

3. В некоторый момент времени после окончания действия импульса накачки изменение показателя преломления активной среды проходит через нуль.

4. Через некоторое время после окончания действия импульса возбуждения показатель преломления среды снова оказывается отличным от показателя преломления невозбужденной среды. Это изменение показателя преломления имеет противоположный знак по сравнению с «быстрой» компонентой и имеет меньшую абсолютную величину.

Такие свойства активной для ВКР среды, по-видимому, можно объяснить изменением поляризуемости молекул в процессе поглощения квантов возбуждающего излучения и переизлучения их в результате комбинационных процессов (генерация стоксова и антистоксова излучения).

Анализ полученных результатов показывает, что наблюдаемые при генерации комбинационного излучения изменения поляризуемости среды могут быть использованы для создания модуляционных оптических устройств.

В заключение авторы выражают свою признательность Л. С. Корниенко за внимание и поддержку настоящей работы.

Литература

- [1] В. С. Бутылкин, Г. В. Венкин, Л. П. Кулюк, Д. И. Малеев, В. П. Протасов, Ю. Г. Хронопуло. Письма ЖТФ, 19, 474, 1974.
- [2] Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин, В. П. Протасов. Квант. электрон., 2, 1585, 1975.
- [3] И. Н. Баклушина, Б. Я. Зельдович, Н. А. Мельников, Н. Ф. Филипецкий, Ю. П. Рейзер, А. М. Сударнин, В. В. Шкунов. ЖЭТФ, 73, 831, 1977.
- [4] Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин. Письма ЖЭТФ, 21, 551, 1975.
- [5] Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин. Квант. электрон., 7, 905, 1980.

Поступило в Редакцию 28 мая 1980 г.

УДК 535.36+641.182.2/.3

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ДИСПЕРСНОГО СОСТАВА АЭРОЗОЛЕЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ

М. С. Гасанов и А. С. Лагунов

1. Одним из современных устойчивых оптических методов, позволяющих определить спектр размеров дисперсных аэрозольных систем, является предложенный Шифриным [1] метод спектральной прозрачности. Расчеты Пендорфа [2] показали, что формула Ван-дер-Хюльста [3], на которую опирается данный метод, применима для ограниченных значений относительного коэффициента преломления исследуемых веществ именно при $m \leq 1.5$. Этот результат подтвержден также в экспериментальных работах [4, 5]. Такое требование метода спектральной прозрачности ограничивает число систем, дисперсный состав которых можно исследовать указанным методом. Поэтому важным представляется выяснение класса веществ, показатель преломления которых является малым. Один из таких классов могут составить вещества, обладающие магнитоэлектрическим свойством, коэффициент преломления m которых, как показано ниже, определяется формулой

$$m = \sqrt{\epsilon\mu - a^2}. \quad (1)$$

2. Системы, материальные уравнения которых пишутся в виде

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \alpha_1 \mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{H} + \alpha_2 \mathbf{H}, \quad (2)$$

где α_1 и α_2 — магнитоэлектрические проницаемости, а остальные величины общепринятые и называются магнитоэлектрическими. Одна из таких систем впервые исследовалась Теллегеном [6]. Им в качестве рабочего вещества был выбран порошок стали, молекулы которой одновременно обладают спонтанным магнитным моментом и электрическим поляризационным вектором. Позже возможность такого эффекта в кристаллах была высказана Ландау и Лифшицем [7]. Подтверждение наличия данного эффекта в конкретных кристаллах с точки зрения их симметрии проведено Дзялошинским [8]. В последующие годы в периодической литературе данному эффекту посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ.

Ниже в работе выводится уравнение электромагнитной волны в изотропной магнитоэлектрической среде, что дает возможность определить выражение коэффициента преломления для таких сред. При этом порошок магнитоэлектрического вещества, находящегося в вязкой непроводящей жидкости, постулируется как изотропная магнитоэлектрическая среда.

3. Для вывода уравнения электромагнитной волны в изотропной магнитоэлектрической среде исходим из уравнений Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad \text{div } \mathbf{H} = 0, \quad (3)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0, \quad \text{div } \mathbf{E} = 0 \quad (4)$$

с материальными уравнениями магнитоэлектрических сред (2). Изотропность среды отражена в скалярности ϵ , μ , α_1 и α_2 , а также в зависимостях $\mathbf{E} = \mathbf{E}(\xi, t)$ и $\mathbf{H} = \mathbf{H}(\xi, t)$ со скалярным ξ . Для решения уравнений Максвелла производятся следующие преобразования:

$$\text{rot } \mathbf{E} = \left[\mathbf{n}, \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} \right], \quad \text{div } \mathbf{E} = \left(\mathbf{n}, \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} \right) = 0, \quad (5)$$

где \mathbf{n} является ортом. Учитывая (2) и (5) в (3) и (4), имеем

$$\left[\mathbf{n}, \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} \right] * \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \alpha_1 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

$$\left[\mathbf{n}, \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \xi} \right] - \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \alpha_2 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0. \quad (7)$$

Для объединения уравнений (6) и (7) необходимо (6) умножить на $\alpha_2 \mu^{-1}$ и сложить с (7), что приводит к

$$\alpha_2 \mu^{-1} \left[\mathbf{n}, \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} \right] + \alpha_1 \alpha_2 \mu^{-1} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \left[\mathbf{n}, \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \xi} \right] - \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0. \quad (8)$$

Действуя на (6) оператором $\mu^{-1}(\partial/\partial \xi)$ и умножая его векторно на \mathbf{n} , имеем

$$\mu^{-1} \left[\mathbf{n} \left[\mathbf{n}, \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \xi^2} \right] \right] + \left[\mathbf{n}, \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t \partial \xi} \right] + \mu^{-1} \alpha_1 \left[\mathbf{n}, \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t \partial \xi} \right], \quad (9)$$

Далее, действуя на (8) оператором $\partial/\partial t$ и вычитая его из (9), с последующим умножением результата на μ и упрощением его с учетом (5б) имеем

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \xi^2} - (\alpha_1 - \alpha_2) \left[\mathbf{n}, \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t \partial \xi} \right] - (\epsilon \mu - \alpha_1 \alpha_2) \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (10)$$

При допущении $\alpha_1 = \alpha_2$ уравнение (10) сводится к уравнению электромагнитной волны в изотропной магнитоэлектрической среде в виде

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial \xi^2} - m^2 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (11)$$

где m (см. (1)) играет роль коэффициента преломления исследуемой среды. Из (1) видно, что из-за вещественности α , m в магнитоэлектрических средах будет меньше, чем в других средах, обладающих такими же ϵ и ρ . Это обстоятельство дает возможность применить метод спектральной прозрачности к ряду веществ, обладающих магнитоэлектрическим свойством.

Литература

- [1] К. С. Шифрин, А. Я. Перельман. Опт. и спектр., 20, 143, 1966.
- [2] R. Penndorf. Result of an approximation method to the Mic theory. Geophys. res. Directorate, Massach., USA, 1959.
- [3] Г. Вандер Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ., М., 1966.
- [4] К. С. Шифрин, А. Я. Перельман, В. Г. Бахтияров. Опт. и спектр., 20, 692, 1966.
- [5] А. С. Лагунов, З. В. Карязова, М. А. Бородкина. Опт. и спектр., 47, 1196, 1979.
- [6] D. Dh. Tellegen. Phys. Res. Rep., 3, 81, 1948.
- [7] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред., 158, 1959.
- [8] И. Е. Дзялошинский. ЖЭТФ, 9, 881, 1959.

Поступило в Редакцию 16 июня 1980 г.

УДК 539.184

РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ Ag I и Ag II

Г. Л. Плехоткина

Для атома серебра в настоящее время имеются работы по экспериментальному [¹⁻¹³] и теоретическому [^{7, 14}] исследованию таких радиационных констант, как силы осцилляторов и вероятности спонтанных переходов. Однако радиационные времена жизни возбужденных состояний атома и первого иона серебра, представляющие особенно большой интерес в связи с осуществлением [¹⁵] лазерной генерации на восьми переходах Ag II в спектральной области 2243–3820 Å, изучены недостаточно [¹⁶⁻¹⁸].

Цель настоящей работы состояла в проведении систематических экспериментальных исследований радиационных времен жизни возбужденных состояний Ag I и Ag II. При этом использовался многоканальный вариант импульсного метода задержанных совпадений [¹⁹]. Экспериментальная установка и методика обработки результатов измерений аналогичны [²⁰]. Частота возбуждающих импульсов (от 420 кГц до 3.2 МГц) и длительность импульса в диапазоне 10–40 нс подбирались отдельно для каждого состояния. Энергия возбуждающих электронов могла изменяться в пределах 20–30 эВ и выбиралась с учетом положения максимума функции возбуждения исследуемой спектральной линии.

В работе впервые получены значения радиационных времен жизни двенадцати атомных и семи ионных возбужденных состояний серебра. Результаты приведены в таблице,¹ причем доверительный интервал указан с доверительной вероятностью 0.95.

Кривые распада возбужденных состояний Ag I и Ag II, отмеченные в таблице значком *, можно разложить на две экспоненциальные составляющие, причем доля их каскадного заселения была незначительной (1.5–11)%, за исключением, состояний $7s^2S_{1/2}$ и $5p^4D^{\circ}_{3/2}$, где эта величина составляла соответственно 19% и превышала 20%. Во всех остальных случаях кривые распада были моноэкспоненциальными.

¹ Классификация спектральных термов соответствует [²¹]. При идентификации оптических переходов учитывались результаты работ [^{22, 23}].