из сравнения данных столбцов V и VI видно, что не наблюдается значительных отклонений экспериментальных значений τ_i от предсказаний модели жесткого ротатора. Только для переходов $10 \rightarrow 8, 16 \rightarrow 14$ и суммарного времени переходов $14 \rightarrow 12$ и $12 \rightarrow 10$ экспериментальные времена жизни несколько превышают расчет для жесткого ротатора. Однако это расхождение не выходит за рамки погрешности эксперимента. Фактор торможения $\tau_{\text{эксп}} / \tau_{\text{рот}}$ для времен жизни переходов $10 \rightarrow 8, 16 \rightarrow 14$ и для суммы времен $14 \rightarrow 12$ и $12 \rightarrow 10$ равен соответственно $1,21 \pm 0,53$; $1,14 \pm 0,34$ и $1,16 \pm 0,47$. Таким образом, усредненный для этих переходов фактор торможения равен $\tau_{\text{эксп}} / \tau_{\text{рот}} = 1,17 \pm 0,20$.

Таблица 1
Времена жизни и времена независимого заселения уровней
вращательной полосы 166Уб

Переход I → I-2	Энергия /кэВ/ E _{I→I-2}	Независимое заселение P _I / Σ P _I	Время заселения τ / пс /	Время жизни уровней τ _I / пс /	
				Эксперимент	жесткий ротатор
2 → 0	102,3	0		1789±90	(1789)
4 → 2	227,8	0		76,3±2,5	75,0
6 → 4	337,5	0		11,24±0,4	10,7
8 → 6	430,0	15±1	3,8±1,8	3,09±0,35	3,13
10 → 8	507,7	18±2	3,7±3,1	1,62±0,7	1,34
12 → 10	569,7	17±2	2,5±2,2	1,49±0,6	1,28
14 → 12	603,8				
16 → 14	494,5	50±5	3,0±1,5	1,67±0,5	1,46

В табл. 2 даны основные параметры, характеризующие ротационные полосы основного состояния в четно-четных изотопах иттербия. Величины J , Q_0 и β получены из времен жизни состояний с $I^\pi = 2^+$. Данные для изотопов ^{160}Yb , ^{162}Yb и ^{164}Yb опубликованы нами ранее в работах /15, 16/. Из табл. 2 видно, что все четыре параметра, J , E_4/E_2 , Q_0 и β , изотопов иттербия плавно уменьшаются с уменьшением массового числа изотопа. Это уменьшение характеризует ослабление ротационных свойств ядер по мере приближения к замкнутой оболочке $N = 82$. Изотоп ^{160}Yb с числом $N = 90$ /т.е. на 8 нейтронов больше, чем магическое $N = 82$ / по своим параметрам можно считать ядром переходной области между ядрами с хорошо выраженным вращательным спектром к сферическим, околоматическим ядрам. Изотоп ^{166}Yb является почти столь же сильнодеформированным ядром, как и стабильные изотопы с массовыми числами 168-176.

Переходя к обсуждению приведенных данных, отметим прежде всего, что основным результатом работы является получение значений времен жизни τ для переходов между высокоспиновыми уровнями, лежащими в зоне обратного хода момента инерции. В табл. 3 приведены факторы торможения высокоспиновых переходов для изотопов ^{130}Ce /7/, ^{158}Er /7/, ^{166}Yb . Видно, что для всех изученных к настоящему времени изотопов факторы торможения переходов в зоне бэкбендинга не превышают значения 1,2 - 1,4. При этом точность измерения факторов торможения во всех работах не лучше чем 20-30%. Так что можно говорить скорее об установлении верхней границы факторов торможения /на уровне 1,4/. Из данных табл. 2 видно также, что ускорение переходов не имеет места, все факторы торможения больше 1. Этого достаточно для того, чтобы из всех возможных вариантов теоретического объяснения бэкбендинг-эффекта отобрать теории, рассматривающие разрушение спаривания под действием кориолисовых сил. При этом малое значение фактора торможения не противоречит качественно таким теориям, поскольку разрушение спаривания может не приводить к существенному изменению коллективного квадрупольного момента, что и показано в расчетах /2,3/. В литературе

Таблица 2
Моменты инерции J , отношение E_4/E_2 , внутренние квадрупольные моменты Q_0 и параметры квадрупольной деформации β изотопов иттербия - 160, 162, 164, 166

Изотоп	J (МэВ ⁻¹)	E_4/E_2	Q_0 (барн)	β	ссылка
^{166}Yb	29,3	3,23	7,27 \pm 0,20	0,301 \pm 0,008	наст. работа
^{164}Yb	24,3	3,13	6,79 \pm 0,14	0,285 \pm 0,006	/16/
^{162}Yb	18,0	2,92	6,1 \pm 0,45	0,255 \pm 0,02	/16/
^{160}Yb	12,3	2,63	4,82 \pm 0,10	0,206 \pm 0,005	/15/

Таблица 3
 Факторы торможения $\tau_{\text{эксп}}$ / $\tau_{\text{рот}}$ для переходов, находящихся в области бэкбендинга

Переход	Изо	Er	$\tau_{\text{эксп}} / \tau_{\text{рот}}$
	¹³⁰ Ce	¹⁵⁸ Er	¹⁶⁶ Yb
I2 → I0			I, 39±0,35
I4 → I2			I, 25±0,30
I6 → I4			I, 14±0,34
			} I, 16±0,47

имеется сейчас целый ряд теоретических расчетов, отличающихся в деталях описания механизма бэкбендинга, но основанных на общей концепции разрушения спаривания под действием вращения. Для того, чтобы сделать выбор между различными конкретными вариантами вычислений, необходимо существенно повысить точность экспериментального определения факторов торможения переходов в зоне бэкбендинга. На сегодняшнем уровне экспериментальной техники это представляется трудной задачей.

В настоящей работе, кроме значений времен жизни ротационных уровней изотопа ¹⁶⁶Yb, получены также данные, имеющие отношение к процессу заселения ротационной полосы основного состояния в реакции образования составного ядра ¹³⁰Te(⁴⁰Ar, 4n), а именно, измерены вероятности и времена независимого заселения высокоспиновых уровней. Эти данные приведены в III и IV столбцах табл. 1. По данным о вероятностях заселения уровней полосы нетрудно вычислить средний квадратичный угловой момент заселяемого уровня, который оказывается равным 16ħ. Средний квадратичный угловой момент составного ядра существенно больше и в модели черного ядра равен 45ħ для данной энергии ионов ⁴⁰Ar. Отсюда ясно, что большая часть углового момента уносится в процессе статистического каскада γ-лучей, предшествующего заселению полосы. Тот факт, что ротационная полоса заселяется при сравнительно невысоком спине, несмотря на избыток углового момента составного ядра, может быть интерпретирован следующим образом. Очевидно, в области спинов $10 \leq I \leq 20$ состояния ротационной полосы оказываются связанными ускоренными переходами с большим числом вышележащих состояний с близкими спинами, так что практически независимо от спина составного ядра состояния полосы заселяются именно в этой области спинов: $10 \leq I \leq 20$.

Времена независимого заселения вращательных уровней, приведенные в табл. 1, имеют порядок величины /2-5/ пс и показывают тенденцию некоторого увеличения при уменьшении спина заселяемого уровня. Отсюда можно сделать некоторые заключения о характере статистического γ-каскада, приводящего к заселению полосы. Для

того, чтобы понизить угловой момент составного ядра на $(20-30)\hbar$, требуется каскад как минимум из 10-15 γ -квантов E2 мультипольности. Исходя из времени заселения $/2-5/$ пс можно заключить, что каждый из переходов γ -каскада имеет параметр времени жизни $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ с. Для E2 переходов столь короткое время соответствует высокому значению $B(E2)$, т.е. можно высказать суждение об ускоренном коллективном характере переходов статистического γ -каскада.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения, Л.Александрову за помощь в математической обработке экспериментальных результатов, С.Илиеву за помощь в проведении экспериментов и группе эксплуатации циклотрона У-300 за обеспечение четкой работы ускорителя.

Литература

1. B.R.Mottelson, J.G.Valatin. *Phys.Rev.Lett.*, 5, 511 (1960).
2. F.S.Stephens, R.S.Simon. *Nucl.Phys.*, A183, 257 (1972).
3. R.A.Sorensen. *Revs. Mod. Phys.*, 45, 353 (1973).
4. A.Johnson, Z.Szymanski. *Phys.Rpts*, 7C, 181 (1973).
5. P.Thieberger. *Phys.Lett.*, 45B, 417 (1973).
6. B.C.Smith, A.B.Volkov. *Phys.Lett.*, 47B, 193 (1973).
7. D.Ward, H.R.Andrews, J.S.Geiger, R.L.Graham, J.F.Sharpey-Schafer. *Phys.Rev.Lett.*, 30, 493 (1973);
D.Ward. *Proceedings of the International Conference on Reactions between Complex Nuclei*, vol. 2, Nashville, June 10-14, Amsterdam, 1974, p.417.
8. B.Bochev, S.A.Karamian, T.Kutsarova, E.Nadjakov, Ts.Venkova, R.Kalpakchieva. *Proc. Intern. Conf. on Nuclear Physics, Munich*, 1, 298(1973).
9. K.W.Jones, A.Z.Schwarzschild. E.K.Warburton, D.B.Fossan. *Phys.Rev.*, 178, 1773 (1969).
10. Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Е.Наджаков, В.Г.Субботин, Я.Ухрин, В.А.Чугреев. *Препринт ОИЯИ*, Р6-6229, Дубна, 1972 ;
Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci., 25, 905 (1972).
11. Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Я.Ухрин, Е.Наджаков, Ц.Венкова, Р.Калпакчиева. *ЯФ*, 16, 633 /1972/.

12. Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова. *Сообщение ОИЯИ*, Р5-8321, Дубна, 1973.
13. Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова. *Сообщение ОИЯИ*, Р5-7881, Дубна, 1974.
14. Л.Александров. *ОИЯИ*, Р5-7259, Дубна, 1973.
15. Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, В.Г.Субботин. *Препринт ОИЯИ*, Р7-8033, Дубна, 1974.
16. B.Bochev, S.A.Karamian, T.Kutsarova, E.Nadjakov, Ts.Venkova, R.Kalpakchieva. *Physica Scripta*, 6, 243 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1975 года.