

Таблица 5

l	γ	$\varphi=0$	$\pi/8$	$\pi/4$	$3/8 \pi$	$\pi/2$
1	0,8	$-0,481$	$-0,482$	$-0,492$	$-0,499$	$-0,501$
		$-0,481$	$-0,498$	$-0,512$	$-0,511$	$-0,501$
	0,75	$-0,479$	$-0,481$	$-0,494$	$-0,502$	$-0,504$
		$-0,479$	$-0,503$	$-0,522$	$-0,519$	$-0,504$
2	0,8	$-0,502$	$-0,486$	$-0,491$	$-0,492$	$-0,493$
		$-0,502$	$-0,614$	$-0,666$	$-0,612$	$-0,493$
	0,75	$-0,506$	$-0,486$	$-0,491$	$-0,492$	$-0,492$
		$-0,506$	$-0,659$	$-0,737$	$-0,666$	$-0,492$

Следует отметить, что в любом сечении $x = \text{const}$ каждая из функций G_1, G_2, z_0, z_1, z_2 имеет одинаковые значения в точках срединной поверхности, симметричных относительно осей эллипса сечения. Кроме того, вдоль сечений $\varphi = \text{const}$ имеют место равенства $G_1(x) = G_2(1-x)$; $z_0(x) = z_0(1-x)$; $z_1(x) = z_2(1-x)$.

Поступила 18 VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Немировский Ю. В., Старостин Г. И. О возможности реализации безмоментного состояния оболочек путем армирования. — Докл. АН СССР, 1971, т. 196, № 4.
2. Немировский Ю. В., Старостин Г. И. Безмоментные армированные осесимметричные оболочки. — Изв. АН СССР. МТТ, 1972, № 3.
3. Рождественский Б. Л., Яненко И. П. Системы квазилинейных уравнений. М., Физматгиз, 1968.
4. Новожилов В. В. Теория тонких оболочек. Л., Судпромгиз, 1962.
5. Гольденвейзер А. Л. Теория упругих тонких оболочек. М., Гостехиздат, 1953.

УДК 539.374

РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ
УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

В. М. Мирсалимов

(Липецк)

Рассматривается упругопластическая задача для плоскости, ослабленной бесконечным рядом круговых отверстий. Предполагается, что уровень напряжений и расстояние между отверстиями таковы, что круговые отверстия целиком охватываются соответствующей пластической зоной, при этом соседние пластические области не сливаются. Также рассматривается обратная упругопластическая задача в условиях плоской деформации для неограниченной плоскости, ослабленной периодическим рядом отверстий. Периодическим задачам теории упругости и пластичности с неизвестной границей был посвящен ряд работ [1—8]. В отличие от работ [1—8], в которых использовался метод возмущений, для решения периодических упругопластических задач применяется другой метод, позволяющий получать решение при любых относительных размерах области.

1. Пусть имеется плоскость с круговыми отверстиями, имеющими радиус $R (R < 1)$ и центры в точках $P_m = m\omega$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), $\omega = 2$. Введем обозначения: L_m — контур отверстия с центром в точке P_m ; Γ_m — соответствующая упругопластическая граница; D_z — внешность контуров Γ_m .

На контуре отверстия L_m граничные условия имеют вид

$$\sigma_r = -p, \quad \tau_{r\theta} = 0.$$

Условие текучести принимается в виде

$$(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2 = 4k^2.$$

Поле напряжений в пластической зоне имеет вид [9]

$$(1.1) \quad \sigma_r = -p + 2k \ln \frac{r}{R}; \quad \sigma_\theta = 2k - p + 2k \ln \frac{r}{R}, \quad \tau_{r\theta} = 0.$$

В упругой области напряжения определяются по формулам Колосова — Мусхелишвили [10]

$$(1.2) \quad \begin{aligned} \sigma_r + \sigma_\theta &= 4\operatorname{Re}\Phi(z); \\ \sigma_\theta - \sigma_r + 2i\tau_{r\theta} &= 2[\bar{z}\Phi'(z) + \Psi(z)]e^{2i\theta}. \end{aligned}$$

На неизвестном контуре Γ_m , разделяющем упругую и пластическую области, все напряжения непрерывны. Используя формулы (1.1), (1.2), получим граничные условия на контуре Γ_m

$$\operatorname{Re}\Phi(z) = \frac{k-p}{2} + \frac{k}{2} \ln \frac{\bar{z}z}{R^2}; \quad \bar{z}\Phi'(z) + \Psi(z) = k \frac{\bar{z}}{z}.$$

Перейдем на параметрическую плоскость комплексного переменного ζ с помощью преобразования $z = \omega(\zeta)$. Аналитическая функция $z = \omega(\zeta)$ осуществляет конформное отображение области D_z на область D_ζ в плоскости ζ , являющуюся внешностью окружностей l_m радиуса λ с центрами в точках P_m .

Для определения трех аналитических функций $\varphi(\zeta) = \Phi[\omega(\zeta)]$, $\psi(\zeta) = \Psi[\omega(\zeta)]$ и $\omega(\zeta)$ получаем нелинейную краевую задачу на l_m

$$(1.3) \quad \operatorname{Re}\varphi(\zeta) = \frac{k-p}{2} + \frac{k}{2} \ln \frac{\omega(\zeta)\overline{\omega(\zeta)}}{R^2};$$

$$(1.4) \quad \frac{\overline{\omega(\zeta)}}{\overline{\omega'(\zeta)}} \varphi'(\zeta) + \psi(\zeta) = k \frac{\overline{\omega(\zeta)}}{\omega(\zeta)}.$$

Решая задачу Дирихле (1.3), найдем, что в D_ζ

$$(1.5) \quad \varphi(\zeta) = \frac{p-k}{2} + k \ln \frac{\omega(\zeta)}{R} - k \ln \frac{\zeta}{\lambda}.$$

Используя (1.5), граничное условие (1.4) на l_m преобразуем к виду

$$(1.6) \quad \zeta \omega'(\zeta) \Psi(\zeta) = k \overline{\omega(\zeta)}.$$

Функции $\varphi(\zeta)$, $\psi(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$ ищутся в виде рядов

$$(1.7) \quad \varphi(\zeta) = \alpha_0 + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \rho^{(2k)}(\zeta)}{(2k+1)!};$$

$$(1.8) \quad \psi(\zeta) = \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \rho^{(2k)}(\zeta)}{(2k+1)!} - \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} s^{(2k+1)}(\zeta)}{(2k+1)!};$$

$$(1.9) \quad \omega(\zeta) = \zeta + \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2} \rho^{(2k-1)}(\zeta)}{(2k+1)!},$$

$$\text{где } \rho(\zeta) = \left(\frac{\pi}{\omega}\right)^2 \frac{1}{\sin^2\left(\frac{\pi}{\omega}\zeta\right)} - \frac{1}{3} \left(\frac{\pi}{\omega}\right)^2; \quad s(\zeta) = \sum_m' \left[\frac{P_m}{(\zeta - P_m)^2} - \frac{2\zeta}{P_m^2} - \frac{1}{P_m} \right].$$

Штрих у суммы означает, что при суммировании включается индекс $m=0$.

Приведем теперь зависимости, которым должны удовлетворять коэффициенты выражений (1.7)–(1.9). Из условий симметрии относительно координатных осей находим, что

$$(1.10) \quad \text{Im } \alpha_{2k+2} = \text{Im } \beta_{2k+2} = \text{Im } A_{2k+2} = 0, \quad k=0, 1, 2, \dots$$

Можно убедиться, что соотношения (1.7)–(1.10) определяют класс симметричных задач с периодическим распределением напряжений [11].

Из условия равенства нулю главного вектора сил, действующих на дугу, соединяющую две конгруэнтные точки в D_ζ , следует

$$\alpha_0 = \frac{\pi^2}{24} \beta_2 \lambda^2.$$

В силу выполнения условий периодичности система граничных условий (1.6) на l_m ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) заменяется одним функциональным уравнением, например, на контуре l_0 .

Для составления уравнений относительно остальных коэффициентов функций $\varphi(\zeta)$, $\psi(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$ разложим эти функции в ряды Лорана в окрестности точки $\zeta=0$

$$(1.11) \quad \varphi(\zeta) = \alpha_0 + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2}}{\zeta^{2k+2}} + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} r_{j,k} \zeta^{2j};$$

$$(1.12) \quad \psi(\zeta) = \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2}}{\zeta^{2k+2}} + \sum_{k=0}^{\infty} \beta_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} r_{j,k} \zeta^{2j} - \\ - \sum_{k=0}^{\infty} (2k+2) \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} (2j+2k+2) r_{j,k} \zeta^{2j};$$

$$(1.13) \quad \omega(\zeta) = \zeta - \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k+2} \frac{\lambda^{2k+2}}{(2k+1)} \frac{1}{\zeta^{2k+1}} + \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k+2} \lambda^{2k+2} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{r_{j,k} \zeta^{2j+1}}{2j+1};$$

$$r_{j,k} = \frac{(2j+2k+1)! g_{j+k+1}}{(2j)!(2k+1)! 2^{2j+2k+2}}, \quad g_{j+k+1} = 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^{2j+2k+2}}.$$

Подставив в граничные условия (1.3), (1.6) на контуре l_0 ($\zeta = \lambda e^{i\theta}$) вместо $\varphi(\zeta)$, $\psi(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$ их разложения (1.11)–(1.13) и сравнив коэффициенты при $e^{2ik\theta}$ ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$), получим бесконечную систему нелинейных алгебраических уравнений относительно α_{2k} , β_{2k} , A_{2k} (условие (1.3) было предварительно продифференцировано по θ).

Уравнения первого приближения имеют вид

$$c\beta_2 + A_2\beta_4\lambda^4 r_{1,0} + A_2\gamma_0 = kc; \quad c\beta_4 + A_2\beta_2 = \frac{1}{3} kA_2\lambda^4 r_{1,0};$$

$$c\gamma_0 + A_2\gamma_1 + A_2\beta_2\lambda^4 r_{1,0} = -kA_2; \quad 2\alpha_2(1 + \lambda^4 r_{1,0})d = d_1,$$

где

$$c = 1 + A_2\lambda^2 r_{0,0}; \quad d = c^2 + \left(1 + \frac{1}{9} \lambda^{10} r_{1,0}^2\right) A_2^2;$$

$$d_1 = -2cA_2 \left(1 - \frac{1}{3} \lambda^4 r_{1,0}\right); \quad \gamma_j = \beta_2 r_{j,0} \lambda^{2j+2} + \beta_4 r_{j,1} \lambda^{2j+4} - \\ - 2(2j+2) \alpha_2 \lambda^{2j+2} r_{j,0} \quad (j=0, 1).$$

Т а б л и ц а 1

Коэффициенты	λ							
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
<i>Первое приближение</i>								
α_2/k	0,00796	0,02902	0,05677	0,08503	0,11005	0,13038	0,14587	0,15693
β_2/k	1,00006	1,00085	1,00330	1,00774	1,01409	1,02269	1,03508	1,05521
β_4/k	0,00796	0,02909	0,05733	0,08726	0,11607	0,14352	0,17129	0,20281
A_2	-0,00796	-0,02905	-0,05697	-0,08592	-0,11279	-0,13709	-0,16003	-0,18362
<i>Второе приближение</i>								
α_2/k	0,00796	0,02914	0,05766	0,08820	0,11759	0,14498	0,17228	0,18701
α_4/k	0,00021	0,00239	0,00889	0,01882	0,02468	0,02504	0,02597	0,02672
β_2/k	1,00006	1,00084	1,00331	1,00778	1,01420	1,02306	1,03621	1,05787
β_4/k	0,00796	0,02902	0,05677	0,08582	0,11176	0,13612	0,16801	0,18033
β_6/k	-0,00014	-0,00154	-0,00555	-0,01036	-0,01073	-0,00293	0,00814	0,01169
A_2	-0,00796	-0,02905	-0,05697	-0,08592	-0,11290	-0,13778	-0,16182	-0,18594
A_4	0,00001	0,00009	0,00028	0,00001	-0,00208	-0,00702	-0,01321	-0,01674

Для получения соотношения, связывающего параметр λ с приложенной нагрузкой p , подставим формулы (1.7), (1.9) в краевое условие (1.3), умножим полученное выражение на $1/2\pi i \zeta$ и проинтегрируем по круговому контуру l_0 . В результате получим [10]

$$\alpha_0 + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_{2k+2} \lambda^{2k+2} r_{0,k} = \frac{k-p}{2} + k \ln \frac{\lambda}{R} \left[1 + \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k+2} \lambda^{2k+2} r_{0,k} \right].$$

Результаты расчета в первых двух приближениях даны в табл. 1. Положив в (1.13) $\zeta = \lambda e^{i\theta}$, получим уравнение упругопластической границы

$$r = |\omega(\lambda e^{i\theta})| = f(\theta).$$

В первом приближении

$$(1.14) \quad r^2 = \lambda^2 (d + d_1 \cos 2\theta).$$

При этом

$$(1.15) \quad \begin{aligned} r_{\max} &= \lambda \left[1 + A_2 \left(-1 + \lambda^2 \sum_{j=0}^{\infty} \frac{r_{j,0}}{2j+1} \lambda^{2j} \right) \right]; \\ r_{\min} &= \lambda \left[1 + A_2 \left(1 + \lambda^2 \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j r_{j,0}}{2j+1} \lambda^{2j} \right) \right]. \end{aligned}$$

На фиг. 1 упругопластическая граница представлена для случая $R=0,3$, $p=2,12$ ($\lambda=0,7$, $r_{\max}=0,81$, $r_{\min}=0,58$).

Из условия $r_{\min} \geq \bar{R}$ определяется наименьшая нагрузка, при которой контур отверстия целиком охватывается пластической зоной. Соотношение (1.15) при $r_{\max} \leq \bar{R}$ позволяет найти наибольшую нагрузку, при которой пластические зоны касаются друг друга.

На фиг. 2 представлены зависимости параметра λ от величины приложенной нагрузки p/k для некоторых значений радиуса отверстия R . До сих пор средние напряжения в плоскости принимались равными нулю. Пусть в плоскости имеют место средние напряжения (растяжение на бесконечности)

$$\sigma_x + \sigma_x^{\infty}, \quad \sigma_y = \sigma_y^{\infty}, \quad \tau_{xy} = 0.$$

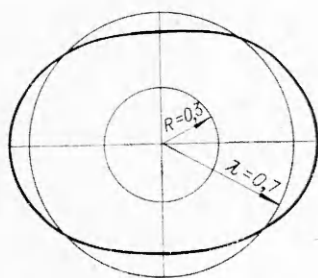
В этом случае решение ищется в виде

$$\varphi_*(\zeta) = \frac{\sigma_x^\infty + \sigma_y^\infty}{4} + \varphi(\zeta);$$

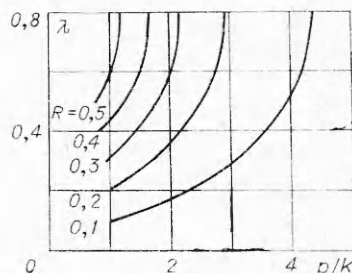
$$\psi_*(\zeta) = \frac{\tau_y^\infty - \tau_x^\infty}{2} + \psi(\zeta),$$

где $\varphi(\zeta)$ и $\psi(\zeta)$ определены соотношениями (1.7), (1.8).

2. Пусть имеется плоскость, ослабленная неизвестными криволинейными отверстиями, имеющими центры в точках $P_m = m\omega$ ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$), $\omega=2$.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Обозначим контур отверстия с центром в точке P_m через L_m , а внешность контуров L_m — через D_z . На неизвестном контуре отверстия L_m граничные условия имеют вид

$$(2.1) \quad \sigma_n = -p; \tau_{nt} = 0; \sigma_t = \sigma_* = \text{const}$$

(t и n — направление касательной и нормали к контуру тела).

В случае упругого тела величина $\sigma_* = \text{const}$ подлежит определению в процессе решения задачи. Для упругопластического материала соотношение $\sigma_t = \sigma_*$ представляет условие, накладываемое на развитие пластической зоны, т. е. сводится к требованию, чтобы пластическая зона в момент зарождения охватывала сразу весь контур отверстия, не проникая в глубь тела. В этом случае $\sigma_* = \text{const}$ — заданная величина, например, в условиях плоской деформации $\sigma_t = \sigma_* = -p \pm 2k$.

Перейдем на параметрическую плоскость ζ с помощью преобразования $z = \omega(\zeta)$. Аналитическая функция $z = \omega(\zeta)$ осуществляет конформное отображение области D_z на D_ζ в плоскости ζ , являющейся внешностью окружностей Γ_m радиуса λ с центрами в точках P_m .

На основании равенств [10]

$$\sigma_n + \sigma_t = \sigma_x + \sigma_y \quad (\zeta = \lambda e^{i\theta});$$

$$\sigma_t - \sigma_n + 2i\tau_{nt} = \frac{\bar{\zeta}^2}{\lambda^2} \frac{\omega'(\zeta)}{\omega'(\bar{\zeta})} (\sigma_y - \sigma_x + 2i\tau_{xy})$$

и граничных условий (2.1) для определения трех аналитических функций $\varphi(\zeta)$, $\psi(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$ получаем нелинейную краевую задачу на Γ_m

$$(2.2) \quad \text{Re } \varphi(\zeta) = a;$$

$$(2.3) \quad \zeta^2 [\overline{\omega(\zeta)} \varphi'(\zeta) + \omega'(\zeta) \psi(\zeta)] = \lambda^2 b \overline{\omega'(\zeta)}$$

$$\left(a = \frac{\sigma_* - p}{4}, \quad b = \frac{\sigma_* + p}{2} \right).$$

Т а б л и ц а 2

Коэффициенты	λ							
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
<i>Первое приближение</i>								
β_2/p	1,00822	1,03286	1,07362	1,12932	1,19717	1,27224	1,34808	1,41607
β_4/p	-0,00828	-0,03395	-0,07921	-0,14709	-0,23994	-0,35651	-0,48724	-0,60592
A_2	0,00822	0,03293	0,07445	0,13401	0,21518	0,32659	0,48933	0,76102
<i>Второе приближение</i>								
β_2/p	1,00822	1,03286	1,07360	1,12918	1,19636	1,26899	1,33927	1,40162
β_4/p	-0,00829	-0,03398	-0,07949	-0,14864	-0,24588	-0,37395	-0,53021	-0,70450
β_6/p	0,00002	0,00042	0,00224	0,00760	0,02034	0,04695	0,09695	0,18274
A_2	0,00822	0,03293	0,07445	0,13401	0,21509	0,32600	0,48672	0,75238
A_4	0,00004	0,00067	0,00342	0,01088	0,02704	0,05838	0,11845	0,24735

Граничное условие (2.3) можно преобразовать. Решая задачу Дирихле (2.2), найдем, что в D_ζ

$$(2.4) \quad \varphi(\zeta) = a.$$

Используя (2.4), граничное условие (2.3) на Γ_m запишем в виде

$$(2.5) \quad \zeta^2 \omega'(\zeta) \psi(\zeta) = \lambda^2 b \overline{\omega'(\zeta)}.$$

Функции $\psi(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$ ищем в виде рядов (1.8), (1.9), причем в ряде (1.8) коэффициенты α_{2k} ($k=1, 2, \dots$) тождественно равны нулю.

Из условия равенства нулю главного вектора сил, действующих на дугу, соединяющую две конгруэнтные точки в D_ζ , следует

$$a = \frac{\pi^2}{24} \beta_2 \lambda^2.$$

Для составления уравнений относительно остальных коэффициентов рядов (1.8), (1.9) функций $\psi(\zeta)$ и $\omega(\zeta)$ разложим эти функции в ряды Лорана в окрестности точки $\zeta=0$. Подставив в граничное условие (2.5) на контуре $\Gamma_0(\zeta = \lambda e^{i\theta})$ вместо $\psi(\zeta)$, $\omega(\zeta)$ и $\overline{\omega'(\zeta)}$ их разложения в ряды Лорана и сравнивая коэффициенты при e^{2ikh} ($k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$), получим бесконечную систему нелинейных алгебраических уравнений относительно β_{2k} , A_{2k} .

Результаты расчета в первых двух приближениях даны в табл. 2.

В первом приближении уравнение равнопрочной формы отверстия имеет вид (1.14).

Постоянная σ_* выражена в виде

$$(2.6) \quad \sigma_* = \frac{\pi^2}{6} \beta_2 \lambda^2 + p.$$

Для упругопластического тела соотношение (2.6) представляет собой условие разрешимости исходной задачи.

Автор благодарит Г. П. Черепанова за внимание к работе.

Поступила 10 X 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Космодамианский А. С. Упругопластическая задача для изотропного массива, ослабленного бесконечным рядом одинаковых выработок. — Изв. АН СССР. ОТН. Мех. и маш., 1961, № 4.

2. Хома И. Ю. Концентрация напряжений в тонкой пластине, ослабленной бесконечным числом круговых отверстий, при упругопластических деформациях.— В кн.: Труды IV Всесоюзной конференции по теории оболочек и пластин. Ереван, 1964.
3. Аннин Б. Д. Двумерные упругопластические задачи. Новосибирск, изд. Новосибир. ун-та, 1968.
4. Мирсалимов В. М. О решениях упругопластических задач для плоскости с одно-периодической системой круговых отверстий.—«Докл. АН Аз ССР», 1973, № 5.
5. Мирсалимов В. М. Упругопластическая задача для массива, ослабленного отверстиями.—«Изв. АН СССР. МТТ», 1974, № 6.
6. Мирсалимов В. М., Мехти-заде Э. М. Упругопластическая задача для тонкой пластины, ослабленной бесконечным рядом круглых отверстий.— В кн.: Исследования по некоторым вопросам конструктивной теории функций и дифференциальных уравнений. Баку, Изд. АЗИНСФТЕХИМА, 1973.
7. Иванов Г. М., Космодамианский А. С. Обратная периодическая упругопластическая задача.—«Докл. АН УССР. Сер. А», 1971, № 10.
8. Мирсалимов В. М. Обратные задачи теории упругости. Деп. № 3998-72. Баку, 1971.
9. Галин Л. А. Плоская упругопластическая задача.— ПММ, 1946, т. 10, вып. 3.
10. Мухелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. Изд. 5. М., «Наука», 1966.
11. Григолюк Э. И., Фильштинский А. А. Перфорированные пластины и оболочки. М., «Наука», 1970.

УДК 532.507

СВЯЗЬ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛА ТЕНЕВОГО ПРИБОРА СО СПЕКТРОМ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Ю. И. Копилевич
(Ленинград)

Теневой метод является одним из наиболее распространенных оптических методов исследования турбулентности [1,2]. При использовании теневого прибора с фотоэлектрической регистрацией имеется принципиальная возможность находить статистические характеристики турбулентности по статистическим характеристикам снимаемого с прибора случайного сигнала. В данной работе исследуется связь среднего значения и дисперсии сигнала теневого прибора с энергетическим спектром оптических неоднородностей в среде.

1. Связь среднего значения и дисперсии сигнала с моментами светового поля. Рассмотрим общую схему теневого прибора, изображенную на фигуре. Когерентный монохроматический световой пучок от осветителя 1 проходит слой исследуемой среды толщиной L , расположенный между плоскостями 2 и 3. Плоскость 3 является передней фокальной плоскостью линзы 5; в ее задней фокальной плоскости 4 (теневой плоскости) расположена теневая диафрагма. Прошедший теневую плоскость свет собирается линзой 6 на фотоэлектронный умножитель 7. В дальнейшем под «сигналом прибора» будет пониматься интенсивность света, падающего на ФЭУ.

Введем декартовы координаты x, y, z так, чтобы ось z была направлена вдоль оси распространения света; плоскости 2

