

РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ УРОВНЕЙ КОНФИГУРАЦИИ $2p^56dNeI$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

К. М. Эрикссонс, Г. П. Анисимова, Р. И. Семенов,
И. И. Борута и В. И. Тутлис

Энергии магнитных подуровней в промежуточной связи вычислены по схеме, приведенной в работе [1], но диагонализация в магнитном поле осуществлена для всех подуровней с данным M_J . Схема вычислений справедлива для не очень больших магнитных полей, для которых L и S еще остаются достаточно хорошими квантовыми числами. Этим и определяется сравнительно небольшая ширина области изменения магнитных полей 0–40 кЭ.

Необходимые для вычислений по данной схеме весовые коэффициенты α_{ik} для разложения реальных волновых функций Ψ_i состояния атома в нулевом поле по LS -связным волновым функциям Φ_k

$$\Psi_i = \sum_{k=1}^n \alpha_{ik} \Phi_k, \quad i=1, 2 \dots n \quad (1)$$

были определены следующим образом. Из тонкой структуры термов, учитывая в гамилтониане Брейта [2] лишь операторы кинетической энергии, энергии электростатического взаимодействия электронов с ядром и упрощенный оператор энергии взаимодействия «спин—орбита» при помощи программы [3] (значения коэффициентов для уровней с $J=2$ и $J=3$ приведены в табл. 1, а для уровней с $J=1$ в табл. 2 в скобках); из экспериментальных значений гиромангнитных отношений при помощи нелинейного симплекс-метода [4] для уровней с $J=1$ (их значения представлены в табл. 2).

Таблица 1

Обозначения		3P_2	1D_2	3D_2	3F_2
Пашен	LS -связь				
$6s_1''$	$^3P_2'$	0.6939	−0.5059	0.5213	0.0054
$6d_3$	$^1D_2'$	0.6929	0.4701	−0.5397	0.0004
$6d_1''$	$^3D_2'$	0.0006	0.6799	0.5543	−0.4801
$6s_1'''$	$^3F_2'$	0.0204	0.3584	0.3199	0.8768
		3D_3	1F_3	3F_3	
$6d_1'$	$^3D_3'$	0.8769	0.3444	−0.3383	
$6d_4$	$^1F_3'$	−0.0314	0.7430	0.6685	
$6s_2''$	$^3F_3'$	0.4796	−0.5756	0.6623	

Таблица 2

Обозначения		1P_1	3P_1	3D_1	Гиромангнитные отношения	
Пашен	LS -связь				настоящая работа	эксперимент [6]
$6d_2$	$^1P'$	0.7451	0.0035	−0.6694	0.779	0.783
		(0.7223) −0.2720	(0.1665) 0.9186	(−0.6713) −0.2966	(0.788) 1.385	1.389
$6d_5$	$^3P_2'$	(−0.3868) 0.6130	(0.9018) 0.4042	(−0.1925) 0.6815	(1.389) 0.853	0.857
		(0.5733)	(0.3987)	(0.7158)	(0.823)	

Экспериментальные значения энергии уровней в нулевом поле взяты из работы [5], а гиромагнитных отношений из таблиц [6].

Результаты расчетов приведены на рис. 1 и 2. В рассматриваемой области полей (в результате вычислений по приведенной схеме) определено около 50 пересечений и одно антипересечение ${}^3P_2(+2) - {}^3F_2(+2)$, которое можно было бы наблюдать в эксперименте.

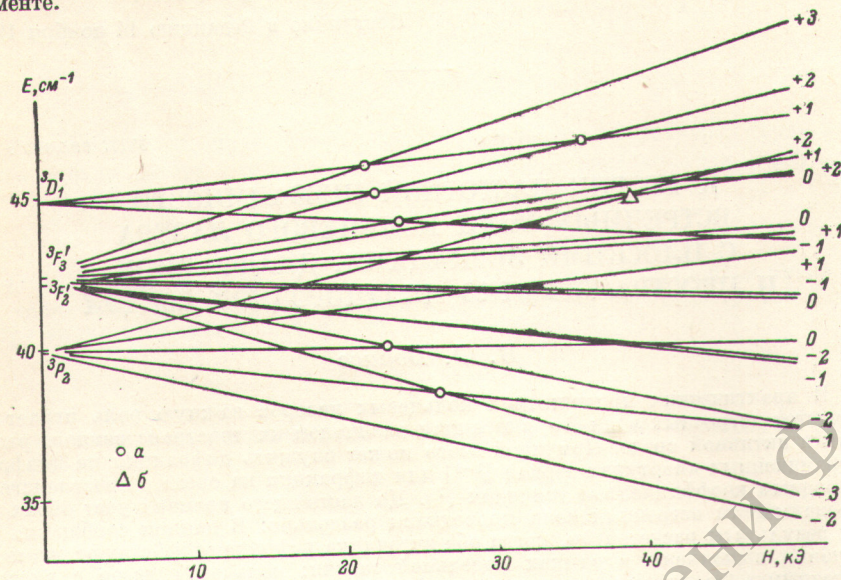


Рис. 1. Энергия магнитных подуровней при различных значениях магнитного поля.

a — пересечение, *b* — антипересечение. За ноль принято значение энергии $171\ 600\ \text{см}^{-1}$ относительно основного состояния.

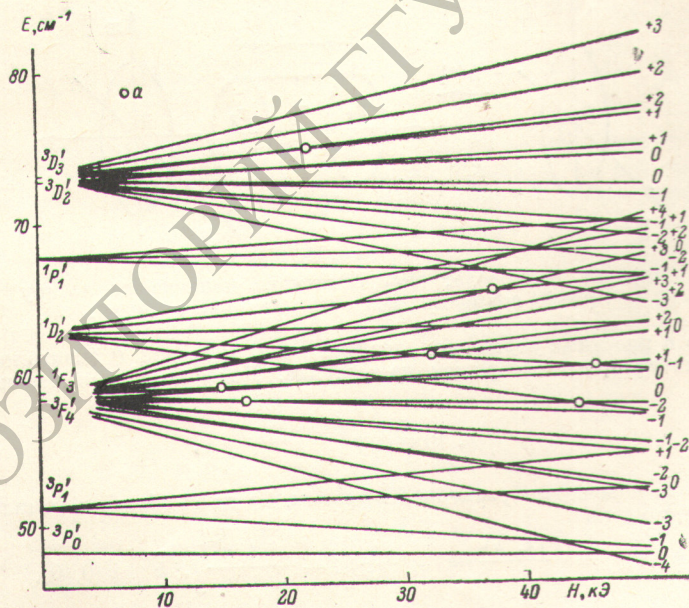


Рис. 2. Энергия магнитных подуровней при различных значениях магнитного поля.

a — пересечение. За ноль принято значение энергии $170\ 800\ \text{см}^{-1}$ относительно основного состояния.

Литература

- [1] J. V. Green, J. F. Eichelberger. Phys. Rev., 56, 51, 1939.
 [2] И. И. Соболевман. Введение в теорию атомных спектров. ГИФМЛ, М., 1963.

- [3] С. Д. Шаджювене, Р. Т. Сургайлене, П. В. Рипските, В. И. Тутлис. Программа вычисления энергетических спектров атомов и ионов. П000983, ГФАП, 1973.
 [4] К. М. Эриксонас, И. П. Ячаускас. Лигов. физ. сб., 1978.
 [5] V. Kaufman, L. Minnhagen. J. Opt. Soc. Am., 62, 92, 1972.
 [6] Ch. Moore. Atomic Energy Levels, vol. 1, Washington, 1949.

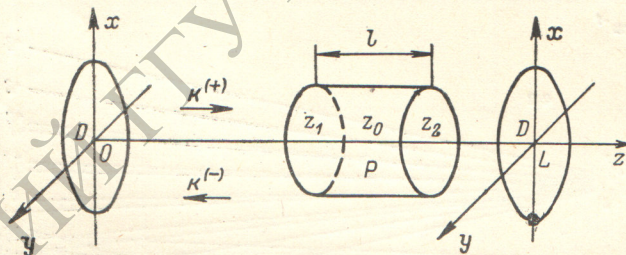
Поступило в Редакцию 14 ноября 1977 г.

УДК 621.373 : 535.01

К ТЕОРИИ ЧАСТОТНОЙ НЕВЗАИМНОСТИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА С ПЛОСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ, ДИАФРАГМОЙ И ПРОСТРАНСТВЕННО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДОЙ

В. Ф. Бойцов

1. В практических приложениях кольцевых лазеров важную роль играет разность частот встречных волн $\delta\omega$, вызванная различием их пространственного распределения в активной среде. Причиной этого может служить дифракция на диафрагме или ограниченных апертурах зеркал [1-6] или дифракция на среде с пространственно неоднородным коэффициентом усиления [7]. До настоящего времени учет обоих причин невязимности встречных волн проводился раздельно. В данном сообщении приведены результаты расчетов $\delta\omega$, когда оба источника дифракции действуют совместно. Вычисления выполнены в рамках модельной задачи: кольцевой лазер с плоскими «бесконечными» зеркалами, гауссовой диафрагмой и «квадратичной» усиливающей средой, частично заполняющей резонатор. Для интересной на практике области изменения потерь такая модель имеет замкнутое аналитическое решение, которое способствует выявлению принципиальных явлений, могущих иметь место в реальной физической системе.



Элемент волновода, эквивалентного кольцевому лазеру (k^{\pm} — волновые векторы встречных волн).

2. Лазер с плоскими зеркалами, диафрагмой D и средой P эквивалентен волноводу, элемент которого изображен на рисунке. Диафрагма D имеет коэффициент пропускания

$$T(x, y) = \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right\}, \quad (1)$$

где величина $2a$ моделирует размеры диафрагмы. Среда P обладает комплексным показателем преломления

$$n(x, y) = \frac{k(x, y)}{k} = 1 + \frac{ix_2}{kl} \left[1 - \frac{x^2 + y^2}{a_p^2}\right], \quad k \equiv k(0, 0), \quad (2)$$

здесь $k(x, y)$ — волновое число в среде, x_2 — пороговое усиление в трубке, поперечные размеры которой моделирует величина $2a_p$. Введем обозначения

$$N \equiv \frac{L}{ka^2}, \quad N_P \equiv \frac{L}{ka_p^2}, \quad \varepsilon = 1 - \frac{x_2 N_P}{N} \quad (0 \leq \varepsilon \leq 1) \quad (3)$$

и пусть $N \ll 1$ ($N = 0.1$ соответствует 27% потерь на диафрагме). Для дальнейшего удобно выделить две области изменения параметра ε : область ε_1 , для которой

$$[\varepsilon^2 + 4z'_0(1 - z'_0)(1 - \varepsilon)]^2 N^2 \ll 4\varepsilon^2, \quad z' = \frac{z}{L} \quad (4)$$