

МЕТОД ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СКАНИРОВАНИЯ И ОЦЕНКА ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ СОСТОЯНИЯ $6^2P_{1/2}$ РУБИДИЯ

М. П. Чайка, Е. С. Ползик и В. Н. Белов

Предлагается метод электрического сканирования, который заключается в измерении зависимости интенсивности флуоресценции паров от прикладываемого к ним электрического поля. Эта зависимость возникает в силу смещения полем линии поглощения паров относительно линии облучения. Метод опробован на наблюдении смещения D_1 -линии Rb, и в результате получена оценка поляризуемости α уровня $6^2P_{1/2}$.

Смещение частоты второй D_1 -линии Rb (переход $5^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$) зависит от прикладываемого электрического поля следующим образом:

$$\Delta\nu = -\frac{1}{2}(\alpha - \alpha_0)E^2, \quad (1)$$

где α и α_0 — поляризуемости соответственно верхнего и нижнего уровней, ϵ — напряженность электрического поля.

Рассмотрим зависимость флуоресценции от электрического поля, предполагая облучение доплеровским контуром шириной $\Delta\nu_1$, поглощение также доплеровским контуром, сдвинутым относительно облучающего на частоту $\nu_0 - (1/2)(\alpha - \alpha_0)E^2$, с шириной $\Delta\nu_2$ и оптическую толщину поглощения $\ll 1$. Тогда интенсивность флуоресценции

$$I = A \int_{\nu'}^{\nu''} \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_1} \right)^2 \right] \times \\ \times \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu + \nu_0 - \frac{1}{2}(\alpha - \alpha_0)E^2}{\Delta\nu_2} \right)^2 \right] d\nu, \quad (2)$$

где A — численный коэффициент, интегрирование в интервале, включающем в себя оба контура. Вычисление интеграла (2) дает

$$I = A_1 \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu_0 - \frac{1}{2}(\alpha - \alpha_0)E^2}{\sqrt{\Delta\nu_1^2 + \Delta\nu_2^2}} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где A_1 — новый численный коэффициент.

Таким образом, кривая электрического сканирования как функция от $(1/2)(\alpha - \alpha_0)E^2$ для двух доплеровских контуров, сдвинутых на ν_0 , имеет вид части доплеровского контура (для положительных значений аргумента), сдвинутого относительно нуля поля на ν_0 с шириной $\sqrt{\Delta\nu_1^2 + \Delta\nu_2^2}$. Такого типа связь между интенсивностью флуоресценции и электрическим полем является основой метода электрического сканирования.

В нашей работе метод применялся для оценки поляризуемости уровня рубидия. Для простоты облучение и поглощение производились одним изотопом Rb⁸⁷. Рассматриваемая D_1 -линия состоит из четырех сверхтонких компонентов, расположенных попарно. Одна пара отстоит от другой на расстояние, много большее доплеровской ширины и возможных смещений в электрическом поле, так что их перекрытие при вычислении интеграла типа (2) можно не учитывать. Расстояние между перекрывающимися компонентами в каждой паре определяется сверхтонким расщеплением состояния $6^2P_{1/2}$ и равно 265 МГц [1]. Интенсивность флуоресценции в случае 4 компонентов записывается в виде

$$I = A \int_{\nu'}^{\nu''} \sum_{i=1}^4 a_i \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu_i - \nu}{\Delta\nu_1} \right)^2 \right] \times \\ \times \sum_{k=1}^4 b_k \exp \left[- \left(2\sqrt{\ln 2} \frac{\nu - \nu_k + \frac{1}{2}(\alpha - \alpha_0)E^2}{\Delta\nu_2} \right)^2 \right] d\nu, \quad (4)$$

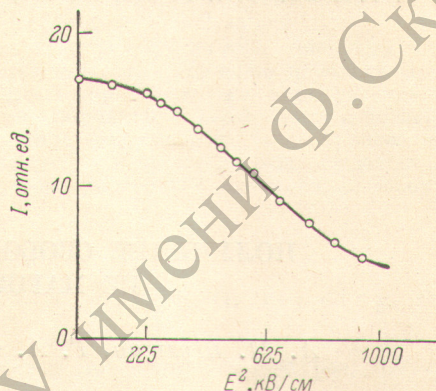
где a_i и b_k — относительные интенсивности сверхтонких компонентов соответственно в излучении и в поглощении, которые вычисляются как произведения теоретических вероятностей переходов на населенности соответствующих начальных подуровней. $a_1 : a_2 : a_3 : a_4 = k : 1 : 0.2k : 1$, где k — соотношение населенностей начальных подуровней. $b_1 : b_2 : b_3 : b_4 = 5 : 3 : 1 : 3$ — здесь предполагается равновесное заселение основного состояния.

Вычислив (4) с помощью (3), получим в силу предположений, сделанных выше, выражение, содержащее три типа экспонент, отличающихся значением начального сдвига компонентов в излучении и в поглощении: $\nu_{0j} = 265, -265$ МГц, 0. Группируя члены с одинаковыми экспонентами, получим

$$I = A_1 \sum_{j=1}^3 C_j \exp \left[- \left(2 \sqrt{\ln 2} \frac{\nu_{0j} - \frac{1}{2} (\alpha - \alpha_0) E^2}{\sqrt{\Delta \nu_1^2 + \Delta \nu_2^2}} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где C_j — суммы произведений интенсивностей компонентов, сдвинутых в нулевом поле на величину ν_{0j} : $C_1 : C_2 : C_3 = 3.6k : 6 + 5.2k : 6$. Величина константы α , а также коэффициенты A_1, k ищутся из экспериментальной кривой.

Эксперимент по измерению I ставился следующим образом. Излучение шариковой безэлектродной лампы, возбуждаемой ВЧ генератором, фокусировалось на межэлектродное пространство кюветы с парами Rb⁸⁷. Для повышения стабильности лампы и кюветы были термостабилизированы. Электроды кюветы, на которые подавалось напряжение, сделаны из плоскопараллельных круглых стеклянных пластинок, впервые примененных в работе [2]. Во избежание возникновения пробоя в газе кювета находилась под откачкой. Резонансное излучение рубидия собиралось линзой на вход монохроматора. По пути оно проходило через стеклянный фильтр СЗС-23, который подавлял излучение первого дублета (около 790 нм). Для увеличения регистрируемого светового потока и разделения второго дублета входная и выходная щели монохроматора были заменены масками. Маски представляли собой пластины, в которых были нарезаны параллельные щели с заданным шагом. Этот прием позволил разрешить дублет,



Зависимость интенсивности флуоресценции на длине волны 421.6 нм от напряженности электрического поля.

увеличив при этом на порядок регистрируемый поток. Излучение, прошедшее через выходную маску, фокусировалось на вход ФЭУ-79, работавшего в режиме счета фотонов, и далее сигнал поступал на схему счета фотонов и на частотомер.

Напряженность поля, прикладываемого к парам рубидия, определялась так:

$$E = \frac{U}{d}, \quad (6)$$

где U — разность потенциалов, а d — расстояние между пластинами. Расстояние $d = 7.3$ мм. Напряжение U (до 20 кВ) подавалось на кювету с высоковольтного источника ВС 20-10. Для измерения поля часть напряжения с делителя подавалась на цифровой вольтметр ВК 7-10 А.

Кроме этого, проводился контрольный эксперимент по измерению поля с помощью эффекта пересечения уровней. Для этого в канал облучения вводился поляризатор с плоскостью поляризации по направлению наблюдения. Наблюдалось пересечение уровней состояния $6^2P_{3/2}$ в электрическом поле. Из литературы [3, 4] известно значение поля первого пересечения, оно составляет 14.3 кВ/см. Изменяя на 90° плоскость поляризации облучающего света и вычитая сигналы в противоположных поляризациях, удалось с большей точностью определить положение точки пересечения. Вычисления по формуле (6) дали величину поля, совпадающую с литературной с точностью два процента. Эта величина вполне укладывается в погрешность наших измерений, а также в погрешности работ [3, 4].

Характерный вид кривой электрического сканирования показан на рисунке.

Обработка экспериментальных кривых производилась на ЭВМ МИР-2 методом наименьших квадратов с автоматическим подбором параметров. Отыскивались следующие параметры: α, k, A_1 . Ширина контура поглощения $\Delta \nu_1 = 1000$ МГц, поляризуемость рубидия в основном состоянии взята из работы [5]: $\alpha_0 = (79.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-3}$ МГц/(кВ/см)². Для ширины линии облучения было взято значение $\Delta \nu_2 = (1800 \pm 350)$ МГц. Эта величина приближенно найдена методом магнитного сканирования [6]. В качестве начального приближения для отношения заселенностей верхних подуровней было принято значение $k=1$. Усредненная по всем экспериментальным кривым константа равна

$$\alpha = (3.4 \pm 0.1) \text{ МГц/(кВ/см)}^2.$$

Если учесть неопределенность в ширине линии лампы $\Delta \nu_2$, то ошибка увеличивается и $\alpha = (3.4 \pm 0.5) \text{ МГц/(кВ/см)}^2$.

Нам не удалось найти в литературе экспериментальных или теоретических значений этой величины. Однако, как показывает анализ значений α других уровней щелочных металлов, константа состояния $^2P_{1/2}$ достаточно близка к константе компонента $^2P_{3/2}$ того же дублета. Экспериментальное значение α для $^2P_{3/2}$, найденное в [7], $\alpha_{^2P_{3/2}} = 2.73$ МГц/(кВ/см)², теоретические расчеты дают $\alpha_{^2P_{3/2}} = 3.377$ МГц/(кВ/см)² [3]. Таким образом, оцененная нами величина α не противоречит ожидаемой.

Литература

- [1] D. Feiertag, G. zu Putlitz. Z. f. Physik, 261, 1, 1973.
- [2] Б. Шмидт. Автореф. канд. дисс., ЛГУ, 1976.
- [3] A. Khadjavi, A. Lurio, W. Harper. Phys. Rev., 167, 128, 1968.
- [4] В. Н. Григорьева, М. П. Чайка, Б. Шмидт. Опт. и спектр., 42, 4, 1977.
- [5] R. W. Molof, H. L. Schwartz, T. M. Miller. Phys. Rev., A10, 1131, 1974.
- [6] О. М. Риш, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 38, 1035, 1975.
- [7] Y. T. Yao. Z. f. Physik, 77, 307, 1932.

Поступило в Редакцию 6 мая 1978 г.

УДК 539.184

ПОЛУЧЕНИЕ СВОБОДНЫХ АТОМОВ МЕДИ ИЗ ПАРОВ НИТРАТА

А. М. Шухтин, Г. А. Федотов и В. Г. Мишаков

В работе [1] получена генерация на зеленой и желтой линиях меди при пропускании сдвоенных импульсов тока через пары нитрата. Однако в этой статье отсутствуют данные о концентрациях нормальных атомов меди после прохождения диссоциирующего импульса тока, а также не отмечены некоторые обстоятельства, связанные с работой лазера на нитрате меди. При использовании нитрата наблюдалась меньшая по сравнению с галогенидами максимальная пиковая мощность генерации. При этом для достижения максимальной пиковой мощности требовалась плотность насыщающих паров нитрата, в несколько раз большая, чем плотность насыщающих паров галогенидов. Авторы считают, что это обусловлено выносом молекул соли из рабочего объема вследствие прокачки буферного газа через разрядный промежуток в случае нитрата. Однако можно предположить, что при разряде конденсатора емкостью 0.04 мкФ при напряжении 15–25 кВ существенную роль в этом играет и малая эффективность диссоциации нитрата, обусловленная сложным строением молекулы $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$.

В данной работе проведены интерференционные измерения концентрации нормальных атомов меди N , существующих в рабочем объеме в различные моменты времени t после прохождения импульса тока через пары $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2$. Пары нитрата создавались в стеклянной разрядной трубке диаметром 21 мм и длиной 80 см. Нитрат закладывался в отросток. Весь межэлектродный промежуток (20 см) помещался в трубчатую печь. Использовались коаксиальные алюминиевые электроды внутренним диаметром 16 мм. Через трубку прокачивался воздух, но без продува его через разрядный промежуток. Импульс тока возникал при разряде конденсатора через тиратрон. Типичные зависимости $N(t)$ представлены на рисунке. Видно, что наблюдаемые концентрации атомов меди существенно зависят от емкости разряжаемого конденсатора C . При $C=0.5$ мкФ для тех же условий максимальные наблюдаемые концентрации составляли величину порядка $1 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Возрастание концентрации с увеличением C свидетельствует, по-видимому, о неполной диссоциации паров нитрата при вводимых в разряд энергиях. В том случае, когда твердый нитрат помещался не в отросток, а рассыпался по дну разрядной трубки, функция $N(t)$ имела вид, отличный от кривых, изображенных на рисунке: максимальные концентрации были в несколько раз выше и наблюдались при задержках около 300 мкс. Эти различия связаны, вероятно, с тем, что во втором случае плазма импульсного разряда воздействует на конденсированное вещество нитрата и трансформирует его поверхность.

Следует подчеркнуть, что отрицательную роль в работе лазера с использованием нитрата меди в качестве рабочего вещества играет образование газа NO_2 . Двуокись азота, как известно [2], образуется при разложении нитрата. Известно также, что NO_2 имеет развитый спектр поглощения в видимой области. В частности, лазерная линия