

- [4] Aglitsky E. V., Antsiferov P. S., Panin A. M. — Opt. Commun., 1984, v. 50, p. 16—18.
[5] Аглицкий Е. В., Анциферов П. С., Панин А. М. — Препринт № 2. ИСАН СССР, 1984.
[6] Анциферов П. С. — Препринт № 6. ИСАН СССР, 1984.
[7] Bearden J. A. — Rev. Mod. Phys., 1967, v. 39, p. 78.
[8] Аглицкий Е. В., Сафронова У. И., Шляпцева А. С. — В кн.: Релятивистские и радиационные явления в атомах и ионах. М., 1983.

Поступило в Редакцию 23 июля 1985 г.

УДК 541.12.035

Опт. и спектр., т. 60, в. 1, 1986

ФОТОИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ ГАЗА

Мищенко Е. Д., Ребо И. Л.

В [1, 2] по исследованию рассеяния пучков атомов и молекул использовался детектор, в котором часть модулированного пучка нейтральных частиц, входящих в детектор, пересекает электронный пучок. Образующиеся при этом ионы отделяются от нейтралов и фокусируются на электронный умножитель, служащий первым каскадом усиления. Присутствие электрических и магнитных полей существенно затрудняет работу таких детекторов.

Существуют и другие способы определения концентрации частиц атомного или молекулярного пучка, например [3], по регистрации вторичных электронов, которые образуются в результате столкновения нейтральных частиц с металлической поверхностью. Но данная методика может быть применена только для регистрации атомов и молекул в диапазоне от 0.5 до 50 кВ.

Предлагаемая методика определения концентрации атомарного или молекулярного пучка осуществляется следующим образом: ВУФ излучение от источника направляется на поток атомов рабочего газа. Фотоэлектроны, образующиеся в результате фотоионизации, попадая в электрическое поле плоского конденсатора, создаваемого двумя сетками, движутся по направлению к аноду, который расположен соосно с сетками и находится за одной из них. На анод подается высокое напряжение. Ускоренные до больших энергий фотоэлектроны возбуждают свечение катодолуминофора, нанесенного на анод, которое регистрируется с помощью установки МТУ-1. Таким образом, замена электронного пучка световым по данной методике делает возможной работу в электрических и магнитных полях. Следует отметить, что в случае равномерной плотности ВУФ излучения картина свечения катодолуминофора полностью определяет распределение концентрации атомов в потоке газа.

Экспериментальная установка представлена источником ВУФ излучения, из которого свет попадает в ионизационную камеру через монохроматор ВМ-140, на выходе которого установлена щелевая диафрагма шириной 2 мм. В качестве рабочего газа используется криптон. Направленный поток атомов формируется МКП либо газодинамическим соплом. Фотоэлектроны, образуемые в результате фотоионизации из нейтральных атомов в потоке газа, диффундируют к аноду в электрическом поле плоского конденсатора, образуемого сетками, имеющими 8 штрихов/мм и прозрачность для света 85 %. К сеткам приложены потенциалы соответственно -300 В и $+300$ В. На анод подается напряжение до 3 кВ. В сильном электрическом поле между сеткой и анодом электроны ускоряются до энергии порядка 3 кэВ и попадают на катодолуминофор, вызывая его свечение. Количество регистрируемых фотоэлектронов пропорционально концентрации атомов рабочего газа, сечению фотоионизации и объему, в котором она происходит. Свечение катодолуминофора фокусируется объективом в его фокальную плоскость, где расположена щель. Щель установлена

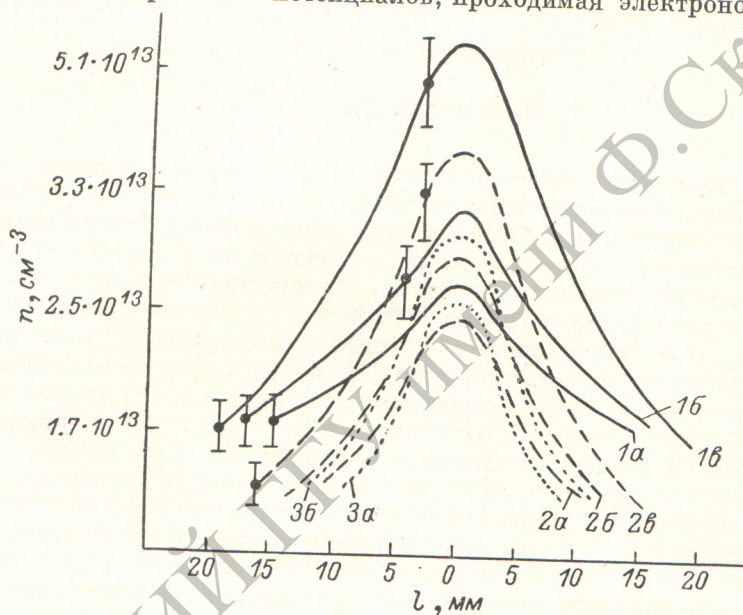
на торце камеры установки МТУ-1. Рабочая площадь катодолуминофора составляет 19 см^2 .

При перемещении ФЭУ перпендикулярно оптической оси 0—0 в горизонтальной плоскости снималась зависимость сигнала (концентрации атомов) по горизонтальной координате. При перемещении формирователя потока атомов в вертикальной плоскости определялось изменение концентрации по мере удаления от среза сопла либо МКП.

Варьируя ширину щели на торце камеры, можно было изменять пространственное разрешение. Расфокусировка электронов, возбуждающих свечение люминофора, в нашем случае составляет

$$\Delta S = 0.5D \sqrt{\frac{E_0}{U}} \approx 0.16 \text{ см},$$

где D [см] — расстояние между сетками, E_0 [эВ] — кинетическая энергия электрона, U [В] — разность потенциалов, проходимая электроном. С учетом



Распределение концентрации атомов.

1 — на расстояниях от среза сопла: а — 2, б — 5, в — 7 мм; 2 — на расстояниях от среза МКП: а — 2.1, б — 4.2, в — 7 мм; 3 — при разном давлении на входе МКП.

расфокусировки и увеличения объектива ширина щели изменялась от 0.5 до 1 мм. Градуировка производилась по ионизационной лампе ЛМ-2 при равномерном наполнении камеры рабочим газом. При этом давление в ионизационной камере изменялось от 10^{-4} до $5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Одновременно измерялся сигнал с МТУ-1 при освещении объема ионизации резонансной линией неона 735 \AA . Полученный градуировочный график позволяет с точностью до 20 % определить концентрацию атомов в объеме $2 \times 2 \times 2 \text{ мм}^3$. Чувствительность оказалась достаточной для определения концентрации до величин 10^{12} ат/см³. Градуировка выполнялась для рабочего газа криптон.

Для определения начальных координат сопла либо МКП производилось его освещение понизирующим излучением из монохроматора. При этом с внешней стенки формирователя происходила эмиссия фотоэлектронов внешнего фотоэффекта. Фотоэлектроны, ускоряясь между сетками, дают на аноде с катодолуминофором светящееся изображение. После вывода сопла из светового пучка производилось сканирование камеры МТУ-1 с шагом 1 мм. Затем поступление газа перекрывалось с помощью крана. После откачки газа производилось повторное сканирование камеры в тех же точках. Результаты распределения концентрации атомов определялись как разность значений в одних и тех же точках.

Катодолюминесцентный метод регистрации фотоэлектронов сохраняет работоспособность, согласно [4], до десятых долей тора, что успешно согласуется с проведенными экспериментами.

На рисунке приведены результаты исследования распределения концентрации атомов в струе, формируемой соплом Лавала с диаметром критического сечения 0.4 мм, диаметром выходного сечения 4 мм, длиной расходящейся части 15 мм. Давление криптона на входе в сопло 4.5 Тор. Видно, что концентрация убывает от оси сопла к периферии. При удалении на 25 мм концентрация падает в 3 раза. Полученные результаты согласуются с теорией сопла.

На рисунке показаны результаты исследования распределения концентрации атомов, формируемых МКП (диаметр канала 20 мкм, длина 1.6 мм, число каналов 110 000). Давление криптона на входе МКП 0.4 Тор. Как видно из графиков (2), концентрация атомов на оси потока монотонно падает по мере удаления от среза МКП. Это согласуется с теоретическими выводами, представленными в [5]. Можно заметить, что концентрация атомов убывает от оси МКП к периферии значительно быстрее, чем в случае использования сопла.

На этом же рисунке приведены результаты исследования распределения концентрации атомов на расстоянии 4.2 мм от среза МКП при разном давлении на входе. Полученные кривые практически подобны. Это определяется молекулярным режимом течения газа через МКП.

Литература

- [1] Collins F. G. — Rev. Sci. Instrum., 1973, v. 44, N 5, p. 647—649.
- [2] Audit P., Rouault M. — Entropie, 1967, N 18, p. 22—24.
- [3] Barnett C. F., Ray J. A. — Rev. Sci. Instrum., 1972, v. 43, N 2, p. 218—224.
- [4] Кватер Г. С., Мищенко Е. Д. — ПТЭ, 1975, т. 6, с. 203—207.
- [5] Герман М. А. — Vacuum, 1982, v. 32, N 9.

Поступило в Редакцию 19 июня 1985 г.

УДК 539.184.26 : 546.35

Опт. и спектр., т. 60, в. 1, 1986

МНОГОФОТОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПАРАХ РУБИДИЯ ПРИ СВЕРХТОНКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ

Гуцаки В. Н., Диндаров В. Э., Жолнеров В. С.,
Петрунькин В. Ю., Семенов В. В.

При разработке квантовых дискриминаторов с оптической накачкой перспективное использование может иметь явление многофотонного резонанса, детальное исследование которого проведено в [1]. Применительно к щелочным атомам эффект многофотонного резонанса проявляется в модификации СВЧ спектра переходов между состояниями сверхтонкой структуры F и F' действием интенсивного низкочастотного НЧ поля частоты ω . В результате многофотонного поглощения и переизлучения квантов НЧ поля спектр переходов $F \rightarrow F'$ приобретает вид центральной и боковых серий, симметрично отстоящих от частоты $0 \rightarrow 0$ -перехода ν_0 на величины, кратные ω . В [1] рассмотрен случай, когда ω существенно превышает частоту зеемановского расщепления магнитных подуровней, что позволяет исключить взаимное влияние переходов в соседних сериях и упростить анализ наблюдаемого спектра. В настоящей работе изучена обратная ситуация, когда величина ω много меньше частоты Лармора, причем исследовалась наиболее интересная для приложений группа «магнитонезависимых» переходов F , $m_F - F'$, $-m_F$, имеющих частоты: $\nu = \nu_0 \pm n\omega$ ($n=0, 1, 2, \dots$). Подобный режим предпочтительней с точки зрения достижения оптимальных сигналов поглощения, так как при малых ω сни-