

Таблица 2

Сечения деполаризации для возбужденного электронного состояния с $j=3/2$ в случае атома с ядерным спином $i=1/2$ в зависимости от отношения постоянной сверхтонкой структуры A к постоянной затухания Γ

A/Γ	Круговая поляризация				Линейная поляризация			
	σ^1	β_1^1	β_2^1	β_3^1	σ^2	β_1^2	β_2^2	β_3^2
0	0.920	0.920	0	0	1.140	0	1.140	0
0.1	0.911	0.911	0	0	1.108	0	1.108	0
0.2	0.891	0.890	0.001	0	1.032	0.003	1.027	0.002
0.3	0.869	0.866	0.003	0	0.952	0.012	0.935	0.005
0.4	0.852	0.846	0.006	0	0.894	0.028	0.854	0.012
0.5	0.841	0.832	0.009	0	0.863	0.048	0.795	0.020
0.7	0.833	0.816	0.017	0	0.859	0.090	0.730	0.039
1	0.833	0.808	0.025	0	0.903	0.142	0.701	0.060
2	0.840	0.805	0.035	0	1.004	0.242	0.701	0.091
3	0.843	0.805	0.038	0	1.037	0.232	0.705	0.099
4	0.844	0.805	0.039	0	1.049	0.238	0.708	0.102
5	0.845	0.805	0.040	0	1.055	0.242	0.711	0.103
10	0.845	0.805	0.040	0	1.064	0.247	0.712	0.105
20	0.846	0.805	0.041	0	1.066	0.248	0.712	0.106

Из табл. 2 видно, что полные сечения СД σ^K , которые при $A=0$ совпадают с чисто-электронными сечениями $\sigma_{эл.}^K$, по мере роста параметра A/Γ сперва убывают, достигая минимума (для круговой поляризации при $A/\Gamma \approx 0.8$, а для плоской поляризации при $A/\Gamma \approx 0.6$), а затем начинают расти, оставаясь, однако, меньше чисто-электронных сечений $\sigma_{эл.}^K$. При неограниченном росте параметра A/Γ сечения σ^K (а также парциальные сечения β_z^K) стремятся к конечному пределу, который с точностью до долей процента достигается уже при $A/\Gamma=20$. С ростом параметра A/Γ монотонно убывает роль диагональных парциальных сечений и возрастает роль недиагональных парциальных сечений. Такая зависимость сечений СД от величины СТС является, по-видимому, общей закономерностью.

Литература

- [1] В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. Опт. и спектр., 34, 657, 1973.
- [2] В. Н. Ребане, Т. К. Ребане. Опт. и спектр., 33, 405, 1972.
- [3] А. И. Окуневич, В. И. Перель. ЖЭТФ, 58, 666, 1970.
- [4] В. Buddick. In «Adv. in Atomic and Molecular Physics», Ed. D. R. Bates and I. Esterman, 3, New York, 1967.
- [5] G. Goldman, C. Hahn, I. Neuy. Z. Physik., 225, 1, 1969.
- [6] R. W. Schmieder, A. Lurio, W. Harper. Phys. Rev., 173, 76, 1968.

Поступило в Редакцию 15 марта 1973 г.

УДК 543.420.62

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕСФОРМИРОВАННОГО КРЮКА РОЖДЕСТВЕНСКОГО ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗНАЧЕНИЯ $n\Gamma$

Ю. Г. Козлов, и Г. А. Плехотин

Для определения концентрации поглощающих атомов обычно используются крюки Рождественского, пример которых показан на рисунке, а. Однако часто не удается получить полностью сформированный крюк, что может быть в следующих случаях.

1. Интерференционная картина вблизи линии поглощения не разрешается вплоть до длин волн вершины крюка. Это может быть связано с паразитной засветкой излучением самой же линии, или с размытием картины из-за неоднородного пространственного распределения паров, см. рисунок, в.

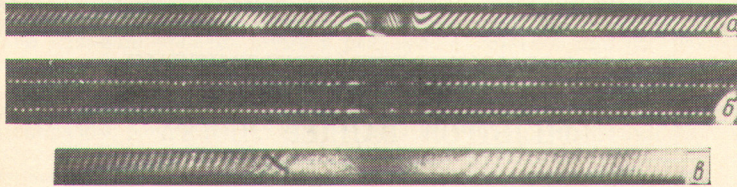
2. Пучок света, проходящий интерферометр, сильно задифрагмирован или интерферометр освещен источником, близким к точечному. При этом картина интерференции

может быть настолько узка по высоте спектрограммы, что положение вершины крюка окажется неопределенным. Такая ситуация может получиться при освещении интерферометра лазером (генерирующим в широком интервале длин волн, см. рисунок, б).

3. Крюк может быть не сформирован из-за отсутствия компенсирующего элемента (картина Пуччианти).

В настоящей работе обсуждается возможность получения информации о концентрации поглощающих атомов в перечисленных выше случаях. Для этого, как и в методе крюков, необходимо знать постоянную метода. Она может быть определена обычным способом счета полос вблизи линии поглощения, а в методе Пуччианти просто равна нулю.

Затем по картине интерференции в присутствии паров нам следовало бы определить скорость изменения фазы вблизи линии поглощения $\partial k/\partial \lambda$. Однако мы можем определить лишь отношение конечных величин Δk и $\Delta \lambda$. Для этого следует определить длины волн λ_1 и λ_2 двух любых фаз картины интерференции. Абсолютное значение k_1 и k_2 несущественно. Важно знать лишь их разность Δk .



Сформированный крюк Рождественского (а), картина интерференции при использовании пучка, эффективный диаметр которого 1 мм (б), и картина интерференции размыта вблизи линии поглощения (получены при исследовании плазмы МГД-генератора) (в).

Формула для определения скорости изменения фазы за счет присутствия паров может быть записана в виде.

$$\frac{\Delta k}{\Delta \lambda} = \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{l(n-1)}{\lambda} + \frac{\Delta p}{\Delta \lambda}, \quad (1)$$

где

$$\frac{\Delta k}{\Delta \lambda} = \frac{k_1 - k_2}{\lambda_1 - \lambda_2},$$

$\Delta p/\Delta \lambda$ — постоянная метода, n — показатель преломления паров вблизи линии поглощения, l — длина столба пара.

Используя формулу Зельмейера для одиночной линии поглощения λ_j , можно написать

$$Nfl = B \left(\frac{\Delta k}{\lambda_1 - \lambda_2} - \frac{\Delta p}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \left(\lambda_j - \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \right), \quad (2)$$

где

$$B = \frac{2\pi mc^2}{e^2 \lambda_j^2},$$

N — концентрация поглощающих атомов, f — сила осциллятора соответствующего перехода. Формула (2) справедлива для случая одиночной линии.

Эта формула позволяет определить величину Nfl во всех перечисленных выше случаях, а также и при вполне сформированном крюке. Процедура измерений должна быть следующей: в отсутствие паров определяется постоянная метода вблизи длины волны предполагаемого рабочего измерения, в присутствии паров определяется разность порядков Δk интерференции на двух любых (в принципе) длинах волн λ_1 и λ_2 , и по формуле (2) вычисляется величина Nfl . Ясно, что следует стремиться определять величину $\Delta k/\Delta \lambda$ как можно ближе к линии поглощения, так как здесь скорость изменения фазы за счет действия паров наибольшая и поэтому точность определения Nfl будет наибольшей.

Коротко остановимся на некоторых частных случаях. Величина $\Delta k/\Delta \lambda$ может оказаться равной нулю, во-первых, когда можно наблюдать вершину крюка и тогда просто $\partial k/\partial \lambda = 0$, и, во-вторых, когда можно найти длины волн полос интерференции одного и того же порядка по обе стороны от вершины крюка, например, точки λ_1 и λ_2 на спектрограмме б. Вид формулы (2) будет одинаков за исключением того, что в знаменателе для метода крюков вместо полусуммы $(\lambda_1 + \lambda_2)/2$ следует поставить длину волны λ_0 вершины крюка. При использовании картины Пуччианти величина $\partial k/\partial \lambda = 0$ и для нахождения Nfl достаточно измерить лишь величину $\Delta k/\Delta \lambda$ вблизи линии поглощения.

При обработке фотоспектрограммы удобнее пользоваться либо максимумами, либо минимумами картины интерференции, но в принципе можно пользоваться и дробными порядками. Последнее особенно удобно при фотоэлектрической регистрации спектра.

Следует отметить, что точность измерений в большинстве перечисленных способов обработки будет несколько меньше, чем в методе кружков Рождественского.

Литература

- [1] Д. С. Рождественский. Аномальная дисперсия в парах металлов. М., 1951.

Поступило в Редакцию 5 апреля 1973 г.

УДК 535.417.06

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ РЕЛЬЕФНО-ФАЗОВЫХ КОПИЙ ФИЛЬТРОВ ВАНДЕР ЛЮГТА

В. И. Протасевич и В. С. Струков

В настоящей работе рассматривается возможность использования рельефно-фазовых фильтров Вандер Люгта, изготовленных копированием [1] рельефа амплитудных голограмм-оригиналов.

Амплитудные фильтры Вандер Люгта изготавливались на установке, представляющей видоизмененный интерферометр Релея [2] на фотопластинках типа «Микрат ВР-Л» ($t_{пр.} = 5$ мин., проявитель А-108, 50%). В качестве входного объекта использовался транспарант кружка диаметром 0,40 мм, который освещался светом от лазера

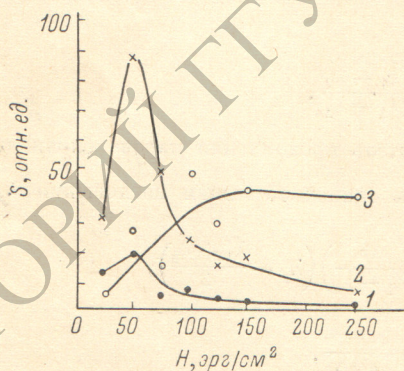


Рис. 1. Зависимость изменения величины выходного сигнала S от экспозиции для трех видов фильтров.

1 — амплитудные, 2 — отбеленные, 3 — копированные.

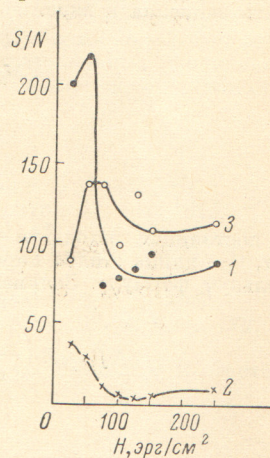


Рис. 2. Зависимость от отношения S/N от экспозиции для трех видов фильтров.

1 — амплитудные, 2 — отбеленные, 3 — копированные.

ЛГ-36. Фурье-преобразование объектного пучка производилось с помощью объектива «Индустар-11» ($f' = 300$ мм). Частота несущей интерференционной решетки составляла 100 мм^{-1} . Отношение световых потоков объектного пучка к опорному выбиралось $\rho = 2.8$, так как при этом ρ наблюдалась (для амплитудных фильтров) наибольшая величина сигнала автокорреляции. Световой поток объектного пучка измерялся в нулевом порядке дифракции. Контроль за экспозицией H (по опорному пучку) производился с помощью экспозиметра с градуированным по абсолютной чувствительности фотоумножителем типа ФЭУ-38.

Рельефно-фазовые копии были получены с одного из двух тождественных комплектов амплитудных фильтров на единой высококачественной подложке. Второй комплект отбеливался по методике, описанной в работе [3]; при этом время обработки в CuCl_2 составляло 10 мин.