УДК 535.317.1

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕФОКУСИРОВКИ ИЗОБРАЖЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ОСЕВОГО ПУЧКА ЛУЧЕЙ

© 2009 г. **В. А. Зверев**, доктор техн. наук; **И. Н. Тимощук**, канд. техн. наук

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

Непременным условием коррекции аберраций широкого пучка лучей является соблюдение условия синусов, что в общем случае противоречит условию сохранения стигматичности изображения осевой точки предмета при ее смещении вдоль оптической оси из расчетного положения. Получены выражения, определяющие возникающую при этом сферическую аберрацию.

Коды OCIS: 200.0200, 220.0200.

Поступила в редакцию 02.09.2008.

Принято считать, что при перефокусировке изображения (при фокусировке изображения предметов, расположенных на различном расстоянии от оптической системы) нарушается постоянство углов падения лучей на поверхности линз или зеркал, что приводит к изменению достигнутой коррекции аберраций изображения, образованного оптической системой при расчетном положении предмета, а, следовательно, и к изменению (как правило, ухудшению) качества изображения. Однако, причина появления аберраций при перефокусировке изображения состоит не только в этом, она заложена в самой природе формирования изображения. Покажем это.

Выдающийся английский физик Джемс Клерк Максвелл в 1858 году сформулировал следующие условия, которым должно удовлетворять геометрически идеальное изображение, образованное оптической системой [1]:

– все лучи, вышедшие из точки предмета $A(x, y)$ и прошедшие через оптическую систему, должны сойтись (пересечься) в точке изображения $A'(x', y')$;

– каждый элемент плоскости предмета, нормальный к оптической оси и содержащий точку $A(x, y)$, должен быть изображен элементом плоскости, нормальным к оптической оси и содержащим точку $A'(x', y')$;

– высота изображения y' должна быть пропорциональна высоте предмета y, причем коэффициент пропорциональности должен быть постоянным независимо от местоположения точки $A(x, y)$ в плоскости предмета.

Будем считать, что независимо от расстояния до плоскости предмета его изображение, образованное оптической системой, удовлетворяет хотя бы первому условию Максвелла. Тогда при продольном смещении плоскости установки (плоскости наблюдения) изображения относительно его номинального положения на расстояние $\Delta z'$ расфокусировка изображения в волновой мере равна [2]:

$$W' = -\frac{n'}{\lambda}\int\limits_0^{\sigma'_{\text{кр}}} \Delta z' \sin\sigma' d\sigma', \qquad (1)$$

где σ' – угол, образованный осевым лучом с оптической осью в пространстве изображений. При осевом смещении плоскости предмета на расстояние Δz от номинального положения изменение "прогиба" сферического волнового фронта в пространстве предметов в волновой мере определяется тем же выражением в виде

$$W' = -\frac{n'}{\lambda}\int\limits_0^{\sigma'_{\text{кр}}} \Delta z \sin\sigma d\sigma = (1-\cos\sigma_{\text{кр}})/\lambda n \Delta z, \qquad (2)$$

где σ – угол, образованный осевым лучом с оптической осью в пространстве предметов.

Пусть смещение плоскости изображения на расстояние $\Delta z'$ вызвано смещением плоскости предмета на расстояние Δz. Тогда в соответствии с принципом таутохронизма имеем $W = W'$. При этом

$$n\int\limits_0^{\sigma_{\text{кр}}} \Delta z \sin\sigma d\sigma = n'\int\limits_0^{\sigma'_{\text{кр}}} \Delta z' \sin\sigma' d\sigma'. \qquad (3)$$

При условии постоянства величины $\Delta z'$ в пределах всей числовой апертуры получаем

$$\Delta z' = (n/n')(1-\cos\sigma_{\text{кр}})/(1-\cos\sigma'_{\text{кр}})\Delta z = Q\Delta z, \qquad (4)$$

где Q – продольное увеличение изображения элементарного осевого отрезка, равное

$$Q = \left(n\sin^2\frac{1}{2}\sigma_{\text{кр}}\right)\Big/\left(n'\sin^2\frac{1}{2}\sigma'_{\text{кр}}\right). \qquad (5)$$

Отсюда следует известное [3] условие Гершеля: $Q = Q(\sigma, \sigma') = \text{const}$, при выполнении которого сохраняется стигматичность изображения осевой точки предмета при ее малых перемещениях вдоль оптической оси. С другой стороны, поперечное увеличение изображения предмета определяется выражением

$$V = n\sin\sigma/(n'\sin\sigma'). \qquad (6)$$

Это выражение определяет закон синусов, впервые полученный немецким физиком Р. Клаузиусом в 1874 году и немецким физиком, математиком, физиологом и психологом Г. Гельмгольцем в том же году.

Если сферическая аберрация в изображении точки отсутствует, то соблюдение условия синусов Аббе

$$\sin\sigma/\sin\sigma' = \mathrm{const} \qquad (7)$$

определяет отсутствие комы в изображении точек вблизи оптической оси системы в пределах малой площадки, нормальной к ней. Поэтому при разработке оптических систем приборов традиционного гражданского и военного назначения с высокой степенью точности достигается соблюдение этого условия.

Из выражений (5) и (6) следует, что $V = Q$ лишь при $\sigma'_{\text{кр}} = \sigma_{\text{кр}}$. В общем случае соблюдение условия синусов Аббе противоречит соблюдению условия Гершеля, т. е. $V \neq Q$. Очевидно, что если условие Гершеля не соблюдается, что нарушается условие безаберрационного изображения продольного отрезка. Следовательно, при безаберрационном изображении осевой точки предмета в его исходном (расчетном) положении при перефокусировке изображения на предмет, расположенный на другом расстоянии от оптической системы, стигматичность изображения точки нарушается. Поэтому представляет интерес определение влияния перефокусировки изображения на его качество при $Q = \mathrm{const}$.

Дифференцируя выражение (3), находим, что

$$n\Delta z\sin\sigma d\sigma = n'\Delta z'\sin\sigma' d\sigma'. \qquad (8)$$

В результате дифференцирования закона синусов (6) получаем

$$n\cos\sigma d\sigma = Vn'\cos\sigma' d\sigma' + dVn'\sin\sigma', \qquad (9)$$

где $V = n\sin\sigma/(n'\sin\sigma')$. В результате деления левой и правой части выражения (8) на левую и правую части выражения (9), соответственно, и последующего преобразования имеем

$$\Delta z' = \left(\frac{n'\sin\sigma'}{n\sin\sigma}V^2 + \frac{dV}{d\sigma'}\mathrm{tg}\sigma\right)\Delta z. \qquad (10)$$

При $\sigma \to 0$ и $\sigma' \to 0$, т. е. в области параксиальных пучков лучей, выражение (10) принимает вид

$$\Delta z'_0 = (n'/n)V_0^2\Delta z. \qquad (11)$$

При этом сферическая аберрация в изображении точки определяется разностью величин

$$\Delta s' = \Delta z' - \Delta z'_0 = = \left[\frac{n'}{n}\left(\frac{\cos\sigma'}{\cos\sigma}V^2 - V_0^2\right) + \frac{dV}{d\sigma'}\mathrm{tg}\sigma\right]\Delta z. \qquad (12)$$

Величину V можно заменить выражением

$$V = V_0 + \Delta V = V_0(1 + \eta),$$

где $\eta = \Delta V/V_0$. Тогда выражение (12) можно представить в виде:

$$\Delta s' = \left\{\left[\frac{\cos\sigma'}{\cos\sigma}(1+\eta)^2 - 1\right]\frac{n'}{n}V_0^2 + \frac{dV}{d\sigma'}\mathrm{tg}\sigma\right\}\Delta z. \qquad (13)$$

Но $(n'/n)V_0^2\Delta z = \Delta z'_0$. При этом

$$\Delta s' = \left[\frac{\cos\sigma'}{\cos\sigma}(1+\eta)^2 - 1 + \frac{1}{V_0^2}\frac{dV}{d\sigma'}\frac{n}{n'}\mathrm{tg}\sigma\right]\Delta z'_0. \qquad (14)$$

Рассмотрим для примера оптическую систему в виде отражающей поверхности вращения второго порядка, определяемую уравнением

$$\rho^2 = 2r_0 z - (1 + b)z^2, \qquad (15)$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$, r_0 – радиус кривизны поверхности в осевой точке, b – коэффициент деформации сферической поверхности (при $b = 0$ уравнение (15) определяет сферу).

Известно, что декартовы отражающие поверхности вращения второго порядка, стигматически отображающие две осевые оптически сопряженные точки, определяются уравнением вида [4]

$$\rho^2 = 4s_0 s'_0 z/(s_0 + s'_0) - 4[s_0 s'_0/(s_0 + s'_0)]z^2, \qquad (16)$$

где s_0, s'_0 – расстояния от соответствующих геометрических фокусов образующей кривой поверхности до соответствующих ее вершин.

Дополнив декартову отражающую поверхность плоской отражающей поверхностью, получим тонкую зеркальную систему [5], для которой отрезок $a_0 = s_0$, а отрезок $a'_0 = -s'_0$. При этом поперечное увеличение изображения, образованного лучами параксиальных пучков, равно

$$V_0 = -(s'_0/s_0) = a'_0/a_0. \qquad (17)$$

Пусть $V_0 = -0{,}02^{\times}$. Тогда, используя формулу отрезков, находим, что при $f' = 100$ мм отрезок $a_0 = -5100$ мм, а отрезок $a'_0 = -102$ мм, коэффициент деформации $b = -0{,}9231065$. В результате расчета хода осевого луча при $\sigma = 0{,}01$ имеем $\mathrm{tg}\sigma' = 0{,}535$, $\eta = 0{,}0625$. Положив $\sigma = -0{,}0105$, получаем $\mathrm{tg}\sigma' = 0{,}564$, $\eta = 0{,}0689$. В результате находим, что

$$\frac{dV}{d\sigma'} \approx \frac{\Delta V}{\Delta\sigma'} = -\frac{0,000128}{0,02383} = -0,00537.$$

Малое значение угла σ позволяет принять $\cos\sigma \approx 1$, а $\mathrm{tg}\sigma \approx \sigma$. Подставив полученные значения в формулу (14), находим, что $\Delta s' = 0,1305\Delta z'_0$. При $\Delta z'_0 = -2$ мм, (при этом $a = \infty$) значение $\Delta s' = 0,261$ мм. Непосредственный расчет луча при $m = 50$ мм дает величину $\Delta s' = 0,248$ мм. Различие значений сферической аберрации обусловлено изменением хода лучей при изменении положения предмета и достаточно мало́. Таким образом, можно считать, что формула (14) вполне адекватно отображает появление и саму сферическую аберрацию при перефокусировке изображения, если $Q \neq \mathrm{const}$.

При строгом соблюдении условия синусов производная $dV/d\sigma' = 0$ и величина $\eta = 0$. При этом формулы (13) и (14) принимает вид

$$\Delta s' = [(\cos\sigma'/\cos\sigma) - 1](n'/n)V_0^2\Delta z, \qquad (18)$$

$$\Delta s' = [(\cos\sigma'/\cos\sigma) - 1]\Delta z'_0. \qquad (19)$$

По характеру коррекции аберраций образованного изображения объективы микроскопа вполне можно отнести к апланатическим системам. При обратном ходе лучей числовая апертура $\sin\sigma$ достаточно мала, что позволяет принять $\cos\sigma \approx 1$, при этом задняя числовая апертура (без иммерсии) может достигать $\sin\sigma' \approx 1$. При этом в соответствии с формулами (18) и (19) величина

$$\Delta s' = -(n'/n)V_0^2\Delta z = -\Delta z'_0.$$

Этим определяется необходимость иметь собственный комплект объективов для каждой принятой длины тубуса.

Для оценки влияния перефокусировки изображения на его качество важно знать возникающую при этом волновую аберрацию в изображении осевой точки, которая определяется выражением

$$W = \int_0^{\sigma'} \Delta s' \sin\sigma' d\sigma'. \qquad (20)$$

Заменив величину $\Delta s'$ соотношением (18), получаем

$$W = (n'/n)V_0^2\Delta z \int_0^{\sigma'} [(\cos\sigma'/\cos\sigma) - 1]\sin\sigma' d\sigma', \qquad (21)$$

где $\cos\sigma = \sqrt{1 - V_0^2\sin^2\sigma'}$. Подстановка $V_0\sin\sigma' = \sin x$ позволяет преобразовать выражение (21) к виду

$$W = (n'/n)\Delta z\left(\int_0^{x} \sin x dx - V_0\int_0^{\sigma'} \sin\sigma' d\sigma'\right).$$

Выполнив интегрирование, получаем

$$W = [1 - \cos\sigma - V_0^2(1 - \mathrm{co}\sigma')](n'/n)\Delta z, \qquad (22)$$

где $\cos\sigma = \sqrt{1 - \sin^2\sigma} = \sqrt{1 - V_0^2\sin^2\sigma'}$,

$$\cos\sigma' = \sqrt{1 - \sin^2\sigma'} = \sqrt{1 - (1/V_0^2)\sin^2\sigma}.$$

Выражение (22) можно применить для определения влияния изменения длины тубуса объектива микроскопа на возникающую при этом волновую аберрацию [6]. При перефокусировке изображение естественным образом наблюдается в плоскости наилучшей установки. При этом остаточная волновая аберрация равна

$$W_{\text{ост}} = \int_0^{\sigma'} (\Delta s' - \Delta)\sin\sigma' d\sigma'. \qquad (23)$$

Полагая при $\sigma' = \sigma'_{\text{кр}}$ величину $W_{\text{ост}} = 0$, находим, что

$$\Delta = [1/(1 - \cos\sigma'_{\text{кр}})]\int_0^{\sigma'_{\text{кр}}} \Delta s' \sin\sigma' d\sigma'.$$

Значение угла σ', при котором величина $W_{\text{ост}}$ принимает экстремальное значение, можно найти, решив уравнение

$$\frac{dW_{\text{ост}}}{d\sigma'} = (\Delta s' - \Delta)\sin\sigma' = 0. \qquad (24)$$

В соответствии с формулой Ньютона $zz' = ff' = -(n/n')f'^2$. При перефокусировке изображения с бесконечно удаленного предмета на предмет, находящийся на конечном расстоянии, плоскость изображения образованного лучами параксиального пучка смещается из фокальной плоскости на расстояние, равное

$$z' = \Delta z'_0 = (1/z)ff' = -(n/n'z)f'^2. \qquad (25)$$

Положив в выражении (19) $\cos\sigma = 1$ и заменив величину $\Delta z'_0$ соотношением (25), получаем

$$\Delta s' = (1/z)(1 - \cos\sigma')(n/n')f'^2. \qquad (26)$$

При этом волновая аберрация определяется выражением

$$W = \int_0^{\sigma'} \Delta s' \sin\sigma' d\sigma' = \frac{n}{n'z}f'^2\int_0^{\sigma'} (1 - \cos\sigma')\sin\sigma' d\sigma' = \frac{n}{2n'z}f'^2(1 - \cos\sigma')^2. \qquad (27)$$

При диафрагменном числе объектива, равном K, величина $\cos\sigma'_{\text{кр}} = \sqrt{1 - \sin^2\sigma'_{\text{кр}}} = \sqrt{1 - 1/4K^2}$. Пусть при этом величина $z = -qf'$.

Тогда при $n = n'$

$$W_{\text{кр}} = -1/2qf'\left(1-\sqrt{1-1/4K^2}\right)^2. \qquad (28)$$

Отсюда следует, например, что при $q = 10$ и $f' = 20$ мм величина

$$-W_{\text{кр}} \geq \left(1-\sqrt{1-1/4K^2}\right)^2, \qquad (29)$$

где $0{,}5 \leq K < 8$. При $K = 0{,}5$ – $W_{\text{кр}} = -1$ мм.

Вычисленные для ряда значений K значения величины $W_{\text{кр}}$ представлены в таблице.

Из сопоставления данных, приведенных в таблице, следует, что увеличение относительного отверстия ($K < 2$) объектива вызывает стремительный рост влияния перефокусировки изображения в соответствии со сферической аберрацией. Для снижения этого влияния можно рекомендовать вести оптимизацию параметров оптической системы по критерию качества изображения для предмета, удаленного от оптической системы на расстояние, приемлемое по качеству изображения при его перефокусировке на бесконечно удаленный предмет.

Аберрацию можно существенно уменьшить путем смещения плоскости установки изображения на некоторое расстояние Δ. В этом случае волновая аберрация определяется выражением

$$W = \int_0^{\sigma'} (\Delta s' - \Delta)\sin\sigma' d\sigma' =$$
$$= (n/n'z)f'^2\left(1-\cos\sigma' - \frac{1}{2}\sin^2\sigma'\right) - (1-\cos\sigma')\Delta. \qquad (30)$$

Величина Δ, при которой $W_{\text{кр}} = W(\sigma'_{\text{кр}}) = 0$, равна

$$\Delta = (n/n')[(1-\cos\sigma'_{\text{кр}})/2z]f'^2. \qquad (31)$$

Подставив это соотношение в выражение (30), получаем

$$W = (n/2n'z)f'^2(\cos\sigma'_{\text{кр}} - \cos\sigma')(1-\cos\sigma'). \qquad (32)$$

Отсюда следует, что при $\sigma' = 0$ и при $\sigma' = \sigma'_{\text{кр}}$ величина $W = 0$. Угол σ', при котором величина W принимает экстремальное значение, найдем из условия $\frac{dW}{d\sigma'} = 0$. Из выражения (32) находим, что

$$\frac{dW}{d\sigma'} = \frac{n}{2n'z} f'^2(1+\sigma'_{\text{кр}} - 2\cos\sigma')\sin\sigma'.$$

K	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50
$W_{\text{кр}}$, мкм	17,95	6,97	3,27	3,27	1,01	0,63	0,41

Следовательно, $\frac{dW}{d\sigma'} = 0.$ при $\sigma'_{exh} = 0$ и при $\sigma'_{exh} = \arccos(1 + \cos\sigma'_{\text{кр}})/2$. При $\sigma'_{exh} = 0$ величина $W = 0$. Подставив $\cos\sigma'_{exh} = (1 + \cos\sigma'_{\text{кр}})/2$ в выражение (32), получаем

$$W_{exh} = -(n/8n'z)f'^2(1-\cos\sigma'_{\text{кр}})^2. \qquad (33)$$

Из сопоставления выражений (27) и (33) следует, что смещение плоскости установки изображения позволяет в четыре раза уменьшить величину остаточной аберрации в изображении точки, возникающей при его перефокусировке.

Процесс фокусировки изображения сводится к совмещению плоскости установки с плоскостью наилучшей установки изображения. Остаточная расфокусировка изображения $\delta L_{\text{ост}}$ представляет собой сумму расфокусировок δL_i, обусловленных отклонениями конструктивных параметров оптической системы от номинальных значений, т. е.

$$\delta L_{\text{ост}} = \sum_{i=1}^{i=k} \delta L_i. \qquad (34)$$

Следовательно, суммарная расфокусировка изображения представляет собой случайную величину, характер изменения которой согласно центральной предельной теореме Ляпунова определяется законом нормального распределения случайной величины. Погрешность фокусировки изображения – тоже случайная величина, значение которой не должно превосходить допустимую. Допустимое значение остаточной расфокусировки изображения определяется назначением оптической системы.

Если диаметр пятна рассеяния в изображении точки во много раз превышает диаметр дифракционного пятна, то можно считать, что при продольной расфокусировке изображения, равной δL, пятно рассеяния представляет собой равномерно освещенный круг диаметром $d' = 2\delta L\,\mathrm{tg}\sigma'$. При этом требование к допустимому значению расфокусировки можно определить очевидным условием

$$\delta L_{\text{доп}} \leq d'_{\text{доп}}/(2\mathrm{tg}\sigma'_{\text{кр}}), \qquad (35)$$

где $d'_{\text{доп}}$ – допустимое значение пятна рассеяния (диаметр кружка нерезкости) в плоскости установки изображения.

При расфокусировке изображения, равной δL, волновая аберрация определяется выражением

$$W = \int_0^{\sigma'} (\Delta s' - \delta L)\sin\sigma' d\sigma'.$$

Будем считать, что в рассматриваемом случае оптическая система образует безаберрационное изображение точки, т. е. $\Delta s' = 0$. Тогда

$$W = \left(\sqrt{1-\sin^2\sigma'} - 1\right)\delta L.$$

Даже при $\sin\sigma' = 0{,}5$ с погрешностью порядка 1% можно принять, что

$$W \approx -(1/2)\delta L \sin^2\sigma'. \qquad (36)$$

Световое возмущение $u(x', y')$ в изображении точки определяется преобразованием Фурье зрачковой функции

$F(m', M') = |F(m', M')|\exp[ikM(m', M')]$, представляющей собой комплексную амплитуду возмущения на выходном зрачке [7], т. е.

$$u(x', y') = = C\iint_{\Sigma'} F(m', M')\exp[-ik(m'x' + M'y')/R']dm'dM',$$

где Σ' – площадь выходного зрачка, m', M' – координаты точки пересечения луча с плоскостью зрачка, x', y' – координаты точки в плоскости установки изображения, $k = 2\pi/\lambda$, C – комплексная постоянная величина.

Положив $F(m', M') = \text{const}$, а $x' = y' = 0$, в полярной системе координат получаем

$$u(0,0) = \tilde{C}\int_0^1\int_0^{2\pi} \exp\left[ikW(\rho', \theta)\right]\rho' d\rho' d\theta, \qquad (37)$$

где $m' = a'\rho'\cos\theta$, $M' = a'\rho'\sin\theta$, a' – половина диаметра выходного зрачка, при этом $0 \le \rho' \le 1$. Заменив в выражении (37) функцию $W(\rho', \theta)$ соотношением (36) в виде $W = -(1/2)\delta L\sin^2\sigma' = -(1/2)(a'^2\rho'^2/R'^2)\delta L$, получаем

$$u(0,0) = \pi\tilde{C}\int_0^1 \exp[-ik(a'^2/2R'^2)\delta L t']dt', \qquad (38)$$

где $t' = \rho'^2$. При $\delta L = 0$ – $u_0(0, 0) = \pi\tilde{C}$.

При этом

$$\tilde{u}(0,0) = u(0,0)/u_0(0,0) = = \int_0^1 \exp[-(1/2)ik\delta L(a'^2/2R'^2)t']dt'. \qquad (39)$$

В соответствии с формулой Эйлера

$$\tilde{u}(0,0) = C - iS,$$

где

$$C = \int_0^1 \cos\left(\frac{1}{2}k\delta L\frac{a'^2}{R'^2}t'\right)dt' = \sin\left(\frac{1}{2}k\delta L\frac{a'^2}{2R'^2}\right)\Bigg/\left(\frac{1}{2}k\delta L\frac{a'^2}{2R'^2}\right),$$

$$S = \int_0^1 \sin\left(\frac{1}{2}k\delta L\frac{a'^2}{R'^2}t'\right)dt' = 1 - \cos\left(\frac{1}{2}k\delta L\frac{a'^2}{2R'^2}\right)\Bigg/\left(\frac{1}{2}k\delta L\frac{a'^2}{2R'^2}\right).$$

При этом число Штреля определится выражением вида

$$E_{\text{Ш}} = C^2 + S^2 = = \sin^2\left(\frac{1}{4}k\delta L\frac{a'^2}{2R'^2}\right)\Bigg/\left(\frac{1}{4}k\delta L\frac{a'^2}{2R'^2}\right)^2 = = \sin^2\left[(\pi/2\lambda)\delta L\sin^2\sigma'_{\text{кр}}\right]\Big/\left[(\pi/2\lambda)\delta L\sin^2\sigma'_{\text{кр}}\right]^2, \qquad (40)$$

где $\sin\sigma'_{\text{кр}} = a'/R'$. Полученное выражение представляет собой уточненное выражение, приведенное в [2]. Легко убедиться, что при $|W| = \lambda/4$ число Штреля $E_{\text{Ш}} = 0{,}81$, т. е. в рассматриваемом случае критерий четверти длины волны Релея практически эквивалентен критерию Марешаля, соблюдение которого соответствует условию $E_{\text{Ш}} \ge 0{,}81$. Наиболее широко используемым критерием для установления предельно допустимой расфокусировки изображения является условие $|W| \le \lambda/4$, а для более точных систем – условие $|W| \le \lambda/8$ [1].

Выполненный анализ влияния расфокусировки на качество изображения позволяет сделать вывод о том, что допустимое значение расфокусировки изображения определяется назначением системы, а, следовательно, предъявляемыми требованиями к качеству образованного ею изображения. В том случае, когда величиной аберрационного пятна рассеяния по сравнению с величиной дифракционного можно пренебречь, допустимая волновая расфокусировка изображения должна удовлетворять условию

$$(\lambda/8) \le \left|W_{\text{доп}}\right| \le (\lambda/4) \qquad (41)$$

или в соответствии с соотношением (36)

$$\lambda/(4\sin^2\sigma'_{\text{кр}}) \le \delta L_{\text{доп}} \le \lambda/(2\sin^2\sigma'_{\text{кр}}). \qquad (42)$$

Учитывая условия (41) и (42), соотношение (36) удобно представить в виде

$$\delta L_{доп} = -2W_{доп} / \sin^2\sigma'_{кр} \quad (43)$$

или

$$\delta L_{доп} = -2V_0^2 W_{доп} / \sin^2\sigma_{кр}, \quad (44)$$

где σ – апертурный угол в пространстве предметов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Уэзерелл У*. Оценка качества изображения. В книге “Проектирование оптических систем” / Пер. с англ. под ред. Шеннона Р., Вайанта Дж. М.: Мир, 1983. 432 с.
2. *Слюсарев Г.Г.* Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 672 с.
3. *Чуриловский В.Н*. Теория оптических приборов. М.–Л.: Машиностроение, 1966. 564 с.
4. *Зверев В.А*. Основы геометрической оптики. СПб: изд. ГИТМО (ТУ), 2002. 218 с.
5. *Зверев В.А., Шепелевич А.Н*. Понятие тонкого компонента в системе отражающих поверхностей // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 12. С. 21–26.
6. *Грамматин А.П*. Зависимость волновой сферической аберрации от перемещения предмета в апланатических системах // Оптический журнал. 1994. № 8. С. 30–33.
7. *О’Нейл Э*. Введение в статистическую оптику. М.: Мир, 1966. 254 с.