

Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

Г-19

Р6-90-221

Ю.П.Гангрский, Ч.Градечны, Д.Ф.Зарецкий¹,
И.Н.Изосимов², А.В.Козлинский³, Б.Н.Марков

ПОЛЯРИЗАЦИЯ АТОМОВ И ЯДЕР ^{23}Na
ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

¹ Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

² Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

³ Союзный научно-исследовательский институт
приборостроения, Москва

Введение

Взаимодействие поляризованного оптического излучения с атомами приводит к эффективной ориентации ядер благодаря сверхтонкому взаимодействию между электронной оболочкой и ядром^{/1/}. В методе оптической накачки^{/2/} степень поляризации ядра может достигать 100%, однако она осуществляется за время, соответствующее нескольким спонтанным переходам с возбужденного уровня атома на основной (10^{-7} - 10^{-6} с). В работе^{/3/} было показано, что при достаточно большой мощности циркулярно-поляризованного излучения возникают раби-осцилляции (индуцированные переходы между основным и возбужденным уровнями атома), приводящие к неравновесной заселенности атомных состояний с различными проекциями полного момента. Хотя в этом случае степень поляризации ядра меньше (1-50%, в зависимости от спинов ядра и электронной оболочки), время, необходимое для поляризации, уже не связано с релаксацией возбуждения, а определяется величиной сверхтонкого расщепления и может достигать 10^{-10} с. Такой способ позволяет осуществлять эффективную поляризацию короткоживущих ядер с временами жизни до долей наносекунд.

Возможность поляризации ядер коротким (длительностью 10^{-8} с) импульсом лазерного излучения была продемонстрирована в нашей предыдущей работе^{/4/} на примере радиоактивных ядер ^{22}Na и ^{24}Na . При облучении атомов натрия в газовой фазе была достигнута степень поляризации ядер $\sim 10\%$; измеренная по анизотропии γ -излучения указанных нуклидов. Однако эта поляризация, усредненная по интервалу времени между лазерными импульсами (80 мс), существенно зависит от эффектов деполяризации ядер и поэтому не позволяет детально судить о процессе ориентации ядра при взаимодействии атома со световым излучением.

Для понимания процесса ориентации ядер представляет интерес измерить степень их поляризации сразу же после лазерного импульса. Эти измерения можно выполнить двумя способами.

1. Прямой способ, заключающийся в измерении угловой анизотропии радиоактивного излучения короткоживущего изомера со временем жизни, сравнимым с длительностью лазерного импульса.

2. Косвенный способ, связанный с измерением углового распределения и поляризации светового излучения из возбужденных атомов. Сверхтонкое взаимодействие между электронной оболочкой и ядром приводит к ориентации ядра, и это вызывает деполаризацию и сглаживание углового распределения флуоресцентного излучения из возбужденных атомов^{15/}. Поэтому измерения этих величин также позволяют судить о степени поляризации ядер при оптическом возбуждении атомов.

Проведение измерений поляризации и углового распределения резонансного флуоресцентного излучения атомов ^{23}Na , возбуждаемых короткими импульсами поляризованного лазерного излучения в состояниях $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ (оптические переходы D1 и D2), и является целью представленной работы.

Угловое распределение и поляризация флуоресцентного излучения

Величины сверхтонкого расщепления в состояниях $P_{1/2}$ (190 МГц) и $P_{3/2}$ (16-60 МГц) соответствуют временам $\sim 10^{-9}$ с. Эти времена меньше времен жизни возбужденных атомов Na для их спонтанного распада в основное состояние ($1,6 \cdot 10^{-8}$ с). Поэтому поляризация ядра может происходить и при его взаимодействии с возбужденной электронной оболочкой атома.

Рассмотрим процесс ориентации атома и ядра при поглощении линейно или циркулярно поляризованных фотонов и проанализируем угловое распределение и поляризацию флуоресценции при спонтанном излучении в основное состояние. При этом ось квантования Z и внешнее магнитное поле будем направлять по лазерному лучу в случае циркулярно поляризованного излучения и по вектору поляризации света при его линейной поляризации. Атом характеризуется полным моментом F , являющимся векторной суммой моментов ядра I и электронной оболочки J , а также проекцией M на ось квантования Z . Правила отбора по магнитным квантовым числам разрешают переход с какого-либо подуровня основного состояния атома $|FM\rangle$ не более чем на один подуровень возбужденного состояния $|F^*M^*\rangle$, и матрица плотности возбужденного состояния является диагональной по магнитным квантовым числам:

$$\rho_{MM^*} = \delta_{MM^*} \rho_M. \quad (1)$$

Эта матрица выражается через неприводимые тензорные операторы T_{kq} ^{16/}, ранг которых для уровня с полным моментом F и при дипольном поглощении фотона со спином $S=1$ ограничен:

$$k \leq F \quad \text{и} \quad k \leq 2S. \quad (2)$$

При этом $k=1$ соответствует поляризации, а $k=2$ - выстраиванию спинов атомов (или ядер). Явные выражения для тензорных операторов приведены в^{17/}. Систему атомов с выстроенными спинами характеризуют параметрами A_0 и A_2 , которые пропорциональны значениям операторов $\langle T_{00} \rangle$ и $\langle T_{20} \rangle$, усредненным по компонентам сверхтонкой структуры. Величины $\langle T_{00} \rangle = 1$ во всех случаях.

$$A_2^F \equiv \langle T_{20} \rangle = \sum_{FM} \langle FM | 3F_z^2 - F^2 | FM \rangle / F(F+1). \quad (3)$$

Аналогично для системы поляризованных атомов вводится параметр P_F :

$$P_F \equiv \langle T_{10} \rangle = \sum_{FM} \langle FM | F_z | FM \rangle / F. \quad (4)$$

Через эти параметры выражается интенсивность флуоресценции под углом ϑ к направлению лазерного луча с заданной поляризацией^{18/}:

$$I_\varphi(\vartheta, \beta, \psi) = C \left[1 + \frac{1}{4} A_2^F (1 - 3 \cos^2 \vartheta + 3 \sin^2 \vartheta \cos 2\beta \cos 2\psi) + \frac{3}{2} P_F \cos \vartheta \sin 2\beta \right],$$

где C - нормирующий множитель, угол β определяет поляризацию лазерного излучения ($\beta=0$ для линейной и $\pm \pi/4$ для циркулярной поляризации), а угол ψ - поляризацию флуоресценции. При циркулярной поляризации $\psi=0$, а при линейной поляризации $\psi=0$, если вектор поляризации лежит в плоскости падающего и резонансно рассеянного излучения ($I_\varphi = I_{\parallel}$), и $\psi = \pi/2$, если вектор поляризации перпендикулярен этой плоскости ($I_\varphi = I_{\perp}$). Эти направления векторов относительно плоскости и угол рассеяния показаны на рис.1.

Из выражения (5) видно, что из измерений углового распределения и поляризации флуоресценции можно определить параметры выстраивания и поляризации атома, которые позволяют судить и о поляризации ядра.

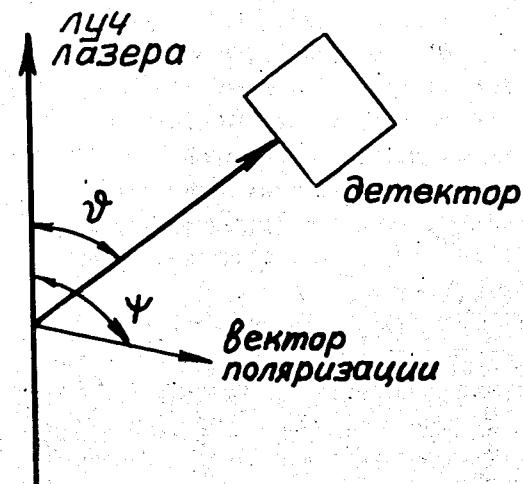


Рис.1. Направления рассеянного флуоресцентного излучения (ϑ) и его вектора поляризации (ψ).

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для измерения углового распределения и степени поляризации флуоресцентного излучения представлена на рис.2. Источником импульсного светового излучения служил лазер на красителе (родамине В), возбуждение которого производилось твердотельным лазером на основе монокристалла иттрий-алюминиевого граната (ЛТИПЧ-7), работающим в режиме модулированной добротности. Световые импульсы имели длительность 10 нс, частоту следования от 12,5 до 100 Гц и мощность до 15 кВт. Для получения света с линейной или круговой поляризацией использовались линейные поляризаторы и пластинки в четверть длины волны, помещаемые на пути излучения.

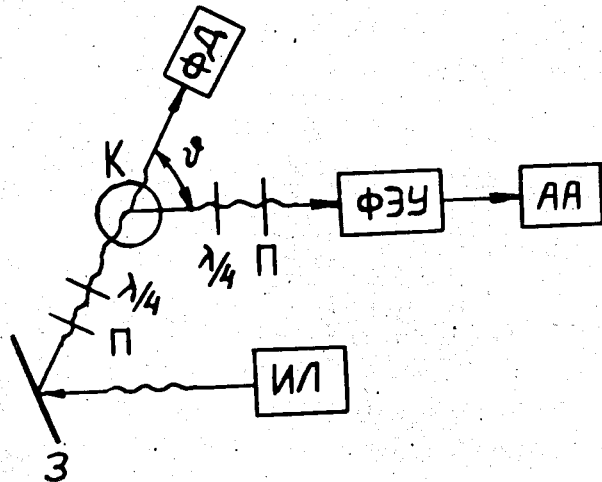


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки: ИЛ-импульсный лазер, З-зеркало, П-линейный поляризатор, К-кювета с парами ^{23}Na , ФЭУ-фотоумножитель для счета фотонов, АА-амплитудный анализатор импульсов.

Резонансное возбуждение атомов Na проводилось в кварцевой кювете объемом $\sim 1 \text{ см}^3$. Кювета с помощью спирали, через которую пропусклся электрический ток, могла нагреваться до температуры 200°C , и с ее помощью можно было менять давление паров Na . Чтобы свести к минимуму процессы перепоглощения испускаемых атомами Na фотонов, плотность его паров должна быть ниже 10^{10} ат/см 3 , т.к. сечение взаимодействия в резонансе 10^{-10} см 2 . Это соответствует давлению паров Na в кювете $4 \cdot 10^{-6}$ Торр.

Регистрация резонансно рассеянного флуоресцентного излучения производилась с помощью фотоумножителя (ФЭУ-54), работающего в режиме счета одиночных фотонов. Амплитудное распределение сигналов с ФЭУ измерялось анализатором импульсов АН-4096 и служило мерой интенсивности резонансно рассеянного излучения при различных углах и значениях поляризации. Фотоумножитель был закреплен, а с помощью системы

зеркал менялось направление лазерного луча на кювету и таким образом выбирался угол ψ , под которым измерялось рассеянное излучение. Для контроля за интенсивностью лазерного излучения, прошедшего через кювету, служил фотодиод /ФД/.

Чтобы устранить дезориентацию атомов, вызываемую случайными полями, кювета помещалась в достаточно сильное поле (до 200 Гс), создаваемое парой катушек Гельмгольца и направленное по лазерному лучу. Для защиты от этого поля фотоумножитель защищался пермаллоевым экраном и располагался в 70 см от зоны возбуждения атомов Na . При этом телесный угол для регистрации рассеянного излучения составлял 0,05 стерадиана.

В качестве контрольного опыта, позволившего судить о правильности работы установки, были проведены измерения степени поляризации и углового распределения флуоресцентного излучения при облучении паров Na линейно поляризованным светом на Д1-линии. В этом случае флуоресцентное излучение должно быть неполяризованным, а его угловое распределение - изотропным^{19/}. Эти измерения позволили ввести поправки на изменение телесного угла при изменении угла ψ и на ослабление рассеянного излучения из-за поляризаторов.

Результаты измерений

На описанной установке были проведены измерения углового распределения и поляризации флуоресцентного излучения при настройке лазера на красителе на Д1-линию ($\lambda = 589,6$ нм) и Д2-линию ($\lambda = 589,0$ нм). Ширина линии генерации составляла 20 ГГц, поэтому возбуждение происходило из обеих компонент сверхтонкой структуры основного $S_{1/2}$ -состояния. Мощность излучения соответствовала началу насыщения оптического перехода. При этих условиях были проведены следующие эксперименты:

1. При облучении лазерным светом одной из поляризаций (\vec{I}'_{\parallel} - вектор поляризации лежит в плоскости рассеяния, или \vec{I}'_{\perp} - вектор перпендикулярен этой плоскости) измерялась зависимость степени линейной поляризации резонансной флуоресценции (P_L) от угла ее испускания относительно лазерного луча ψ :

$$P_L(\psi) = \frac{\bar{I}_{\parallel}(\psi) - \bar{I}_{\perp}(\psi)}{\bar{I}_{\parallel}(\psi) + \bar{I}_{\perp}(\psi)}, \quad (6)$$

где $\bar{I}_{\parallel}(\psi)$ и $\bar{I}_{\perp}(\psi)$ соответствуют углу $\psi = 0$ или $\psi = \pi/2$ (рис.1). Степень линейной поляризации связана с параметром выстраивания A_2^F соотношением

$$P_L(\psi) = \frac{3A_2^F \sin^2 \psi}{4 + A_2^F (1 - 3 \cos^2 \psi)}. \quad (7)$$

2. Измерялась зависимость от угла ϑ относительного изменения интенсивности флуоресценции (P'_L) при изменении поляризации лазерного излучения (I'_H на I'_L):

$$P'_L = \frac{I'_L - I'_H}{I'_L + I'_H}, \quad (8)$$

$$P'_L = \frac{3A_2^F \sin^2 \vartheta}{8 - A_2^F (2 + 3 \sin^2 \vartheta)}. \quad (9)$$

3. При облучении циркулярно поляризованным излучением измерялась степень линейной поляризации под углом 90° . Она связана с параметром выстраивания соотношением

$$A_2^F = \frac{4P_L}{3 - P_L}. \quad (10)$$

4. В этих же условиях измерялась зависимость степени круговой поляризации P_C от угла ϑ :

$$P_C(\vartheta) = \frac{I_+(\vartheta) - I_-(\vartheta)}{I_+(\vartheta) + I_-(\vartheta)}. \quad (11)$$

Эта величина определяется как параметром выстраивания, так и параметром поляризации:

$$P_C(\vartheta) = \frac{6P_F \cos \vartheta}{4 + A_2^F (1 - 3 \cos \vartheta)}. \quad (12)$$

Примеры измеренных распределений представлены на рис.3, а измененные значения P_L , P_C и полученные с помощью выражений (7), (9) и (12) параметры поляризации A_2^F и P_F - в табл.1 и 2.

Были проведены также измерения зависимости степени поляризации флуоресценции от мощности лазерного излучения. Одна из таких зависимостей (для D_1 -линии с циркулярной поляризацией) представлена на рис.4. Для удобства сравнения с расчетами по оси ординат отложена степень поляризации ядра (определение ее рассмотрено ниже), а по оси абсцисс - параметр Z , представляющий собой площадь импульса лазерного излучения:

$$Z = \int_0^{\tau} W(t) dt, \quad (13)$$

где $W(t)$ - мгновенная мощность лазерного излучения, τ - длительность импульса. При длительности импульса меньше времени релаксации возбужденного уровня атома степень поляризации при любой форме импульса зависит только от его площади $1/10$.

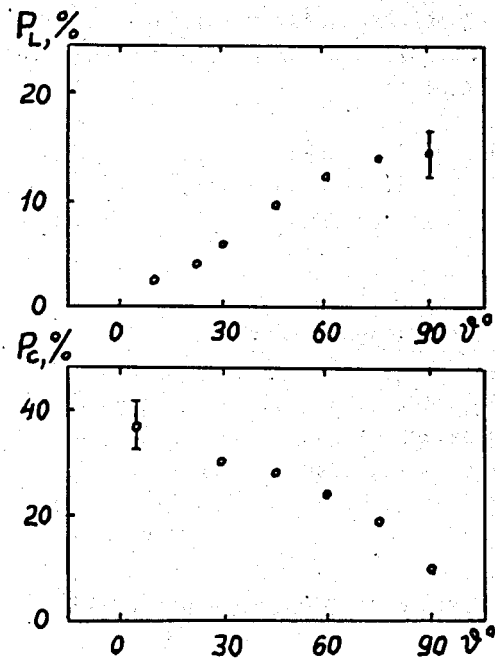


Рис.3. Зависимость степени линейной (P_L) и циркулярной (P_C) поляризации флуоресценции от угла рассеяния (ϑ).

Таблица 1
Параметры выстраивания, полученные в опытах с линейно поляризованным излучением

Переход	$P_L (90^\circ)$	A_2^F	
		опыт	расчет
$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	0,14(2)	0,19(3)*	0,20
		0,16(3)**	0,20

* из измерений по п.1

** из измерений по п.2

Таблица 2
Параметры выстраивания и поляризации, полученные в опытах с циркулярно поляризованным излучением

Переход	$P_L (90^\circ)$	A_2^F		$P_C (5^\circ)$		P_F	
		опыт	расчет	опыт	расчет	опыт	расчет
$S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$	-	-	-	0,31(6)	0,35(6)	0,40	
$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	0,07(2)	0,10(3)	0,14	0,38(6)	0,27(6)	0,33	

Из рис.4 видно, что при определенной мощности лазерного излучения наблюдается максимум степени поляризации ядра. Величина мощности определяет частоту раби-осцилляций Ω :

$$\Omega = cW G(\lambda), \quad (14)$$

$G(\lambda)$ - матричный элемент перехода, c - коэффициент пропорциональности. Максимальная поляризация соответствует такой мощности, при которой период раби-осцилляций близок к длительности импульса излучения.

Обсуждение результатов

Из табл.1 и 2 видно, что за один лазерный импульс (10^{-8} с) достигается значительная степень выстраивания (до 14%) и поляризации (до 35%) атомов. Чтобы судить о степени ориентации ядер, необходимо сравнить экспериментальные значения параметров выстраивания (A_2^I) и поляризации (P_I) с расчетными с учетом сверхтонкого взаимодействия. Для этого вычислена матрица плотности ансамбля атомов, находящихся в возбужденном состоянии (уровни $P_{1/2}$ или $P_{3/2}$). Диагональные элементы матрицы плотности пропорциональны вероятностям электрических дипольных переходов из основного состояния в возбужденное:

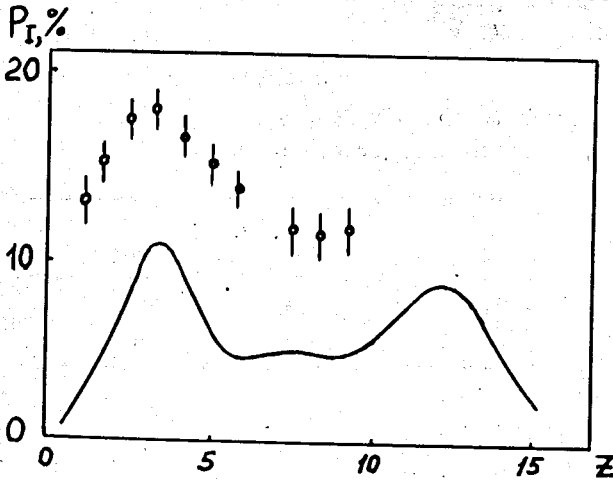


Рис.4. Зависимость степени поляризации ядра ^{23}Na (P_I) от параметра Z при возбуждении Д1-линией циркулярно поляризованного излучения из одной компоненты сверхтонкой структуры ($F=I$ или 2)

Таблица 3
Параметры выстраивания и поляризации ядра

Переход	Поляризация	A_2^I	P_I
$S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$	линейная	0	0
$S_{1/2} \rightarrow P_{1/2}$	циркулярная	-	0,31
$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	линейная	0,09	0
$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	циркулярная	0,11	0,20

$$P_{JFM, J^*F^*M^*} \sim W(JFM \rightarrow J^*F^*M^*). \quad (15)$$

Вероятности переходов можно выразить через $3j$ - и $6j$ -коэффициенты:

$$W(JFM \rightarrow J^*F^*M^*) = C(2F+1)(2F^*+1) \begin{pmatrix} F & 1 & F^* \\ M & 1 & M^* \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J & F & J^* \\ F & J^* & I \end{Bmatrix}. \quad (16)$$

Расчитанные таким способом значения параметров A_2^I и P_I приведены в табл.1 и 2. Видно хорошее согласие экспериментальных значений с расчетными с учетом сверхтонкого взаимодействия. Это означает, как уже отмечалось выше, что момент поглощенного атомами поляризованного фотона распределяется между электронной оболочкой и ядром, вследствие чего возникает ориентация ядра. Для описания системы ориентированных ядер используются параметры выстраивания (A_2^I) и поляризации (P_I). Они выражаются так же, как и в случае атомов, через неприводимые тензорные операторы:

$$A_2^I \equiv \langle T_{20}(I) \rangle = \sum_{F,M} \langle FM | 3I_z^2 - I^2 | FM \rangle / I(I+1), \quad (17)$$

$$P_I \equiv \langle T_{10}(I) \rangle = \sum_{F,M} \langle FM | I_z | FM \rangle / I. \quad (18)$$

Параметры, описывающие системы ориентированных атомов и ядер, связаны соотношением

$$\langle T_{Kq}(I) \rangle = \langle T_{Kq}(F) \rangle \frac{\langle F || T_K(I) || F \rangle}{\langle F || T_K(F) || F \rangle} C_K^F, \quad (19)$$

где $C_1^F = \frac{F}{I}$, $C_2^F = \frac{F(2F+1)}{I(2I+1)}$,

$\| T_K(I) \|$ и $\| T_K(F) \|$ - приведенные матричные элементы соответствующего оператора.

Пользуясь этими соотношениями, можно получить из измеренных значений A_2^I и P_I (табл.1 и 2) значения параметров A_2^I и P_I , которые приведены в табл.3.

Из табл.3 видно, что при облучении атомов Na поляризованным лазерным излучением возникает заметная степень ориентации ядер. Она является максимальной для Д1-линии, т.к. в этом случае весь вносимый в атом момент расходуется на изменение направления его спина.

Более детальные сведения о механизме ориентации ядра можно получить из зависимости степени его поляризации от мощности лазерного излучения. Для расчета этой зависимости необходимо решить уравнение эволюции атомной матрицы плотности^{11/}. При условии, что длительность лазерного импульса меньше времени флуоресценции, а сверхтонкое взаимодействие в основном состоянии атома много сильнее, чем в возбужденном, выражение для степени поляризации ядра имеет вид

$$P_I = \frac{100\%}{(2I+1)(2J+1)} \sum_{M=-F}^{I+J-1} P_M(FIJJ') \sin^2 \frac{\chi M Z}{2}, \quad (20)$$

где P_M и χ_M - параметры поляризации. Выражение для P_M и χ_M и их конкретные величины при различных значениях I , J и F получены в работе /11/.

Из выражения (20) следует осциллирующий характер зависимости степени поляризации ядра от мощности лазерного излучения (рис.4). Максимальное значение P_T соответствует такой мощности, при которой за время импульса излучения происходит лишь один индуцированный переход в возбужденное состояние атома (режим T -импульса). Из рис.4 видно, что проведенный эксперимент подтверждает расчетную зависимость. Более высокое экспериментальное значение P_T объясняется тем, что из-за широкой линии генерации (20 ГГц) возбуждение происходит из всех компонент сверхтонкой структуры.

Проведенные измерения степени поляризации атома и ядра ^{23}Na и ее зависимости от мощности лазерного излучения показали, что при плотности мощности излучения выше 10^3 Вт/см² возникают раби-осцилляции заселенности компонент сверхтонкой структуры атомных уровней. При этом происходит быстрая поляризация ядра за время, определяемое величиной сверхтонкого расщепления. Это время может достигать долей наносекунд, что позволяет осуществлять эффективную поляризацию короткоживущих ядер.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, Ю.В.Наумову - за полезные дискуссии в начальный период ее выполнения.

Литература

1. Happer W. Rev. Mod. Phys., 1972, 44, p.170.
2. Kastler A. Opt. Soc. Amer., 1957, 47, p.460.
3. Зарецкий Д.Ф., Козлинский А.В. Я Ф, 1980, 31, с.891.
4. Гангрский Ю.П., Градечны Ч., Зарецкий Д.Ф. и др. ЖЭТФ, 1989, 96, с.791.
5. Делонж Н.Б., Федоров М.В. УФН, 1979, 127, с.651.
6. Macek J., Hertel I. J. Phys. B, 1974, 7, p.2173.
7. Эль-Баас А., Кастель Б. Графические методы алгебры спинов. М., Мир, 1974.
8. Fischer A., Hertel I.V. Z. Phys. A, 1982, 304, p.103.
9. Kroop V., Kammler C., Behmenberg W. Z. Phys. A, 1975, 286, p.139.
10. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., Мир, 1978, с.222.
11. Зарецкий Д.Ф., Козлинский А.В. Я Ф, 1985, 42, с.317.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1990 года.