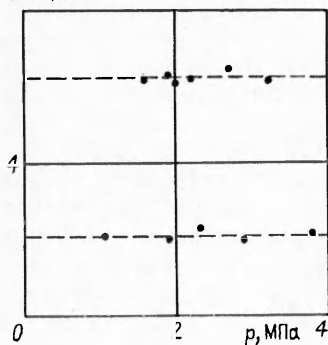


$c^2 \rho_{\infty} t_r, 10^5 \text{ МПа} \cdot \text{с}$ 


Р и с. 3

Характеристика	Образец 1	Образец 2
Литологический тип	Известняк	Песчаник
Пористость $m, 10^{-2}$	6,7	5,4
Длина $L, 10^{-2}$ м	5,07	3,74
Диаметр $d, 10^{-2}$ м	2,87	2,88
Проницаемость $k$ , замеренная при стационарном режиме, $10^{-17}$ м <sup>2</sup>	4,5	9,6
Проницаемость, вычисленная по формуле (17), $10^{-17}$ м <sup>2</sup>	4,2	9,1

тана во всех опытах  $\mu = 1,14 \cdot 10^{-5}$  Па·с (с относительной погрешностью не хуже  $\pm 0,03$ ). Вычисленные значения проницаемости по осредненным значениям произведения  $c^2 \rho_{\infty} t_r$  приведены в таблице. Они достаточно хорошо совпадают с результатами стационарных измерений.

Таким образом, на основании проведенных исследований можно сделать вывод о том, что в рассмотренных условиях процесс фильтрации хорошо описывается уравнениями упругого режима. Метод определения фильтрационных параметров по характерному времени релаксации новый и дает результаты, совпадающие с полученными в стационарных измерениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jones S. C. A rapid accurate unsteady-state Klinkenberg permeameter // Soc. Petrol. Engrs J.— 1972.— V. 12, N 5.
2. Freeman D. L., Bush D. C. Low-permeability laboratory measurements by nonsteady-state and conventional methods // Soc. Petrol. Engrs J.— 1983.— V. 23, N 6.
3. Горюин В. И. Измерение проницаемости пород-коллекторов при нестационарной фильтрации газа // Тр. ВНИГНИ.— 1970.— Вып. 90.
4. Ковалев А. Г., Покровский В. В. Теоретические предпосылки определения проницаемости горных пород при нестационарной фильтрации газа и возможные схемы приборов, работающие на этом принципе // Тр. ВНИИ, НТС по добыче нефти.— М.: Недра, 1971.— Вып. 42.
5. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа.— М.: Недра, 1972.
6. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах.— М.: Недра, 1984.
7. Данфорд Н., Шварц Дж. Т. Линейные операторы. Спектральная теория. Самосопряженные операторы в гильбертовом пространстве.— М.: Мир, 1966.
8. Рисс Ф., Сёкефальви-Надь Б. Лекции по функциональному анализу.— М.: Мир, 1979.

Поступила 9/XI 1987 г.

УДК 536.24

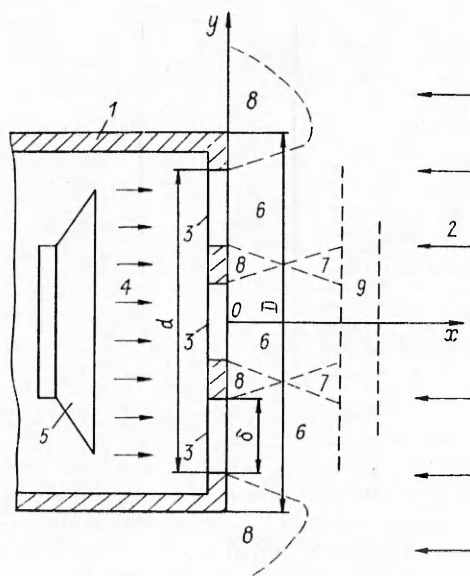
### ОБ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ПАРАМЕТРЫ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОБМЕН СОСТАВНОЙ СТРУИ В НАБЕГАЮЩЕМ ПОТОКЕ

А. Н. Голованов

(Томск)

Процессы взаимодействия малых возмущений (акустических колебаний, вибраций поверхности с газовыми потоками), интересные как в научных исследованиях, так и в практических приложениях, касаются проблем перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, восприимчивости турбулентных течений к акустическим колебаниям, управления аэродинамическими и тепловыми характеристиками энергетических установок [1—3].

В данной работе рассматривается влияние акустических колебаний на теплообмен и гидродинамические параметры течения в составной струе, истекающей через систему круглых отверстий навстречу набегающему потоку.



Р и с. 1

Эксперименты проводились в струях электродугового плазмотора ЭДП-104А-50, омического нагревателя газа и в рабочей части низкоскоростной малотурбулентной аэродинамической трубы типа Т-124.

Модели (рис. 1), выполненные в форме цилиндров 1, устанавливались торцевой частью навстречу набегающему потоку воздуха 2. Через внутренний объем моделей и семь круглых отверстий в торцевой части 3 подавался воздух 4, сформированный в виде составной струи. Динамик 5, расположенный внутри модели, излучал продольные потоку синусоидальные во времени звуковые волны, распространяющиеся вдоль течения отдельных струй.

Геометрические размеры моделей и условия проведения экспериментов приведены в таблице, где  $T_{\infty}$ ,  $v_{\infty}$  — среднemasовая температура и среднерасходная скорость набегающего потока,  $Re_D$  — число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру моделей.

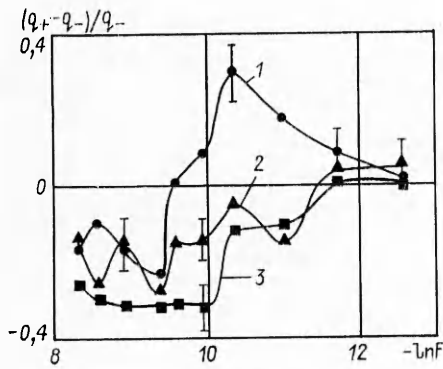
Параметры набегающих потоков определялись с помощью термопар, пневмометрических зондов, условия энергетического баланса работы плазмотора по методикам, изложенным в [4, 5]. Суммарные расходы воздуха  $G_w$ , подаваемого через круглые отверстия моделей, варьировались в пределах  $(0,1-8,5) \cdot 10^{-3}$  кг/с, контролировались ротаметрами типа РС, GF и поддерживались в течение опыта постоянными. Температура воздуха, подаваемого через круглые отверстия, для всех опытов изменялась незначительно (300—310 К).

В процессе проведения экспериментов измерялась величина теплового потока в стенку на расстоянии  $1 \cdot 10^{-3}$  м от лобовой критической точки  $O$  (рис. 1) известным экспоненциальным методом [4—6].

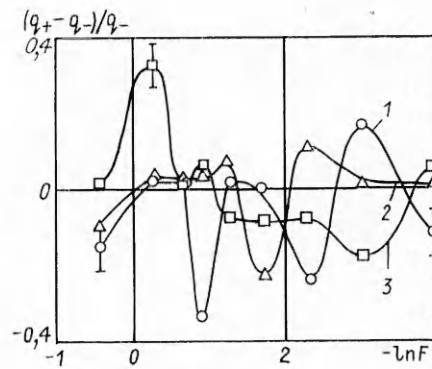
Параметры газа в области  $xOy$  — скорость  $V$ , продольные  $u$  и поперечные  $v$  пульсации скорости — определялись термоанемометром (диаметр нити датчика, изготовленной из вольфрама, составлял  $20 \cdot 10^{-6}$  м). Значения  $V$ ,  $u$ ,  $v$  измерялись в 30 точках с координатами  $x_i$ ,  $y_j$  ( $i = 1, \dots, 6$ ,  $j = 1, \dots, 5$ ) и шагом между соседними точками  $5 \cdot 10^{-3}$  м (рис. 1). Суммарные погрешности определения параметров составляли:  $\delta T_{\infty} \leq 10\%$ ,  $\delta v_{\infty} \leq 6\%$ ,  $\delta q \leq 9\%$ ,  $\delta G_w \leq 5\%$ ,  $\delta v \leq 12\%$ ,  $\delta u \leq 12\%$ .

Частота и амплитуда акустических колебаний задавались с помощью генератора звуковых колебаний типа ГЗ и динамика ТА. Диапазоны варьируемых частот  $f$  и интенсивности звука  $I$  составляли 10—2000 Гц и 30—64 дБ. Частотный параметр  $F = 2\pi v f / v_{\infty}^2$  изменялся в пределах  $33,4 \times 10^{-7} - 1,9$  ( $v$  — коэффициент кинематической вязкости набегающего потока).

Тип установки	$\delta \cdot 10^{-3}$	$d \cdot 10^{-3}$	$D \cdot 10^{-3}$	$h \cdot 10^{-3}$	$T_{\infty}$ , К	$v_{\infty}$ , м/с	$Re_D$
	м						
ЭДП-104А-50	1	6	19	40	3600	66,1	935
Омический нагреватель	1	6	19	40	460	0,51	—
Т-124	12	68	120	—	300	4,34	372



Р и с. 2



Р и с. 3

На рис. 2, 3 показаны зависимости относительного теплового потока в стенку моделей от частотного параметра для различных расходов вдуваемого газа. Здесь  $q_+$ ,  $q_-$  — значения теплового потока в условиях воздействия акустического поля и без него. Кривые 1—3 на рис. 2 получены для моделей, обтекаемых плазменной струей, при  $G_w = (0,70; 1,18; 2,58) \cdot 10^{-4}$  кг/с. Кривые 1—3 на рис. 3 — для моделей, обтекаемых струей подогретого воздуха, при  $G_w = (0,36; 0,62; 1,52) \cdot 10^{-4}$  кг/с. Линии на рис. 2—6 являются аппроксимацией экспериментальных точек методом наименьших квадратов.

Анализ полученных результатов свидетельствует о двояком влиянии акустического поля на теплообмен; возможны условия, при которых происходят интенсификация теплообмена ( $(q_+ - q_-)/q_- > 0$ ) и его ослабление ( $(q_+ - q_-)/q_- < 0$ ). Процессы интенсификации и ослабления теплообмена наблюдаются при обтекании моделей как струей плазмы, так и струей подогретого воздуха. Области интенсификации теплообмена появляются при относительно низких частотах акустического поля и небольших расходах вдуваемого газа (кривые 1 на рис. 1, 2). Области ослабления возникают при более высоких частотах акустических колебаний и более высоких значениях расходов вдуваемого газа (кривые 2, 3 на рис. 1, 2). Восприимчивость процесса теплообмена к частотам акустического поля может быть устойчивой (кривые 1—3 на рис. 2) и неустойчивой с выделением определенных групп частот акустических колебаний (кривые 1—3 на рис. 3).

С целью выяснения возможных причин интенсификации и ослабления процесса теплообмена проводились измерения профилей скорости  $V$  и пульсаций скорости  $u$ ,  $v$  в области течения составной струи в рабочей части аэродинамической трубы. Расход вдуваемого газа через круглые отверстия изменялся в пределах  $G_w = (4,5-8,0) \cdot 10^{-3}$  кг/с. Степень турбулентности газа, измеренная на оси отверстия в точке  $O$  (см. рис. 1) торцевой части модели, составляла 0,07—0,09.

Область течения вблизи стенки (см. рис. 1) содержит зоны основных участков элементарных струй 6, зоны смыкания струй друг с другом 7, застойные зоны 8, область смещения подаваемого газа и набегающего потока 9.

На рис. 4 кривая 1 соответствует профилю безразмерной скорости газа на расстоянии  $x/\delta = 1,67$  от торцевой части стенки модели. Скорость газа на срезе единичного отверстия при этом  $V_m = 6,78$  м/с. На рис. 5, 6 кривые 1 иллюстрируют распределение продольных  $u$  и поперечных  $v$  пульсаций скорости, измеренных в тех же точках, что и профиль скорости (кривая 1 на рис. 4):  $\bar{u}^2 = \sum_{i=1}^k u_i^2/k$ ,  $\bar{v}^2 = \sum_{i=1}^k v_i^2/k$ ,  $V_x, V_y$  — проекции вектора скорости. Распределение кривых 1 на рис. 4—6 свидетельствует о наличии на основных участках элементарных струй высокоградиентных профилей скорости газа. В точках перегиба профилей скорости ( $y/\delta = 0,42$ )

присутствуют крупномасштабные низкочастотные пульсации газа. Амплитуда пульсаций скорости в застойных зонах и в зонах смыкания элементарных струй ( $y/\delta = 0,83$ ) ниже, чем на основных участках, а частота выше.

На рис. 7 показаны расчеты спектральных плотностей продольных  $C_{ku}$  и поперечных  $C_{kv}$  пульсаций газа. Кривая 1 отвечает значениям  $C_{ku}$  в точке  $y/\delta = 0,42$  — точке перегиба профиля скорости, 2 —  $C_{kv}$  в точке  $y/\delta = 0,83$  — точке смыкания элементарных струй друг с другом. Такие турбулентные образования носят название когерентных структур [2]. Результаты спектрального анализа свидетельствуют о появлении в точках перегиба низкочастотных крупномасштабных турбулентных пульсаций газа при  $f = 15$  Гц,  $C_{ku} = 0,17$ :

$$C_{ku} = \sqrt{\left[ \Delta t \sum_{i=1}^k \frac{u_i}{V_x} \cos(2\pi f \Delta t i) \right]^2 + \left[ \Delta t \sum_{i=1}^k \frac{v_i}{V_x} \sin(2\pi f \Delta t i) \right]^2},$$

$$C_{kv} = \sqrt{\left[ \Delta t \sum_{i=1}^k \frac{v_i}{V_y} \cos(2\pi f \Delta t i) \right]^2 + \left[ \Delta t \sum_{i=1}^k \frac{v_i}{V_y} \sin(2\pi f \Delta t i) \right]^2}$$

( $\Delta t = 0,002$  с,  $k = 100$ ). В зоне смыкания элементарных струй основной вклад в энергию турбулентных пульсаций вносят поперечные высокочастотные пульсации  $C_{iv} = 0,14$  при  $f = 100$  Гц.

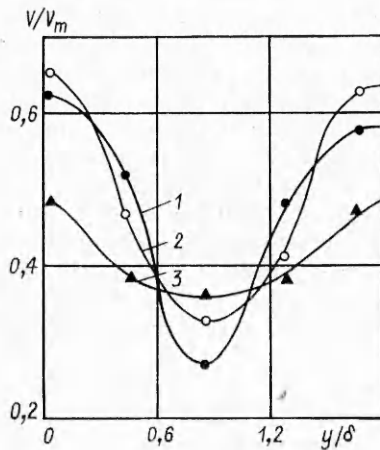


Рис. 4

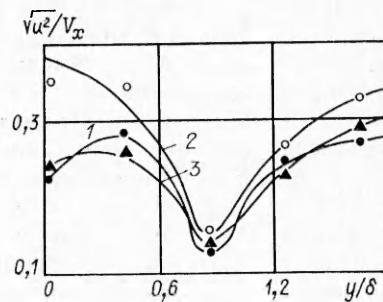


Рис. 5

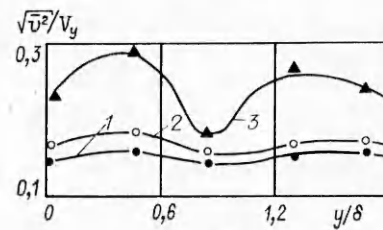


Рис. 6

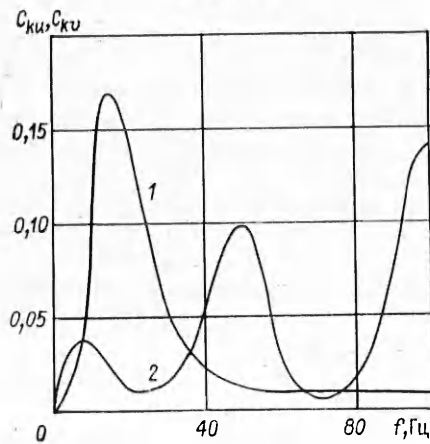


Рис. 7

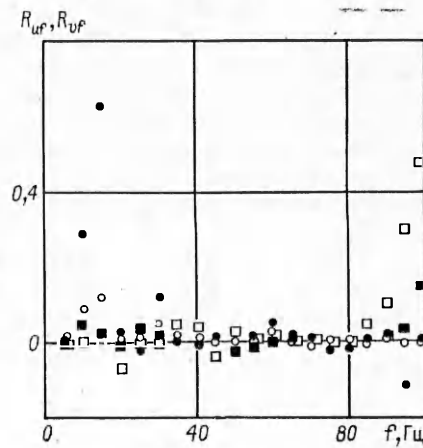


Рис. 8

О возможности появления турбулентных вихрей в составной струе, истекающей навстречу набегающему потоку, говорится в [7], однако там предполагается, что турбулентные вихри возникают в области смещения подаваемого газа и набегающего потока 9 (см. рис. 1), в так называемой рециркуляционной области, или в застойных зонах 7. Результаты измерений, полученные в данной работе, показывают, что зарождение турбулентности и появление низкочастотных турбулентных пульсаций происходят на основных участках элементарных струй. Рециркуляционные течения возникают на достаточно удаленном расстоянии от стенки ( $x/\delta > 5$ ) при больших расходах вдуваемого газа ( $G_w > 7,3 \cdot 10^{-3}$  кг/с).

На рис. 4—6 кривые 2, 3 изображают распределения безразмерной скорости, продольных и поперечных пульсаций скорости, измеренных в сечении  $x/\delta = 1,67$  в присутствии акустического поля частоты  $f = 15$  и 100 Гц при  $I = 60$  дБ. Видно, что акустическое поле трансформирует профили скорости в области  $xOy$ . Низкочастотные звуковые волны увеличивают амплитуду продольных пульсаций скорости на основных участках элементарных струй, образуются высокоградиентные зоны, профили скорости вытягиваются (кривые 2). Высокочастотные звуковые волны увеличивают амплитуду поперечных пульсаций газа в зоне смыкания элементарных струй, профили скорости становятся более гладкими без высокоградиентных областей (кривые 3).

Расчеты взаимокорреляционных функций [8]

$$R_{uf} = \frac{\sum_{i=1}^k u_i \cos 2\pi f \Delta t_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^k u_i^2} \sqrt{\sum_{i=1}^k \cos^2 2\pi f \Delta t_i}}, \quad R_{vf} = \frac{\sum_{i=1}^k v_i \cos 2\pi f \Delta t_i}{\sqrt{\sum_{i=1}^k v_i^2} \sqrt{\sum_{i=1}^k \cos^2 2\pi f \Delta t_i}}$$

приведены на рис. 8, где зачерненные точки отвечают корреляциям продольных пульсаций газа при наличии акустического поля и звуковых волн, светлые — корреляции поперечных пульсаций газа при наличии акустического поля и звуковых волн, круглые точки — результаты расчетов в точке  $y/\delta = 0,42$ , квадратные — в точке  $y/\delta = 0,83$ . Видно, что низкочастотные акустические колебания  $f = 15$  Гц взаимокоррелированы с продольными пульсациями скорости на основных участках элементарных струй ( $y/\delta = 0,42$ ,  $R_{uf} = 0,63$ ). Высокочастотные акустические колебания  $f = 100$  Гц взаимокоррелированы с поперечными пульсациями скорости в зоне смыкания элементарных струй ( $y/\delta = 0,83$ ,  $R_{vf} = 0,48$ ).

Результаты исследования параметров газа в составной струе, истекающей навстречу набегающему потоку, показали, что низкочастотные акустические колебания способствуют возникновению крупномасштабных турбулентных пульсаций. Высокочастотные акустические колебания подавляют процесс образования крупномасштабных турбулентных пульсаций, поле течения газа становится более равномерным без высоких значений градиентов скорости.

Интенсификация теплообмена между моделями и высокотемпературными струями с помощью низкочастотных звуковых волн по всей видимости связана с взаимодействием акустических колебаний и когерентных структур на основных участках элементарных струй. Происходит дополнительная турбулизация течения и, как следствие этого, интенсификация процесса теплообмена. Высокочастотные акустические колебания взаимокоррелированы с поперечными пульсациями скорости в зонах смыкания элементарных струй. Осуществляются подавление крупномасштабных пульсаций скорости газа и ослабление процесса теплообмена.

В заключение автор выражает благодарность С. А. Антонкину за оказанную помощь в подготовке и проведении экспериментов, а также А. М. Гришину за плодотворное обсуждение полученных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое.— Новосибирск: Наука, 1981.
2. Гиневский А. С., Власов Е. В., Колесников А. В. Аэроакустические взаимодействия.— М.: Машиностроение, 1978.
3. Накоряков В. Е., Бурдуков А. П., Болдарев А. М., Терлеев П. Н. Тепло- и массообмен в звуковом поле.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1970.
4. Гришин А. М., Абалтусов В. Е., Голованов А. П. Экспериментальное исследование теплообмена плазменной струи с перфорированной поверхностью при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1980.— № 15, вып. 3.
5. Абалтусов В. Е., Голованов А. П., Альперт С. П. Определение некоторых параметров низкотемпературной плазменной струи // Газодинамика неравновесных процессов.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981.
6. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита.— М.: Энергия, 1976.
7. Парк Ч. Турбулентность течения, вызванная вдувом, в пограничном слое в окрестности критической точки // Аэрокосмич. техника.— 1984.— Т. 2, № 9.
8. Варанкин Л. Е. Теория сложных сигналов.— М.: Сов. радио, 1970.

*Поступила 6/Х 1987 г.*

УДК 624.027.4 + 534.1

### ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПОДКРЕПЛЕННЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК ПРИ ИЗГИБЕ МОМЕНТОМ С КРУЧЕНИЕМ

*С. В. Астрахарчик, В. В. Кабанов*  
(Новосибирск)

Задача устойчивости при изгибе и кручении подкрепленных круговых цилиндрических оболочек имеет многочисленные приложения в различных областях современной техники. Большинство известных работ по изучению этой задачи [1] выполнено в классической постановке в предположении линейности и безмоментности исходного напряженно-деформированного состояния. Ниже задача устойчивости подкрепленной цилиндрической оболочки при комбинированном нагружении решена на основе нелинейности теории в моментной постановке.

Рассмотрим подкрепленную шпангоутами круговую цилиндрическую оболочку длиной  $L$ , толщиной  $h$ , радиусом кривизны  $r$ , изготовленную из материала с модулем нормальной упругости  $E$  и коэффициентом Пуассона  $\nu$ .

Разобьем оболочку на  $m$  частей по длине и  $k$  по окружности. Таким образом, оболочка представляется ансамблем  $m \times k$  прямоугольных в плане конечных элементов (КЭ) естественной кривизны (рис. 1) и  $k \times p$  ( $p$  — число шпангоутов) искривленных стержневых КЭ подкреплений (верхняя часть рис. 1).

Примем следующие выражения [1] для деформаций, изменений кривизны и кручения КЭ оболочки:

$$(1) \quad \begin{aligned} \varepsilon_{11} &= u_x + 0,5\omega_1^2, & \varepsilon_{22} &= (1/r)(v_\varphi - w) + 0,5\omega_2^2, \\ \varepsilon_{12} &= (1/r)u_\varphi + v_x + \omega_1\omega_2, & \chi_{11} &= \omega_{1x}, & \chi_{22} &= (1/r)\omega_{2\varphi}, \\ \chi_{12} &= \omega_{2x}, & \omega_1 &= w_x, & \omega_2 &= (1/r)(w_\varphi + v). \end{aligned}$$

Здесь  $x, \varphi$  — линейная и угловая координаты с началом в центре КЭ оболочки (рис. 1);  $x, \varphi$  в индексах означают дифференцирование;  $u, v, w$  — перемещения по образующей, дуге и нормали.

Кинематические соотношения для шпангоутов [2], записанные через перемещения КЭ оболочки, представим в виде

$$(2) \quad \begin{aligned} \varepsilon &= \frac{1}{r}v_\varphi + \frac{1}{R} \left[ -w + e_2w_x + \frac{1}{r}(e_2u_{\varphi\varphi} - e_1w_{\varphi\varphi}) \right] + \frac{l}{2R^2}\omega_2^2, \\ \chi_1 &= \frac{1}{R^2} [lw - l_1u_{\varphi\varphi} + lw_{\varphi\varphi} - (l_1r - l_1e_1 + le_2)w_x + (e_1l_1 - e_2l)w_{x\varphi}], \end{aligned}$$