УДК 535.417

К ВОПРОСУ О ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОЛОС ПРИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ НА КЛИНЕ

В. Н. Крестьянинов

Показано, что в противоположность данным работ [1, 2], при перпендикулярном падении плоскость пересечения интерферирующих лучей совпадает с той поверхностью клина, которую свет встречает последней.

В широко известных монографиях [1, 2] делается одно и то же неверное заключение, согласно которому в случае перпендикулярного падения плоскость пересечения интерферирующих лучей совпадает с той поверхностью клина, которую свет встречает первой. Найдем сначала точное

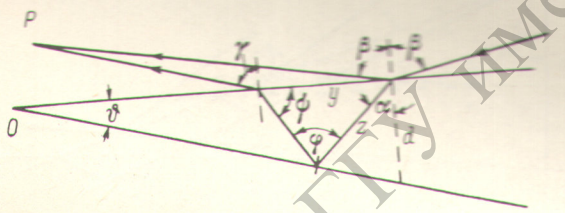

Рис. 1.

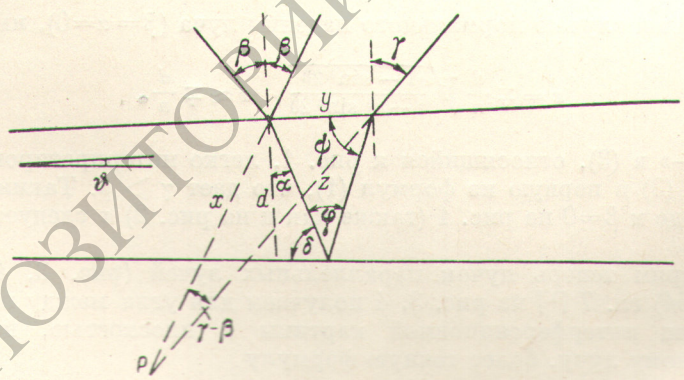

Рис. 2.

выражение для расстояния x от точки A пересечения падающего луча с передней плоскостью клина до точки P пересечения интерферирующих лучей (рис. 1, 2). Из элементарных соображений следует

$$\left.\begin{aligned} &\frac{x}{\cos\gamma}=\frac{\mp y}{\sin(\gamma-\beta)},\quad \frac{y}{\sin\varphi}=\frac{z}{\sin\psi},\quad \frac{z}{\sin(\alpha+\delta)}=\frac{d}{\sin\delta},\\ &\alpha+\delta=\frac{\pi}{2}\pm\vartheta,\quad \varphi=2(\alpha\mp\vartheta),\quad \psi=\frac{\pi}{2}\pm 2\vartheta-\alpha,\quad \frac{\sin\beta}{\sin\alpha}=\frac{\sin\gamma}{\cos\psi}=n, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где n — показатель преломления вещества клина относительно окружающей среды. Из системы уравнений (1) получаем

$$x = \mp \frac{2d\cos\vartheta\left(\mp\frac{\sin\vartheta}{n}\sqrt{n^2-\sin^2\beta}+\frac{\sin\beta}{n}\cos\vartheta\right)\sqrt{1-n^2\sin^2(\alpha\mp 2\vartheta)}}{\left[n\sin(\alpha\mp 2\vartheta)\cos\beta-\sin\beta\sqrt{1-n^2\sin^2(\alpha\pm 2\vartheta)}\right]\sqrt{1-\sin^2(\alpha\mp 2\vartheta)}}. \qquad (2)$$

В двойных знаках «$\pm$» и «$\mp$», встречающихся в уравнениях (1) и (2), верхний знак соответствует случаю действительной интерференционной картины, представленному на рис. 1, а нижний — мнимой картине (рис. 2).

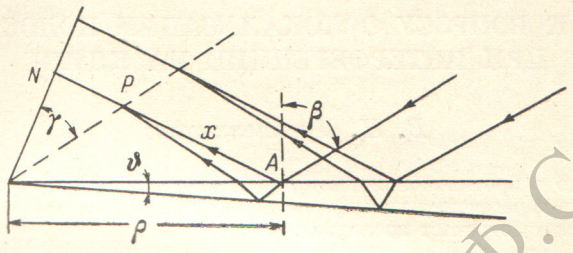

Рис. 3.

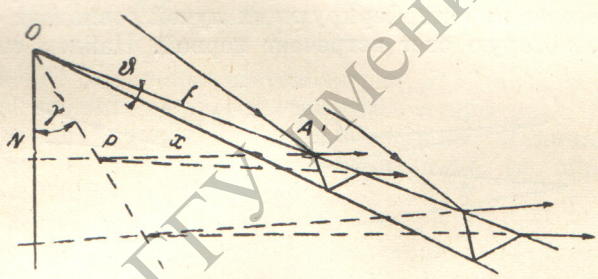

Рис. 4.

Переходя к случаю нормального падения луча ($\beta=\alpha=0$), имеем из (2)

$$x = \mp\frac{d}{n}\sqrt{\frac{1-\sin^2 2\vartheta}{1-n^2\sin^2 2\vartheta}}, \quad x \approx \mp\frac{d}{n}. \qquad (3)$$

Знак «—» в (3), относящийся к рис. 1, легко интерпретировать, если подставить (3) в первую из формул (1), что дает $\gamma > \beta$. Таким образом, при переходе к $\beta=0$ на рис. 1 (также как и на рис. 2) x следует откладывать вниз.

Рассмотрим теперь пучок параллельных лучей (рис. 3, 4). Вместо формулы (54) гл. 7 [1] из рис. 3, 4 получаем для угла между плоскостью локализации интерференционной картины и плоскостью, нормальной к отраженному лучу, более точную формулу

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{AN-AP}{ON} = \frac{\rho\sin\beta - x}{\rho\cos\beta}. \qquad (4)$$

Имея $d=\rho\operatorname{tg}\vartheta$, при $n=1$, $\beta=0$ из (3) и (4) получаем

$$\operatorname{tg}\gamma = \mp\operatorname{tg}\vartheta, \quad \gamma = \mp\vartheta, \qquad (5)$$

где знак «—» означает, что при переходе к $\beta=0$ в случае мнимой интерференционной картины (рис. 4) угол γ надо отсчитывать от луча OA по часовой стрелке. В частности, для клина с $n=1$, образованного двумя полупрозрачными зеркалами, получаем в противоположность [1, 2], что

при $\beta=0$ плоскость пересечения интерферирующих лучей совпадает с той поверхностью клина, которую свет встречает последней. Причина некорректности в [1, 2] состоит в том, что в приближенных формулах (53) в [1] и (48) в [2] не сохранен член первого порядка малости по ϑ, который становится существенным при переходе к случаю $\beta=0$.

Литература

[1] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. «Наука», М., 1970.
[2] Р. В. Поль. Оптика и атомная физика. «Наука», М., 1966.

Поступило в Редакцию 1 сентября 1975 г.
В окончательной редакции 12 октября 1977 г.