

- [3] А. А. Берлин, В. М. Кобрянский, Г. А. Виноградов. ЖФХ, 1683, 1972.
 [4] А. А. Берлин, В. М. Кобрянский, В. М. Мисин. Высокомолек. соед., 14B, 668, 1972.
 [5] А. А. Овчинников. ЖЭТФ, 57, 2137, 1969.
 [6] Н. Н. Боголюбов. Лекції з квантової статистики. Рад. школа, Київ, 1949.
 [7] Л. Н. Булаевский. ЖЭТФ, 51, 230, 1966; 56, 1657, 1969.
 [8] И. А. Мисуркин. Канд. дисс. ИХФ АН СССР, М., 1967.
 [9] А. А. Берлин, Г. А. Виноградов, А. А. Овчинников. Изв. АН СССР, сер. хим., 1192, 1972; А. А. Berlin, G. A. Vinogradov, A. A. Ovchinnikov. Intern. J. Quant. Chem., 6, 263, 1972.

Поступило в Редакцию 25 апреля 1973 г.

УДК 539.184

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ 4^1P_1 УРОВНЯ АТОМА ГЕЛИЯ ИЗ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСТРАИВАНИЯ В РАЗРЯДЕ

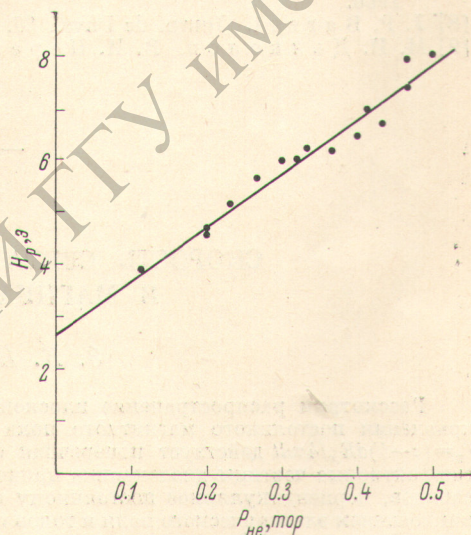
С. А. Казанцев и В. П. Марков

Явление выстраивания возбужденных атомов в положительном столбе газового разряда было впервые описано в [1, 2]. В более поздних исследованиях [3-5] этот эффект был использован для определения радиационных времен жизни возбужденных атомов. В работе [4] наблюдалось выстраивание некоторых возбужденных уровней атома гелия и методом Ханле определены времена жизни уровней n^1D_2 ($n=3-5$) и 3^1P_1 атома гелия.

Настоящая работа является продолжением [4]. В ней описаны результаты исследования интерференционного сигнала на уровне 4^1P_1 , который наблюдался на линии 3965 Å, излучаемой положительным столбом разряда в гелии при давлении газа 0,1-0,5 тора, токе 40 ма, внутренний диаметр разрядной трубки составлял 6 мм. Выделение сигнала Ханле производилось на установке, принципиальные узлы которой описаны в [4].

Резонансный сигнал записывался при разных давлениях гелия и для каждого значения давления измерялось положение экстремума регистрируемой зависимости. Ширина контура сигнала выстраивания определяется временем релаксации тензора выстраивания верхнего уровня атомного перехода, которое в свою очередь зависит от радиационного времени жизни этого состояния и процессов, обуславливающих дополнительную релаксацию когерентности. В условиях возбуждения в плазме положительного столба разряда такими процессами являются деполаризующие и тушащие соударения и пленение излучения. Деполаризующие и тушащие соударения обуславливают линейное уширение когерентного сигнала давлением. Пленение излучения приводит к нелинейному изменению ширины сигнала в области малых давлений. В том случае, если пленение излучения полное, изменение ширины контура интерференционного сигнала происходит только за счет влияния соударений.

На рисунке представлена экспериментальная зависимость положения максимума регистрируемого резонансного контура от давления гелия. Экстраполяция к нулевому давлению приводит к значению времени жизни, резко отличному от данных теоретических расчетов [6, 7]. Различие связано с тем, что исследуемый уровень 4^1P_1 гелия связан резонансным переходом ($\lambda=522$ Å) с основным состоянием атома. Можно считать, что в исследуемом диапазоне давлений резонансное излучение полностью пленено. Экспериментально это подтверждается отсутствием нелинейного участка зависимости



Экстраполяция положения максимума контура интерференционного сигнала на линии 3965 Å к нулевому давлению гелия.

ширины когерентного сигнала от давления гелия для всех его значений, при которых ширина сигнала Ханле линейно изменяется только благодаря соударениям с нормальными атомами газа. В связи с этим измеряемая величина времени жизни, получаемая линейной экстраполяцией к нулевому давлению гелия, представляет собой константу релаксации выстраивания при полном пленении излучения, которое происходит не на исследуемом ($\lambda=3965 \text{ \AA}$), а на резонансном ($\lambda=522 \text{ \AA}$) переходе, причем влияние деполаризующих и тушащих соударений этой константой не учитывается.

Исключить влияние пленения излучения и получить из измеренного времени $\tau_{пл}$ радиационное время жизни $\tau(4^1P_1)$ в нашем случае можно только теоретически. Вопрос о влиянии пленения излучения на интерференционный сигнал теоретически исследовался в работах Барра [8] и Дьяконова и Переля [9]. Однако их расчеты применимы для случая, когда пленение излучения и наблюдение интерференционного эффекта происходит на одном и том же переходе. Для нашего случая удобно было воспользоваться результатами теоретического рассмотрения формы сигнала Ханле при пленении излучения не на исследуемом, а на другом переходе, которое было проведено М. П. Чайкой и результаты которого содержатся в [4]. Используя соотношение $\tau_{рад.} = \tau_{пл.} (1-\alpha)$, где α для уровня 4^1P_1 составляет величину 0,68, получаем $\tau(4^1P_1) = (4.0 \pm 0.4) \text{ нсек}$. Согласно теоретическому расчету, время жизни 4^1P_1 уровня гелия составляет величину 3,92 нсек. [6] и 3,95 нсек. [7].

Пользуясь случаем, авторы выражают глубокую благодарность М. П. Чайке за постоянные научные консультации. В измерениях принимала участие С. Полянкина.

Литература

- [1] Х. Каллас, М. Чайка. Опт. и спектр., 27, 694, 1969.
- [2] С. G. Carrington, A. Cornuey. Opt. Commun., 1, 115, 1969.
- [3] С. Казанцев, М. Чайка. Опт. и спектр., 31, 510, 1971.
- [4] С. А. Казанцев, А. Кислинг, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 34, 1227, 1973.
- [5] С. Казанцев, В. Марков, М. Чайка. Опт. и спектр., 34, 854, 1973.
- [6] A. H. Gabriel, D. W. O. Heddle. Proc. Roy. Soc., A258, 124, 1960.
- [7] W. L. Wiese et. al. Atomic Transitions Probabilities. US NBS NSRDS-4, vol. 1, 1966.
- [8] J. P. Vagrat. Journ. de Phys., 20, 541, 633, 657, 1959.
- [9] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. ЖЭТФ, 47, 1483, 1964.

Поступило в Редакцию 17 июля 1973 г.

УДК 535.2+538.61

СКОРОСТЬ СВЕТА В ДИЭЛЕКТРИКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З. К. Янкаускас

Рассмотрим распространение плоской световой волны в диэлектрике вдоль направления постоянного магнитного поля H_{oz} . На поперечные токи поляризации $j_x = (\epsilon - 1) dE_x / 4\pi dt$ действует поперечная сила $f_y = j_x H_{oz} / c$. Под действием этой силы светоактивные частицы диэлектрика приходят в движение вдоль оси y . Но движение зарядов, перпендикулярное постоянному магнитному полю H_{oz} , сопровождается возникновением электрического поля и токов поляризации, которые суммируются с исходным полем волны [1].

Количественно явление описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \partial \vec{\mathcal{H}} / \partial t, \quad \mu = 1, \\ \text{rot } \vec{\mathcal{H}} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \partial \vec{E} / \partial t, \\ \vec{j} &= \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \left[\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{H}_0 \right], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 s - (v_l^2 - v_s^2) \nabla \text{div} - \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \vec{v} = \frac{1}{\rho c} \vec{j} \times \vec{H}_0,$$

где \vec{E} и $\vec{\mathcal{H}}$ — электрическое и магнитное поле световой волны, \vec{H}_0 — постоянное магнитное поле, \vec{j} — плотность тока-поляризации, ϵ — диэлектрическая постоянная кристалла, s , $\vec{v} = ds/dt$ — отклонение и скорость отклонения, ρ и η — плотность и динамическая вязкость, v_s , v_l — поперечная и продольная скорости звука в кри-