АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXX 1984 Вып. 3

УДК 534.2:532

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПРИ РАССЕЯНИИ ВОЛН ТОЛЛМИНА — ШЛИХТИНГА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ЖЕСТКОЙ НЕОДНОРОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Реутов В. П., Рыбушкина Г. В.

Исследуется излучение звука при рассеянии квазисинусоидальной волны Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое на жесткой поверхности с малыми неровностями типа волнистости или шероховатости. Построены гидродинамические источники звука и получено акустическое поле в дальней зоне. Приводятся численные оценки.

Вопрос о роли неоднородности обтекаемой поверхности имеет важное значение для оценки интенсивности акустического излучения пограничного слоя. В работах [1—3] исследовалось излучение звука вихрями, движущимися над гладкой пластиной с различными видами «импедансных» неоднородностей. В докладе [4] рассматривалось акустическое поле вихря, движущегося над жесткой поверхностью с геометрической неоднородностью. Акустическое излучение при нестационарном вихревом движении идеальной жидкости над плоской поверхностью имеет, как известно, квадрупольный характер [5, 6]. Процессы рассеяния вихрей на неоднородности приводят к появлению дипольной компоненты акустического излучения.

Ниже исследуется возбуждение звука двумерной квазисинусоидальной волной Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое на жесткой поверхности с малыми неровностями типа волнистости или шероховатости. Рассматривается случай существенно вязкого взаимодействия волны с неровностями. Как известно, волны Толлмина — Шлихтинга могут возбуждаться в области перехода от ламинарного течения в пограничном слое к турбулентному [7]. Вопрос о возбуждении звука волной Толлмина — Шлихтинга на плоской поверхности затрагивался в работе [8]. Рассеяние на неровностях может оказаться существенным в реальных пограничных слоях.

Будем рассматривать жесткую поверхность, которая слабо отклоняется от среднего уровня $z=0$ и описывается однозначной функцией $z=\zeta(x, y)$. Поле скорости представим в виде $\mathbf{V}=U(z)\mathbf{i}+\mathbf{v}$, где $\mathbf{i}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси x, $U(z)$ — профиль скорости первичного течения над плоской поверхностью $z=0$; $\mathbf{v}$ — возмущение, обусловленное обтеканием неровностей и пульсациями в потоке. Используя разложение $\mathbf{V}$ в ряд по степеням малого z, граничное условие $\mathbf{V}=0$ на неоднородной поверхности можно свести к соотношениям на плоскости $z=0$:

$$v_1+U'\zeta+v_1'\zeta+\ldots=0|_{z=0},$$

$$v_{2,3}+v_{2,3}'\zeta+\ldots=0|_{z=0}, \tag{1}$$

где v_i ($i=1, 2, 3$) — компоненты вектора $\mathbf{v}$; штрихами здесь и далее обозначены производные по z.

Соотношения (1) позволяют учесть неоднородность как внешнюю «силу» в рамках модели пограничного слоя на плоской поверхности. Будем далее рассматривать однократное рассеяние, удерживая в соотношениях (1) квадратичные по возмущениям ζ, v_i члены. Условием применимости данного подхода является быстрое убывание членов ряда (1), что имеет место, когда высота неровностей $|\zeta|$ мала по сравнению с вертикальным масштабом профиля скорости $\mathbf{v}$ около стенки. Анализ поля обтекания показывает, что предлагаемый подход возможен лишь в случае плавных неровностей — $|\zeta|\ll a_\parallel$ ($a_\parallel$ — характерная длина неровностей).

Кроме того, высота неровностей должна быть меньше масштабов вязких пристеночных слоев как в стационарном поле обтекания, так и в волнах течения (эти масштабы будут введены далее (см. параметры ε_1, ε).

Линейное слагаемое $U'(0)\zeta$ в соотношениях (1) определяет модуляцию поля скорости $\sim\zeta$ в объеме пограничного слоя. При наличии волны Толлмина — Шлихтинга эта модуляция создает объемные источники звука — напряжения Лайтхилла $T_{ij}=v_iv_j$. Квадратичные члены $S_i=-v_i\zeta|_{z=0}$ в равенствах (1) можно рассматривать как источники на плоскости $z=0$ (они имеют смысл скоростей бесконечно малых эффективных колебаний плоской поверхности). В дальнее поле дают вклад компоненты спектра источников, лежащие в «сверхзвуковом» круге $k^2+h^2\leqslant\omega^2/c^2$ (k, h — компоненты волнового вектора по осям x, y; c — скорость звука). Из рассмотрения комбинационного сложения фурье-гармоник следует, что формирование звука в дозвуковом течении определяют гармоники спектра неровностей, лежащие на плоскости (k, h) в малой окрестности точек $(\pm\alpha, 0)$, где α — волновое число двумерной волны Толлмина — Шлихтинга. Частота звука, очевидно, совпадает с частотой волны Толлмина — Шлихтинга ω.

Найдем акустическое поле, считая источники T_{ij}, S_i известными. Воспользуемся безразмерной формой записи исходных уравнений, нормируя расстояние, скорость, время, функцию тока и давление соответственно к толщине вытеснения δ_*, скорости потока «на бесконечности» u_∞, масштабам δ_*/u_∞, δ_*u_∞ и $\rho_0u_\infty^2$ (ρ_0 — плотность среды). Для решения задачи применим подход, развитый в работе [9], модифицируя его с учетом условия прилипания на жесткой поверхности.

Введем нормированные компоненты пространственного спектра в сверхзвуковом круге: $\gamma=k/M$, $\Delta=h/M$, где $M=1/c\ll1$ — число Маха. Обозначим символом $\wedge$ гармоники пространственного спектра и $\exp(-i\omega t)$ — компоненту дискретного временного спектра: $\hat{v}_i=\omega/2\pi\int\limits_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega}dt\int\limits_{-\infty}^{\infty}dx\,dy\,v_i\times$ $\times\exp(-ikx-ihy+i\omega t)$. Поле заданных источников находится из системы уравнений вида:

$$
\begin{gathered}
i(M\gamma U-\omega)\hat{v}_1+U'\hat{v}_3+iM\gamma\hat{p}-\frac{1}{R}[\hat{v}_1''-M^2(\gamma^2+\Delta^2)\hat{v}_1]-\\
-M^3\frac{\gamma}{3R}(M\gamma U-\omega)\hat{p}=-iM\gamma\hat{T}_{11}-iM\Delta\hat{T}_{12}-\hat{T}_{13}',\\
i(M\gamma U-\omega)\hat{v}_2+iM\Delta p-\frac{1}{R}[\hat{v}_2''-M^2(\gamma^2+\Delta^2)\hat{v}_2]-\\
-M^3\frac{\Delta}{3R}(M\gamma U-\omega)\hat{p}=-iM\gamma\hat{T}_{12}-iM\Delta\hat{T}_{22}-\hat{T}_{23}',\\
i(M\gamma U-\omega)\hat{v}_3-\hat{p}'-\frac{1}{R}[\hat{v}_3''-M^2(\gamma^2+\Delta^2)\hat{v}_3]+M^2\frac{i}{3R}(M\gamma U-\omega)\hat{p}'=\\
=-iM\gamma\hat{T}_{13}-iM\Delta\hat{T}_{23}-\hat{T}_{33}',\qquad i(M\gamma U-\omega)M^2\hat{p}+iM\gamma\hat{v}_1+iM\Delta\hat{v}_2+\hat{v}_3'=0,
\end{gathered}
\tag{2}
$$

где $R=u_\infty\delta_*/\nu$ — число Рейнольдса. В соответствии с соотношениями (1) на плоскости $z=0$ должны выполняться условия $\hat{v}_i=\hat{S}_i$. В области $Mz\gg1$ решение уравнений (2) можно строить в виде ряда по степеням M: $\hat{v}_i=\hat{v}_i^{(0)}+M\hat{v}_i^{(1)}+\ldots$, $\hat{p}=\hat{p}^{(0)}+M\hat{p}^{(1)}+\ldots$. Уравнения для $\hat{v}_i^{(0)}$ $(i=1,2)$ принимают вид

$$
\varepsilon^2\hat{v}_i^{(0)\prime\prime}-\hat{v}_i^{(0)}=\frac{1}{\omega}T_{i3}',
\tag{3}
$$

где $\varepsilon=(1+i)/\sqrt{2\omega R}$ — малый параметр. С учетом краевых условий решение уравнения (3) запишем в виде

$$\hat{v}_i^{(0)}=\int_0^\infty G(z,\xi)\,\hat{T}_{i3}(\xi)\,d\xi+\hat{S}_i e^{-z/\varepsilon}. \tag{4}$$

где $G=-{}^1/_2\varepsilon R[-e^{-(z+\xi)/\varepsilon}+H(z-\xi)e^{-(z-\xi)/\varepsilon}+H(\xi-z)e^{(z-\xi)/\varepsilon}]$, ($H(z)$ — единичная функция). Поле скоростей (4) представляет собой суперпозицию вязких волн, излучаемых касательными к плоскости $z=0$ напряжениями Лайтхилла и эффективными колебаниями этой плоскости. Функция Грина G описывает вклад в поле скоростей от элементарного объемного источника, включая вязкую волну, отраженную от поверхности.

Несложные вычисления приводят к следующему разложению для давления:

$$\hat{p}=\hat{p}_0^{(0)}-\hat{T}_{33}+M\left[\hat{p}_0^{(1)}-2i\int_0^z(\gamma\hat{T}_{13}+\Delta\hat{T}_{23})\,dz-i(\gamma\hat{\sigma}_{13}^s+\Delta\hat{\sigma}_{23}^s)z\right]+O(M^2), \tag{5}$$

где $\hat{p}_0^{(0)}$ и $\hat{p}_0^{(1)}$ — произвольные постоянные, определяющие давление на поверхности;

$$\hat{\sigma}_{i3}^s=\frac{1}{R}\left(\frac{\partial\hat{v}_i^{(0)}}{\partial z}\right)\Big|_{z=0}=-i\varepsilon\omega\hat{S}_i-\int_0^\infty\hat{T}_{i3}e^{-z/\varepsilon}\,dz\quad(i=1,2) \tag{6}$$

— спектр сдвиговых вязких напряжений на плоскости $z=0$. В пределе $\alpha z\gg1$, пренебрегая вязкостью, получим из (2) уравнение вида

$$\hat{p}''+[(\omega-M\gamma)^2-\gamma^2-\Delta^2]\,\hat{p}=0. \tag{7}$$

Решение уравнения (7) в области $Mz\gg1$ можно представить в виде разложения по степеням M. Сращивая это разложение с разложением (5) при $z\to\infty$, найдем спектр давления в области $z\gg1/\alpha$

$$p_{\text{out}}=\frac{1}{(\omega^2-\gamma^2-\Delta^2)^{1/2}}(\gamma\hat{\sigma}_{13}^s+\Delta\hat{\sigma}_{23}^s)\,e^{iM(\omega^2-\gamma^2-\Delta^2)^{1/2}z}.$$

Сращивание разложений позволяет найти также поверхностное давление в длинноволновой области спектра: $\hat{p}_0^{(0)}=\hat{p}_{\text{out}}|_{z=0}$. Таким образом, дальнее поле может быть получено путем пересчета спектра давления акустического пучка с плоскости $z=0$ в сечение z.

Амплитуду $\exp(-i\omega t)$ — гармоники давления в дальнем поле найдем, вычислив обратное преобразование Фурье от $\hat{p}_{\text{out}}$ методом стационарной фазы. После перехода к сферическим координатам r, θ, φ (θ — угол между осью z и направлением на точку наблюдения, φ — азимутальный угол, отсчитываемый от оси x) получим выражение для дипольной компоненты акустического поля в виде

$$p_\omega(r,\theta,\varphi)=-\frac{M\omega}{2\pi ir}\sin\theta[\cos\varphi\hat{\sigma}_{13}^s(k_0,h_0)+\sin\varphi\hat{\sigma}_{23}^s(k_0,h_0)]\,e^{i\varkappa r}, \tag{8}$$

где $k_0=\varkappa\sin\theta\cos\varphi$, $h_0=\varkappa\sin\theta\sin\varphi$ — проекции волнового вектора $\boldsymbol{\varkappa}$ ($\varkappa=M\omega$, $\boldsymbol{\varkappa}\|\mathbf{r}$) на оси x и y соответственно. К формуле (8) можно прийти также, исходя из принципа Пауэлла [5], если учесть, что при $U\ll c$ для акустического излучения касательных диполей движение среды несущественно.

Таким образом, акустическое поле можно рассматривать как излучение сдвиговых напряжений, заданных на плоскости $z=0$. Две компоненты этих напряжений определяются различными механизмами образования звука. Отражение вязких волн от поверхности формирует интегральную состав-

ляющую поверхностных сдвиговых напряжений (см. соотношение (6))[1]. В формулу (6) входят также сдвиговые напряжения, вызванные возбуждением вязких волн поверхностными источниками S_i. Следует отметить, что дипольное акустическое излучение, обусловленное возбуждением вязких волн касательными напряжениями Лайтхилла (см. вклад объемных источников в соотношение (6)) присутствует и в случае турбулентных источников над плоской поверхностью, так как в этом случае частотно-волновой спектр T_{i3} в области излучения, вообще говоря, отличен от нуля.

Рассмотрим формирование гидродинамических источников звука. Поле скоростей двумерной волны Толлмина — Шлихтинга будем описывать функцией тока $\psi_T = f(z)\exp(\gamma_0 x + i\alpha x - i\omega t) + \text{к.с.}$, где $f(z)$ — профиль волны, α — волновое число, $\gamma_0 \ll \alpha$ — инкремент пространственного нарастания амплитуды, к.с. означает комплексно-сопряженное выражение. В случае регулярных неровностей, имеющих в направлении оси x масштаб $a_\parallel \ll 1/\gamma_0$, источники в выражении (8) принимают вид:

$$\begin{gathered}\hat{S}_1(k_0, h_0) \approx \hat{S}_1(0, 0) = -f''(0)\hat{\zeta}(-\alpha, 0),\\ \hat{T}_{13}(k_0, h_0) \approx \hat{T}_{13}(0, 0) = f'\hat{v}_3(-\alpha, 0) - i\alpha f\hat{v}_1(-\alpha, 0),\\ \hat{T}_{23} \approx 0,\ \hat{S}_2 \approx 0,\ \hat{S}_3 \approx 0,\end{gathered} \tag{9}$$

где $\hat{v}_{1,3}(k, h)$ — спектры поля скоростей обтекания неровностей. Акустическое излучение определяется гармоникой $(-\alpha, 0)$ поля скоростей обтекания. В линейном приближении $\hat{v}_2(-\alpha, 0) = 0$, $\hat{v}_1(-\alpha, 0) = (1/i\alpha)\hat{v}_3'(-\alpha, 0)$, а профиль $\hat{v}_3$ удовлетворяет уравнению Орра — Зоммерфельда

$$U(z)(\hat{v}_3'' - \alpha^2\hat{v}_3) - U''\hat{v}_3 - \frac{i}{\alpha R}(\hat{v}_3^{\mathrm{IV}} - 2\alpha^2\hat{v}_3'' + \alpha^4\hat{v}_3) = 0. \tag{10}$$

Граничные условия для уравнения (10) имеют вид $\hat{v}_3 = 0$, $\hat{v}_3' = -i\alpha U_0'\zeta^*(\alpha, 0)$ (при $z=0$) и $\hat{v}_3 \to 0$ (при $z \to \infty$), где $U_0' = U'(0)$.

Покажем на основе оценок в духе асимптотической теории устойчивости сдвиговых течений, что вкладом объемных напряжений $\hat{T}_{i3}$ в формуле (8) можно пренебречь. Уравнение (10) определяет вблизи плоскости $z=0$ вязкую область с масштабом $\varepsilon_1 = 1/(\alpha U_0' R)^{1/3}$. Масштаб приповерхностной вязкой области в волне Толлмина — Шлихтинга можно оценить как $|\varepsilon|$ [11]. В наиболее интересном случае, когда точка (α, R) находится в центре петли нейтральной кривой пограничного слоя с профилем Блазиуса, выполняется соотношение $|\varepsilon| \lesssim \varepsilon_1 \ll 1$ и справедливы оценки

$$\int_0^\infty \frac{1}{\varepsilon}\hat{T}_{13}e^{-z/\varepsilon}\,dz \sim \hat{T}_{13} \sim |\hat{\zeta}|\alpha\varepsilon_1 u_T, \qquad |\varepsilon|\omega\hat{S}_1 \sim \omega|\zeta|u_T, \tag{11}$$

где $u_T = \psi_T'$ — пульсационная продольная скорость в волне Толлмина — Шлихтинга вблизи поверхности. Оценки (11) показывают, что вклад объемных источников в соотношении (8) мал по сравнению со вкладом поверхностных в отношении $\alpha\varepsilon_1/\omega$. Используя формулы (8) и (9), получим следующее выражение для потока акустической мощности, нормированного к $\rho_0 u_\infty^3$, на частоте ω:

$$I = \frac{M^3\omega^3 R}{4\pi r^2}|\hat{\zeta}(\alpha, 0)|^2\sigma_T^2\sin^2\theta\cos^2\varphi, \tag{12}$$

где $\sigma_T^2 = \dfrac{1}{R^2}\langle(u_T')^2\rangle$ — средний по времени квадрат кинематического сдвигового напряжения, создаваемого волной Толлмина — Шлихтинга на гладкой пластине. Диаграмма направленности излучения совпадает с диаграммой акустического диполя, ориентированного в направлении течения.

[1] На возможность излучения звука при отражении вязких волн, падающих на плоскость впервые указано в [10].

Для неровностей вида

$$\zeta=\zeta_m \exp\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{x^2}{a_\parallel^2}+\frac{y^2}{a_\perp^2}\right)\right]. \tag{13}$$

($a_\perp$ — поперечный масштаб неровностей) из формулы (12) получим

$$I=4M^3\frac{\omega^3 R}{r^2}\zeta_m^2 a_\parallel^2 a_\perp^2 \sigma_T^2 \sin^2\theta\cos^2\varphi \exp\left(-\frac{1}{2}\alpha^2 a_\parallel^2\right). \tag{14}$$

Как следует из анализа выражения (14), наиболее эффективно излучают неровности с размером $a_\parallel=\sqrt{2}/\alpha$.

Рассмотрим неровности, локализованные в области $(-L_\parallel/2,\ L_\parallel/2)$ по оси x и $(-L_\perp/2,\ L_\perp/2)$ по оси y. Представим ζ в виде произведения пространственно-однородной случайной функции $\zeta_h(x,\ y)$ на экранный множитель, равный единице в этой области и нулю за ее пределами. Интенсивность акустического излучения легко находится при условиях $a_\parallel\gamma_0\ll 1$, $L_\parallel\gg a_\parallel$, $L_\perp\gg a_\perp$. Используя соотношения (8) и (6), получим

$$I=\frac{M^3\omega^3 R}{r^2}L_\parallel L_\perp\frac{1-\exp(-2\gamma_0 L_\parallel)}{2\gamma_0 L_\parallel}P(\alpha,0)\sigma_{Tm}^2\sin^2\theta\cos^2\varphi,$$

где $P(k,\ h)$ — пространственный спектр $\langle\zeta_h^2\rangle$, σ_{Tm} — максимальное значение σ_T на площадке. Видно, что при размере площадки $L_\parallel>2/\gamma_0$ мощность I практически не возрастает. Последнее объясняется тем, что основной вклад в дальнее поле дают неровности, над которыми волна Толлмина — Шлихтинга наиболее интенсивна. Задавая функцию корреляции неровностей в виде $\langle\zeta_h(x+\lambda_\parallel,\ y+\lambda_\perp)\zeta_h(x,\ y)\rangle=\langle\zeta_h^2\rangle\exp\left[-{}^1/_2(\lambda_\parallel^2/a_\parallel^2+\lambda_\perp^2/a_\perp^2)\right]$, получим следующее выражение для потока мощности:

$$I=\frac{1}{2\pi}\frac{M^3\omega^3 R}{r^2}L_\parallel L_\perp a_\parallel a_\perp\langle\zeta_h^2\rangle\sigma_{Tm}^2 K\sin^2\theta\cos^2\varphi \tag{15}$$

где $K=\exp(-{}^1/_2\alpha^2 a_\parallel^2)\left[1-\exp(-2\gamma_0 L_\parallel)\right]/2\gamma_0 L_\parallel$. Сопоставление формул (14) и (15) показывает, что случайные неровности излучают как совокупность некогерентных источников в виде регулярных неровностей, число которых $\sim L_\parallel L_\perp/a_\parallel a_\perp$.

Сделаем оценки для пограничного слоя на пластине при скорости набегающего воздушного потока $u_\infty=25$ м/с. Выберем волну Толлмина — Шлихтинга в центре петли нейтральной кривой [11]: $\alpha=0{,}2$, $\omega=0{,}06$, $R=3000$ (при этом $\delta_*=0{,}18$ см). Положим амплитуду пульсаций продольной скорости $u_m=\max f'(z)=2\%$. Величину σ_T оценим на основе данных экспериментов [7]: $(u_T')_{z=0}\sim 2{,}5u_m$, $\sigma_T=\frac{1}{\sqrt{2}}2{,}5\ u_m/R\approx 1{,}2\cdot 10^{-5}$. Неровности зададим в виде (13), принимая $a_\parallel=\sqrt{2}/\alpha$, $a_\perp=30a_\parallel$, $\zeta_m=0{,}5|\varepsilon|\approx 0{,}04$. При этом в направлении $\varphi=0$, $\theta=45°$ на стандартном расстоянии 1 м сила звука на частоте 130 Гц составит 8 дБ.

Таким образом, излучение звука при рассеянии волн Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое на неровной жесткой поверхности обусловлено процессами комбинационного рассеяния гидродинамических пульсаций на неровностях. Вклад в образование звука дают компоненты спектра неровностей, находящиеся вблизи волнового вектора волны Толлмина — Шлихтинга. Поэтому при одинаковой высоте модуляции уровня поверхности волнистая поверхность вызывает более сильное излучение, чем шероховатая. Образование звука связано с возбуждением вязких волн напряжениями Лайтхилла в объеме пограничного слоя и взаимодействием волны Толмина — Шлихтинга непосредственно с неровностями поверхности. Излучение носит дипольный характер и имеет диаграмму направленности касательного к поверхности диполя. Оценки показывают, что при рассеянии на неровностях, затопленных внутри вязких пристеночных слоев, генерируется весьма слабое акустическое поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Flowes Williams J. E.* The influence of simple supports on the radiation from turbulent flow near a plane compliant surface.– J. Fluid Mech., 1966, v. 26, N 4, p. 641–649.
2. *Crighton D. G.* Radiation from turbulence near a composite flexible boundary.– Proc. Roy. Soc. Lond., 1970, v. A314, № 1517, p. 153–173.
3. *Касоев С. Г., Лямшев Л. М.* О генерации звука вихрем, движущимся над неоднородной упругой поверхностью.– В кн.: Международн. симпоз. по нелинейной акустике. МГУ, 1975.
4. *Луговцов А. А.* Излучение звука линейным вихрем, движущимся над плоскостью с геометрической неоднородностью.– Тез. докл. II Всесоюзн. симп. по физике акуст.-гидродинамич. явлений и оптоакустике. М.: Наука, 1979.
5. *Powell A.* Aerodynamic noise end the plane boundary.– J. Acoust. Soc. Amer., 1960, v. 32, № 8, p. 982–990.
6. *Crighton D. G.* Basic principles of aerodynamic noise generation.– Prog. Aerospace. Sci., 1975, v. 16, № 1, p. 31–96.
7. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
8. *Долгова И. И.* Об излучении акустических полей волной Толмина – Шлихтинга.– Акуст. журн., 1977, т. 23, № 3, с. 464–466.
9. *Bergeron R. F.* Aerodynamic sound and the low-wavenumber wall-pressure spectrum of nearly incompressible boundary-layer turbulence.– J. Acoust. Soc. Amer., 1973, v. 54, № 1, p. 123–133.
10. *Наугольных К. А., Рыбак С. А.* Об излучении звука турбулентным пограничным слоем.– Тр. Акуст. ин-та, М.: 1971, № 16, с. 129–133.
11. *Бетчов Р., Криминалле В.* Вопросы гидродинамической устойчивости. М.: Мир, 1971.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
19.XI.1981
после исправления
25.I.1983