

ИЗМЕРЕНИЕ КОНСТАНТЫ ШТАРКА β_J СОСТОЯНИЯ $6^2P_{3/2}$ Rb МЕТОДОМ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ УРОВНЕЙ

В. Н. Григорьева, М. П. Чайка и Б. Шмидт

Одним из методов определения константы Штарка является метод пересечения в параллельных магнитном и электрическом полях. До сих пор из-за непрозрачности электродов, служащих для создания электрического поля, измерения проводились перпендикулярно полям [1-4]. В этих случаях интерференционные сигналы обнаруживаются на фоне монотонно возрастающей составляющей, что затрудняет их обработку. При наблюдении вдоль полей сигналы пересечений уровней появляются без фона, поскольку интерференционные члены в интенсивности света двух ортогональных поляризаций $I(e_i) = I_{\text{диаг.}}(e_i) + I_{\text{инт.}}(e_i)$ и $I(e_j) = I_{\text{диаг.}}(e_j) - I_{\text{инт.}}(e_j)$ имеют разные знаки и наблюдение разности этих двух интенсивностей позволяет удвоить интерференционный сигнал и избавиться от подложки.

В настоящей работе использовалась резонансная ячейка с сеточным электродом, что позволило вести наблюдение вдоль магнитного и электрического полей. Второй электрод представлял собой сплошную алюминиевую круглую пластинку диаметром 21.5 мм и толщиной 2 мм. Прозрачный электрод был изготовлен в виде кольца того же диаметра, на котором была натянута медная сетка с восемью штрихами на 1 мм. Прозрачность сетки составляла около 80%. Расстояние между электродами в центре было равно (10.15 ± 0.02) мм. К электродам прикладывалось постоянное напряжение от 1 до 3.5 кВ \cdot см⁻¹, которое контролировалось во время эксперимента с помощью делителя и цифрового вольтметра и измерялось с точностью не хуже 0.85%. Во всем остальном экспериментальная установка не отличалась от описанной в работе [3].

В эксперименте при наблюдении резонансной флуоресценции регистрировалась разность интенсивностей света двух ортогональных линейных поляризаций $I(e_i) - I(e_j)$. Сигналы записывались при определенных значениях напряженности электрического поля \mathcal{E} в зависимости от магнитного поля H . Исследовались интерференционные сигналы на переходе $6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$ Rb⁸⁵ с длиной волны $\lambda = 4202 \text{ \AA}$. Как известно, для этого перехода в области магнитных полей от 0 до 20 Э наблюдаются три пересечения подуровней с $\Delta m_F = 2$. В электрическом поле изменяются энергии пересекающихся подуровней, что приводит к смещению сигналов пересечений. Более всего сдвигаются второе и третье пересечения. Поэтому именно эта область кривой представляла особый интерес для исследования сигналов пересечений в электрических полях. Значение константы Штарка определялось сравнением экспериментальных и теоретических сигналов.

Интенсивность флуоресценции определенной поляризации e_i в определенном направлении наблюдения и при облучении поляризованным светом определяется матрицей плотности $\epsilon_{mm'}$ и матрицей наблюдения $a_{mm'}$, где m, m' — индексы подуровней состояния. Численные расчеты разности интенсивностей $I(e_i) - I(e_j)$ проводились на ЭВМ-M222 и состояли в основном из трех этапов. 1. Для каждого значения магнитного H и электрического \mathcal{E} полей проводилась диагонализация оператора возмущения

$$\hat{V} = A(I\hat{J}) + B \frac{2I\hat{J}(I\hat{J} - 1) - I^2\hat{J}^2}{2I(2I - 1)J(2J - 1)} + \mu_0 g_I' H I_z + \mu_0 g_J H \hat{J}_z + \beta_J \mathcal{E}^2 \left(\hat{J}_z^2 - \frac{J(J+1)}{3} \right),$$

где A и B — константы магнитодипольного и электрического квадрупольного взаимодействия, q_I' и q_J — ядерный и электронный факторы Ланде. Ось квантования направлена по направлению внешних полей. На этом этапе получались собственные значения оператора возмущения ϵ_m и $\epsilon_{m'}$ и коэффициенты разложения волновых функций возбужденного состояния по волновым функциям слабого поля. 2. Из рассчитанных на первом этапе энергий $\epsilon_m, \epsilon_{m'}$ и коэффициентов разложения определялись матрица плотности и матрица наблюдения. 3. Полученные на втором этапе данные использовались для расчета $I(e_i)$ и $I(e_j)$, а затем их разности. Сравнением экспериментальных кривых с теоретическими в магнитном поле H ($\mathcal{E} = 0$) были определены следующие значения констант сверхтонкого взаимодействия: $A = (8.17 \pm 0.01)$ МГц, $B = (8.20 \pm 0.10)$ МГц, которые в пределах погрешностей хорошо согласуются с литературными данными в [3, 5, 6]. Полученное в данной работе значение времени жизни $\tau = (107 \pm 3)$ нс расходится лишь с результатом из работы [3] и совпадает с данными из работ [5, 6]. Отличие значения времени жизни от величины τ из [3] можно объяснить следующим. В работе [3] происходило искажение сигнала Ханле с уровня $6^2P_{3/2}$ сигналом с уровня $5^2P_{3/2}$ (как показали дополнительные эксперименты, при регистрации интерференционных сигналов на переходе $6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2} - \lambda = 4202 \text{ \AA}$ наблюдаются также сигналы на переходе $5^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2} - \lambda = 7802 \text{ \AA}$). Это приводило к уширению сигнала Ханле и, следовательно, к заниженному значению времени жизни. В данном эксперименте использовался фильтр СЗС-22, который пропускал только синюю линию. Для определения β_J

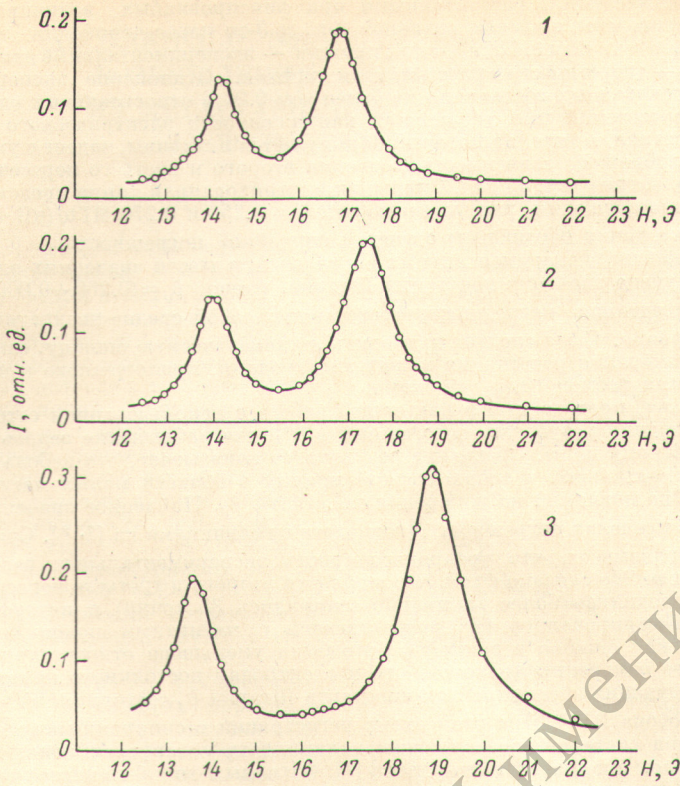


Рис. 1. Сигналы второго и третьего пересечений Rb^{85} в разных электрических полях: $\varepsilon = 0.984$ (1), 1.966 (2) и $3.425 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$ (3).

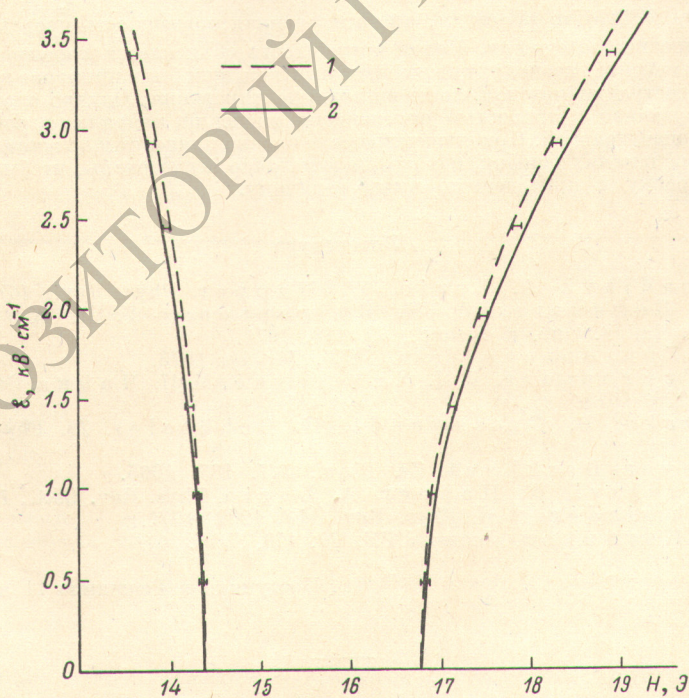


Рис. 2. Зависимость смещения второго и третьего пересечений от напряженности электрического поля ε при $\beta_L = 0.250$ (1) и 0.270 (2) $\text{МГц}/(\text{кВ}\cdot\text{см}^{-1})^2$.

экспериментальные кривые, снятые в присутствии электрического поля \mathcal{E} , сравнивались с теоретическими, рассчитанными при фиксированных величинах A , B , τ . На рис. 1 приведены примеры сигналов 2-го и 3-го пересечений для электрических полей $\mathcal{E} = 0.984, 1.966$ и 3.425 кВ·см⁻¹; кружки — экспериментальные данные, а сплошная линия — теоретически рассчитанная кривая. Отклонение экспериментальных точек от рассчитанных составляло не более чем 0.01 в относительных единицах. Рост сигналов пересечений при увеличении напряженности электрического поля связан с тем, что сигнал Ханле, на который нормируются величины, падает с увеличением \mathcal{E} . На рис. 2 изображена зависимость смещения второго и третьего пересечений от приложенного электрического поля. Сплошная и штрихованная линии представляют собой соответственно смещения, рассчитанные для $\beta_J = 0.250$ и 0.270 МГц/(кВ·см⁻¹)². Экспериментальные точки обозначены с учетом случайной погрешности.

Из обработки экспериментальных сигналов при шести значениях электрического поля \mathcal{E} получено значение константы Штарка, равное $\beta_J = (0.260 \pm 0.006)$ МГц/(кВ·см⁻¹)². Приведенная погрешность представляет собой средне-квадратичную ошибку одного измерения. Сюда следует прибавить систематическую ошибку, связанную с неточностью измерения расстояния между электродами, приложенного к ним напряжения и другими возможными ошибками.

Измерения, проведенные в настоящей работе с использованием сеточного электрода, подтвердили результат, полученный в [4], где наблюдение велось перпендикулярно магнитному полю. Сравнение результатов показывает, что небольшие отклонения экспериментальной и теоретической кривых в области малых магнитных полей в работе [4] не повлияли на измерения константы β_J . Найденное значение константы Штарка β_J в пределах погрешностей совпадает с величинами из [7, 8]. Сравнение с работой [4] показывает, что воспроизводимость экспериментальных результатов несколько лучше. Это связано с тем, что в области второго и третьего пересечений исследования проводились более тщательно (снимались 33 точки) и интерференционные сигналы регистрировались без возрастающей с магнитным полем составляющей. Систематическая ошибка в данной работе была уменьшена относительно [4] за счет более точного измерения приложенного к электродам постоянного напряжения.

В последующих экспериментах константа Штарка β_J состояния $6^2P_{3/2}$ была измерена для изотопа Rb⁸⁷. При этом схема регистрации с синхронным детектированием была заменена системой, позволяющей накапливать интерференционные сигналы на многоканальном анализаторе импульсов [9]. Сигналы 2-го и 3-го пересечений накапливались в 128 каналах анализатора и переключение каналов производилось синхронно с изменением магнитного поля через каждые 0.02 с. Регистрация сигналов пересечений на уровне $6^2P_{3/2}$ производилась в течение одного часа. При этом соотношение сигнал/шум составляло примерно 50. Из обработанных кривых (сравнение с теоретически рассчитанными) была определена константа Штарка $6^2P_{3/2}$ состояния Rb⁸⁷ $\beta_J = (0.259 \pm 0.002)$ МГц/(кВ·см⁻¹)², где приведенная погрешность представляет собой средне-квадратичную ошибку. Малая погрешность объясняется хорошей воспроизводимостью измерений, поскольку соотношение сигнал/шум было примерно в 5 раз лучше, чем при регистрации методом синхронного детектирования. Однако систематическая ошибка, связанная с точностью определения значений напряженности магнитного поля, была значительной. Приблизительная ее оценка приводит к величине 3%. Источники систематических ошибок, однако, недостаточно исследованы, чтобы можно было ввести поправку в приведенную выше величину.

Литература

- [1] A. Khadjavi, A. Lurio, W. Harper. Phys. Rev., 167, 128, 1968.
- [2] Л. А. Воликова, В. Н. Григорьева, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 30, 170, 1971.
- [3] В. Н. Григорьева. Вестн. ЛГУ, 16, 44, 1973.
- [4] В. Н. Григорьева, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 34, 1224, 1973.
- [5] H. Busck, B. Grosswendt, H. Schüssler. Zs. Phys., 194, 193, 1966.
- [6] U. Meyer-Berkhout. Zs. Phys., 141, 185, 1965.
- [7] A. Khadjavi, W. Harper, A. Lurio. Phys. Rev. Lett., 17, 463, 1966.
- [8] R. Schmieder et al. Phys. Rev., A3, 1209, 1971.
- [9] Е. Н. Котликов. Вестн. ЛГУ, 10, 159, 1976.

Поступило в Редакцию 11 июня 1976 г.