

ляется возможным связать эту последовательность с закономерным изменением каких-то определенных свойств растворителей, будь то параметры потенциала Леннарда-Джонса или параметр растворимости, являющийся усредненной характеристикой межмолекулярного поля растворителя [2]. В смешанных растворителях ($\text{CCl}_4 + \text{C}_6\text{H}_6$) полуширина линии $S_0(1)$ увеличивается почти линейно с объемной концентрацией четыреххлористого углерода. Вероятно, взаимодействие молекул растворителя и водорода (несмотря на малые размеры последней), нельзя описывать с помощью модели парных взаимодействий; существенно сказывается и остальное окружение.

Зависимость $\Delta\nu_{1/2}$ от вращательного квантового числа наиболее полно удается проследить в спектре раствора во фреоне-12. Начиная с $J=1$ наблюдается уменьшение полуширины линий с увеличением J . Такая закономерность кажется вполне естественной и обычно обнаруживается при теоретическом [4] и экспериментальном [5] изучении влияния межмолекулярных взаимодействий на ширину вращательных линий. Однако во всех исследованных случаях линия $S_0(0)$ уже линии $S_0(1)$. Аналогичный факт наблюдался в спектре дейтерия, растворенного в SF_6 [6], и в спектре жидкого водорода [7]. Вероятно, возмущения уровня $J=0$ меньше, чем уровня $J=1$. Действительно, нижний вращательный уровень невырожден. Должно отсутствовать снятие вращательного вырождения. Флуктуационное уширение также для него должно быть меньше.

Линии ветви $S_1(J)$, наблюдаемые только в спектре раствора в SF_6 , оказались заметно шире соответствующих линий $S_0(J)$, т. е. возмущение колебательного движения существенно сказывается на ширине вращательных компонент. Однако для выяснения природы этого уширения необходимы дальнейшие исследования.

Авторы благодарны М. О. Буланину за обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] D. Robert, L. Galatry. J. Chem. Phys., 55, 2347, 1971.
- [2] М. О. Буланин, Н. Д. Орлова. Опт. и спектр., 15, 208, 1963.
- [3] В. Р. Stoicheff. Canad. J. Phys., 35, 730, 1957.
- [4] С. G. Gray, J. Van Kranendonk, Canad. J. Phys., 44, 2411, 1966.
- [5] K. S. Jammu, G. S. St. John, H. L. Welsh. Canad. J. Phys., 44, 797, 1966.
- [6] W. Holzer, J. Le Duff, R. Ouillon. Compt. rend., 273, B313, 1971.
- [7] S. S. Bhatnagas, E. J. Allin, H. L. Welsh. Canad. J. Phys., 40, 9, 1962.

Поступило в Редакцию 23 мая 1973 г.

УДК 533.9.082.5

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ДАЛЬНОМ ИНФРАКРАСНОМ (СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ) ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ МАХА-ЦАНДЕРА

А. Н. Колеров и Г. Д. Петров

В работах [1-3] показана перспективность использования дальнего инфракрасного (субмиллиметрового) диапазона длин волн для бесконтактной диагностики сравнительно плотной, а также гетерогенной плазмы. Один из наиболее перспективных методов диагностики — интерферометрический — был рассмотрен ранее, причем анализировалась работа как двухлучевого [1], так и многолучевого [3] интерферометров. В качестве двухлучевого интерферометра рассматривался интерферометр типа Майкельсона. К сожалению, в некоторых случаях такой интерферометр не может быть применен для исследования плазменных объектов, и более удобным представляется интерферометр типа Маха-Цандера.

Настоящая работа посвящена изложению результатов измерения концентрации электронов в газоразрядной плазме интерферометром Маха-Цандера на длине волны 337 мкм. Схема установки приведена на рис. 1. Излучение непрерывного газового лазера 1 модулировалось прерывателем 2 и расщеплялось делителем 4 на два пучка. Зеркало 5 имело радиус кривизны 2 м, а зеркало 6 — 5 м; замена плоских зеркал на сферические повышала контраст интерференционной картины и величину сигнала. Лазер работал в одномодовом режиме и излучение было высокочогерентно. Исследовалась плазма дугового разряда 7 в аргоне, помещенная в однородное магнитное поле 8. Электроды выполнялись из жаростойких материалов в виде полых конусов, излучение лазера пропусклось по оси. Длина разрядного промежутка составляла

1 см. Фторопластовая линза 3 фокусировала излучение в центральную часть дуги. Делители 4 имели по две степени свободы, а зеркала 5 и 6 — по четыре. Зеркала 5 и 6 могли перемещаться с помощью микрометрических винтов в направлении, указанном на рис. 1 стрелкой. Смещение зеркал регистрировалось с точностью 0.5 мкм. Перемещение одного из зеркал вызывало смещение интерференционной картины, которая регистри-

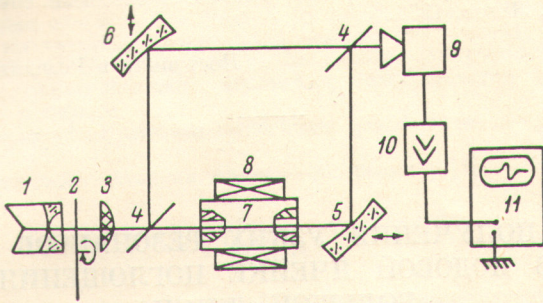


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки интерферометра Маха—Цандера.

ровалась приемным устройством 9, 10, 11. Искажения фазовых фронтов при перемещении зеркала 5 или 6 отсутствовали, что позволяло снять градуировочную кривую, необходимую при измерении малых набегов фазы. При проверке искажений фазовых фронтов было снято не менее 100 периодов интерференционной картины. Инструментальная погрешность прибора при этом не превышала 3–4%. Контраст интерференционной картины в отсутствие магнитного поля — 70%. При измерениях интерферометр настраивался на минимум сигнала, затем включался разряд и зеркало 5 перемещалось до получения минимального значения сигнала. Концентрация электронов находилась из выражения

$$N_e = 2.24 \cdot 10^{13} \frac{\Delta l}{\lambda L},$$

где λ — длина волны излучения; l — величина смещения зеркала 5, соответствующая периоду интерференционной картины; Δl — величина смещения зеркала 5, необходимая для компенсации сдвига интерференционной картины; L — длина столба плазмы.

Значения N_e в зависимости от величины магнитного поля приведены на рис. 2. Здесь же отложены значения N_e , полученные по фарадеевскому вращению плоскости поляризации [2] и трехзеркальным интерферометром [3]. Среднеквадратичная погрешность по серии из 10 измерений составила 30%. Чувствительность составила примерно 0.1 полосы, что соответствует электронной концентрации $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Основной вклад в величину случайной погрешности вносило неточное измерение L , а также поворот плоскости поляризации при прохождении излучения через плазму в магнитном поле, что изменяло коэффициент отражения от делителей 4 и уменьшало контраст интерференционной картины. Хотя интерферометр типа Маха—Цандера обладает некоторыми преимуществами перед интерферометрами других типов при исследованиях в оптическом диапазоне [4] (например, возможность локализовать интерференционную картину в любой плоскости исследуемого объекта), при исследованиях в субмиллиметровом диапазоне эти преимущества становятся менее существенными. В то же время в связи с большим числом степеней свободы схемы (в нашем случае число степеней свободы равнялось 12) возрастают трудности юстировки прибора и падает его виброустойчивость. Тем не менее в ряде случаев при исследовании плотной, а также гетерогенной плазмы использование интерферометра Маха—Цандера вполне оправдано.

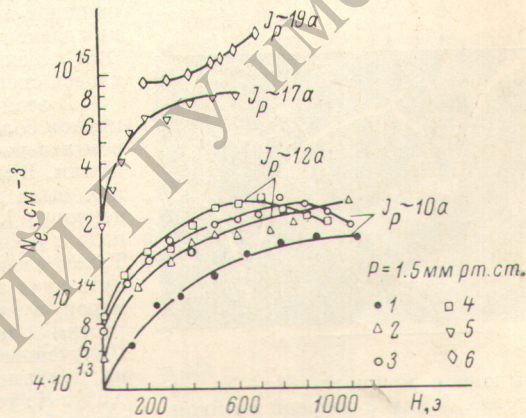


Рис. 2. Зависимость N_e от величины напряженности магнитного поля H ; при различных значениях тока разряда J_p .

1, 2 — измеренные многолучевым интерферометром, 3, 5 — измеренные интерферометром Маха—Цандера, 6 — измеренные по фарадеевскому вращению плоскости поляризации.

- [1] А. И. Петряков, Г. Д. Петров, П. А. Самарский. ТВТ, № 4, 1972.
 [2] А. Н. Колеров, В. Д. Кутовой, Г. Д. Петров. ТВТ, № 3, 1973.
 [3] А. Н. Колеров, Г. Д. Петров. ТВТ, № 5, 1973.
 [4] Г. Г. Долгов, Г. Д. Петров. Физ. сб. X Всесоюз. совещ. по спектроскопии, вып. 4, Львов, 1956.

Поступило в Редакцию 6 июня 1973 г.

УДК 621.373.585.06

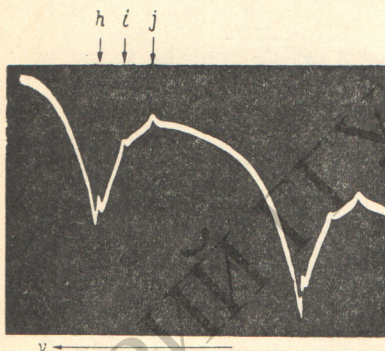
ПОЛУЧЕНИЕ УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ В ИОДОВОЙ ЯЧЕЙКЕ ПОГЛОЩЕНИЯ БОЛЬШОЙ ДЛИНЫ

В. И. Бобрик, Ю. Д. Коломников и Б. С. Мозильницкий

Создание оптических стандартов частоты на основе высокостабильных лазеров с молекулярными ячейками поглощения является актуальной проблемой [1]. Для достижения высоких значений стабильности и воспроизводимости частоты излучения лазеров необходимо увеличение контрастности резонансов (пиков) мощности, которые являются частотными дискриминаторами для системы автоматической подстройки.

В работах [2-4] сообщалось о получении пиков в выходном излучении He-Ne лазера 0.63 мкм с внутренней иодовой ячейкой поглощения. По данным авторов указанных работ, полученные ими пики обладали шириной порядка 4.5 Мгц и контрастностью 0.1% при давлении паров J_2 в ячейке, равном $4 \cdot 10^{-2}$ тор. Для выделения пиков на фоне шумов использовалась специальная дифференциальная методика.

В этой заметке мы сообщаем о получении пиков более высокого контраста в гелий-неоновом лазере 0.63 мкм с иодовой ячейкой поглощения. В качестве ячейки нелинейного поглощения была использована оптическая линия задержки [5], наполненная парами естественного иода и расположенная внутри резонатора лазера. Такая ячейка позволила увеличить оптический путь луча лазера в парах J_2 до 3.2 м. Давление паров в ячейке задавалось температурой оторстка с иодом и было равно $(5-8) \cdot 10^{-3}$ тор. Полученные в эксперименте пики имели ширину на полувысоте 3 Мгц и контрастность порядка 0.5%. На рисунке приведена осциллограмма, на которой четко видны три пика. Геометрия резонатора и общее давление рабочей смеси газов в лазере (~ 2.2 тор) позволили нам наблюдать только некоторые пики из всей группы пиков,



соответствующих сверхтонким компонентам линии $R(127)$ полосы 11-5 электронного перехода $B^3\Pi_{0g}^+ \rightarrow X^1\Sigma_{0u}^+$ молекулы иода. Мы идентифицировали наблюдаемые пики как пики группы h, i, j [6].

Предложенная система позволяет получить пики контрастностью в несколько процентов, так как нет принципиальных ограничений в конструировании иодовой ячейки поглощения в виде оптической линии задержки длиной 10 м и более. При увеличении оптической длины ячейки поглощения рабочее давление паров J_2 может быть заметно уменьшено, что имеет существенное значение для получения высоких значений воспроизводимости частоты излучения лазера.

Литература

- [1] D. Halford, H. Helwig, J. S. Wells. Proc. IEEE, 60, № 5, 1972.
 [2] G. R. Hanes, C. E. Dahlstrom. Appl. Phys. Lett., 14, 362, 1969.
 [3] I. D. Knox, J. Rao. Appl. Phys. Lett., 16, 129, 1970.
 [4] G. R. Hanes, K. M. Baird. Metrologie, 5, 32, 1969.
 [5] D. R. Herriott, H. J. Schulte. Appl. Opt., 4, 883, 1965.
 [6] A. J. Wallard. Sci. Instr., 5, № 9, 1972.

Поступило в Редакцию 12 июня 1973 г.