

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P6-88-580

Ю. П. Гангрский, С. Г. Земляной, Б. К. Кульджанов*,
К. П. Маринова, Б. Н. Марков, Хоанг Тхи Ким Хуэ,
Чан Конг Там

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ
В АТОМНОМ ПУЧКЕ CaI

Направлено в журнал "Оптика и спектроскопия"

* Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1988

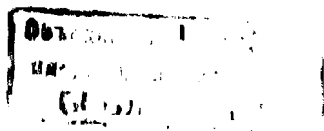
I. Введение

До настоящего времени измерения изотопических сдвигов /ИС/ на линиях нейтральных атомов Ga проводились методом классической интерференционной техники /1-4/. Изотопические сдвиги четно-четных изотопов Ga измерены более чем на 100 линиях, однако между результатами разных авторов имеются различия, превышающие иногда 200 - 300 МГц.

Не лучше ситуация и в исследовании сверхтонкого расщепления /СТР/ атомных уровней Ga. О СТР возбужденных состояний существует лишь частичная информация /5,6/, полученная к тому же интерференционной техникой с плохим разрешением и относящаяся к малому числу линий, принадлежащих разным термам. Только константы СТР основного s^2D^o мультиплетта GaI определены с большой точностью методом магнитного резонанса в атомном пучке /7/.

В силу недостаточной информации о взаимном влиянии возбужденных термов и о смешивании разных конфигураций /8/ дальнейшее исследование ИС и СТР в спектрах атомарного Ga, несомненно, представляет определенный интерес.

В нашей предыдущей работе /9/ методом лазерной резонансной флуоресценции на атомном пучке впервые сделаны детальные измерения ИС и сверхтонкой структуры на 4 спектральных линиях GaI, на основании которых определены изменения среднеквадратичного зарядового радиуса всех стабильных изотопов Ga. В настоящей работе представлены дальнейшие результаты прецизионных измерений ИС и сверхтонкой структуры на 15 линиях GaI, выбранных с целью получения более полной информации о ИС и СТР уровней возбужденных четных s^2F и s^2D термов Ga. На основании экспериментальных результатов: а/ определены константы СТР уровней этих термов; б/ установлено наличие зависимости ИС уровня данного терма от полного углового момента электронной оболочки J. Эти результаты позволяют получить новую информацию о природе атомных уровней Ga и о значительных ядерных параметрах /зарядовый радиус, электромагнитные моменты/, влияющих на атомные уровни.



2. Экспериментальная методика и измерения

Использованная нами экспериментальная установка основана на методе лазерной резонансной флуоресценции в атомном пучке. Излучение перестраиваемого лазера на красителе, частоту которого можно сканировать в диапазоне до 30 ГГц, пересекает коллимированный атомный пучок. Возникающая при этом резонансная флуоресценция детектируется ФЭУ, работающим в режиме счета одиночных фотонов. Лазерное излучение, атомный пучок и направление сбора флуоресцентного света взаимно ортогональны. Установка и ее параметры детально описаны в [9,10].

Все 15 исследованных линий находятся в спектральной области ро-тамина 6II и включают переходы между основным $4f^7 5d 6s^2 \text{ } ^2D^{\circ}$ и возбужденными $4f^7 5d 6s 6p \text{ } ^2F$ и 2D состояниями. Схема исследованных переходов в GaI представлена на рис.1; обозначения согласно [8]. Отметим, что

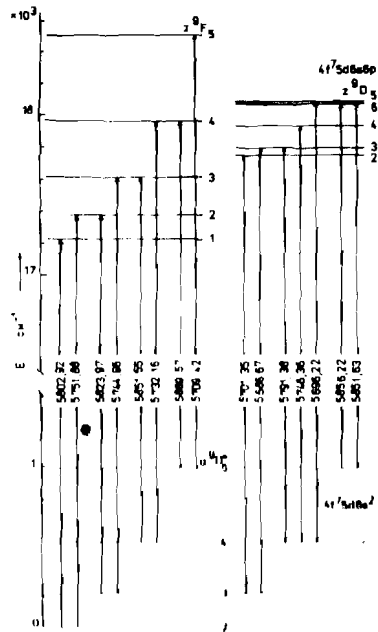


Рис.1. Схема исследованных переходов.

идентификация переходов с длиной волны $5709,42 \text{ \AA}$ / $a^2D_2^{\circ} \rightarrow z^2F_5$ / и $5802,92 \text{ \AA}$ / $a^2D_2^{\circ} \rightarrow z^2F_1$ / не совпадает с принятой в работах [1,11]. Она установлена нами на основании значений энергии перехода и результатов измерений сверхтонкой структуры нечетных изотопов, из которых значение момента электронной оболочки J определяется однозначно.

Полуширина резонансных линий флуоресценции ограничивалась доплеровским уширением атомного пучка и составляла $\sim 25 \text{ МГц}$.

При работе с образцами металлического Ga естественного изотопного состава это позволяло четко выделить в оптическом спектре пики, соответствующие всем четным изотопам Ga и компонентам сверхтонкой структуры нечетных изотопов. Чтобы идентифицировать эти компоненты, проводились также измерения с образцом, обогащенным ^{155}Ga до 90,7%.

Для учета нелинейности сканирования на анализаторе синхронно с оптическими спектрами записывались частотные метки, полученные с помощью конфокального интерферометра Шабри-Перо с постоянной 150 МГц.

3. Сверхтонкое расщепление

Пример экспериментальных результатов по измерению СТР приведен на рис.2а. Видно, что в этом случае /как и в большинстве исследованных переходов/ разрешаются все компоненты сверхтонкой структуры. Это об-

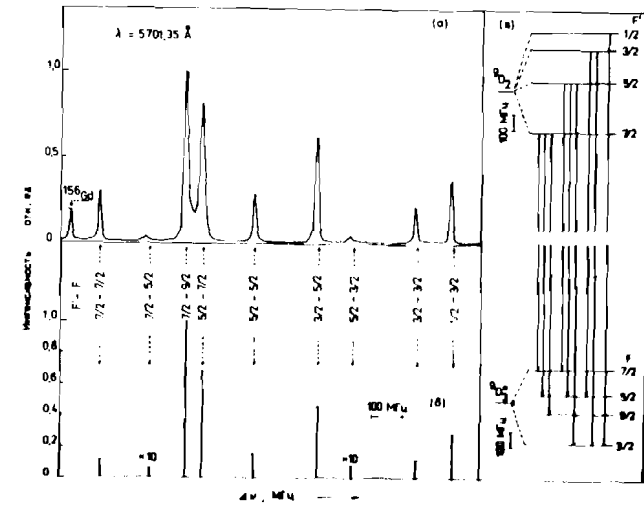


Рис.2. а/ Спектр сверхтонкой структуры ^{155}Ga на переходе $4f^7 5d 6s^2 \text{ } ^2D_2^{\circ} \rightarrow 4f^7 5d 6s 6p \text{ } ^2D_2$ с $\lambda = 5709,35 \text{ \AA}$; б/ идентификация сверхтонкой структуры согласно теоретической интенсивности компонент и расщепления нижнего уровня; в/ сверхтонкое расщепление нижнего и верхнего уровня рассматриваемого перехода.

стоятельно позволяет легко их идентифицировать и соответственно определить СТР верхнего уровня, учитывая известное с очень большой точностью СТР нижнего уровня и теоретическое соотношение между интенсивностями отдельных компонент. Ожидаемый с этой точки зрения спектр сверхтонкой структуры на том же самом переходе показан на рис.2б. На рис.2 приведены также идентификации компонент сверхтонкой

структуры /F - обозначает полный момент атома для нижнего, а F' - для верхнего уровня/ и расщепления нижнего и верхнего уровня /рис.2в/.

Поведение СТР обоих исследованных мультиплетов подчиняется определенным закономерностям. Для мультиплета z^3F полное СТР уменьшается с увеличением J, и компоненты СТР с большей F' обычно имеют большую энергию. Для мультиплета z^3D , наоборот, полное СТР увеличивается с ростом J, и в общем случае меньшим F' соответствует большая энергия компоненты.

Если не принимать во внимание эффекты более высокого порядка, то СТР данного уровня описывается известным выражением /12/

$$\Delta W_F = A \frac{C}{2} + B \frac{3/4 C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(I+1)J(J+1)}, \quad /1/$$

где ΔW_F - положение компоненты с полным моментом F по отношению к центру тяжести сверхтонкой структуры; $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$; I - спин ядра, равный 3/2 для исследованных изотопов ^{155}Ga и ^{157}Ga ; A и B - константы, описывающие соответственно магнитное дипольное и электрическое квадрупольное взаимодействие электронной оболочки атома с полем его ядра. Экспериментально определяются /см. рис.2/ разности частот

$$\Delta \nu(F', F'') = \Delta W_{F''} - \Delta W_{F'} \quad /2/$$

между любыми компонентами F' и F'' возбужденного уровня.

Значения констант A и B для данного уровня J вычислены методом наименьших квадратов при помощи уравнений /1/ и /2/ с использованием экспериментальных значений $\Delta \nu(F', F'')$ и их статистических ошибок /порядка 1 - 8 МГц/. Значения констант A и B возбужденных мультиплетов z^3F и z^3D для обоих нечетных изотопов Ga представлены в таблице I. Там же приведены отношения $A(157)/A(155)$ магнитных дипольных и $B(157)/B(155)$ электрических квадрупольных констант и их взвешенные средние значения по всем породам. Они находятся в очень хорошем согласии с соответствующими отношениями для основного мультиплета z^3D^0 /11/: $A(157)/A(155) = 1,31143(23)$ и $B(157)/B(155) = 1,06354(3)$. Из измеренных значений магнитных констант можно определить сверхтонкую аномалию, принимая для магнитных моментов ядра значения, приведенные в /13/. Только для уровня z^3D , сверхтонкая аномалия имеет значение, значительно превышающее ошибку в A: ^{155}Ga ^{157}Ga $(z^3D_3) = 0,83(45)\%$.

Таблица I

Константы сверхтонкого расщепления возбужденных z^3F и z^3D мультиплетов и их отношения для ^{155}Ga и ^{157}Ga

Уровень, см ⁻¹ Term	J	F	A (155)		B (155)		A (157)		B (157)		B(157)/B(155)	
			Value	Error	Value	Error	Value	Error	Value	Error	Value	Error
2207,869	1	1	266,67(24)		76,2(0,6)		350,03(23)		78,9(0,6)		1,313(2)	
2360,627	2	2	72,97(19)		-328,7(1,0)		96,17(20)		-353,7(1,0)		1,318(4)	
2627,767	3	3	31,66(18)		-395,8(1,8)		41,27(20)		-415,4(1,9)		1,303(8)	
2797,811	4	4	-4,95(23)		-286,3(3,1)		-6,51(26)		-304,0(3,3)		1,315(66)	
2889,196	5	5	6,06(21)		-86,6(3,9)		7,89(6)		-91,9(1,1)		1,298(38)	
2948,878	2	2	-66,63(11)		-21,6(0,3)		-114,97(15)		-23,3(1,1)		1,327(2)	
2966,667	3	3	-93,97(23)		153,2(2,4)		-123,52(31)		169,7(2,9)		1,315(5)	
2993,513	4	4	-70,86(41)		229,1(5,2)		-91,46(35)		238,1(6,1)		1,291(9)	
3071,167	5	5	-101,86(9)		-61,6(2,1)		-133,76(7)		-65,8(1,7)		1,313(1)	
3083,642	5	5	-96,63(23)		106,8(4,0)		-129,32(1)		112,9(0,5)		1,311(3)	
											1,315(1)	
												1,064(3)

4. Зависимость ИС от полного момента электронной оболочки

Изотопический сдвиг атомного уровня состоит из массового /МС/ и полевого /ПС/ сдвигов /14/. В первом приближении они имеют соответственно одинаковые значения для всех уровней данной чистой конфигурации. Однако многочисленные эксперименты, в том числе и для редкоземельных элементов Er /15/, Eu /16,17/, Dy /18/, Sm /19/, показывают значительные различия в значениях массового и полевого сдвигов для разных термов данной конфигурации и даже для разных уровней одного терма. Теоретически это связывается с релятивистскими эффектами массового сдвига, и, в нерелятивистском случае, с перекрестными эффектами второго порядка, обусловленными влиянием смешивания дальних конфигураций на операторы полевого сдвига и магнитной энергии /20,21/.

Экспериментальные исследования эффектов второго порядка требуют очень точных измерений как минимум на двух переходах с общим нижним /верхним/ уровнем и разными верхними /нижними/ уровнями. Как видно из рис.1, систематические переходы, на которых измерялись ИС, выбраны в соответствии с этим требованием. Это позволяет выявить зависимость ИС от терма и от полного момента электронной оболочки J / J - зависимость /21/ для соседних уровней всех исследованных термов.

Непосредственно определялись ИС всех четно-четных и четно-нечетных пар. Для краткости в таблице 2 представлены результаты только для трех изотопических пар. Они относятся ко всем исследованным переходам и сгруппированы так, чтобы переходы с разными возбужденными термами были выделены и была видна J -зависимость возбужденных z^{9F} и z^{9D} мультиплетов. Из тех же самых результатов можно судить и о J -зависимости основного мультиплета, группируя переходы с общего верхнего к разным нижним уровням. В таблице 2 приведены значения т.н. остаточного ИС: $\delta \nu^{A,A'} = \Delta \nu_{\text{эксп}}^{A,A'} - \Delta \nu_{\text{НМС}}^{A,A'}$, поскольку частота перехода тоже оканчивает влияние на измеренный ИС посредством нормального массового сдвига /НМС/ /14/.

Отметим сначала, что не наблюдается никакой явной зависимости измеренных ИС от терма, которую по теоретическим оценкам должны быть порядка нескольких сотен МГц /21/. Значения $\Delta \nu^{A,A'}$, однако, однозначно указывают на наличие J -зависимости в рассматриваемом случае возбужденных термов $6d$. Как видно из таблицы 2, она более существенна для мультиплета z^{9D} : разность $\delta \Delta \nu_{J,J+1}^{(9D)} = \Delta \nu^{(9D)}_{J+1} - \Delta \nu^{(9D)}_J$ для двух соседних по J уровней достигает значения 200 - 300 МГц. Для мультиплета z^{9F} J -зависимость слабеет. В общем случае $\delta \Delta \nu_{J,J+1}$ больше 10 МГц и поэтому проявляет экспериментальную ошибку /исключение составляет только случай $J = 4,5$ /.

J -зависимости полевого и массового сдвигов могут быть разделены

Таблица 2

Изотопические сдвиги $\Delta \nu^{A,A'} = \Delta \nu_{\text{эксп}}^{A,A'} - \Delta \nu_{\text{НМС}}^{A,A'}$ для всех исследованных линий и трех изотопических пар A, A'

нижний терм		верхний терм		$\Delta \nu^{A,A'}$, МГц		
J	J	λ , Å	154,156	156,158	158,160	
${}^9D^0$	2	9F 1	5802,92	-1504,6(7,8)	-1139,9(6,5)	-1178,9(6,5)
			5751,88	-1458,3(5,7)	-1102,9(4,7)	-1141,5(4,7)
	3	2	5823,97	-1468,8(5,2)	-1101,4(3,7)	-1148,8(3,2)
			5744,66	-1450,1(4,5)	-1084,8(4,7)	-1132,8(2,8)
	4	3	5851,55	-1462,8(4,3)	-1104,7(3,1)	-1140,9(3,0)
			5832,16	-1496,1(5,2)	-1124,6(3,8)	-1163,8(3,8)
5	4	5889,57	-1499,0(5,2)	-1128,4(4,1)	-1172,6(4,4)	
		5709,42	-1493,1(4,8)	-1121,8(3,5)	-1166,1(3,4)	
${}^9D^0$	3	9D 2	5701,55	-1119,3(3,4)	-851,8(2,6)	-879,3(2,6)
			5686,67	-1428,1(5,5)	-1079,1(4,4)	-1118,6(4,4)
	4	3	5791,58	-1429,8(5,3)	-1083,6(4,2)	-1120,4(4,2)
			5746,36	-1458,6(8,5)	-1101,9(7,2)	-1145,6(7,1)
	4	5	5696,22	-1401,9(5,7)	-1056,3(4,8)	-1097,3(4,8)
			5851,63	-1412,2(3,5)	-1065,6(2,1)	-1102,5(2,2)
5	6	5856,22	-1459,4(4,2)	-1101,7(2,7)	-1138,9(2,8)	

при помощи графика Кинга /14,19/. Если мы имеем две спектральные линии /1 и 2/ с коэффициентами полевого и массового сдвигов F_1 и M_1 , F_2 и M_2 соответственно, то

$$\delta \Delta \nu_{1,2}^{A,A'} = (F_1 - F_2) \Delta \langle r^{-2} \rangle^{A,A'} + (M_1 - M_2) \frac{A' - A}{AA'}, \quad /3/$$

где $\delta \Delta \nu_{1,2}^{A,A'} = \Delta \nu_1^{A,A'} - \Delta \nu_2^{A,A'}$; A, A' - массовые числа изотопических пар, а $\Delta \langle r^{-2} \rangle$ - уменьшение среднеквадратичного радиуса ядра. В случае, когда обе линии имеют один общий уровень, $(F_1 - F_2)$ и $(M_1 - M_2)$ определяют только разность величин F и M для обеих уровней с разными J . Умножив обе стороны уравнения /3/ на $[AA' / (A' - A)] \cdot [2 / (153 - 160)]$, переходим к модифицированным значениям для $\Delta \langle r^{-2} \rangle$ и $\delta \Delta \nu_{1,2}$, т.е. к прямой Кинга /14/. Ее наклон определяет разность $(F_1 - F_2)$, а точка пересечения с осью ординат - $(M_1 - M_2)$. Прямая Кинга проводилась методом наименьших квадратов с учетом ошибок в $\delta \Delta \nu_{1,2}$ и в $\Delta \langle r^{-2} \rangle$ для каждой пары исследованных переходов и с

Таблица 3

J-зависимость полевого и специфического массового сдвигов для возбужденных z^9F и z^9D мультиплетов, отнесенная к изотопической паре $^{158,160}Ga$. Для сравнения в таблице приведены экспериментальные значения $\delta \Delta \nu_{J,J+1}^{158,160}$

Терм	J	$\lambda, \text{Å}$	$\delta \text{ПС}_{J,J+1}^{158,160}$ МГц	$\delta \text{СМС}_{J,J+1}^{158,160}$ МГц	$\delta \Delta \nu_{J,J+1}^{158,160}$ МГц
z^9F	1,2	5802,92/5751,88	-24,0(1,7)	-13,8(1,2)	-37,4(8,0)
	2,3	5823,97/5744,66	-2,6(0,9)	-13,9(0,8)	-16,0(4,3)
	3,4	5851,55/5732,16	46,0(2,4)	-24,1(0,7)	22,9(5,2)
	4,5	5889,57/5709,42	-0,6(0,9)	-5,2(0,9)	-6,5(4,7)
z^9D	2,3	5701,35/5686,67	259,8(13,7)	-21,7(2,4)	239,3(5,1)
	3,4	5791,38/5746,36	18,7(3,7)	3,5(3,7)	25,2(8,2)
	4,5	5746,36/5696,22	-19,2(2,5)	-28,8(2,3)	-48,3(8,6)
	5,6	5851,63/5856,22	39,4(2,8)	-3,6(2,1)	36,4(3,5)

использованием обычно 7 - 8 экспериментальных точек для разных изотопических пар. Значения $\Delta \langle r^2 \rangle$ вычислены нами на основании детального анализа экспериментальных результатов этой работы и будут опубликованы позже.

Таким способом были получены значения изменений полевого

$$\delta \text{ПС}_{J,J+1}^{158,160} = (F_J - F_{J,J+1}) \Delta \langle r^2 \rangle^{158,160}$$

и специфического массового

$$\delta \text{СМС}_{J,J+1}^{158,160} = (M_J - M_{J+1}) \frac{2}{158,160}$$

сдвигов для изотопической пары $^{158,160}Ga$, которые приведены в таблице 3. Как видно, эти значения очень хорошо согласуются с экспериментальными данными о разностях $\delta \Delta \nu_{J,J+1}^{158,160}$. Таблица 3 показывает, что для возбужденных z^9F и z^9D мультиплетов: а/ J-зависимость $\delta \Delta \nu_{J,J+1}$ имеет немонотонный характер; б/ в границах данного мультиплета нельзя выделить четкую преобладающую роль одного из двух факторов - полевого или специфического массового сдвига, хотя обычно считают см/19,19/, что для тяжелых элементов должна преобладать J-зависимость полевого фактора.

Не исключена возможность, что в рассматриваемом случае Ga с очень сложным атомным спектром и с сильным, но недостаточным изучением смешиванием состояний не чистую J-зависимость наблюдается дополнительно именно смешивание состояний.

Калибровка измеренных ИС по ИС КХ-лучей и спектров мезоатомов /9/ приводит к заключению, что специфический массовый сдвиг для исследуемых линий мал /не превышает 80 МГц/, а электронный фактор E_1 /определяющий полевой сдвиг/ в случае z^9F мультиплета лишь немного отличается /меньше чем на 9,5% / от теоретического для чистых $ns^2 - nsnp$ переходов. Большие ошибки этой калибровки, однако, не позволяют судить о степени чистоты исследуемых уровней. Только для перехода с $\lambda = 5709,42 \text{ Å} /a^9D_5 \rightarrow z^9F_5 /$, где наблюдается наилучшее совпадение экспериментальных и теоретических значений специфического массового сдвига /разность ~ 6 МГц/ и E_1 /разность 0,3% /, можно было бы предполагать, что он является чистым.

Что касается основного мультиплета a^9D^0 , на данном этапе мы можем только настаивать на наличии слабой J-зависимости ИС. Результаты, полученные для каждой пары нижних уровней с общим верхним уровнем из обоих исследованных термов z^9F и z^9D , однако, расходятся значительно, хотя и в пределах экспериментальной ошибки, а абсолютные значения $\delta \Delta \nu_{J,J+1}$ тоже порядка ошибки. Это обстоятельство не позволяет с уверенностью разделить вклады полевого и специфического массового сдвигов в наблюдаемой J-зависимости.

Для получения более определенной информации мы использовали экспериментальные ИС /табл. 2/ и расчетные значения для $\delta \Delta \nu_{J,J+1}$ /табл. 3/ возбужденных термов, комбинируя все возможности и беря средние взвешенные значения. Полученные результаты показывают, что в отличие от J-зависимости для возбужденных мультиплетов, в случае основного a^9D^0 мультиплета наблюдается определенная закономерность: $\delta \Delta \nu_{2,J}^{158,160}$ возрастает с ростом J и имеет следующие значения /в МГц/: 6,1(9,0), 13,2(9,2), 20,8(9,5) для J = 3, 4 и 5 соответственно. Отметим, что аналогичная и также слабая зависимость установлена, например, для основного мультиплета в Sm /19/.

Таблицы 2 и 3 четко демонстрируют значительный вклад перекрестных эффектов второго порядка, а также, по всей вероятности, сильного смешивания электронных состояний в определенных ИС. Поэтому использование результатов ИС для вычисления изменения средних квадратов радиусов ядер без учета этих эффектов может привести к серьезным неточностям по сравнению с непосредственными экспериментальными неточностями и в значениях электронного фактора E_1 в первом приближении.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н. Злерову и Ю.Ц. Овчаренко за поддержку работы, и также И. Петевой за полезные обсуждения.

Литература

1. Brix P., Engler H.D. Z.Phys., 1952, 133, S.325.
2. Brix P., Kopfermann H. Rev. Mod. Phys., 1958, 30, p.517.
3. Одинцова Н.К., Стриганов А.Р. Опт. и спектр., 1976, 41, с.920.
4. Ahmad S.A., Venugopalan A., Saksena G.P. Spectrochim. Acta, 1979, B34, p.221.
5. Murakawa K. Phys. Rev., 1954, 96, p.1543.
6. Калитеевский Н.И., Чайка М.П., Пачева И.Х., Фрадкин Э.Е. Опт. и спектр., 1960, 8, с.13.
7. Unsworth P.J. J.Phys., 1969, B2, p.122.
8. Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. Atomic energy levels. The rare earth elements. Nat.Stand.Rev.Data Ser. (NSRDS) - NBS 60 U.S. GPO, Washington, D.C., 1978.
9. Борисов С.К., Гагровский Ю.П., Градечны Ч., Земляной С.Г., Крынецкий Л.Б., Маринова К.П., Марков Б.Н., Мишин В.А., Оганесян Ю.Ц. и др. ЭЭТФ, 1987, 93, с.1545.
10. Гагровский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Оганесян Ю.Ц., Хан Ген И, Чан Конг Там. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, 49, с.2261.
11. Кормисс Ч., Ворман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов элементов. Мир, Москва, 1968.
12. Kopfermann H. Nuclear moments. Academic Press, New York, 1958.
13. Lederer C.M., Shirley V.S. Tables of isotopes. John Wiley, New York, 1978.
14. Hellig K., Steudel A. At.Data Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.613.
15. Bernard A., Brüggemeyer H., Pfeufer V. Z.Phys., 1985, A322, p.1.
16. Pfeufer V., Reimhe A., Steudel A. Z.Phys., 1982, A308, p.185.
17. Kronfeldt H.-D., Seifert P. Z.Phys., 1988, D8, p.11.
18. Pfeufer V., Childs W.J., Goodman L.S. J.Opt. Soc. Am., 1984, B1, p.34.
19. New R., Griffith J.A.R., Isaak G.S., Ralla M.P. J.Phys., 1981, B14, p. L155.
20. Bauche J., Champrou R.-J. Adv. At. Mol. Phys., 1976, 12, p.59.
21. Anghin P. J.Phys., 1982, B15, p.3127; 1985, B18, p.4007.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 августа 1988 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика