

АТОМ J^{127} В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

И. М. Белоусова, Б. Д. Бобров, В. М. Киселев,
В. Н. Курзенков и П. И. Крепостное

На основании решения вековых уравнений для атома йода в магнитном поле вычислены структура зеемановского расщепления энергетических уровней $^2P_{1/2}$, $^2P_{3/2}$ и частоты переходов между зеемановскими подуровнями в диапазоне значений магнитного поля от 0 до 30 кэ. Для наиболее интенсивных переходов определены их относительные вероятности.

В работах [1, 2] наблюдалось существенное влияние внешнего магнитного поля (в том числе и от ламп накачки) на спектральный состав индуцированного излучения на переходе $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ возбужденного атома J^{127} , образующегося в результате фотодиссоциации молекул CF_3J и C_3F_7J .

Поскольку для выяснения природы влияния внешнего магнитного поля на спектральный состав индуцированного излучения необходимо знать точную структуру зеемановских компонент рассматриваемого перехода для всех значений магнитного поля, которые имеют место в условиях эксперимента, в настоящей работе было проведено квантомеханическое рассмотрение этой задачи для произвольных значений полей — слабого, промежуточного и сильного.

Атом J^{127} , как известно, имеет отличные от нуля магнитный дипольный, электрический квадрупольный и магнитный октупольный ядерные моменты [3-6]. В результате взаимодействия ядерных моментов с магнитным полем и градиентом электрического поля электронной оболочки энергетические уровни $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ претерпевают сверхтонкое расщепление соответственно на два и четыре подуровня. При наложении внешнего магнитного поля сверхтонкая структура энергетических уровней расщепляется на зеемановские компоненты. Схема зеемановского расщепления для двух предельных случаев слабого и сильного внешних магнитных полей приведена на рис. 1. Для генерационного перехода атома йода слабое поле соответствует $H \ll A_1/\mu_0$, где $A_1 = 0.0276 \text{ см}^{-1}$ есть постоянная сверхтонкого расщепления нижнего уровня $^2P_{3/2}$ и μ_0 — магнетон Бора, сильное поле соответствует $H \gg A_2/\mu_0$, где $A_2 = 0.222 \text{ см}^{-1}$ есть постоянная сверхтонкого расщепления верхнего уровня $^2P_{1/2}$. Для этих двух случаев значений внешнего магнитного поля общая энергия взаимодействия, определяющая положение энергетических подуровней, довольно легко выражается через соответствующие значения диагональных элементов матрицы взаимодействия, записанной для слабого поля в Fm_F -представлении и для сильного в $m_I m_J$ -представлении.

В общем случае для взаимодействия атома с магнитным полем, являющегося комбинацией сравнимых друг с другом взаимодействий, невозможно выбрать априори такое представление, в котором матрица энергии была бы диагональной. Поэтому наиболее приемлемым методом решения данной задачи является определение в каком-либо удобном представлении всех матричных элементов из гамильтониана взаимодействия и нахождения энергетических уровней системы путем решения соответствующих вековых уравнений. При этом практически нет никакой раз-

ницы в том, какое из представлений выбрано для вычисления полной матрицы, поскольку вековое уравнение не зависит от этого выбора. Поэтому произвольно выберем $m_I m_J$ -представление, где типичный матричный элемент будет иметь вид $(m_I m_J | \mathcal{H} | m_I' m_J')$.

Если внешнее магнитное поле H направлено по оси z , гамильтониан системы можно представить следующим образом [5]:

$$\mathcal{H} = g(J) \mu_0 J_z H + A J_z I_z + \frac{1}{2} A I_+ J_- + \frac{1}{2} A I_- J_+ + \frac{B}{2I(2I-1)J(2J-1)} J, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} f = & 3(IJ)^2 + \frac{3}{2}(IJ) - I^2 J^2 = \frac{1}{2}[3J_z^2 - J(J+1)][3I_z^2 - I(I+1)] + \\ & + \frac{3}{4}[J_z J_+ + J_+ J_z][I_z I_- + I_- I_z] + \frac{3}{4}[J_z J_- + J_- J_z][I_z I_+ + I_+ I_z] + \\ & + \frac{3}{4}[I_z^2 J^2 + I^2 J_z^2]; \end{aligned} \quad (2)$$

A и B — постоянные сверхтонкого расщепления для магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий соответственно, J — квантовое число полного электронного момента, I — спин ядра, $I_x \pm iI_y = J_{\pm}$, $I_x \pm iI_y = I_{\pm}$, $g(J)$ — фактор Ланде.

В выражении (1) для гамильтониана опущен член, представляющий энергию взаимодействия ядерного спина с внешним магнитным полем, поскольку его величина, пропорциональная m_e/m_p , существенно меньше остальных. Крайне малым октупольным взаимодействием также пренебрегаем. Здесь необходимо заметить, что для уровня с $J=1/2$ энергия взаимодействия электрического и магнитного полей орбиты с квадрупольным и октупольным ядерными моментами равна нулю [8]. Возможное взаимное возмущение уровней с одинаковыми m не учитывается. Элементы матрицы энергии взаимодействия атома с полем можно найти, воспользовавшись обычными соотношениями [5, 9, 10].

Единственной величиной, которая сохраняется при любых значениях внешнего магнитного поля, является компонента m полного момента в направлении поля, вследствие чего полная матрица энергии системы в представлении $m = m_I + m_J$ диагональна и разбивается на подматрицы, соответствующие различным значениям m .

Составив на основе каждой из подматриц вековое уравнение и решая их, можно определить поправки к энергиям m -состояний, т. е. получить энергетические уровни атома, находящегося во внешнем магнитном поле.

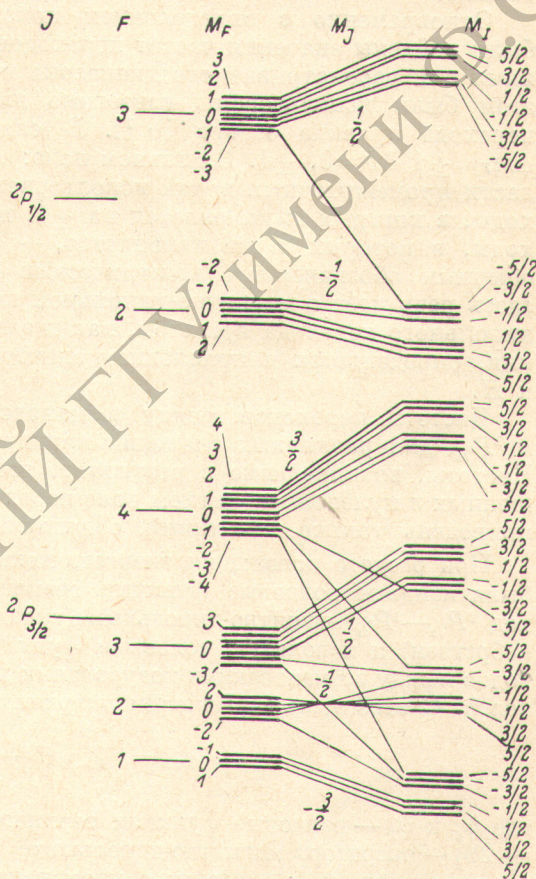


Рис. 1. Схема зеемановского расщепления перехода $2P_{1/2} - 2P_{3/2}$ атома J^{127} в «слабом» и «сильном» магнитных полях.

Все вычисления были проведены с помощью ЭВМ. При решении были использованы следующие значения входящих в уравнения постоянных. Для уровня ${}^2P_{3/2}$: $A_1=0.02761 \text{ см}^{-1} [3^{-6}]$, $B=0.0382 \text{ см}^{-1} [3^{-6}]$, $\mu_0=-0.4670 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}/\text{э} [5, 11]$, $g(J)=4/3$. Значение $g(J)$ было вычислено по формуле Ланде для случая связи LS , применимость которой для атома иода показывается в [11]. Для уровня ${}^2P_{1/2}$: $A_2=0.222 \text{ см}^{-1} [12, 13]$, $g(J)=-0.673 [6]$. Вычисленное по формуле Ланде для этого уровня $g(J)=-0.666$, что еще раз свидетельствует о малости отступления от связи LS для термина 2P атома иода.

Результаты вычисления положения энергетических уровней для различных значений магнитного поля представлены в табл. 1.

Зависимость положения уровней от величины магнитного поля иллюстрируется рис. 2. Поскольку на рис. 2 приведены положения уровней для полей, не превышающих $7 \cdot 10^3$ э, нелинейность зависимости в промежуточной области значений поля хорошо заметна только для нижнего уровня ${}^2P_{3/2}$. Нелинейная зависимость для уровня ${}^2P_{1/2}$ наблюдается при более высоких значениях поля — $(0.5-3.0) \cdot 10^{-4}$ э, поскольку постоянная сверхтонкого расщепления у него примерно на порядок больше.

Одновременно с определением положения энергетических уровней были найдены значения частот переходов между зеемановскими подуровнями для рассматриваемого диапазона изменения магнитного поля. При этом были использованы известные для данного магнитнодипольного перехода правила отбора [5, 7]. В слабом поле: $\Delta m_F=0$, $\Delta F=0, \pm 1$, $\Delta m_J=\pm 1$, $\Delta F=0, \pm 1$. В сильном поле: $\Delta m_J=0, \pm 1$, $\Delta m_I=0, \pm 1$. В области промежуточных полей использовалось правило $\Delta m=0, \pm 1$. Переходы, в которых m изменяется на ± 1 , называются π -переходами, а переходы, в которых m не изменяется, — σ -переходами. Это противоречит обычным обозначениям электрических дипольных переходов, так как здесь речь идет о магнитно-дипольном переходе. Поляризация магнитно-дипольного перехода при этом, как и электрического дипольного излучения, определяется направлением электрического вектора по отношению к H .

Частоты переходов между зеемановскими подуровнями термов ${}^2P_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2}$, для различных значений магнитного поля приведены на рис. 3. Частоты, возникающие в результате зеемановского расщепления запрещенных в нулевом магнитном поле переходов $F=2 \rightarrow F=4$, $F=3 \rightarrow F=1$, приведены только для линий, обладающих заметными интенсивностями.

При расчете положения энергетических уровней иода в магнитном поле были найдены волновые функции зеемановских подуровней. Считая переход ${}^2P_{1/2}-{}^2P_{3/2}$ магнитно-дипольным (вкладом квадрупольного момента пренебрегаем) и используя волновые функции, определим вероятности переходов между зеемановскими подуровнями для различных значений магнитных полей. С этой целью вычислим матричные элементы

$$\mu_{ik} = (\psi_i | \mu_z (L + 2S) | \psi_k),$$

где ψ_i и ψ_k — волновые функции верхнего и нижнего подуровней, $\mu_z (L + 2S)$ — оператор магнитно-дипольного перехода. Вероятность перехода в единицу времени с верхнего уровня на нижний равна

$$A_{ik} = \frac{64\pi^4 \nu_{ik}^3}{3hc^3} |\mu_{ik}|^2 = \frac{64\pi^4 \nu_{ik}^3}{3hc^3} \mu_0^2 |(\psi_i | L + 2S | \psi_k)|^2.$$

Если постоянное магнитное поле направлено по оси z , то для переходов с $\Delta m=0$ отлична от нуля лишь z -компонента магнитного момента перехода, и вероятность σ -переходов пропорциональна

$$|(\psi_i | L_z + 2S_z | \psi_k)|^2.$$

Таблица 1

| H, э | $\Delta W, \text{см}^{-1}$ | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|-------|----------------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|-----------------------|------------------------|------------------------|
| | $^2P_{1/2}$ | | | | | | | | | | | | $^2P_{3/2}$ | | | | | | | |
| | F = 3 | | | | | | F = 2 | | | | | | F = 4 | | | | | | | |
| | $m_J = 3, m_I = 5/2$ | $m_J = 2, m_I = 3/2$ | $m_J = 1, m_I = 1/2$ | $m_J = 0, m_I = -1/2$ | $m_J = -1, m_I = -3/2$ | $m_J = -2, m_I = -5/2$ | $m_J = -3, m_I = -7/2$ | $m_J = -2, m_I = -7/2$ | $m_J = -1, m_I = -5/2$ | $m_J = 0, m_I = -1/2$ | $m_J = 1, m_I = 3/2$ | $m_J = 2, m_I = 5/2$ | $m_J = 3, m_I = 7/2$ | $m_J = 4, m_I = 9/2$ | $m_J = 3, m_I = 7/2$ | $m_J = 2, m_I = 5/2$ | $m_J = 1, m_I = 3/2$ | $m_J = 0, m_I = -1/2$ | $m_J = -1, m_I = -3/2$ | $m_J = -2, m_I = -5/2$ |
| 0 | 0.277 | 0.277 | 0.277 | 0.277 | 0.277 | 0.277 | 0.277 | -0.388 | -0.388 | -0.388 | -0.388 | -0.388 | 0.113 | 0.113 | 0.113 | 0.113 | 0.113 | 0.113 | 0.113 | 0.113 |
| 100 | 0.279 | 0.278 | 0.278 | 0.277 | 0.277 | 0.276 | 0.276 | -0.387 | -0.387 | -0.388 | -0.389 | -0.389 | 0.122 | 0.120 | 0.118 | 0.115 | 0.113 | 0.113 | 0.111 | 0.111 |
| 300 | 0.283 | 0.281 | 0.279 | 0.277 | 0.276 | 0.274 | 0.272 | -0.385 | -0.386 | -0.388 | -0.390 | -0.392 | 0.141 | 0.135 | 0.128 | 0.121 | 0.114 | 0.114 | 0.107 | 0.107 |
| 700 | 0.288 | 0.285 | 0.281 | 0.278 | 0.274 | 0.270 | 0.266 | -0.381 | -0.385 | -0.389 | -0.392 | -0.396 | 0.178 | 0.165 | 0.151 | 0.136 | 0.120 | 0.120 | 0.104 | 0.104 |
| 1500 | 0.301 | 0.294 | 0.286 | 0.278 | 0.270 | 0.262 | 0.254 | -0.373 | -0.381 | -0.389 | -0.397 | -0.405 | 0.253 | 0.230 | 0.205 | 0.177 | 0.147 | 0.147 | 0.113 | 0.113 |
| 2500 | 0.317 | 0.305 | 0.293 | 0.280 | 0.266 | 0.253 | 0.238 | -0.364 | -0.377 | -0.391 | -0.404 | -0.347 | 0.347 | 0.316 | 0.283 | 0.247 | 0.208 | 0.208 | 0.164 | 0.164 |
| 3500 | 0.332 | 0.316 | 0.300 | 0.282 | 0.263 | 0.244 | 0.222 | -0.355 | -0.374 | -0.393 | -0.411 | -0.427 | 0.440 | 0.404 | 0.367 | 0.328 | 0.287 | 0.287 | 0.246 | 0.246 |
| 5000 | 0.356 | 0.334 | 0.310 | 0.287 | 0.260 | 0.231 | 0.195 | -0.342 | -0.371 | -0.398 | -0.421 | -0.445 | 0.580 | 0.540 | 0.500 | 0.458 | 0.418 | 0.418 | 0.380 | 0.380 |
| 7000 | 0.386 | 0.359 | 0.328 | 0.295 | 0.258 | 0.217 | 0.167 | -0.328 | -0.369 | -0.406 | -0.439 | -0.470 | 0.767 | 0.724 | 0.681 | 0.636 | 0.600 | 0.600 | 0.564 | 0.564 |
| 10000 | 0.435 | 0.398 | 0.357 | 0.313 | 0.262 | 0.201 | 0.120 | -0.312 | -0.373 | -0.444 | -0.468 | -0.509 | 1.047 | 1.001 | 0.957 | 0.915 | 0.876 | 0.876 | 0.843 | 0.843 |
| 15000 | 0.513 | 0.465 | 0.412 | 0.352 | 0.282 | 0.193 | 0.042 | -0.304 | -0.393 | -0.463 | -0.523 | -0.576 | 1.514 | 1.466 | 1.420 | 1.379 | 1.341 | 1.341 | 1.309 | 1.309 |
| 20000 | 0.592 | 0.535 | 0.473 | 0.402 | 0.312 | 0.209 | -0.037 | -0.320 | -0.429 | -0.513 | -0.584 | -0.646 | 1.981 | 1.932 | 1.886 | 1.844 | 1.807 | 1.807 | 1.775 | 1.775 |
| 25000 | 0.670 | 0.608 | 0.538 | 0.458 | 0.266 | 0.246 | -0.115 | -0.357 | -0.477 | -0.570 | -0.649 | -0.719 | 2.448 | 2.392 | 2.352 | 2.231 | 2.273 | 2.273 | 2.242 | 2.242 |
| 30000 | 0.749 | 0.681 | 0.606 | 0.522 | 0.422 | 0.296 | -0.194 | -0.407 | -0.533 | -0.633 | -0.717 | -0.792 | 2.915 | 2.865 | 2.818 | 2.777 | 2.740 | 2.740 | 2.709 | 2.709 |

Ф. СКОРИНЫ

Таблица 1 (продолжение)

| H, э | $\Delta W, \text{см}^{-1}$ | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|-------|----------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|----------------------|
| | $^2P_{3/2}$ | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | F = 4 | | | F = 3 | | | | | | F = 2 | | | | F = 1 | | | | |
| | $m_J = -2, m_I = -3/2$ | $m_J = -3, m_I = -5/2$ | $m_J = -4, m_I = -9/2$ | $m_J = -3, m_I = 5/2$ | $m_J = -2, m_I = 9/2$ | $m_J = -1, m_I = 1/2$ | $m_J = 0, m_I = -1/2$ | $m_J = 1, m_I = 3/2$ | $m_J = 2, m_I = 5/2$ | $m_J = 3, m_I = 9/2$ | $m_J = 2, m_I = 1/2$ | $m_J = 1, m_I = 5/2$ | $m_J = 0, m_I = 1/2$ | $m_J = -1, m_I = -1/2$ | $m_J = -2, m_I = -3/2$ | $m_J = -3, m_I = -5/2$ | $m_J = -1, m_I = 3/2$ | $m_J = 0, m_I = 5/2$ |
| 0 | 0.113 | 0.113 | 0.113 | -0.028 | -0.028 | -0.028 | -0.028 | -0.028 | -0.028 | -0.028 | -0.094 | -0.094 | -0.094 | -0.094 | -0.094 | -0.118 | -0.118 | -0.118 |
| 100 | 0.108 | 0.106 | 0.104 | -0.022 | -0.024 | -0.026 | -0.027 | -0.029 | -0.033 | -0.093 | -0.092 | -0.092 | -0.093 | -0.095 | -0.124 | -0.124 | -0.120 | -0.115 |
| 300 | 0.100 | 0.093 | 0.085 | -0.012 | -0.016 | -0.020 | -0.024 | -0.030 | -0.037 | -0.045 | -0.093 | -0.090 | -0.087 | -0.086 | -0.100 | -0.138 | -0.129 | -0.118 |
| 700 | 0.086 | 0.067 | 0.048 | 0.007 | 0.003 | -0.002 | -0.010 | -0.020 | -0.043 | -0.069 | -0.097 | -0.088 | -0.079 | -0.070 | -0.117 | -0.172 | -0.158 | -0.140 |
| 1500 | 0.070 | 0.023 | -0.027 | 0.042 | 0.040 | 0.037 | 0.033 | 0.029 | -0.048 | -0.125 | -0.113 | -0.098 | -0.083 | -0.067 | -0.171 | -0.243 | -0.224 | -0.201 |
| 2500 | 0.073 | -0.022 | -0.120 | 0.081 | 0.081 | 0.080 | 0.080 | 0.078 | -0.063 | -0.204 | -0.138 | -0.120 | -0.102 | -0.084 | -0.251 | -0.334 | -0.312 | -0.285 |
| 3500 | 0.090 | -0.061 | -0.214 | 0.117 | 0.117 | 0.117 | 0.115 | 0.109 | -0.088 | -0.289 | -0.166 | -0.146 | -0.127 | -0.108 | -0.338 | -0.426 | -0.402 | -0.374 |
| 5000 | 0.128 | -0.115 | -0.354 | 0.168 | 0.169 | 0.168 | 0.163 | 0.152 | -0.132 | -0.423 | -0.210 | -0.188 | -0.168 | -0.148 | -0.471 | -0.565 | -0.540 | -0.509 |
| 7000 | 0.185 | -0.182 | -0.541 | 0.233 | 0.234 | 0.232 | 0.224 | 0.210 | -0.193 | -0.605 | -0.269 | -0.247 | -0.226 | -0.208 | -0.654 | -0.751 | -0.724 | -0.693 |
| 10000 | 0.274 | -0.279 | -0.821 | 0.329 | 0.330 | 0.326 | 0.317 | 0.300 | -0.286 | -0.882 | -0.361 | -0.337 | -0.317 | -0.300 | -0.930 | -1.030 | -1.003 | -0.970 |
| 15000 | 0.427 | -0.437 | -1.288 | 0.487 | 0.487 | 0.482 | 0.471 | 0.453 | -0.443 | -1.350 | -0.515 | -0.491 | -0.470 | -0.454 | -1.394 | -1.496 | -1.468 | -1.435 |
| 20000 | 0.582 | -0.594 | -1.755 | 0.644 | 0.643 | 0.638 | 0.626 | 0.608 | -0.599 | -1.812 | -0.670 | -0.645 | -0.625 | -0.609 | -1.860 | -1.963 | -1.935 | -1.900 |
| 25000 | 0.737 | -0.750 | -2.222 | 0.800 | 0.799 | 0.793 | 0.781 | 0.763 | -0.754 | -2.228 | -0.825 | -0.800 | -0.780 | -0.765 | -2.325 | -2.243 | -2.401 | -2.367 |
| 30000 | 0.892 | -0.906 | -2.689 | 0.956 | 0.955 | 0.949 | 0.937 | 0.918 | -0.910 | -2.744 | -0.980 | -0.955 | -0.935 | -0.920 | -2.792 | -2.897 | -2.868 | -2.833 |

Таблица 2

| $F - F'$ | $m - m'$ | $H, \text{э}$ | | | | | | |
|-----------|-----------|---------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | | 0 | 300 | 700 | 1500 | 2500 | 5000 | 7000 |
| 3-4 | 3-3 | 0.08 | 0.07 | 0.05 | 0.03 | 0.02 | 0.01 | 0.002 |
| | 2-2 | 0.14 | 0.12 | 0.10 | 0.09 | 0.04 | 0.01 | 0.005 |
| | 1-1 | 0.18 | 0.16 | 0.15 | 0.10 | 0.05 | 0.01 | 0.005 |
| | 0-0 | 0.10 | 0.19 | 0.17 | 0.12 | 0.06 | 0.01 | 0.002 |
| | (-1)-(-1) | 0.18 | 0.18 | 0.18 | 0.15 | 0.05 | 0.002 | 0.00 |
| | (-2)-(-2) | 0.14 | 0.15 | 0.17 | 0.18 | 0.18 | 0.08 | 0.07 |
| | (-3)-(-3) | 0.08 | 0.09 | 0.12 | 0.15 | 0.18 | 0.20 | 0.21 |
| | 3-4 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 |
| | 2-3 | 0.25 | 0.28 | 0.26 | 0.29 | 0.29 | 0.30 | 0.30 |
| | 1-2 | 0.18 | 0.20 | 0.20 | 0.20 | 0.25 | 0.22 | 0.25 |
| | 0-1 | 0.12 | 0.15 | 0.17 | 0.20 | 0.29 | 0.21 | 0.20 |
| | (-1)-0 | 0.08 | 0.08 | 0.12 | 0.15 | 0.17 | 0.14 | 0.14 |
| | (-2)-(-1) | 0.04 | 0.05 | 0.05 | 0.10 | 0.12 | 0.08 | 0.09 |
| | (-3)-(-2) | 0.02 | 0.01 | 0.02 | 0.08 | 0.16 | 0.19 | 0.20 |
| | 3-2 | 0.02 | 0.01 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| | 2-1 | 0.040 | 0.005 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| 1-0 | 0.08 | 0.06 | 0.05 | 0.05 | 0.02 | 0.00 | 0.00 | |
| (-1)-(-2) | 0.18 | 0.18 | 0.13 | 0.13 | 0.04 | 0.005 | 0.005 | |
| (-2)-(-3) | 0.25 | 0.23 | 0.21 | 0.15 | 0.12 | 0.06 | 0.05 | |
| (-3)-(-4) | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | 0.33 | |
| 3-3 | 3-3 | 0.14 | 0.15 | 0.17 | 0.19 | 0.20 | 0.21 | 0.21 |
| | 2-2 | 0.06 | 0.09 | 0.12 | 0.16 | 0.18 | 0.19 | 0.19 |
| | 1-1 | 0.015 | 0.04 | 0.07 | 0.10 | 0.15 | 0.18 | 0.18 |
| | 0-0 | 0.00 | 0.01 | 0.03 | 0.09 | 0.14 | 0.15 | 0.15 |
| | (-1)-(-1) | 0.015 | 0.001 | 0.015 | 0.05 | 0.12 | 0.12 | 0.12 |
| | (-2)-(-2) | 0.06 | 0.05 | 0.01 | 0.01 | 0.05 | 0.13 | 0.15 |
| | (-3)-(-3) | 0.14 | 0.12 | 0.10 | 0.06 | 0.04 | 0.01 | 0.005 |
| | 2-3 | 0.04 | 0.03 | 0.005 | 0.00 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| | 1-2 | 0.075 | 0.06 | 0.04 | 0.01 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| | 0-1 | 0.10 | 0.08 | 0.06 | 0.02 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| (-1)-0 | 0.085 | 0.08 | 0.06 | 0.02 | 0.005 | 0.03 | 0.04 | |
| 2-2 | 0-0 | 0.00 | 0.07 | 0.15 | 0.19 | 0.19 | 0.16 | 0.15 |
| | (-1)-(-1) | 0.04 | 0.02 | 0.013 | 0.18 | 0.16 | 0.12 | 0.12 |
| | 1-1 | 0.04 | 0.12 | 0.19 | 0.21 | 0.20 | 0.18 | 0.18 |
| | 2-2 | 0.16 | 0.15 | 0.20 | 0.21 | 0.21 | 0.19 | 0.18 |
| | (-2)-(-2) | 0.16 | 0.12 | 0.07 | 0.02 | 0.01 | 0.00 | 0.00 |
| | 1-2 | 0.085 | 0.05 | 0.04 | 0.01 | 0.00 | 0.00 | 0.00 |
| | 0-1 | 0.13 | 0.10 | 0.10 | 0.02 | 0.01 | 0.00 | 0.00 |
| | (-1)-0 | 0.13 | 0.13 | 0.13 | 0.03 | 0.01 | 0.00 | 0.00 |
| | (-2)-(-1) | 0.075 | 0.22 | 0.15 | 0.03 | 0.01 | 0.00 | 0.00 |
| | 2-1 | 0.075 | 0.02 | 0.005 | 0.005 | 0.005 | 0.01 | 0.01 |
| | 1-2 | 0.13 | 0.03 | 0.005 | 0.005 | 0.02 | 0.04 | 0.05 |
| 0-(-1) | 0.13 | 0.03 | 0.01 | 0.015 | 0.01 | 0.02 | 0.03 | |
| (-1)-(-2) | 0.085 | 0.12 | 0.16 | 0.17 | 0.16 | 0.14 | 0.14 | |
| 2-3 | 2-3 | 0.135 | 0.13 | 0.13 | 0.13 | 0.13 | 0.10 | 0.10 |
| 2-1 | 1-1 | 0.10 | 0.045 | 0.02 | 0.01 | 0.005 | 0.00 | 0.00 |
| | 0-0 | 0.13 | 0.08 | 0.04 | 0.02 | 0.01 | 0.002 | 0.00 |
| | (-1)-(-1) | 0.10 | 0.11 | 0.06 | 0.02 | 0.01 | 0.002 | 0.00 |
| | 2-1 | 0.18 | 0.25 | 0.26 | 0.26 | 0.26 | 0.26 | 0.26 |
| | 1-0 | 0.09 | 0.26 | 0.28 | 0.28 | 0.28 | 0.26 | 0.24 |
| 0-(-1) | 0.030 | 0.16 | 0.20 | 0.22 | 0.22 | 0.20 | 0.20 | |
| 2-4 | 0-1 | 0.000 | 0.00 | 0.005 | 0.025 | 0.06 | 0.12 | 0.13 |
| | (-1)-0 | 0.000 | 0.00 | 0.005 | 0.03 | 0.08 | 0.16 | 0.19 |
| | (-2)-(-1) | 0.000 | 0.00 | 0.005 | 0.025 | 0.14 | 0.25 | 0.26 |
| 3-1 | 2-1 | 0.000 | 0.02 | 0.035 | 0.04 | 0.045 | 0.05 | 0.05 |
| | 1-0 | 0.000 | 0.01 | 0.025 | 0.05 | 0.065 | 0.085 | 0.09 |
| | 0-(-1) | 0.000 | 0.01 | 0.035 | 0.07 | 0.10 | 0.13 | 0.14 |

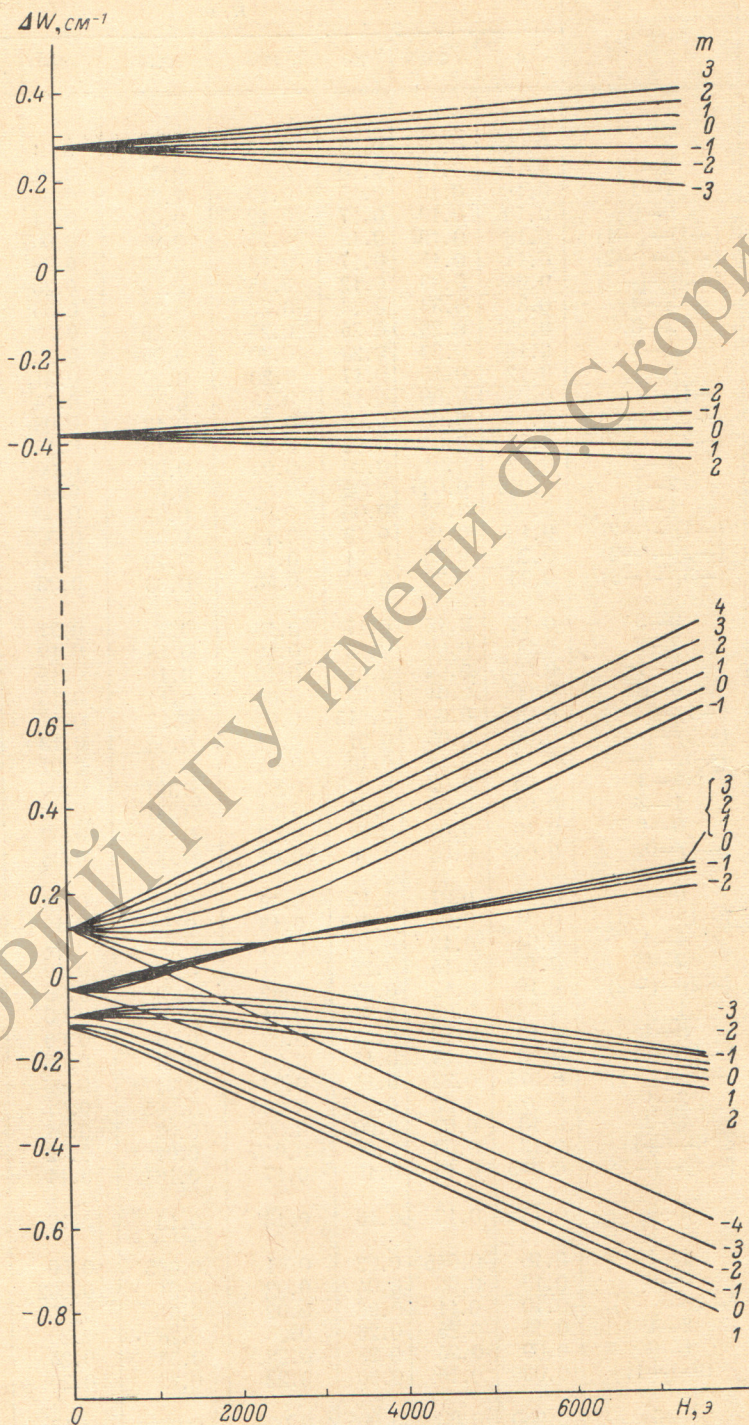


Рис. 2. Диаграмма энергетических подуровней состояний $2P_{1/2}$ и $2P_{3/2}$ атома I^{127} в магнитном поле.

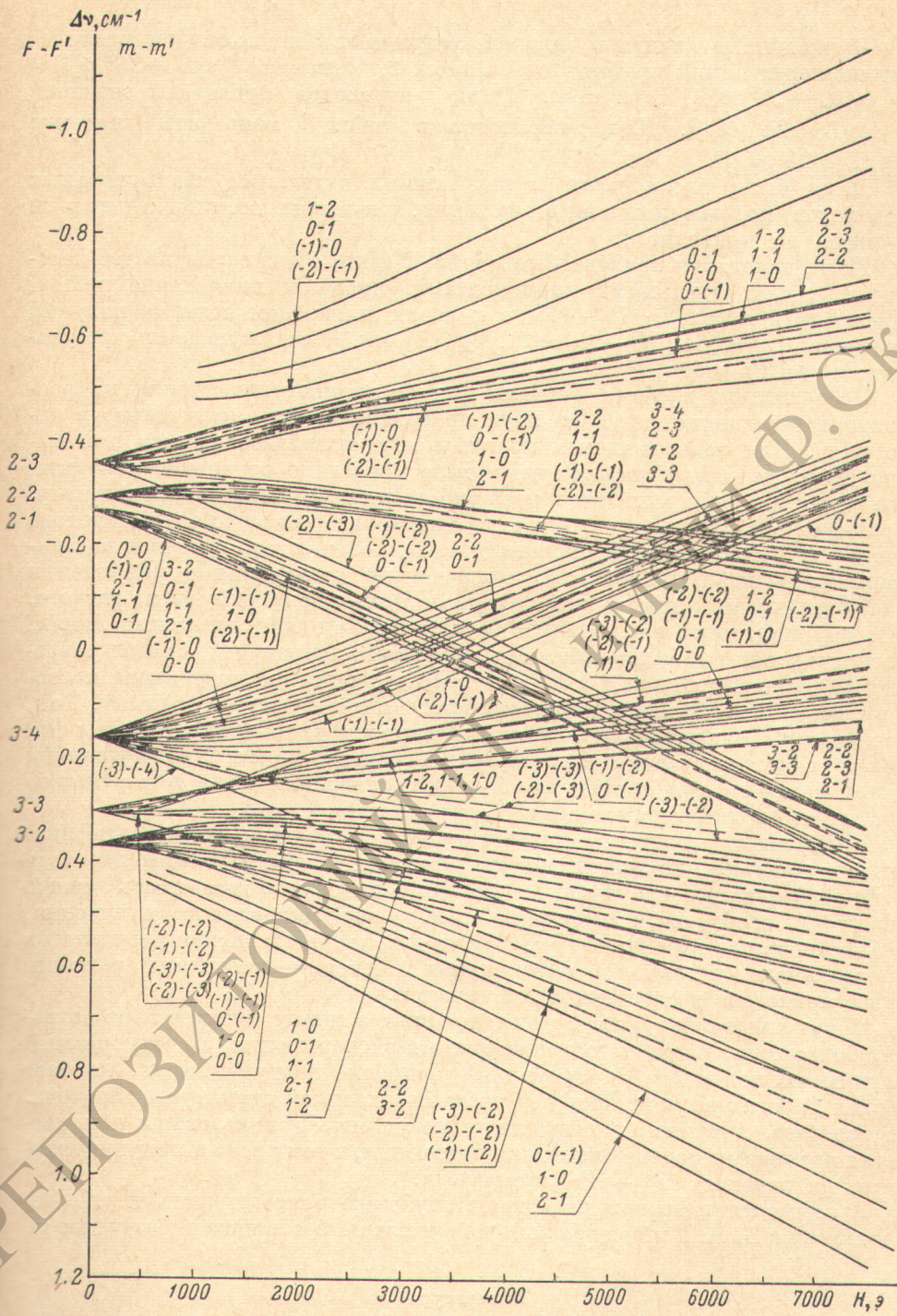


Рис. 3. Спектр частот перехода $2P_{1/2} - 2P_{3/2}$ атома 127I в магнитном поле.

Для переходов с $\Delta m = \pm 1$ отличны от нуля $|(\psi_i | L_x + 2S_x | \psi_k)|$ и $|(\psi_i | L_y + 2S_y | \psi_k)|$ и полная вероятность π -переходов пропорциональна $|(\psi_i | L_x + 2S_x | \psi_k)|^2 + |(\psi_i | L_y + 2S_y | \psi_k)|^2$.

Вычисленные квадраты модулей матричных элементов для наиболее интенсивных линий представлены в табл. 2. Так как $|(\psi_i | L_x + 2S_x | \psi_k)| = |(\psi_i | L_y + 2S_y | \psi_k)|$, то в табл. 2 для π -переходов приведены значения $2 |(\psi_i | L_x + 2S_x | \psi_k)|^2$. Для σ -переходов в табл. 2 приведены значения $|(\psi_i | L_z + 2S_z | \psi_k)|^2$.

Нами были рассмотрены и вероятности отдельных квадрупольных переходов, но, как показали вычисления, эти вероятности незначительны и здесь не приводятся.

Если, используя приведенные в табл. 2 данные для вероятностей переходов между отдельными компонентами, провести вычисление полной вероятности перехода ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ в нулевом магнитном поле, то получим значение $A_{ik} = \sum A_{ik} (F - F') = (7.7 \pm 0.1) \text{ сек.}^{-1}$, согласующееся с результатами других работ [13, 15].

Исследование эффекта Зеемана для спонтанного излучения на рассматриваемом переходе атома иода проводилось экспериментально в работе [14]. Для подтверждения правильности использованных при вычислениях исходных посылок нами было проделано сравнение результатов расчета с полученными в этой работе экспериментальными данными. Сравнение показало, что расчет зеемановского расщепления перехода совпадает с результатами эксперимента и, более того, позволяет идентифицировать наблюдавшиеся в эксперименте спектральные компоненты с определенными линиями или группами линий, полученными из расчета. Эти группы линий наблюдались в эксперименте как отдельные линии, поскольку они не разрешались спектральной аппаратурой, предел разрешения которой составлял 0.027 см.^{-1} . Проведенная идентификация позволяет несколько уточнить наблюдавшуюся в эксперименте картину. Так, две линии с максимальным сдвигом в сторону уменьшения частоты [14] не могут быть отнесены к расщеплению переходов $2-2$ и $2-3$, поскольку они возникают при достаточно больших значениях поля в результате расщепления запрещенной в нулевом поле линии $F=2-F=4$.

Полученные результаты могут быть использованы и для идентификации спектральных компонент, наблюдаемых на рассматриваемом переходе в индуцированном излучении. При этом они дают возможность понять некоторые особенности поведения спектра индуцированного излучения, наблюдавшегося в работах [1, 2]. Более детальное сравнение результатов проделанного расчета с имеющимися экспериментальными данными будет приведено в следующей публикации.

Полученные в результате расчета данные о сдвиге частот в поле позволяют более точно оценить имеющее место в экспериментах с неоднородным магнитным полем [16, 17] суммарное уширение контура линии, которое в этих работах вычислялось без учета сверхтонкой структуры перехода. Кроме того, полученные результаты могут быть использованы при расчетах различных моделей кинетики излучения, в том числе и индуцированного, на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ атома иода.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. А. Венедиктову и В. К. Исакову за помощь в численной обработке результатов.

Литература

- [1] И. М. Белоусова, В. М. Киселев, В. Н. Курзенков. [Опт. и спектр., 33, 203, 1972.
- [2] W. C. Hwang, J. V. V. Kasper. Chemic. Phys. Lett., 13, 511, 1972.†
- [3] V. Jacarino, J. G. King, R. A. Satten, H. Stroke. Phys. Rev., 14, 1798, 1954.
- [4] C. Schwartz. Phys. Rev., 97, 380, 1955.
- [5] Н. Рамзей. Молекулярные пучки. ИЛ, М., 1960.

- [6] Ch. Moore. Atomic Energy Levels. vol. III. Circ. NBS 467, 1958.
- [7] Г. Копперман. Ядерные моменты. ИЛ, М., 1960.
- [8] N. F. Ramsey. Nuclear Moments and Statistics. vol. I, Experimental Nuclear Physics, New York, (пер. «Экспериментальная ядерная физика» под ред. Э. Серге, т. 1, ИЛ, М., 1955).
- [9] Е. Кондон, Г. Шортли. Теория атомных спектров. ИЛ, М., 1949.
- [10] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, М., 1963.
- [11] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. Физматгиз, М., 1963.
- [12] В. Ю. Залесский, Ю. М. Иваненко, Т. И. Крупенникова. Опт. и спектр., 34, 1067, 1973.
- [13] В. С. Зуев, В. А. Катулин, В. Ю. Носач. ЖЭТФ, 62, 1673, 1972.
- [14] J. Verges. Spectrochim. Acta, 24B, 177, 1969.
- [15] В. А. Алексеев, Т. Л. Андреева, В. Н. Волков, Е. А. Юков. ЖЭТФ, 63, 452, 1972.
- [16] D. W. Gregg, R. E. Kidder, C. V. Dabler. Appl. Phys. Lett., 13, 297, 1968.
- [17] P. Gensel, K. Hohle, K. L. Kompre. Appl. Phys. Lett., 19, № 12, 1971.

Поступило в Редакцию 9 ноября 1972 г.
