

- [4] Пилипецкий Н. Ф., Поповичев В. И., Рагульский В. В. — ДАН СССР, 1981, т. 257, с. 1116.
 [5] Зельдович Б. Я., Шкунов В. В. — Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 2353.
 [6] Басов Н. Г., Зубарев И. Г., Мионов А. Б., Михайлов С. И., Окулов А. Ю. — ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 1678.
 [7] Рагульский В. В. — Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, с. 687.
 [8] Maier M. — Phys. Rev., 1967, v. 166, p. 113.

Поступило в Редакцию 21 июня 1984 г.

УДК 535.853

Опт. и спектр., т. 58, в. 6, 1985

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДВУХЛУЧЕВОЙ СПЕКТРОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ В ЛИНЕЙЧАТОМ СПЕКТРЕ

Морозов А. О., Самохин А. Н.

Достигнутая чувствительность как классической двухлучевой спектроинтерферометрии в сплошном спектре [1], так и резонансной интерферометрии в лазерном свете [2], обычно значительно меньше принципиально возможной. Это связано с тем, что по различным причинам не удается зондировать плазму или пары близко к максимуму рефракции исследуемых атомов, особенно при узких линиях поглощения. При двухлучевой спектроинтерферометрии в линейчатом спектре газоразрядных источников приблизиться к области максимальной рефракции атомов исследуемого элемента можно, например, зондируя объект излучением изотопа этого элемента [3], используя эффект Зеемана или просто подходящую линию другого элемента.

При этом открывается возможность одновременной диагностики нескольких компонентов плазмы или паров в тех областях спектра, где нет лазеров (например, в вакуумном ультрафиолете), с чувствительностью, не зависящей от решающей способности спектрального прибора.

В данной работе мы попытаемся теоретически обосновать возможность осуществления двухлучевой спектроинтерферометрии в линейчатом спектре с чувствительностью, близкой к физической предельной, в достаточно широком диапазоне измеряемых значений Nl и получить формулы для перехода от сдвига интерференционных полос к свойствам объекта для фойхтовских контуров зондирующей и исследуемой линий.

Распределение освещенности в интерференционной картине (ИК) для линейчатого зондирующего излучения при наличии поглощающего самосветящегося фазового объекта в одном из пучков можно получить аналогично [4]

$$I_{ик} = (I_1 + I_2 + I_3) [1 + V \cos 2\pi (vz - S)],$$

где выражения для видности V и сдвига полос S имеют следующий вид:

$$V = \frac{2\sqrt{m} |i_{12}|}{mi_1 + 1 + i_3}, \quad (1)$$

$$S = \frac{1}{2\pi} \arg i_{12} \equiv \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{\operatorname{Im} i_{12}}{\operatorname{Re} i_{12}}. \quad (2)$$

Здесь I_1, I_2, I_3 — освещенности плоскости наблюдения зондирующим пучком (с учетом поглощения в объекте), пучком сравнения и собственным излучением объекта соответственно; m — отношение освещенностей плоскости объекта зондирующим пучком (до прохождения объекта) и соответствующей плоскости в плече сравнения опорным пучком; $i_3 \equiv I_3/I_2$; v — пространственная частота интерференционных полос; z — координата, отсчитываемая на фотопластинке

в направлении, ортогональном полосам интерференции. Интеграл i_1 в формуле (1) представляет собой интегральную яркость пучка, прошедшего через объект

$$i_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} j_1(x, \alpha_1) \exp[-2aj_0(gx + \Delta, \alpha_0)] dx \quad (3)$$

Для интеграла i_{12} получается следующее выражение:

$$i_{12} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} j_1(x, \alpha_1) \exp[-aW(gx + \Delta + i\alpha_0)] dx \quad (4)$$

В формулах (3), (4) j_0 и j_1 — нормированные на площадь функции, описывающие контуры исследуемой и зондирующей линий соответственно; $W(\xi)$ — интеграл вероятности [5]. Переменная интегрирования x связана с длиной волны λ следующим образом: $x = (4 \ln 2)^{1/2} (\lambda_1 - \lambda) / \delta\lambda_D^{(1)}$, а смещение максимумов контуров $\Delta = (4 \ln 2)^{1/2} (\lambda_0 - \lambda_1) / \delta\lambda_D^{(0)}$, где λ_1 , λ_0 — длины волн зондирующей и исследуемой линий, а $\delta\lambda_D^{(1)}$, $\delta\lambda_D^{(0)}$ — ширины их доплеровских составляющих. Отношение последних определяет параметр $g = \delta\lambda_D^{(1)} / \delta\lambda_D^{(0)}$. Величины α_0 , α_1 пропорциональны отношениям ширин лорентцевской и доплеровской составляющих фойхтовских контуров исследуемой и зондирующей линий соответственно: $\alpha_0 = (\ln 2)^{1/2} (\delta\lambda_L^{(0)} / \delta\lambda_D^{(0)})$, $\alpha_1 = (\ln 2)^{1/2} (\delta\lambda_L^{(1)} / \delta\lambda_D^{(1)})$. Параметр a пропорционален измеряемой величине Nfl : $a = k (\lambda_0^2 / \delta\lambda_D^{(0)}) Nfl$ (где $k \equiv (\pi \ln 2)^{1/2} e^2 / (m_e c^2)$).

Прежде всего попытаемся получить более простую, чем (2), формулу для сдвига полос S , точность которой однако была бы сравнима с точностью интерферометрического эксперимента, т. е. не хуже нескольких процентов.

Аналитически продолжив подынтегральную функцию в i_{12} в верхнюю полуплоскость и применив метод перевала [6], получим

$$S \approx \frac{1}{2\pi} \left[-aI'(\xi_p) - \operatorname{Im} \left(\frac{\xi_p - z_{01}}{g} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{ag^2 I''(\xi_0)}{2 + ag^2 R''(\xi_0)} \right], \quad (5)$$

где $R(\xi_0) = \operatorname{Re} W(\xi_0)$, $I(\xi) = \operatorname{Im} W(\xi)$. Комплексная координата точки перевала ξ_p в этом случае равна

$$\xi_p = \xi_0 - \frac{2(\xi_0 - z_{01}) + ag^2 W'(\xi_0)}{2 + ag^2 W''(\xi_0)},$$

где ξ_0 — решение уравнения $\xi^3 - z_{01}\xi^2 - iag^2/(2\sqrt{\pi}) = 0$ ($z_{01} \equiv \Delta + i\alpha_{01}$, $\alpha_{01} \equiv \alpha_0 + g\alpha_1$), обладающее следующими свойствами: $\operatorname{sign} \operatorname{Re} \xi_0 = \operatorname{sign} \Delta$, $\operatorname{Im} \xi_0 \geq \alpha_{01}$. Для значений параметра $a \geq a_{\min}$, где $S(a_{\min}) = 0.1$, формула (5) (как показывает сравнение с расчетом по точной формуле (2)) позволяет рассчитывать сдвиг S с ошибкой, меньшей 5 % при $\alpha_1 \geq \alpha_0$ в практически наиболее важном случае, когда смещение между исследуемой и зондирующей линиями больше или равно смещению экстремума рефракции исследуемых атомов относительно линии поглощения. Причем в случае равенства этих смещений зондирующая линия должна быть уже или не более чем в 1.5 раза шире исследуемой.

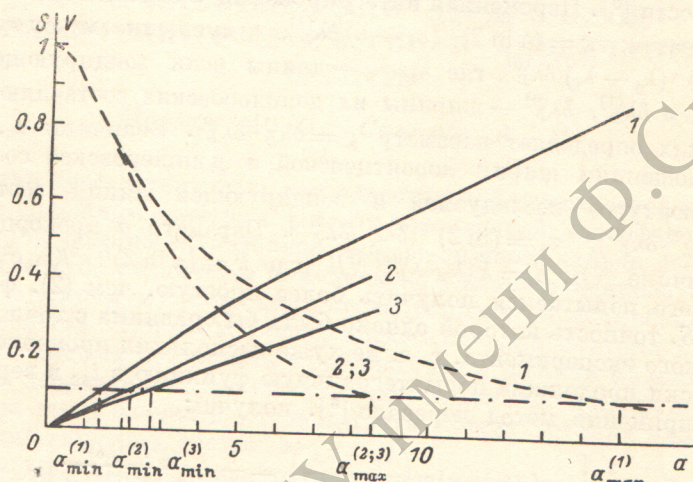
Спецификой нашего метода является соизмеримость ширин $\delta\lambda_1$ и $\delta\lambda_0$ линий спектров зондирующего излучения и исследуемого объекта, поэтому в дальнейших расчетах положим $\chi \equiv \delta\lambda_1 / \delta\lambda_0 = 1$. При этом введенная выше величина g отношения ширин доплеровских составляющих фойхтовских контуров зондирующей и исследуемой линий выражается через отношение их ширин χ следующим образом: $g = \chi p(\alpha_0) / p(\alpha_1)$, где полученная нами аппроксимационная функция $p \equiv (\ln 2)^{1/2} \delta\lambda / \delta\lambda_D \approx [\ln 2 + \alpha^2 + \alpha \exp(-0.514\alpha)]^{1/2}$ описывает ширину фойхтовского контура в долях ширины его доплеровской составляющей с ошибкой, меньшей 2.5 % для любых α .

Имея общие формулы (1)–(5), мы можем теперь перейти к исследованию условий достижения максимальной чувствительности предлагаемого метода. Расчет показывает, что одним из таких условий является близость положения Δ

максимума зондирующего контура и положения экстремума рефракции исследуемых атомов: $\Delta \approx \Delta_0$ (где функцию $\Delta_0(\alpha_0)$ можно рассчитать по полученной нами аппроксимационной формуле $|\Delta_0| \approx [0.85403 + \alpha_0^2 + \alpha_0 \exp(-0.5285\alpha_0)]^{1/2}$ с ошибкой, меньшей 2 % для любых α_0).

В этом случае величина сдвига оказывается функцией трех величин: параметра $a = 0.5 \cdot 10^{-2} p(\alpha_0)(\lambda_0^2/\delta\lambda_0)Nfl$ (где λ_0 и $\delta\lambda_0$ измеряются в Å, а Nfl в см⁻²), а также отношений ширины лорентцевской и доплеровской составляющих фойхтовских контуров зондирующей α_1 и исследуемой линий α_0 , которые задают форму контуров этих линий (при $\alpha_0 = 0$ контур доплеровский, при $\alpha \rightarrow \infty$ — лорентцевский).

На рисунке представлены рассчитанные по формуле (5) зависимости сдвига полос S (сплошные кривые) от параметра a для различных значений α_1 . Из рисунка видно, что с изменением формы зондирующего контура от доплеровской к лорентцевской (при постоянной его ширине) величина сдвига полос умень-



Зависимость сдвига S и видности V (штриховые кривые) интерференционных полос от параметра $a = 0.4163 \cdot 10^{-20} (\lambda_0^2/\delta\lambda_0) Nfl$ для различных по форме, но одинаковых по ширине зондирующих линий.

α_1 : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 10. Здесь $\chi=1$, $\alpha=0$, $\Delta=\Delta_0$, $m=1$, $i=0$.

шается, т. е. уменьшается чувствительность метода. Уменьшение чувствительности для чисто лорентцевского зондирующего контура по сравнению с доплеровским составляет 1.9 раза.

Аналогично при изменении формы исследуемой линии от доплеровской к лорентцевской чувствительность метода, как следует из такого же расчета, также падает (но не более чем в 1.8 раза). Связано это с уменьшением величины экстремума рефракции исследуемых атомов.

Таким образом, максимальная чувствительность метода достигается при доплеровской форме как зондирующего, так и исследуемого контуров. Полагая, что минимальный измеряемый сдвиг полос равен 0.1 полосы, из рисунка находим: $a_{\min} \approx 1.4$. Или для величины Nfl : $(Nfl)_{\min} \approx 3.36 \cdot 10^{-20} \delta\lambda_0/\lambda_0^2$. Наименьшее значение Nfl , которое можно измерить, например, при исследовании атомов с атомным весом $M_0=40$ (кальций) при температуре $T_0=500$ К (т. е. $\delta\lambda_0=0.01$ Å) и $\lambda_0=4000$ Å, составляет величину $(Nfl)_{\min} \approx 2 \cdot 10^{11}$ см⁻². Тогда как наименьшее значение Nfl , которое обычно измеряется в классической двухлучевой спектральной интерферометрии, порядка $10^{13}-10^{14}$ см⁻² [1].

Очевидно, что предельная чувствительность резонансной интерферометрии достигается при монохроматической зондирующей линии, смещенной относительно исследуемой линии в экстремум рефракции. Наши расчеты показывают, что уширение зондирующей линии от монохроматической до величины, равной ширине исследуемой линии, приводит к тому, что максимальная чувствительность метода становится меньше предельной всего на 30 %.

Практически доплеровской формой контуров обладают линии спектров тлеющего, высокочастотного разрядов и разряда в полом катоде при низком (единицы Тор и меньше) давлении и небольших силах разрядного тока, когда типичные концентрации возбужденных метастабильных атомов инертных газов и атомов металла $10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В этих условиях предшествующие интерферометрические методы обычно неприменимы из-за их недостаточной чувствительности. Двухлучевая же интерферометрия в линейчатом спектре оказалась достаточно чувствительной и применялась для исследования радиального распределения концентрации атомов кальция в полом катоде [3]. При этом была достигнута совпадающая с рассчитанной выше чувствительность $(Nfl)_{\min} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Оценим диапазон измеряемых значений Nfl при работе в максимуме рефракции. Верхняя граница диапазона определяется значением Nfl , при котором видимость ИК становится недостаточной для интерферометрических измерений, например равной 0.1. На рисунке штриховые линии изображают зависимость видности от параметра a для различных значений α_1 , рассчитанные по формуле (1) в случае, когда яркости опорного и предметного пучков (до прохождения объекта) равны ($m=1$), а объект слабосветящийся ($i_3 \ll 1$).

Из рисунка видно, что диапазон значений Nfl , (т. е. отношение $(Nfl)_{\max}/(Nfl)_{\min} = a_{\max}/a_{\min}$), который можно измерить с максимальной чувствительностью предлагаемым методом при доплеровском контуре зондирующей линии, составляет примерно порядок (расчеты показывают, что при удалении от линии поглощения рабочий диапазон метода быстро расширяется). Из рисунка следует также, что при изменении формы зондирующего контура от доплеровской к лорентцевской влияние «крыльев» последнего приводит как к ухудшению чувствительности, так и к уменьшению величины верхней границы метода. При таком же изменении формы исследуемой линии, как показывают расчеты, верхняя граница, наоборот, меняется мало, по-видимому, вследствие того, что изменение видности за счет роста поглощения зондирующей линии объектом отчасти компенсируется уменьшением дисперсии объекта.

Таким образом, в работе показано, что при двухлучевой спектроинтерферометрии в линейчатом спектре может быть реализована чувствительность, близкая к физическому пределу, в достаточно широком диапазоне измеряемых значений Nfl .

Авторы благодарят А. Г. Жиглинского за постановку задачи и обсуждение результатов.

Литература

- [1] Пенкин Н. П. — В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1969.
- [2] Дрейден Г. В., Зайдель А. Н., Островская Г. В., Островский Ю. И., Победоносцева Н. А., Танин Л. В., Филиппов В. Н., Шедова Е. Н. — Физика плазмы, 1975, т. 1, с. 462.
- [3] Жиглинский А. Г., Морозов А. О., Самохин А. Н., Корзинин Ю. Л., Кунд Г. Г. — В кн.: Физические основы голографии. Л., 1981.
- [4] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973.
- [5] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган. М., 1979.
- [6] Федорюк М. В. Метод перевала. М., 1977.

Поступило в Редакцию 27 июня 1984 г.

УДК 539.184.52 : 546.815

Опт. и спектр., т. 58, в. 6, 1985

РАДИАЦИОННЫЕ ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ РЬ I И РЬ II

Горшков В. Н., Веролайн Я. Ф.

Настоящая работа посвящена экспериментальному определению значений радиационных времен жизни возбужденных состояний атома и первого иона свинца. В предыдущих работах [1-3] измерялись в основном времена жизни