

Vadique Myself

ФИЗИКА УПРУГИХ СРЕД

УДК 539.3 *Механика деформируемых тел. Упругость. Деформации*

УДК 539 *Строение материи*

УДК 53 *Физика*

УДК 5 *Математика. Естественные науки*

UDC 539.3 *Elasticity. Deformation. Mechanics of elastic solids*

UDC 539 *Physical nature of matter*

UDC 53 *Physics*

UDC 5 *Mathematics. Natural sciences*

Представлены все модели упругих сред: нелинейные и линейные, микрополярные и классические безмоментные; трёхмерные, двумерные (оболочки и пластины), одномерные (стержни, в том числе тонкостенные). Для термоупругости и магнитоупругости дана сводка законов термодинамики и электродинамики. Изложены основы динамики — колебания, волны и устойчивость. Описаны теории дефектов, трещин, композитов и периодических структур.

All models of elastic continua are presented: nonlinear and linear, micropolar and classical momentless; three-dimensional, two-dimensional (shells and plates), one-dimensional (rods, including thin-walled ones). For thermoelasticity and magnetoelasticity, summary of laws of thermodynamics and electrodynamics is given. Fundamentals of dynamics — oscillations, waves and stability — are explained. Theories of defects, fractures, composites and periodic structures are described.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Глава 1. Элементы тензорного исчисления</i>	10
§ 1. Векторы	10
§ 2. Тензор и его компоненты	12
§ 3. Действия с тензорами	13
§ 4. Полиадное представление	16
§ 5. Векторное произведение и тензор Лёви-Чивиты	18
§ 6. Симметричные и антисимметричные тензоры	21
§ 7. Собственные векторы и собственные числа тензора	23
§ 8. Тензор поворота	25
§ 9. Варьирование	31
§ 10. Полярное разложение	32
§ 11. Тензоры в косоугольном базисе	34
§ 12. Тензорные функции	40
§ 13. Тензорные поля. Дифференцирование	41
§ 14. Интегральные теоремы	44
§ 15. Тензоры кривизны	47
<i>Глава 2. Основы общей механики</i>	50
§ 1. Дискретная система частиц	50
§ 2. Совершенно жёсткое недеформируемое твёрдое тело	51
§ 3. Принцип виртуальной работы	53
§ 4. Баланс импульса, момента импульса и энергии	55
§ 5. Принцип Гамильтона и уравнения Лагранжа	56
§ 6. Статика	57
§ 7. Механика относительного движения	61
§ 8. Малые колебания (вибрации)	61

Глава 3. Нелинейно-упругая безмоментная среда	62
§ 1. Модель сплошной среды. Описания процессов	62
§ 2. Дифференцирование	63
§ 3. Градиент движения	64
§ 4. Тензоры и меры деформации	64
§ 5. Поле скоростей	68
§ 6. Вектор площади. Изменение площади	69
§ 7. Силы в сплошной среде. Тензор напряжения Коши	69
§ 8. Баланс импульса и момента импульса	70
§ 9. Собственные числа тензора напряжения Коши	71
§ 10. Принцип виртуальной работы (без множителей Лагранжа)	72
§ 11. Определяющие отношения упругости	73
§ 12. Тензоры напряжения Пиолы–Кирхгофа и другие меры напряжения	75
§ 13. Варьирование текущей конфигурации	80
§ 14. Внутренние связи	80
§ 15. Полая сфера под действием давления	81
§ 16. Напряжения как множители Лагранжа	82
Глава 4. Классическая линейная упругость	84
§ 1. Полный набор уравнений	84
§ 2. Уникальность решения динамической проблемы	86
§ 3. Закон Гука	88
§ 4. Теоремы статики	91
§ 5. Уравнения в перемещениях	93
§ 6. Сосредоточенная сила в неограниченной среде	94
§ 7. Определение перемещений по деформациям	94
§ 8. Уравнения в напряжениях	95
§ 9. Принцип минимума потенциальной энергии	95
§ 10. Принцип минимума дополнительной энергии	96
§ 11. Смешанные принципы стационарности	97
§ 12. Антиплоский сдвиг	98

§ 13. Кручение стержней	98
§ 14. Плоская деформация	98

Глава 5. Микрополярная трёхмерная среда 100

§ 1. Введение в линейную микрополярную теорию	100
§ 2. Отношения упругости	104
§ 3. Уравнения совместности	105
§ 4. Теоремы статики	105
§ 5. Псевдоконтинуум Коссера	106
§ 6. Плоская деформация	106
§ 7. Нелинейная теория	106
§ 8. Нелинейная модель со стеснённым вращением	109

Глава 6. Термоупругость 110

§ 1. Первый закон термодинамики	110
§ 2. Второй закон	110
§ 3. Определяющие уравнения	111
§ 4. Уравнение теплопроводности	111
§ 5. Линейная термоупругость	111
§ 6. Уравнения в перемещениях	111
§ 7. Температурные напряжения	112
§ 8. Вариационные формулировки	112

Глава 7. Магнитоупругость 113

§ 1. Электромагнитное поле	113
§ 2. Электростатика	113
§ 3. Диэлектрики	113
§ 4. Магнитостатика	114
§ 5. Магнетики	114
§ 6. Магнитная жёсткость	114

Глава 8. Методы возмущений (асимптотические методы) 117

§ 1. Асимптотические разложения	117
§ 2. Расщепление в линейной алгебраической системе	117

§ 3. Метод Пуанкаре	118
§ 4. Метод осреднения Ван дер Поля	118
§ 5. Сращивание асимптотических разложений	119
§ 6. Многоуровневый анализ (метод многих масштабов)	119
§ 7. Уравнения с медленно меняющимися параметрами	119
§ 8. Тонкие тела	119

Глава 9. Стержни 121

§ 1. Исходные представления	121
§ 2. Кинематика линий Коссера	122
§ 3. Баланс сил и моментов	122
§ 4. Принцип виртуальной работы и его следствия	122
§ 5. Классическая модель Кирхгофа	123
§ 6. Проблема Эйлера	123
§ 7. Вариационные уравнения	123
§ 8. Модель без сдвига с растяжением	123
§ 9. Механика гибкой нити	123
§ 10. Линейная теория	124
§ 11. Случай малой толщины	124
§ 12. Задача Сэйн-Венана	124
§ 13. Нахождение жёсткости по энергии	124
§ 14. Вариационный метод построения одномерной модели	125
§ 15. Асимптотическое расщепление трёхмерной проблемы	127
§ 16. Температурные деформация и напряжение	127

Глава 10. Тонкостенные стержни 128

§ 1. Вариационный подход	128
§ 2. Уравнения с малым параметром	128
§ 3. Первый шаг асимптотической процедуры	128
§ 4. Второй шаг	129
§ 5. Третий шаг	129
§ 6. Четвёртый шаг	130
§ 7. Перемещения	130
§ 8. Итоги асимптотического анализа	130

Глава 11. Оболочки и пластины	132
§ 1. Оболочки: Геометрия поверхностей	132
§ 2. Оболочки: Модель оболочки	132
§ 3. Оболочки: Баланс сил и моментов	132
§ 4. Оболочки: Отношения упругости	132
§ 5. Оболочки: Классическая теория	133
§ 6. Оболочки: Пластина	133
§ 7. Оболочки: Подход с множителями Лагранжа	133
§ 8. Оболочки: Цилиндрическая оболочка	133
§ 9. Оболочки: Общие теоремы	134
§ 10. Оболочки: Краевые условия	134
§ 11. Оболочки: Оболочки вращения	134
§ 12. Оболочки: Безмоментная теория	134
§ 13. Оболочки: Нелинейная безмоментная теория	135
§ 14. Оболочки: Иной вариант классической теории	135
§ 15. Пластины: Общие представления	135
§ 16. Пластины: Модель типа Тимошенко (прямой подход)	135
§ 17. Пластины: Классическая теория Кирхгофа	136
§ 18. Пластины: Асимптотическое соотношение двумерных моделей	136
§ 19. Пластины: Вариационный переход от трёхмерной модели	136
§ 20. Пластины: Разщепление трёхмерной задачи изгиба	137
§ 21. Пластины: Круглые пластины	137
§ 22. Пластины: Плоское напряжённое состояние	137
Глава 12. Колебания и волны	138
§ 1. Колебания трёхмерных тел	138
§ 2. Колебания стержней	138
§ 3. Малые возмущения параметров	138
§ 4. Колебания оболочек	138
§ 5. Волны в упругой среде	139
§ 6. Волны в стержнях	139

§ 7. Нелинейные колебания	139
Глава 13. Устойчивость	140
§ 1. Различные подходы к проблеме устойчивости	140
§ 2. Классические проблемы со стержнями	141
§ 3. “Следящие” нагрузки	141
§ 4. Роль добавочных податливостей	141
§ 5. Вариационные формулировки	141
§ 6. Неконсервативные задачи	142
§ 7. Случай кратных корней	142
Глава 14. Дефекты	143
§ 1. Дислокации Вольтерры	143
§ 2. Прямолинейные дислокации	143
§ 3. Действие поля напряжений на дислокацию	143
§ 4. О движении дислокаций	144
§ 5. Точечные дефекты	144
§ 6. Действующая на точечный дефект сила	144
§ 7. Непрерывно распределённые дислокации	144
§ 8. Напряжение при намотке катушки	144
Глава 15. Трещины	146
§ 1. Традиционные критерии прочности	146
§ 2. Антиплоская деформация среды с трещиной	147
§ 3. Трещина при плоской деформации	147
§ 4. Трещиноподвижная сила	148
§ 5. Критерий роста трещины	148
§ 6. J-интеграл	148
§ 7. Коэффициенты интенсивности напряжений	148
§ 8. Модель Баренблатта	148
§ 9. Деформационный критерий	149
§ 10. Рост трещин	149
§ 11. Упругое поле перед движущейся трещиной	149
§ 12. Баланс энергии для движущейся трещины	150

<i>Глава 16. Композиты</i>	151
§ 1. Вводные размышления	151
§ 2. Эффективные поля	151
§ 3. Краевые задачи для представительного объёма	151
§ 4. Вилка Хилла	152
§ 5. Формулы Эшелби	152
§ 6. Эффективные модули для материала со сферическими включениями	152
§ 7. Метод самосогласования	152
§ 8. Принцип Хашина–Штрикмана	153
<i>Глава 17. Периодические структуры</i>	154
§ 1. Одномерная задача	154
§ 2. Трёхмерный континуум	154
§ 3. Волокнистая структура	154
§ 4. Статика периодического стержня	154
Список публикаций	155

Глава 1

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕНЗОРНОГО ИСЧИСЛЕНИЯ

§ 1. Векторы

Упоминание о тензорах может отпугнуть читателя, обычно избегающего ненужных сложностей. Но тензоры вводятся лишь из-за своего чудесного свойства инвариантности — независимости от систем координат. Знакомство с тензорами предлагаю начать с воспоминаний о векторах.

Пусть \mathbf{v} — вектор; он вполне характеризуется своей длиной (модулем) и направлением в пространстве, но не зависит от единиц и методов измерений ни длин, ни направлений.

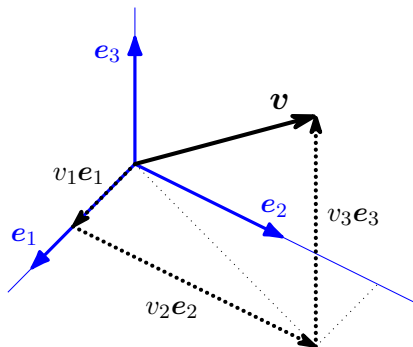


рисунок 1

Введём некую декартову систему координат со взаимно ортогональными оортами базиса $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$. В такой системе произведения базисных векторов равны дельте Кронекера:

$$\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j = \delta_{ij} = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases}$$

Разлагая вектор \mathbf{v} по базису \mathbf{e}_i ($i = 1, 2, 3$), имеем компоненты вектора (рис. 1)

$$\mathbf{v} = \sum_{i=1}^3 v_i \mathbf{e}_i \equiv v_i \mathbf{e}_i, \quad v_i = \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_i = |\mathbf{v}| \cos \angle(\mathbf{v}, \mathbf{e}_i). \quad (1.1)$$

Здесь и далее принимается соглашение о суммировании Einstein'a: наличие дважды повторённого индекса в одночлене подразумевает суммирование по этому индексу. Более двух раз в том же одночлене индекс повторяться не может. А неповторяющийся индекс называется свободным, он одинаков в обеих частях равенства. Вот примеры:

$$\sigma = \tau_{ii}, \quad p_j = n_i \tau_{ij}, \quad m_i = e_{ijk} x_j f_k, \quad a_i = \lambda b_i + \mu c_i.$$

Следующие же равенства некорректны

$$a = b_{kkk}, \quad c = f_i + g_k, \quad a_{ij} = k_i \gamma_{ij}.$$

Вектор \mathbf{v} инвариантен, он не зависит ни от какой системы координат. Его разложение в двух декартовых системах с базисными ортами \mathbf{e}_i и \mathbf{e}'_i даёт

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= v_i \mathbf{e}_i = v'_i \mathbf{e}'_i, \\ \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_k &= \underbrace{v_k}_{v_i \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_k = v_i \delta_{ik}} = v'_i \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}_k, \quad \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}'_k = v'_k = v_i \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}'_k. \end{aligned}$$

Связь между базисными векторами “старой” и “новой” — “повёрнутой” — ортонормальных систем представима матрицей поворота (матрицей “направляющих” косинусов) $o_{i'k}$:

$$\mathbf{e}'_i = o_{i'k} \mathbf{e}_k, \quad (\cdot \mathbf{e}_k) \Rightarrow o_{i'k} = \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}_k = \cos \angle(\mathbf{e}'_i, \mathbf{e}_k). \quad (1.2)$$

Матрица косинусов ортогональна, то есть при транспонировании она обращается:

$$o_{i'k} o_{j'k} = o_{k'i} o_{k'j} = \delta_{ij} \quad (1.3)$$

(доказательство: $\delta_{ij} = \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}'_j = o_{i'k} \mathbf{e}_k \cdot o_{j'n} \mathbf{e}_n = o_{i'k} o_{j'n} \delta_{kn} = o_{i'k} o_{j'k}$).

Ортогональное преобразование компонент вектора

$$v'_i = v_k \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}'_i = o_{i'k} v_k \quad (1.4)$$

может быть использовано для определения самого вектора. Пусть в каждом ортонормированном базисе \mathbf{e}_i даётся тройка чисел v_i , и при переходе к новому ортонормированному базису она преобразуется согласно (1.4); тогда эта тройка компонент представляет инвариантный объект — вектор \mathbf{v} .

Умножение ортогональной матрицы на компоненты любого вектора сохраняет длину (модуль) этого вектора:

$|\mathbf{v}|^2 = \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = v'_i v'_i = o_{i'k} v_k o_{i'n} v_n = v_n v_n$ — этот вывод опирается на (1.3).

§ 2. Тензор и его компоненты

Когда в каждом ортонормальном базисе \mathbf{e}_i имеем совокупность девяти ($3^2 = 9$) чисел B_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$), преобразующуюся при переходе к новому (повёрнутому) ортонормальному базису как

$$B'_{ij} = o_{i'k} o_{j'n} B_{kn}, \quad (2.1)$$

тогда эта совокупность компонент представляет инвариантный объект — тензор второй сложности (второй валентности, бивалентный) ${}^2\mathbf{B}$.

Иными словами, тензор ${}^2\mathbf{B}$ проявляется в каждом базисе матрицей своих компонент B_{ij} , меняющейся вместе с базисом согласно (2.1). Распространённые в литературе попытки заменить тензоры матрицами ведут к ошибкам, если не следить за базисом, которому эти матрицы соответствуют.

Ключевой пример тензора второй сложности — диада. Пусть \mathbf{a} и \mathbf{b} — векторы. В каждом базисе положим $D_{ij} \equiv a_i b_j$. Легко убедиться, что преобразование (2.1) для D_{ij} справедливо. Получившийся тензор ${}^2\mathbf{D}$ называется диадным произведением (dyadic product) или просто диадой (dyad); его пишут как $\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}$ или \mathbf{ab} . Предпочтём второе.

Ещё один существенный пример двухвалентного тензора — единичный тензор (он же “метрический”). Для любого декартова (cartesian) базиса положим $E_{ij} \equiv \delta_{ij} = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j$. Это действительно компоненты тензора, (2.1) действует. Назовём этот тензор \mathbf{E} .

Неизменность компонент при повороте базиса делает тензор \mathbf{E} изотропным. Ненулевых векторов с таким свойством нет (все компоненты нуль-вектора $\mathbf{0}$ равны нулю в любом базисе).

Третий пример связан с линейным преобразованием векторов: \mathbf{b} есть линейная функция от \mathbf{a} . В каждом базисе имеем $b_i = c_{ij} a_j$. Коэффициенты преобразования меняются при перемене базиса:

$$b'_i = c'_{ij} a'_j = o_{i'k} b_k = o_{i'k} c_{kn} a_n, \quad a_n = o_{j'n} a'_j \Rightarrow c'_{ij} = o_{i'k} o_{j'n} c_{kn}.$$

Видим, что множество матриц c_{ij} , c'_{ij} , ..., определяющих одно и то же линейное преобразование \mathbf{a} в \mathbf{b} , но в разных базисах, сводится к одному инвариантному объекту — тензору второй

сложности $^2\mathbf{c}$. Многие авторы так и определяют тензор через линейное преобразование.

Четвёртый пример — коэффициенты инвариантной квадратичной формы $F(\mathbf{a}) = f_{ij}a_ia_j$, где a_i и a_j — компоненты векторного аргумента \mathbf{a} , и результат F не зависит от базиса. Из равенств $F' = f'_{ij}a'_ia'_j = F$ следует (2.1) для коэффициентов f_{ij} .

Обратимся теперь к тензорам бóльших сложностей. Тензор третьей валентности $^3\mathbf{C}$ представляется через совокупность $3^3 = 27$ чисел C_{ijk} , преобразующихся как

$$C'_{ijk} = o_{i'p}o_{j'q}o_{k'r}C_{pqr}. \quad (2.2)$$

Простейший пример — триада из векторов \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} :

$$C_{ijk} \equiv a_ib_jc_k \Leftrightarrow ^3\mathbf{C} = \mathbf{abc}.$$

Отметим, что ортогональные преобразования (2.2) и (2.1) — результаты своеобразного “повторения” векторного (1.4). Читатель без труда напишет преобразование компонент тензора любой сложности и для примера приведёт соответствующую полиаду.

Векторы с преобразованием компонент (1.4) суть тензоры первой сложности.

В конце этого параграфа обратимся к самым простым объектам — скалярам, то есть тензорам нулевой сложности. Скаляр это одно ($3^0 = 1$) число, не зависящее от базиса: масса, энергия, температура и др. Но что такое, например, компоненты (1.1) вектора $\mathbf{v} = v_i\mathbf{e}_i$ и $v_i = \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_i$? Если не скаляры, то что? Односложно ответить невозможно. В каждом фиксированном базисе \mathbf{e}_i , конечно, векторы, а v_i — скаляры.

§ 3. Действия с тензорами

Этих действий четыре.

Первое — линейная комбинация — объединяет в себе сложение и умножение на число. Объекты действия и результат — одинаковой сложности. Комбинирование двух тензоров выглядит так:

$$\lambda a_{ij\dots} + \mu b_{ij\dots} = c_{ij\dots} \Leftrightarrow \lambda \mathbf{a} + \mu \mathbf{b} = \mathbf{c}. \quad (3.1)$$

Здесь λ и μ — коэффициенты-скаляры; \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} — тензоры одной и той же сложности. Легко показать, что для компонент \mathbf{c} выполняется (2.1), то есть результат действия это тоже тензор.

“Разложение вектора по базису” — представление вектора суммой $\mathbf{v} = v_i \mathbf{e}_i$ — это не что иное, как линейная комбинация векторов базиса \mathbf{e}_i с коэффициентами v_i .

Второе действие это умножение. Сложности сомножителей — любые, сложность произведения — суммарная. Примеры:

$$\begin{aligned} v_i a_{jk} &= C_{ijk} \Leftrightarrow \mathbf{v}^2 \mathbf{a} = {}^3\mathbf{C}, \\ a_{ij} B_{k\ell m} &= D_{ijk\ell m} \Leftrightarrow {}^2\mathbf{a} {}^3\mathbf{B} = {}^5\mathbf{D}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Рассмотрев преобразование совокупностей C_{ijk} и $D_{ijk\ell m}$ при повороте базиса, видим, что это действительно компоненты тензоров. Простейший пример умножения — диадное произведение векторов ${}^2\mathbf{A} = \mathbf{b}\mathbf{c}$.

Третье действие называется свёрткой (contraction). Это действие над одним тензором, других “участников” нет. Грубо говоря, свёртка состоит в суммировании компонент по какой-либо паре индексов. В результате свёртки сложность тензора уменьшается на два. Для тензора, например, третьей сложности ${}^3\mathbf{D}$ возможны следующие варианты свёртки, приводящие к векторам \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} :

$$a_i = D_{kki}, \quad b_i = D_{kik}, \quad c_i = D_{ikk}. \quad (3.3)$$

При повороте базиса

$$a'_i = D'_{kki} = \underbrace{o_{k'p} o_{k'q} o_{i'r}}_{\delta_{pq}} D_{pqr} = o_{i'r} D_{ppr} = o_{i'r} a_r,$$

что доказывает тензорный характер результата свёртки.

Для тензора второй сложности возможен лишь один вариант свёртки, приводящий к скаляру, называемому первым инвариантом или следом тензора

$$B_{kk} = \mathbf{I}(\mathbf{B}) \equiv \text{tr } \mathbf{B}.$$

След единичного тензора (“свёртка дельты Кронекера”) есть размерность пространства:

$$\text{tr } \mathbf{E} = \delta_{kk} = \delta_{11} + \delta_{22} + \delta_{33} = 3.$$

Четвёртое действие именуется по-разному: перестановка индексов, жонглирование индексами, index swap и др. Из компонент

тензора образуется новая совокупность величин с другой последовательностью индексов, результатом является тензор той же сложности. Из тензора 3D , например, можно получить тензоры 3A , 3B , 3C с компонентами

$$\begin{aligned} {}^3A &= {}^3D_{1\rightleftharpoons 2} \Leftrightarrow A_{ijk} = D_{jik}, \\ {}^3B &= {}^3D_{1\rightleftharpoons 3} \Leftrightarrow B_{ijk} = D_{kji}, \\ {}^3C &= {}^3D_{2\rightleftharpoons 3} \Leftrightarrow C_{ijk} = D_{ikj}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Для тензора второй сложности возможна лишь одна перестановка, называемая транспонированием: $B_{ij} = A_{ji} \Leftrightarrow \mathbf{B} = \mathbf{A}^\top$. Очевидно, $(\mathbf{A}^\top)^\top = \mathbf{A}$.

При диадном умножении векторов $\mathbf{ab} = \mathbf{ba}^\top$.

Представленные четыре действия можно комбинировать в разных сочетаниях. Чаще всего встречается комбинация умножения и свёртки — dot product; при этом в инвариантной безындexсной записи ставится точка, указывающая на свёртку по соответствующим соседним индексам:

$$a_i = B_{ij}c_j \Leftrightarrow \mathbf{a} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{c}, \quad A_{ij} = B_{ik}C_{kj} \Leftrightarrow \mathbf{A} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{C}. \quad (3.5)$$

Определяющее свойство единичного тензора

$${}^n\mathbf{a} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{E} \cdot {}^n\mathbf{a} = {}^n\mathbf{a} \quad \forall {}^n\mathbf{a} \quad \forall n > 0. \quad (3.6)$$

В коммутативном скалярном произведении двух векторов точка имеет тот же смысл:

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = a_i b_i = b_i a_i = \mathbf{b} \cdot \mathbf{a} = \text{tr } \mathbf{ab} = \text{tr } \mathbf{ba}. \quad (3.7)$$

Для dot product'a тензоров второй сложности справедливо следующее

$$\begin{aligned} \mathbf{B} \cdot \mathbf{Q} &= (\mathbf{Q}^\top \cdot \mathbf{B}^\top)^\top \\ (\mathbf{B} \cdot \mathbf{Q})^\top &= \mathbf{Q}^\top \cdot \mathbf{B}^\top \end{aligned} \quad (3.8)$$

(например, для диад $\mathbf{B} = \mathbf{bd}$ и $\mathbf{Q} = \mathbf{pq}$

$$\begin{aligned} (\mathbf{bd} \cdot \mathbf{pq})^\top &= \mathbf{pq}^\top \cdot \mathbf{bd}^\top \\ d_i p_i \mathbf{bq}^\top &= \mathbf{qp} \cdot \mathbf{db} \\ d_i p_i \mathbf{qb} &= p_i d_i \mathbf{qb}). \end{aligned}$$

Для вектора и тензора второй сложности

$$\mathbf{c} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{B}^\top \cdot \mathbf{c}, \quad \mathbf{B} \cdot \mathbf{c} = \mathbf{c} \cdot \mathbf{B}^\top. \quad (3.9)$$

“Квадрат” тензора второй сложности определяется как

$$B^2 \equiv B \cdot B. \quad (3.10)$$

Свёртка может повторяться: $A \bullet \bullet B \equiv A_{ij}B_{ji}$, и вот немного полезных равенств для тензоров второй сложности

$$\begin{aligned} A \bullet \bullet E &= E \bullet \bullet A = \text{tr } A = A_{jj}, \\ A \bullet \bullet B &= B \bullet \bullet A, \quad A \bullet \bullet B^\top = A^\top \bullet \bullet B, \\ A \bullet \bullet B \cdot C &= A \cdot B \bullet \bullet C = C \bullet \bullet A \cdot B = A_{ij}B_{jk}C_{ki}, \\ A \bullet \bullet B \cdot C \cdot D &= A \cdot B \bullet \bullet C \cdot D = A \cdot B \cdot C \bullet \bullet D = \\ &= D \bullet \bullet A \cdot B \cdot C = A_{ij}B_{jk}C_{kn}D_{ni}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

§ 4. Полиадное представление

В §2 тензор представлялся как некий инвариантный объект, проявляющийся в каждом базисе в виде совокупности чисел (компонент). Такое изложение характерно для большинства книг по тензорному исчислению. Индексная запись конструктивна, когда достаточно декартовых координат. Но для физики упругих тел этого мало — тут нужен более изящный, мощный и совершенный аппарат прямого тензорного исчисления, оперирующего лишь с инвариантными безындексными объектами.

Соотношение $\mathbf{v} = v_i \mathbf{e}_i$ из (1.1) связывает вектор \mathbf{v} с базисом \mathbf{e}_i и компонентами v_i вектора в этом базисе. Вскоре мы установим аналогичное соотношение для тензора любой сложности.

Рассмотрим тензор ${}^2\mathbf{B}$. В каждом базисе имеем девять чисел B_{ij} и столько же диад $\mathbf{e}_i \mathbf{e}_j$. Линейным комбинированием возможно образовать сумму $B_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j$. Это тензор, но каковы его компоненты и сохранится ли подобное его представление при повороте базиса?

Компоненты построенной суммы

$$(B_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j)_{pq} = B_{ij} \delta_{ip} \delta_{jq} = B_{pq}$$

это компоненты тензора ${}^2\mathbf{B}$. При повороте же базиса

$$B'_{ij} \mathbf{e}'_i \mathbf{e}'_j = o_{i'p} o_{j'q} B_{pq} o_{i'n} \mathbf{e}_n o_{j'm} \mathbf{e}_m = \delta_{pn} \delta_{qm} B_{pq} \mathbf{e}_n \mathbf{e}_m = B_{pq} \mathbf{e}_p \mathbf{e}_q.$$

Сомнения отпали — приходим к диадному представлению тензора второй сложности

$${}^2\mathbf{B} = B_{ij}e_ie_j. \quad (4.1)$$

Для единичного тензора

$$\mathbf{E} = E_{ij}e_ie_j = \delta_{ij}e_ie_j = e_ie_i = e_1e_1 + e_2e_2 + e_3e_3.$$

Полиадные представления типа (4.1) помогают проще и с бóльшим пониманием оперировать с тензорами:

$$\begin{aligned} v \cdot {}^2\mathbf{B} &= v_ie_i \cdot B_{jk}e_je_k = v_iB_{jk}\delta_{ij}e_k = v_iB_{ik}e_k, \\ e_i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot e_j &= e_i \cdot B_{pq}e_pe_q \cdot e_j = B_{pq}\delta_{ip}\delta_{jq} = B_{ij} = {}^2\mathbf{B} \cdot e_je_i. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Последняя строчка весьма интересна: компоненты тензора выражены через сам тензор. Ортогональное преобразование компонент при повороте базиса (2.1) оказывается очевидным следствием (4.2).

Аналогичным образом по базисным полиадам разлагается тензор любой сложности. Например, для трёхвалентного тензора

$$\begin{aligned} {}^3\mathbf{C} &= C_{ijk}e_ie_je_k, \\ C_{ijk} &= {}^3\mathbf{C} \cdots e_ke_je_i = e_i \cdot {}^3\mathbf{C} \cdot e_ke_je_i = e_je_ie_i \cdot {}^3\mathbf{C} \cdot e_k. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Используя разложение по полиадам, легко увидеть справедливость свойства (3.6) “единичности” тензора \mathbf{E} :

$$\begin{aligned} {}^n\mathbf{a} &= a_{ij\dots q}e_ie_j\dots e_q, \quad \mathbf{E} = e_e e_e \\ {}^n\mathbf{a} \cdot \mathbf{E} &= a_{ij\dots q}e_ie_j\dots \underbrace{e_q \cdot e_e}_{\delta_{eq}}e_e = a_{ij\dots q}e_ie_j\dots e_q = {}^n\mathbf{a}, \\ \mathbf{E} \cdot {}^n\mathbf{a} &= e_e e_e \cdot a_{ij\dots q}e_ie_j\dots e_q = a_{ij\dots q}\delta_{ei}e_e e_j\dots e_q = {}^n\mathbf{a}. \end{aligned}$$

Полиадное представление соединяет вместе прямую и индексную записи. Не сто́ит противопоставлять их. Прямая запись компактна, изящна, и лишь она должна быть в фундаментальных соотношениях. Но и индексная запись полезна: при громоздких выкладках с тензорами мы не встретим трудностей.

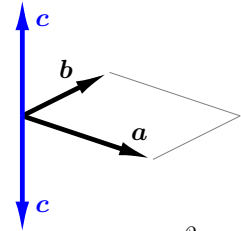
§ 5. Векторное произведение и тензор Лёви-Чивиты

Начнём с привычных представлений о векторном произведении двух векторов. Оно направлено перпендикулярно плоскости сомножителей, а длина его равна площади образуемого сомножителями параллелограмма

$$|\mathbf{a} \times \mathbf{b}| = |\mathbf{a}||\mathbf{b}| \sin \angle(\mathbf{a}, \mathbf{b}).$$

Cross product (векторное произведение) $\mathbf{c} = \mathbf{a} \times \mathbf{b}$ считается псевдовектором, поскольку тройка векторов \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} может быть либо “правой”, либо “левой” (рис. 2).

Различие векторов и псевдовекторов ограничивает вид формул: векторы с псевдовекторами не складываются. Формула кинематики абсолютно жёсткого недеформируемого тела $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ корректна, поскольку во втором слагаемом «два “псевдо” взаимно компенсируются».



Однако векторное произведение можно не считать самостоятельным действием. Оно сводится к четырём ранее описанным и обобщается на тензоры любой сложности. Покажем это.

Сначала введём символ перестановки (permutation symbol) O.Veblen’a e_{ijk} : $e_{123} = e_{231} = e_{312} = 1$, $e_{213} = e_{321} = e_{132} = -1$, остальные нули. Символ e_{ijk} (± 1 или 0) не меняется при круговой перестановке индексов, меняет знак при перестановке любых двух индексов и обращается в нуль при совпадении какой-либо пары.

Через символ Веблена определитель (детерминант) матрицы A_{ij} выражается так:

$$\det A_{ij} = e_{ijk} A_{1i} A_{2j} A_{3k} = e_{ijk} A_{i1} A_{j2} A_{k3}.$$

Далее познакомимся с волюметрическим тензором третьей сложности — тензором Levi-Civita’ы

$${}^3\epsilon = e_{ijk} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \mathbf{e}_k, \quad e_{ijk} \equiv \mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_j \cdot \mathbf{e}_k. \quad (5.1)$$

Абсолютная величина каждой ненулевой компоненты ϵ_{ijk} равна объёму \sqrt{g} параллелепипеда, натянутого на базис — “сме-

шанному” (“тройному”, “векторно-скалярному”) произведению базисных векторов.

Тензор ${}^3\epsilon$ изотропный, его компоненты при повороте базиса не меняются. Но при изменении ориентации тройки векторов базиса (перемене “направления винта”) ${}^3\epsilon$ меняет знак и поэтому является псевдотензором.

Тензор Лёви-Чивиты ${}^3\epsilon$ даёт возможность по-новому взглянуть на векторное произведение

$$\begin{aligned} \epsilon_{ijk} &= e_i \times e_j \cdot e_k \Leftrightarrow e_i \times e_j = \epsilon_{ijk} e_k, \\ \mathbf{a} \times \mathbf{b} &= a_i e_i \times b_j e_j = \epsilon_{ijk} a_i b_j e_k = \mathbf{ba} \cdot \cdot {}^3\epsilon = -\mathbf{a} \cdot \cdot {}^3\epsilon \cdot \mathbf{b}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Здесь видим лишь dot product — комбинацию умножения и свёртки — с участием тензора ${}^3\epsilon$.

Такие комбинации возможны с любыми тензорами:

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times {}^2\mathbf{B} &= a_i e_i \times B_{jk} e_j e_k = \underbrace{a_i B_{jk} \epsilon_{ijn} e_n e_k}_{-a_i \epsilon_{ijn} B_{jk}} = -\mathbf{a} \cdot \cdot {}^3\epsilon \cdot {}^2\mathbf{B}, \\ {}^2\mathbf{C} \times d\mathbf{b} &= C_{ij} e_i e_j \times d_p b_q e_p e_q = e_i C_{ij} d_p \underbrace{\epsilon_{jpk} e_k b_q e_q}_{-\epsilon_{pjk} = -\epsilon_{jpk}} = \\ &= -{}^2\mathbf{C} d \cdot \cdot {}^3\epsilon b = -{}^2\mathbf{C} \cdot \cdot {}^3\epsilon \cdot d\mathbf{b}, \\ \mathbf{E} \times \mathbf{E} &= e_i e_i \times e_j e_j = \underbrace{-\epsilon_{ijk} e_i e_j e_k}_{+\epsilon_{ijk} e_i e_k e_j} = -{}^3\epsilon. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Последнее равенство представляет собой связь изотропных тензоров второй и третьей сложности.

Из (5.3) и (3.6) $\forall {}^n\Upsilon \quad \forall n > 0$

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \times {}^n\Upsilon &= \mathbf{E} \times \mathbf{E} \cdot \cdot {}^n\Upsilon = -{}^3\epsilon \cdot \cdot {}^n\Upsilon, \\ {}^n\Upsilon \times \mathbf{E} &= {}^n\Upsilon \cdot \cdot \mathbf{E} \times \mathbf{E} = -{}^n\Upsilon \cdot \cdot {}^3\epsilon. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Для любого тензора первой сложности (вектора)

$$\mathbf{E} \times \mathbf{a} = \mathbf{a} \times \mathbf{E} = -\mathbf{a} \cdot \cdot {}^3\epsilon = -{}^3\epsilon \cdot \cdot \mathbf{a}. \quad (5.5)$$

Для любых двух векторов \mathbf{a} и \mathbf{b}

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times \mathbf{b} &= \mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{E}) = (\mathbf{a} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{b} = -\mathbf{ab} \cdot \cdot {}^3\epsilon = -{}^3\epsilon \cdot \cdot \mathbf{ab}, \\ \mathbf{b} \times \mathbf{a} &= \mathbf{b} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{E}) = (\mathbf{b} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{a} = -\mathbf{ba} \cdot \cdot {}^3\epsilon = -{}^3\epsilon \cdot \cdot \mathbf{ba}, \\ \mathbf{a} \times \mathbf{b} &= -\mathbf{ab} \cdot \cdot {}^3\epsilon = \mathbf{ba} \cdot \cdot {}^3\epsilon \Rightarrow \mathbf{a} \times \mathbf{b} = -\mathbf{b} \times \mathbf{a}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Когда базис \mathbf{e}_i это “правая” тройка взаимно ортогональных векторов единичной длины, тогда $\sqrt{g} = 1$, и компоненты ${}^3\epsilon$ равны символу Веблена: $\epsilon_{ijk} = e_{ijk}$. Если же тройка \mathbf{e}_i “левая”, то $\epsilon_{ijk} = -e_{ijk}$.

Справедливо такое соотношение

$$e_{ijk}e_{pqr} = \det \begin{bmatrix} \delta_{ip} & \delta_{iq} & \delta_{ir} \\ \delta_{jp} & \delta_{jq} & \delta_{jr} \\ \delta_{kp} & \delta_{kq} & \delta_{kr} \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Доказательство начнём с представлений символов Веблена как определителей:

$$e_{ijk} = \det \begin{bmatrix} \delta_{i1} & \delta_{i2} & \delta_{i3} \\ \delta_{j1} & \delta_{j2} & \delta_{j3} \\ \delta_{k1} & \delta_{k2} & \delta_{k3} \end{bmatrix}, \quad e_{pqr} = \det \begin{bmatrix} \delta_{p1} & \delta_{p2} & \delta_{p3} \\ \delta_{q1} & \delta_{q2} & \delta_{q3} \\ \delta_{r1} & \delta_{r2} & \delta_{r3} \end{bmatrix}.$$

В левой части (5.7) имеем произведение этих определителей. Но $\det(AB) = (\det A)(\det B)$ — определитель произведения матриц равен произведению определителей. В матрице-произведении элемент $[\dots]_{11}$ равен $\delta_{is}\delta_{ps} = \delta_{ip}$, как и в (5.7); легко проверить и другие фрагменты (5.7).

Свёртка (5.7) приводит к полезным формулам

$$e_{ijk}e_{pqk} = \delta_{ip}\delta_{jq} - \delta_{iq}\delta_{jp}, \quad e_{ijk}e_{pjk} = 2\delta_{ip}, \quad e_{ijk}e_{ijk} = 6. \quad (5.8)$$

Первая из формул даёт знакомое представление двойного векторного произведения

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) &= a_i \mathbf{e}_i \times \epsilon_{pqj} b_p c_q \mathbf{e}_j = \epsilon_{kij} \epsilon_{pqj} a_i b_p c_q \mathbf{e}_k = \\ &= (\delta_{kp}\delta_{iq} - \delta_{kq}\delta_{ip}) a_i b_p c_q \mathbf{e}_k = a_i b_k c_i \mathbf{e}_k - a_i b_i c_k \mathbf{e}_k = \mathbf{ba} \cdot \mathbf{c} - \mathbf{ca} \cdot \mathbf{b}. \end{aligned}$$

Тем же путём выводится $(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{c} = \mathbf{ba} \cdot \mathbf{c} - \mathbf{ab} \cdot \mathbf{c}$.

И такие тождества для любых двух векторов \mathbf{a} и \mathbf{b}

$$\begin{aligned} (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{E} &= \epsilon_{ijk} a_i b_j \mathbf{e}_k \times \mathbf{e}_n \mathbf{e}_n = a_i b_j \epsilon_{ijk} \epsilon_{knq} \mathbf{e}_q \mathbf{e}_n = \\ &= a_i b_j (\delta_{in}\delta_{jq} - \delta_{iq}\delta_{jn}) \mathbf{e}_q \mathbf{e}_n = a_i b_j \mathbf{e}_j \mathbf{e}_i - a_i b_j \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = \mathbf{ba} - \mathbf{ab}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{a} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{E}) &= (\mathbf{a} \cdot {}^3\epsilon) \cdot (\mathbf{b} \cdot {}^3\epsilon) = \\ &= a_i \epsilon_{ipn} \mathbf{e}_p \mathbf{e}_n \cdot b_j \epsilon_{jsk} \mathbf{e}_s \mathbf{e}_k = a_i b_j \epsilon_{ipn} \epsilon_{njk} \mathbf{e}_p \mathbf{e}_k = \\ &= a_i b_j (\delta_{ik}\delta_{pj} - \delta_{ij}\delta_{pk}) \mathbf{e}_p \mathbf{e}_k = a_i b_j \mathbf{e}_j \mathbf{e}_i - a_i b_i \mathbf{e}_k \mathbf{e}_k = \\ &= \mathbf{ba} - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Ещё одно соотношение между изотропными тензорами второй и третьей сложности:

$${}^3\epsilon \bullet {}^3\epsilon = \epsilon_{ijk} e_i \epsilon_{kjin} e_n = -2\delta_{in} e_i e_n = -2\mathbf{E}. \quad (5.11)$$

§ 6. Симметричные и антисимметричные тензоры

Тензор, не меняющийся при перестановке какой-либо пары своих индексов, называется симметричным по этой паре индексов. Если же при перестановке пары индексов тензор меняет свой знак, то он называется антисимметричным (кососимметричным) по этой паре индексов.

Тензор Лёви-Чивиты ${}^3\epsilon$ антисимметричен по любой паре индексов, то есть он полностью антисимметричен (абсолютно кососимметричен).

Тензор второй сложности \mathbf{B} симметричен, если $\mathbf{B} = \mathbf{B}^\top$. Когда транспонирование меняет знак тензора, то есть $\mathbf{A}^\top = -\mathbf{A}$, тогда он антисимметричен (кососимметричен).

Любой тензор второй сложности представим суммой симметричной и антисимметричной частей

$$\begin{aligned} \mathbf{C} &= \mathbf{C}^S + \mathbf{C}^A, \quad \mathbf{C}^\top = \mathbf{C}^S - \mathbf{C}^A; \\ \mathbf{C}^S &\equiv \frac{1}{2} (\mathbf{C} + \mathbf{C}^\top), \quad \mathbf{C}^A \equiv \frac{1}{2} (\mathbf{C} - \mathbf{C}^\top). \end{aligned} \quad (6.1)$$

Для диады $\mathbf{cd} = \mathbf{cd}^S + \mathbf{cd}^A = \frac{1}{2} (\mathbf{cd} + \mathbf{dc}) + \frac{1}{2} (\mathbf{cd} - \mathbf{dc})$.

Произведение двух симметричных тензоров $\mathbf{C}^S \cdot \mathbf{D}^S$ симметрично далеко не всегда, но только когда $\mathbf{D}^S \cdot \mathbf{C}^S = \mathbf{C}^S \cdot \mathbf{D}^S$, ведь по (3.8) $(\mathbf{C}^S \cdot \mathbf{D}^S)^\top = \mathbf{D}^S \cdot \mathbf{C}^S$.

В нечётномерных пространствах любой антисимметричный тензор второй сложности необратим, его определитель $\det \mathbf{A} = 0$.

Существует взаимно-однозначное соответствие между антисимметричными тензорами второй сложности и (псевдо)векторами. Матрица компонент кососимметричного тензора определяется тройкой чисел (диагональные компоненты — нули, а недиагональные — попарно противоположны). Dot product кососимметричного \mathbf{A} и какого-либо тензора ${}^n\xi$ однозначно

соответствует cross product'у псевдовектора \mathbf{a} и того же тензора ${}^n\xi$

$$\mathbf{c} = \mathbf{A} \cdot {}^n\xi \Leftrightarrow \mathbf{a} \times {}^n\xi = \mathbf{c} \quad \forall \mathbf{A} = \mathbf{A}^A \quad \forall {}^n\xi \quad \forall n > 0. \quad (6.2)$$

Раскроем это соответствие $\mathbf{A} = \mathbf{A}(\mathbf{a})$:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} \cdot {}^n\xi &= \mathbf{a} \times {}^n\xi \\ A_{hi} e_h e_i \cdot \xi_{jk\dots q} e_j e_k \dots e_q &= a_i e_i \times \xi_{jk\dots q} e_j e_k \dots e_q \\ A_{hj} \xi_{jk\dots q} e_h e_k \dots e_q &= a_i \in_{ijh} \xi_{jk\dots q} e_h e_k \dots e_q \\ A_{hj} &= -a_i \in_{ihj} \\ \mathbf{A} &= -\mathbf{a} \cdot {}^3\epsilon \end{aligned}$$

Так же из ${}^n\xi \cdot \mathbf{A} = {}^n\xi \times \mathbf{a}$ получается $\mathbf{A} = -{}^3\epsilon \cdot \mathbf{a}$.

В общем, для взаимно-однозначного соответствия между \mathbf{A} и \mathbf{a} имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= -\mathbf{a} \cdot {}^3\epsilon = \mathbf{a} \times \mathbf{E} = -{}^3\epsilon \cdot \mathbf{a} = \mathbf{E} \times \mathbf{a}, \\ \mathbf{a} &= \mathbf{a} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{a} \cdot \left(-\frac{1}{2} {}^3\epsilon \cdot {}^3\epsilon \right) = \frac{1}{2} \mathbf{A} \cdot {}^3\epsilon. \end{aligned} \quad (6.3)$$

Вектор \mathbf{a} называется сопутствующим тензору \mathbf{A} .

Компоненты кососимметричного \mathbf{A} через компоненты сопутствующего ему псевдовектора \mathbf{a}

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= -{}^3\epsilon \cdot \mathbf{a} = -\in_{ijk} e_i e_j a_k, \\ A_{ij} &= -\in_{ijk} a_k = \begin{bmatrix} 0 & -a_3 & a_2 \\ a_3 & 0 & -a_1 \\ -a_2 & a_1 & 0 \end{bmatrix} \end{aligned}$$

и обратно

$$\begin{aligned} \mathbf{a} &= \frac{1}{2} \mathbf{A} \cdot {}^3\epsilon = \frac{1}{2} A_{jk} \in_{kji} e_i, \\ a_i &= \frac{1}{2} \in_{ikj} A_{jk} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \in_{123} A_{32} + \in_{132} A_{23} \\ \in_{213} A_{31} + \in_{231} A_{13} \\ \in_{312} A_{21} + \in_{321} A_{12} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} A_{32} - A_{23} \\ A_{13} - A_{31} \\ A_{21} - A_{12} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Легко запоминающийся вспомогательный “псевдовекторный инвариант” \mathbf{A}_\times получается из тензора \mathbf{A} заменой диадных произведений на векторные

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_\times &\equiv A_{ij} e_i \times e_j = -\mathbf{A} \cdot {}^3\epsilon, \\ \mathbf{A}_\times &= (\mathbf{a} \times \mathbf{E})_\times = -2\mathbf{a}, \quad \mathbf{a} = -\frac{1}{2} \mathbf{A}_\times = -\frac{1}{2} (\mathbf{a} \times \mathbf{E})_\times. \end{aligned} \quad (6.4)$$

Обоснование (6.4):

$$\begin{aligned}
 \mathbf{a} \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{2} \mathbf{A}_\times \times \mathbf{E} = -\frac{1}{2} A_{ij} \underbrace{(\mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_j)}_{\in_{ijn} \mathbf{e}_n} \times \mathbf{e}_k \mathbf{e}_k = \\
 &= -\frac{1}{2} A_{ij} \underbrace{\in_{nij} \in_{nkp}}_{\delta_{jp} \delta_{ik} - \delta_{ip} \delta_{jk}} \mathbf{e}_p \mathbf{e}_k = -\frac{1}{2} A_{ij} (\mathbf{e}_j \mathbf{e}_i - \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j) = \\
 &= -\frac{1}{2} (\mathbf{A}^\top - \mathbf{A}) = \mathbf{A}^\mathbf{A} = \mathbf{A}.
 \end{aligned}$$

Сопутствующий вектор **можно ввести** для любого бивалентного тензора, но лишь антисимметричная часть при этом даёт вклад: $\mathbf{C}^\mathbf{A} = -\frac{1}{2} \mathbf{C}_\times \times \mathbf{E}$. Для симметричного тензора сопутствующий вектор — нулевой: $\mathbf{B}_\times = \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{B} = \mathbf{B}^\top = \mathbf{B}^\mathbf{S}$.

С (6.4) разложение какого-либо тензора \mathbf{C} на симметричную и антисимметричную части выглядит как

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}^\mathbf{S} - \frac{1}{2} \mathbf{C}_\times \times \mathbf{E}. \quad (6.5)$$

Для диады же

$$(5.9) \Rightarrow (\mathbf{c} \times \mathbf{d}) \times \mathbf{E} = \mathbf{dc} - \mathbf{cd} = -2\mathbf{cd}^\mathbf{A}, \quad (\mathbf{cd})_\times = \mathbf{c} \times \mathbf{d},$$

и разложение её

$$\mathbf{cd} = \frac{1}{2} (\mathbf{cd} + \mathbf{dc}) - \frac{1}{2} (\mathbf{c} \times \mathbf{d}) \times \mathbf{E}. \quad (6.6)$$

§ 7. Собственные векторы и собственные числа тензора

Если для тензора ${}^2\mathbf{B}$ и ненулевого вектора \mathbf{a}

$${}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a} = \eta \mathbf{a}, \quad \mathbf{a} \neq \mathbf{0} \quad (7.1)$$

$${}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a} = \eta \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}, \quad ({}^2\mathbf{B} - \eta \mathbf{E}) \cdot \mathbf{a} = \mathbf{0},$$

то η называется собственным числом (собственным значением, eigenvalue, главным значением) ${}^2\mathbf{B}$, а определяемая собственным вектором \mathbf{a} ось (направление) — его собственной (главной, principal) осью (направлением).

В компонентах это матричная задача на собственные значения $(B_{ij} - \eta \delta_{ij}) a_j = 0$ — однородная линейная алгебраическая система, имеющая ненулевые решения при равенстве нулю определителя $\det(B_{ij} - \eta \delta_{ij})$:

$$\det \begin{bmatrix} B_{11} - \eta & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} - \eta & B_{23} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} - \eta \end{bmatrix} = -\eta^3 + \text{I} \eta^2 - \text{II} \eta + \text{III} = 0; \quad (7.2)$$

$$\begin{aligned}
I &= \text{tr } {}^2\mathbf{B} = B_{kk} = B_{11} + B_{22} + B_{33}, \\
II &= B_{11}B_{22} - B_{12}B_{21} + B_{11}B_{33} - B_{13}B_{31} + B_{22}B_{33} - B_{23}B_{32}, \quad (7.3) \\
III &= \det {}^2\mathbf{B} = \det B_{ij} = e_{ijk}B_{1i}B_{2j}B_{3k} = e_{ijk}B_{i1}B_{j2}B_{k3}.
\end{aligned}$$

Корни характеристического уравнения (7.2) — собственные числа — не зависят от базиса и потому инвариантны.

Коэффициенты (7.3) тоже не зависят от базиса; они называются первым, вторым и третьим инвариантами тензора. С первым инвариантом I — следом тензора — мы уже встречались в §3. Второй инвариант II это след союзной (взаимной, *adjugate*) матрицы — транспонированной матрицы дополнений: $II({}^2\mathbf{B}) \equiv \text{tr}(\text{adj } B_{ij})$. Или он же $II({}^2\mathbf{B}) \equiv \frac{1}{2}[(\text{tr } {}^2\mathbf{B})^2 - \text{tr}({}^2\mathbf{B} \cdot {}^2\mathbf{B})] = \frac{1}{2}[(B_{kk})^2 - B_{ij}B_{ji}]$. И третий инвариант III это определитель (детерминант) компонент тензора: $III({}^2\mathbf{B}) \equiv \det {}^2\mathbf{B}$.

Это относилось ко всем тензорам второй сложности. Для случая же симметричного тензора справедливо следующее:

1°. Собственные числа симметричного тензора вещественны.

2°. Собственные оси для разных собственных чисел ортогональны.

Первое утверждение доказывается от противного. Если η — комплексный корень (7.2), определяющий собственный вектор \mathbf{a} , то сопряжённое число $\bar{\eta}$ также будет корнем. Ему соответствует собственный вектор $\bar{\mathbf{a}}$ с сопряжёнными компонентами. При этом

$$\begin{aligned}
(7.1) \Rightarrow (\bar{\mathbf{a}} \cdot) {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a} &= \eta \mathbf{a}, \quad (\mathbf{a} \cdot) {}^2\mathbf{B} \cdot \bar{\mathbf{a}} = \bar{\eta} \bar{\mathbf{a}} \Rightarrow \\
&\Rightarrow \bar{\mathbf{a}} \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \bar{\mathbf{a}} = (\eta - \bar{\eta}) \mathbf{a} \cdot \bar{\mathbf{a}}.
\end{aligned}$$

Но слева здесь — нуль, поскольку $\mathbf{a} \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{c} = \mathbf{c} \cdot {}^2\mathbf{B}^\top \cdot \mathbf{a}$ и ${}^2\mathbf{B} = {}^2\mathbf{B}^\top$. Поэтому $\eta = \bar{\eta}$, то есть вещественно.

Столь же просто обосновывается и 2°:

$$\underbrace{\mathbf{a}_2 \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_1 \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_2}_{=0} = (\eta_1 - \eta_2) \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2, \quad \eta_1 \neq \eta_2 \Rightarrow \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 = 0.$$

При различных собственных числах собственные векторы единичной длины \mathbf{e}_i образуют ортонормальный базис; каковы же в нём компоненты тензора?

$${}^2B \cdot \mathbf{e}_k = \sum_k \eta_k \mathbf{e}_k, \quad k = 1, 2, 3$$

$${}^2B \cdot \underbrace{\mathbf{e}_k \mathbf{e}_k}_E = \sum_k \eta_k \mathbf{e}_k \mathbf{e}_k$$

В общем случае $B_{ij} = \mathbf{e}_i \cdot {}^2B \cdot \mathbf{e}_j$, в базисе же $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ единичных взаимно ортогональных $\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j = \delta_{ij}$ собственных осей симметричного тензора:

$$B_{11} = \mathbf{e}_1 \cdot (\eta_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 + \eta_2 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 + \eta_3 \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_3) \cdot \mathbf{e}_1 = \eta_1,$$

$$B_{12} = \mathbf{e}_1 \cdot (\eta_1 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 + \eta_2 \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 + \eta_3 \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_3) \cdot \mathbf{e}_2 = 0,$$

$$\dots$$

Матрица компонент диагональна и ${}^2B = \sum \eta_i \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i$. Здесь идёт суммирование по трём повторяющимся индексам, ведь используется особенный базис.

Случай кратных главных значений можно рассмотреть с помощью предельного перехода. При $\eta_2 \rightarrow \eta_1$ любая линейная комбинация \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 в пределе удовлетворяет (7.1); это значит, что любая ось в плоскости $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$ становится собственной. Если же совпадают все три собственных числа, то любая ось в пространстве — собственная. При этом ${}^2B = \eta E$, такие тензоры называются изотропными или шаровыми.

§ 8. Тензор поворота

Соотношение между двумя “правыми” (или двумя “левыми”) ортонормальными базисами \mathbf{e}_i и $\hat{\mathbf{e}}_i$ вполне определено матрицей косинусов (§ 1)

$$\mathbf{e}_i = \mathbf{e}_i \cdot \underbrace{\hat{\mathbf{e}}_j \hat{\mathbf{e}}_j}_E = o_{ij} \hat{\mathbf{e}}_j, \quad o_{ij} \equiv \mathbf{e}_i \cdot \hat{\mathbf{e}}_j.$$

Но можно написать и так:

$$\mathbf{e}_i = \mathbf{e}_j \underbrace{\hat{\mathbf{e}}_j \cdot \hat{\mathbf{e}}_i}_{\delta_{ji}} = P \cdot \hat{\mathbf{e}}_i, \quad P \equiv \mathbf{e}_j \hat{\mathbf{e}}_j = \mathbf{e}_1 \hat{\mathbf{e}}_1 + \mathbf{e}_2 \hat{\mathbf{e}}_2 + \mathbf{e}_3 \hat{\mathbf{e}}_3. \quad (8.1)$$

P называется тензором поворота.

Компоненты P и в начальном $\hat{\mathbf{e}}_i$, и в повернутом \mathbf{e}_i базисах образуют одну и ту же матрицу, равную транспонированной

матрице косинусов $o_{ji}^{\circ} = \mathring{e}_i \cdot e_j$:

$$\begin{aligned} e_i \cdot P \cdot e_j &= \underbrace{e_i \cdot e_k}_{\delta_{ik}} \mathring{e}_k \cdot e_j = \mathring{e}_i \cdot e_j, \\ \mathring{e}_i \cdot P \cdot \mathring{e}_j &= \mathring{e}_i \cdot e_k \underbrace{\mathring{e}_k \cdot \mathring{e}_j}_{\delta_{kj}} = \mathring{e}_i \cdot e_j, \\ P &= o_{ji}^{\circ} e_i e_j = o_{ji}^{\circ} \mathring{e}_i \mathring{e}_j. \end{aligned} \quad (8.2)$$

Тензор P связывает два вектора — “до поворота” $\mathring{r} = \rho_i \mathring{e}_i$ и “после поворота” $r = \rho_i e_i$ — с теми же компонентами ρ_i у r в актуальном повёрнутом базисе e_i , что и у \mathring{r} в неподвижном базисе \mathring{e}_i (“вектор вращается вместе с базисом”): поскольку $e_i = e_j \mathring{e}_j \cdot \mathring{e}_i \Leftrightarrow \rho_i e_i = e_j \mathring{e}_j \cdot \rho_i \mathring{e}_i$, то

$$r = P \cdot \mathring{r} \quad (8.3)$$

(эта связь — обобщённая формула поворота Rodrigues’a).

Поворот же тензора второй сложности $\mathring{C} = C_{ij} \mathring{e}_i \mathring{e}_j$ в текущее (актуальное) положение $C = C_{ij} e_i e_j$ происходит так:

$$C_{ij} e_i e_j = e_i \mathring{e}_i \cdot C_{pq} \mathring{e}_p \mathring{e}_q \cdot \mathring{e}_j \mathring{e}_j \Leftrightarrow C = P \cdot \mathring{C} \cdot P^{\top}. \quad (8.4)$$

Существенное свойство тензора поворота — ортогональность — выражается равенством

$$\underbrace{P}_{e_i \mathring{e}_i} \cdot \underbrace{P^{\top}}_{\mathring{e}_j e_j} = \underbrace{P}_{\mathring{e}_i e_i} \cdot \underbrace{P}_{e_j \mathring{e}_j} = \underbrace{E}_{\mathring{e}_i \mathring{e}_i}, \quad (8.5)$$

то есть $P^{\top} = P^{-1} \Leftrightarrow P = P^{-\top}$ — транспонированный тензор совпадает с обратным.

Ортогональный тензор не меняет скалярное произведение векторов, сохраняя длины и углы (“метрику”)

$$(P \cdot a) \cdot (P \cdot b) = a \cdot P^{\top} \cdot P \cdot b = a \cdot E \cdot b = a \cdot b. \quad (8.6)$$

Для всех ортогональных тензоров $(\det P)^2 = 1$:

$$1 = \det E = \det (P \cdot P^{\top}) = (\det P) (\det P^{\top}) = (\det P)^2.$$

Тензор поворота это ортогональный тензор с $\det P = 1$. Но не только лишь тензоры поворота обладают свойством ортогональности. Когда в (8.1) один из базисов “правый”,

а другой “левый”, имеем комбинацию поворота с отражением, и $\det(-\mathbf{E} \cdot \mathbf{P}) = -1$.

У любого тензора второй сложности в трёхмерном пространстве как минимум одно собственное число — корень (7.2) — действительное (некомплексное). Для тензора поворота оно равно единице

$$\mathbf{P} \cdot \mathbf{a} = \eta \mathbf{a} \Rightarrow \mathbf{a} \cdot \underbrace{\mathbf{P}^\top \cdot \mathbf{P}}_{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{a} = \eta \mathbf{a} \cdot \eta \mathbf{a} \Rightarrow \eta^2 = 1.$$

Соответствующая собственная ось называется осью поворота; теорема Euler’a о конечном повороте в том и состоит, что такая ось существует. Если \mathbf{k} — орт этой оси, а ϑ — величина угла поворота, то тензор поворота представим как

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}, \vartheta) = \mathbf{E} \cos \vartheta + \mathbf{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta + \mathbf{k} \mathbf{k} (1 - \cos \vartheta). \quad (8.7)$$

Доказывается эта формула так. Направление \mathbf{k} при повороте не меняется ($\mathbf{P} \cdot \mathbf{k} = \mathbf{k}$), поэтому на оси поворота $\hat{\mathbf{e}}_3 = \mathbf{e}_3 = \mathbf{k}$. В перпендикулярной плоскости (рис. 3) $\hat{\mathbf{e}}_1 = \mathbf{e}_1 \cos \vartheta - \mathbf{e}_2 \sin \vartheta$, $\hat{\mathbf{e}}_2 = \mathbf{e}_1 \sin \vartheta + \mathbf{e}_2 \cos \vartheta$, $\mathbf{P} = \mathbf{e}_i \hat{\mathbf{e}}_i \Rightarrow$ (8.7).

Из (8.7) и (8.3) получаем формулу поворота Родрига в параметрах \mathbf{k} и ϑ :

$$\mathbf{r} = \hat{\mathbf{r}} \cos \vartheta + \mathbf{k} \times \hat{\mathbf{r}} \sin \vartheta + \mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{r}} (1 - \cos \vartheta).$$

В параметрах конечного поворота транспонирование, оно же обращение, тензора \mathbf{P} эквивалентно перемене направления поворота — знака угла ϑ

$$\mathbf{P}^\top = \mathbf{P}|_{\vartheta=-\vartheta} = \mathbf{E} \cos \vartheta - \mathbf{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta + \mathbf{k} \mathbf{k} (1 - \cos \vartheta).$$

Пусть теперь тензор поворота меняется со временем: $\mathbf{P} = \mathbf{P}(t)$. Псевдовектор угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ вводится через \mathbf{P} таким путём. Дифференцируем тождество ортогональности (8.5) по времени*

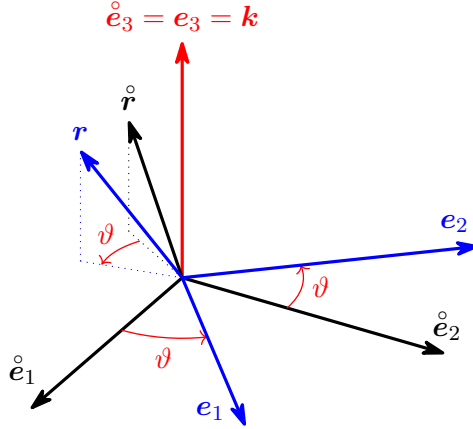
$$\dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{P}^\top + \mathbf{P} \cdot \dot{\mathbf{P}}^\top = 2\mathbf{0}.$$

Тензор $\dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{P}^\top$ (по (3.8) $(\dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{P}^\top)^\top = \mathbf{P} \cdot \dot{\mathbf{P}}^\top$) оказался антисимметричным, и согласно (6.3) он представим сопутствующим

* A variety of notations are used to denote the full time derivative. In addition to the Leibniz’s notation $\frac{dx}{dt}$, very popular short-hand notation is the “over-dot” Newton’s notation \dot{x} .

$$\mathring{e}_i = \mathring{e}_i \cdot e_j e_j$$

$$\begin{bmatrix} \mathring{e}_1 \\ \mathring{e}_2 \\ \mathring{e}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathring{e}_1 \cdot e_1 & \mathring{e}_1 \cdot e_2 & \mathring{e}_1 \cdot e_3 \\ \mathring{e}_2 \cdot e_1 & \mathring{e}_2 \cdot e_2 & \mathring{e}_2 \cdot e_3 \\ \mathring{e}_3 \cdot e_1 & \mathring{e}_3 \cdot e_2 & \mathring{e}_3 \cdot e_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_1 \\ e_2 \\ e_3 \end{bmatrix}$$



$$\begin{bmatrix} \mathring{e}_1 \cdot e_1 & \mathring{e}_1 \cdot e_2 & \mathring{e}_1 \cdot e_3 \\ \mathring{e}_2 \cdot e_1 & \mathring{e}_2 \cdot e_2 & \mathring{e}_2 \cdot e_3 \\ \mathring{e}_3 \cdot e_1 & \mathring{e}_3 \cdot e_2 & \mathring{e}_3 \cdot e_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \vartheta & \cos(90^\circ + \vartheta) & \cos 90^\circ \\ \cos(90^\circ - \vartheta) & \cos \vartheta & \cos 90^\circ \\ \cos 90^\circ & \cos 90^\circ & \cos 0^\circ \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \vartheta & -\sin \vartheta & 0 \\ \sin \vartheta & \cos \vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\mathring{e}_1 = e_1 \cos \vartheta - e_2 \sin \vartheta$$

$$\mathring{e}_2 = e_1 \sin \vartheta + e_2 \cos \vartheta$$

$$\mathring{e}_3 = e_3 = k$$

$$P = e_1 \mathring{e}_1 + e_2 \mathring{e}_2 + e_3 \mathring{e}_3 =$$

$$\begin{aligned} &= \overbrace{e_1 \mathring{e}_1}^{e_1 e_1 \cos \vartheta - e_1 e_2 \sin \vartheta} + \overbrace{e_2 \mathring{e}_2}^{e_2 e_1 \sin \vartheta + e_2 e_2 \cos \vartheta} + \overbrace{e_3 \mathring{e}_3}^{kk} = \\ &= E \cos \vartheta - \underbrace{e_3 e_3}_{kk} \cos \vartheta + \underbrace{(e_2 e_1 - e_1 e_2)}_{e_3 \times e_i e_i = \epsilon_{3ij} e_j e_i} \sin \vartheta + kk = \\ &= E \cos \vartheta + k \times E \sin \vartheta + kk (1 - \cos \vartheta) \end{aligned}$$

рисунок 3
“Конечный поворот”

вектором как $\dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{P}^\top = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{E} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{P} \cdot \mathbf{P}^\top$. То есть

$$\dot{\mathbf{P}} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{P}, \quad \boldsymbol{\omega} \equiv -\frac{1}{2} \left(\dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{P}^\top \right)_\times \quad (8.8)$$

Помимо этого общего представления вектора $\boldsymbol{\omega}$, для него есть и другие. Например, через параметры конечного поворота.

Производная $\dot{\mathbf{P}}$ в параметрах конечного поворота в общем случае (оба параметра — и единичный вектор \mathbf{k} , и угол ϑ — переменны во времени):

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{P}} &= (\mathbf{P}^S + \mathbf{P}^A)^\bullet = \left(\overbrace{\mathbf{E} \cos \vartheta + \mathbf{k} \mathbf{k} (1 - \cos \vartheta)}^{\mathbf{P}^S} + \overbrace{\mathbf{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta}^{\mathbf{P}^A} \right)^\bullet = \\ &= \underbrace{(\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta + (\mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k}) (1 - \cos \vartheta)}_{\dot{\mathbf{P}}^S} + \underbrace{\mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \cos \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \sin \vartheta}_{\dot{\mathbf{P}}^A}. \end{aligned}$$

Находим

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{P}} \cdot \mathbf{P}^\top &= (\dot{\mathbf{P}}^S + \dot{\mathbf{P}}^A) \cdot (\mathbf{P}^S - \mathbf{P}^A) = \\ &= \dot{\mathbf{P}}^S \cdot \mathbf{P}^S + \dot{\mathbf{P}}^A \cdot \mathbf{P}^S - \dot{\mathbf{P}}^S \cdot \mathbf{P}^A - \dot{\mathbf{P}}^A \cdot \mathbf{P}^A, \end{aligned}$$

используя

$$\begin{aligned} \mathbf{k} \cdot \mathbf{k} = 1 = \text{const} &\Rightarrow \mathbf{k} \cdot \dot{\mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{k} = 0 \Leftrightarrow \dot{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{k} = \mathbf{k} \cdot \dot{\mathbf{k}} = 0, \\ \mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} &= \mathbf{k} \mathbf{k}, \quad \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} = \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k}, \quad \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} = \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k}, \\ (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \cdot \mathbf{k} &= \mathbf{k} - \mathbf{k} = 0, \quad (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} = \mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{k} \mathbf{k} = 0, \\ \mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) &= (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{k} = \mathbf{k} \times \mathbf{k} = 0, \quad \mathbf{k} \mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} = 0, \\ (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) &= -\mathbf{k} \times \mathbf{E}, \\ (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} &= \mathbf{k} \times \mathbf{E}, \\ (5.10) \Rightarrow (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) &= \mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}, \quad (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) = \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} - \dot{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{k} \mathbf{E}, \\ (5.9) \Rightarrow \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} - \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} &= (\mathbf{k} \times \dot{\mathbf{k}}) \times \mathbf{E}, \quad (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k}) \mathbf{k} - \mathbf{k} (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k}) = \mathbf{k} \times (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k}) \times \mathbf{E} \end{aligned}$$

$$\dot{\mathbf{P}}^S \cdot \mathbf{P}^S =$$

$$\begin{aligned} &= (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cdot \mathbf{E} \cos \vartheta + (\mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k}) (1 - \cos \vartheta) \cdot \mathbf{E} \cos \vartheta + \\ &\quad + (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} (1 - \cos \vartheta) + (\mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k}) (1 - \cos \vartheta) \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} (1 - \cos \vartheta) = \\ &= (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta + (\mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k}) \cos \vartheta (1 - \cos \vartheta) + (\mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cdot \mathbf{k} \mathbf{k}) (1 - \cos \vartheta)^2 = \\ &= (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta + \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cos \vartheta (1 - \cos \vartheta) + \\ &\quad + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cos \vartheta - \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cos^2 \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} - 2 \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cos \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cos^2 \vartheta = \\ &= (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta + \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cos \vartheta - \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cos^2 \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} (1 - \cos \vartheta), \end{aligned}$$

$$\dot{P}^A \cdot P^S =$$

$$= (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \cdot \dot{\vartheta} \cos^2 \vartheta + (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \\ + (\overline{\mathbf{k} \times \mathbf{E}}) \cdot \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \dot{\vartheta} \cos \vartheta (1 - \cos \vartheta) + (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{k} \mathbf{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\ = \mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \cos^2 \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k} \mathbf{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta),$$

$$\dot{P}^S \cdot P^A =$$

$$= (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \sin \vartheta + (\mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k}) (1 - \cos \vartheta) \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \sin \vartheta = \\ = \overline{\mathbf{k} \mathbf{k}} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta - \mathbf{E} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta + (\mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E})) \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\ = -\mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta + \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta),$$

$$\dot{P}^A \cdot P^A = (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \cos \vartheta \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \sin \vartheta + (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \sin^2 \vartheta =$$

$$= (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta + \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \sin^2 \vartheta;$$

$$\dot{P} \cdot P^\Gamma = \dot{P}^S \cdot P^S + \dot{P}^A \cdot P^S - \dot{P}^S \cdot P^A - \dot{P}^A \cdot P^A =$$

$$= (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta + \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cos \vartheta - \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cos^2 \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \mathbf{k} (1 - \cos \vartheta) + \\ + \mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \cos^2 \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k} \mathbf{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) + \\ + \mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta - \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) - (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta - \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \sin^2 \vartheta = \\ = \mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + (\mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}}) (1 - \cos \vartheta) + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k} \mathbf{k} - \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k}) \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\ = \mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + \mathbf{k} \times \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} (1 - \cos \vartheta) + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \mathbf{k} \times (\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k}) \times \mathbf{E} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\ = \mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + (\mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{k} - \mathbf{k} \dot{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{k}) \times \mathbf{E} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) + \mathbf{k} \times \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} (1 - \cos \vartheta) = \\ = \mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} \sin \vartheta + \mathbf{k} \times \dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{E} (1 - \cos \vartheta).$$

Этот результат, подставленный в определение (8.8) псевдовектора ω , даёт

$$\omega = \mathbf{k} \dot{\vartheta} + \dot{\mathbf{k}} \sin \vartheta + \mathbf{k} \times \dot{\mathbf{k}} (1 - \cos \vartheta). \quad (8.9)$$

Вектор ω получился разложенным по трём взаимно ортогональным направлениям — \mathbf{k} , $\dot{\mathbf{k}}$ и $\mathbf{k} \times \dot{\mathbf{k}}$. При неподвижной оси поворота $\dot{\mathbf{k}} = \mathbf{0} \Rightarrow \omega = \mathbf{k} \dot{\vartheta}$.

Ещё одно представление ω связано с компонентами тензора поворота (8.2). Поскольку $P = o_{ji} \circ \hat{e}_i \circ \hat{e}_j$, $P^\Gamma = o_{ij} \circ \hat{e}_i \circ \hat{e}_j$, а векторы начального базиса \hat{e}_i неподвижны (со временем не меняются), то

$$\dot{P} = \dot{o}_{ji} \circ \hat{e}_i \circ \hat{e}_j, \quad \dot{P} \cdot P^\Gamma = \dot{o}_{ni} \circ o_{nj} \circ \hat{e}_i \circ \hat{e}_j, \\ \omega = -\frac{1}{2} \dot{o}_{ni} \circ o_{nj} \circ \hat{e}_i \times \hat{e}_j = \frac{1}{2} \epsilon_{jik} o_{nj} \circ \dot{o}_{ni} \circ \hat{e}_k. \quad (8.10)$$

Отметим и формулы

$$(8.8) \Rightarrow \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i \Rightarrow \dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i, \\ (8.8) \Rightarrow \boldsymbol{\omega} = -\frac{1}{2} (\dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i \cdot \dot{\mathbf{e}}_j \mathbf{e}_j)_{\times} = -\frac{1}{2} (\dot{\mathbf{e}}_i \mathbf{e}_i)_{\times} = \frac{1}{2} \mathbf{e}_i \times \dot{\mathbf{e}}_i. \quad (8.11)$$

Comment*

На самом деле последовательные повороты не складываются, а умножаются.

Можно ли складывать угловые скорости? — Да, потому что угол поворота в \mathcal{V} бесконечно малый. — Но только при вращении вокруг неподвижной оси?

...

§ 9. Варьирование

Далее повсеместно будет использоваться сходная с дифференцированием операция варьирования. Не отсылая читателя к курсам вариационного исчисления, ограничимся представлениями о вариации δx величины x как о задаваемом нами бесконечно малом приращении, совместимом с ограничениями — связями (constraints). Если ограничений для x нет, то δx произвольна (случайна). Но когда $x = x(y)$ — функция независимого аргумента y , следует считать $\delta x = x'(y) \delta y$.

Here we consider the exact differential of any set of position vectors \mathbf{r}_i , that are functions of other variables $\{q_1, q_2, \dots, q_m\}$ and time t .

The actual displacement is the differential

$$d\mathbf{r}_i = \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial t} dt + \sum_{j=1}^m \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q^j} dq^j$$

* Поворот тела вокруг какой-то оси представляет, казалось бы, вектор, ведь он имеет численное значение, равное углу поворота, и направление, совпадающее с направлением оси вращения, которое определяется по “правилу буравчика”. Однако два таких поворота не складываются как векторы, если только углы поворота не являются бесконечно малыми.

Now, imagine if we have an arbitrary path through the configuration space/manifold. This means it has to satisfy the constraints of the system but not the actual applied forces

$$\delta \mathbf{r}_i = \sum_{j=1}^m \frac{\partial \mathbf{r}_i}{\partial q^j} \delta q^j$$

В записях с вариациями действуют те же правила, что и с дифференциалами. Если, например, δx и δy — вариации x и y , а u и v — конечные величины, то следует писать $u\delta x + v\delta y = \delta w$, а не w — даже когда δw не является вариацией величины w ; в этом случае δw это единое обозначение. Разумеется, при $u = u(x, y)$, $v = v(x, y)$ и $\partial_x v = \partial_y u$ ($\frac{\partial}{\partial x} v = \frac{\partial}{\partial y} u$) сумма δw будет вариацией некой w .

Варьируя тождество (8.5), получим $\delta \mathbf{P} \cdot \mathbf{P}^\top = -\mathbf{P} \cdot \delta \mathbf{P}^\top$. Этот тензор антисимметричен, и потому выражается через свой сопутствующий вектор $\delta \mathbf{o}$ как $\delta \mathbf{P} \cdot \mathbf{P}^\top = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{E}$. Приходим к соотношениям

$$\delta \mathbf{P} = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{P}, \quad \delta \mathbf{o} = -\frac{1}{2} \left(\delta \mathbf{P} \cdot \mathbf{P}^\top \right)_\times, \quad (9.1)$$

аналогичным (8.8). Вектор бесконечно малого поворота $\delta \mathbf{o}$ это не “вариация \mathbf{o} ”, но единый символ (в отличие от $\delta \mathbf{P}$).

Малый поворот определяется вектором $\delta \mathbf{o}$, но конечный поворот тоже допускает(?) векторное представление

...

§ 10. Полярное разложение

Любой тензор второй сложности \mathbf{F} с $\det F_{ij} \neq 0$ (не сингулярный) может быть представлен как

...

Example. Polar decompose tensor $\mathbf{C} = C_{ij}\mathbf{e}_i\mathbf{e}_j$, where \mathbf{e}_k are mutually orthogonal unit vectors of basis, and C_{ij} are tensor's components

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} -5 & 20 & 11 \\ 10 & -15 & 23 \\ -3 & -5 & 10 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{O} = O_{ij}\mathbf{e}_i\mathbf{e}_j = \mathbf{O}_1 \cdot \mathbf{O}_2$$

$$O_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 3/5 & 4/5 \\ 0 & 4/5 & -3/5 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 4/5 & -3/5 \\ 0 & 3/5 & 4/5 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{C} = \mathbf{O} \cdot \mathbf{S}_R, \quad \mathbf{O}^\top \cdot \mathbf{C} = \mathbf{S}_R$$

$$\mathbf{C} = \mathbf{S}_L \cdot \mathbf{O}, \quad \mathbf{C} \cdot \mathbf{O}^\top = \mathbf{S}_L$$

$$S_{Rij} = \begin{bmatrix} 3 & 5 & -10 \\ 5 & 0 & 25 \\ -10 & 25 & -5 \end{bmatrix}$$

$$S_{Lij} = \begin{bmatrix} 104/5 & 47/5 & 5 \\ 47/5 & -129/5 & -10 \\ 5 & -10 & 3 \end{bmatrix}$$

...

§ 11. Тензоры в косоугольном базисе

До сих пор использовался базис из ортогональной тройки единичных векторов \mathbf{e}_i . Теперь рассмотрим базис из трёх любых линейно независимых (некомпланарных) векторов \mathbf{a}_i .

Декомпозиция (разложение) вектора \mathbf{v} по базису \mathbf{a}_i (рис. 4) — линейная комбинация

$$\mathbf{v} = v^i \mathbf{a}_i. \quad (11.1)$$

Соглашение о суммировании обретает новые положения: повторяющиеся (“немые”) индексы суммирования расположены на разных уровнях, а свободные индексы в обеих частях равенств — на одной высоте ($a_i = b_{ij}c^j$ — корректно, $a_i = b_{kk}$ — дважды ошибочно).

В таком базисе уже $\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}_i = v^k \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}_i \neq v^i$, ведь тут $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_k \neq \delta_{ik}$.

Дополним же базис \mathbf{a}_i ещё другой тройкой векторов \mathbf{a}^i , называемых кобазисом или взаимным базисом, чтобы

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}^j &= \delta_i^j, \quad \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{a}_j = \delta_j^i, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{a}^i \mathbf{a}_i = \mathbf{a}_i \mathbf{a}^i. \end{aligned} \quad (11.2)$$

Это — основное свойство кобазиса. Ортонормированный (орто-нормальный) базис может быть определён как совпадающий со своим кобазисом: $\mathbf{e}^i = \mathbf{e}_i$.

Для, к примеру, первого вектора кобазиса \mathbf{a}^1

$$\begin{cases} \mathbf{a}^1 \cdot \mathbf{a}_1 = 1 \\ \mathbf{a}^1 \cdot \mathbf{a}_2 = 0 \\ \mathbf{a}^1 \cdot \mathbf{a}_3 = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mathbf{a}^1 \cdot \mathbf{a}_1 = 1 \\ \gamma \mathbf{a}^1 = \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \mathbf{a}^1 = 1/\gamma \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3 \\ \gamma = \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{a}_1 \end{cases}$$

Коэффициент γ получился равным объёму параллелепипеда, построенного на векторах \mathbf{a}_i ; в § 5 тот же объём был представлен как \sqrt{g} , и это неспроста, поскольку он совпадает с квадратным

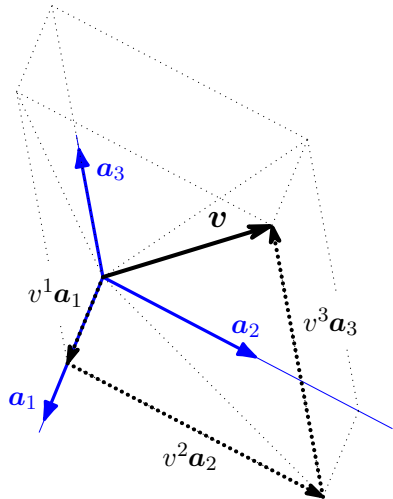


рисунок 4

корнем из грамиана $g \equiv \det g_{ij}$ — определителя симметричной матрицы J. P. Gram'a $g_{ij} \equiv \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j$.

Доказательство напоминает вывод (5.7). “Тройное” произведение $\mathbf{a}_i \times \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{a}_k$ в каком-нибудь ортонормальном базисе \mathbf{e}_i вычислимо как детерминант (с “—” для “левой” базисной тройки) по строкам

$$\epsilon_{ijk} = \mathbf{a}_i \times \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{a}_k = \pm \det \begin{bmatrix} \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{e}_1 & \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{e}_2 & \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{e}_3 \\ \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{e}_1 & \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{e}_2 & \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{e}_3 \\ \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{e}_1 & \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{e}_2 & \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{e}_3 \end{bmatrix}$$

или по столбцам

$$\epsilon_{pqr} = \mathbf{a}_p \times \mathbf{a}_q \cdot \mathbf{a}_r = \pm \det \begin{bmatrix} \mathbf{a}_p \cdot \mathbf{e}_1 & \mathbf{a}_q \cdot \mathbf{e}_1 & \mathbf{a}_r \cdot \mathbf{e}_1 \\ \mathbf{a}_p \cdot \mathbf{e}_2 & \mathbf{a}_q \cdot \mathbf{e}_2 & \mathbf{a}_r \cdot \mathbf{e}_2 \\ \mathbf{a}_p \cdot \mathbf{e}_3 & \mathbf{a}_q \cdot \mathbf{e}_3 & \mathbf{a}_r \cdot \mathbf{e}_3 \end{bmatrix}.$$

Произведение определителей $\epsilon_{ijk} \epsilon_{pqr}$ равно определителю произведения матриц, элементы последнего — суммы вида $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{e}_s \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{a}_p = \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_p = \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_p$

$$\epsilon_{ijk} \epsilon_{pqr} = \det \begin{bmatrix} \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_p & \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_q & \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_r \\ \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{a}_p & \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{a}_q & \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{a}_r \\ \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}_p & \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}_q & \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}_r \end{bmatrix};$$

$$i=p=1, j=q=2, k=r=3 \Rightarrow \epsilon_{123} \epsilon_{123} = \det_{i,j} (\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j) = \det_{i,j} g_{ij}.$$

Представляя \mathbf{a}^1 и остальные векторы кобазиса суммой

$$2\sqrt{g} \mathbf{a}^1 = \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3 \overset{+\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}{- \mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_2},$$

приходим к общей формуле

$$\mathbf{a}^i = \frac{1}{2\sqrt{g}} e^{ijk} \mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k, \quad \sqrt{g} \equiv \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_3. \quad (11.3)$$

Здесь e^{ijk} — по-прежнему символ Веблена (± 1 или 0), и по (5.8) $e^{ijk} e_{jkn} = 2\delta_n^i$. Произведение $\mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k = \epsilon_{jkn} \mathbf{a}^n$, а компоненты тензора Лёви-Чивиты $\epsilon_{jkn} = \sqrt{g} e_{jkn}$. Так что

$$\mathbf{a}^1 = 1/\sqrt{g} (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3), \quad \mathbf{a}^2 = 1/\sqrt{g} (\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1), \quad \mathbf{a}^3 = 1/\sqrt{g} (\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2).$$

Example. Get cobasis for basis \mathbf{a}_i when

$$\mathbf{a}_1 = \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2,$$

$$\mathbf{a}_2 = \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{a}_3 = \mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3.$$

$$\sqrt{g} = \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_3 = -\det \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 \end{bmatrix} = 2;$$

$$\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3 = -\det \begin{bmatrix} 1 & 0 & \mathbf{e}_1 \\ 0 & 1 & \mathbf{e}_2 \\ 1 & 1 & \mathbf{e}_3 \end{bmatrix} = \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2 - \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{a}_3 \times \mathbf{a}_1 = -\det \begin{bmatrix} 0 & 1 & \mathbf{e}_1 \\ 1 & 1 & \mathbf{e}_2 \\ 1 & 0 & \mathbf{e}_3 \end{bmatrix} = \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_3 - \mathbf{e}_2,$$

$$\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2 = -\det \begin{bmatrix} 1 & 1 & \mathbf{e}_1 \\ 1 & 0 & \mathbf{e}_2 \\ 0 & 1 & \mathbf{e}_3 \end{bmatrix} = \mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3 - \mathbf{e}_1$$

and finally

$$\mathbf{a}^1 = \frac{1}{2} (\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2 - \mathbf{e}_3),$$

$$\mathbf{a}^2 = \frac{1}{2} (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3),$$

$$\mathbf{a}^3 = \frac{1}{2} (-\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3).$$

Имея кобазис, возможно не только разложить по нему любой вектор (рис. 5), но и найти коэффициенты разложения (11.1):

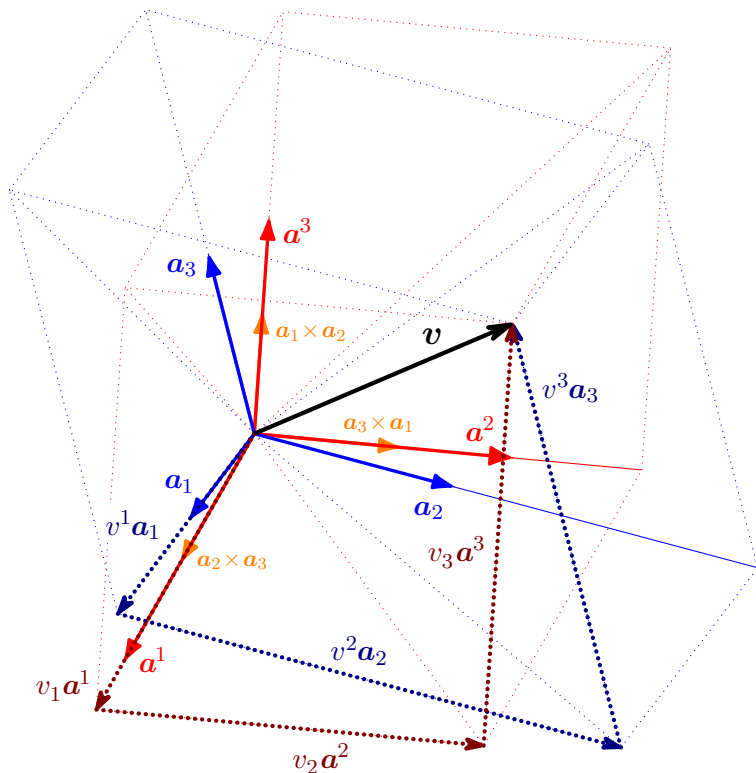
$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= v^i \mathbf{a}_i = v_i \mathbf{a}^i, \\ \mathbf{v} \cdot \mathbf{a}^i &= v^k \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}^i = v^i, \quad v_i = \mathbf{v} \cdot \mathbf{a}_i. \end{aligned} \tag{11.4}$$

Коэффициенты v_i называются ковариантными компонентами вектора \mathbf{v} , а v^i — его контравариантными* компонентами.

Есть литература о тензорах, где различают ковариантные и контравариантные... векторы (и “ковекторы”). Не сто́ит вводить читателя в заблуждение: вектор-то один и тот же, просто при разложении по двум разным базисам у него два набора компонент.

От векторов перейдём к тензорам второй сложности. Имеем четыре комплекта диад: $\mathbf{a}_i \mathbf{a}_j$, $\mathbf{a}^i \mathbf{a}^j$, $\mathbf{a}_i \mathbf{a}^j$, $\mathbf{a}^i \mathbf{a}_j$. Согласующиеся

* Потому что они меняются обратно (contra) изменению длин базисных векторов \mathbf{a}_i .



$$\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_3 = \sqrt{g} = 0.56274$$

$$1/\sqrt{g} = 1.77703$$

$$\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}^j = \begin{bmatrix} \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}^1 & \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}^2 & \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}^3 \\ \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}^1 & \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}^2 & \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}^3 \\ \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{a}^1 & \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{a}^2 & \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{a}^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \delta_i^j$$

рисунок 5
 “Разложение вектора в косоугольном базисе”

коэффициенты в декомпозиции тензора называются его контра-вариантными, ковариантными и смешанными компонентами:

$$\begin{aligned} {}^2\mathbf{B} &= B^{ij} \mathbf{a}_i \mathbf{a}_j = B_{ij} \mathbf{a}^i \mathbf{a}^j = B_i^j \mathbf{a}_i \mathbf{a}^j = B_i^j \mathbf{a}^i \mathbf{a}_j, \\ B^{ij} &= \mathbf{a}^i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}^j, \quad B_{ij} = \mathbf{a}_i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_j, \\ B_i^j &= \mathbf{a}^i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_j, \quad B_i^j = \mathbf{a}_i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}^j. \end{aligned} \quad (11.5)$$

Для двух видов смешанных компонент точка в индексе это просто свободное место: у B_{ij} верхний индекс “ i ” — первый, а нижний “ j ” — второй.

Компоненты единичного (“метрического”) тензора

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{a}^k \mathbf{a}_k = \mathbf{a}_k \mathbf{a}^k = g_{jk} \mathbf{a}^j \mathbf{a}^k = g^{jk} \mathbf{a}_j \mathbf{a}_k: \\ \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}^j &= \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}^j = \delta_i^j, \quad \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_j = \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{a}_j = \delta_j^i, \\ \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_j &= \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j \equiv g_{ij}, \quad \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}^j = \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{a}^j \equiv g^{ij}; \\ \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} &= g_{ij} \mathbf{a}^i \mathbf{a}^j \cdot g^{nk} \mathbf{a}_n \mathbf{a}_k = g_{ij} g^{jk} \mathbf{a}^i \mathbf{a}_k = \mathbf{E} \Rightarrow g_{ij} g^{jk} = \delta_i^k. \end{aligned} \quad (11.6)$$

Вдобавок к (11.2) и (11.3) открылся ещё один способ найти векторы кобазиса — через матрицу g^{ij} , обратную матрице Грама g_{ij} . И наоборот:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}^i &= \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}^i = g^{jk} \mathbf{a}_j \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}^i = g^{jk} \mathbf{a}_j \delta_k^i = g^{ji} \mathbf{a}_j, \\ \mathbf{a}_i &= \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_i = g_{jk} \mathbf{a}^j \mathbf{a}^k \cdot \mathbf{a}_i = g_{jk} \mathbf{a}^j \delta_i^k = g_{ji} \mathbf{a}^j. \end{aligned} \quad (11.7)$$

Example. Using reversed Gram matrix, get cobasis for basis \mathbf{a}_i when

$$\mathbf{a}_1 = \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2,$$

$$\mathbf{a}_2 = \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{a}_3 = \mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3.$$

$$g_{ij} = \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j = \begin{bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{bmatrix}, \quad \det g_{ij} = 4,$$

$$\text{adj } g_{ij} = \begin{bmatrix} 3 & -1 & -1 \\ -1 & 3 & -1 \\ -1 & -1 & 3 \end{bmatrix}^T,$$

$$g^{ij} = g_{ij}^{-1} = \frac{\text{adj } g_{ij}}{\det g_{ij}} = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} 3 & -1 & -1 \\ -1 & 3 & -1 \\ -1 & -1 & 3 \end{bmatrix}.$$

Using $\mathbf{a}^i = g^{ij} \mathbf{a}_j$

$$\mathbf{a}^1 = g^{11} \mathbf{a}_1 + g^{12} \mathbf{a}_2 + g^{13} \mathbf{a}_3 = \frac{1}{2} \mathbf{e}_1 + \frac{1}{2} \mathbf{e}_2 - \frac{1}{2} \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{a}^2 = g^{21} \mathbf{a}_1 + g^{22} \mathbf{a}_2 + g^{23} \mathbf{a}_3 = \frac{1}{2} \mathbf{e}_1 - \frac{1}{2} \mathbf{e}_2 + \frac{1}{2} \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{a}^3 = g^{31} \mathbf{a}_1 + g^{32} \mathbf{a}_2 + g^{33} \mathbf{a}_3 = -\frac{1}{2} \mathbf{e}_1 + \frac{1}{2} \mathbf{e}_2 + \frac{1}{2} \mathbf{e}_3.$$

...

Единичный тензор (unit tensor, identity tensor, metric tensor)

$$\mathbf{E} \cdot \boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{E} = \boldsymbol{\xi} \quad \forall \boldsymbol{\xi}$$

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{a} \mathbf{b} = \mathbf{a} \mathbf{b} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$$

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{A} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = \text{tr } \mathbf{A}$$

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{A} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = \text{tr } \mathbf{A} = \text{not anymore } A_{jj}$$

Thus for, say, trace of some tensor $\mathbf{A} = A_{ij} \mathbf{r}^i \mathbf{r}^j$: $\mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = \text{tr } \mathbf{A}$,

you have

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{E} = A_{ij} \mathbf{r}^i \mathbf{r}^j \cdot \mathbf{r}_k \mathbf{r}^k = A_{ij} \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}^j = A_{ij} g^{ij}$$

...

Тензор поворота (rotation tensor)

$$\mathbf{P} = \mathbf{a}_i \hat{\mathbf{a}}^i = \hat{\mathbf{a}}^i \mathbf{a}_i = \mathbf{P}^{-\top}$$

$$\mathbf{P}^{-1} = \hat{\mathbf{a}}_i \mathbf{a}^i = \hat{\mathbf{a}}^i \mathbf{a}_i = \mathbf{P}^{\top}$$

$$\mathbf{P}^{\top} = \hat{\mathbf{a}}^i \mathbf{a}_i = \hat{\mathbf{a}}_i \mathbf{a}^i = \mathbf{P}^{-1}$$

...

... Характеристическое уравнение (7.2) быстро приводит к тождеству Гамильтона–Кэли (Cayley–Hamilton)

$$-B^3 + IB^2 - IIB + IIIE = {}^2\mathbf{0}. \quad (11.8)$$

§ 12. Тензорные функции

В популярном представлении о функции $y = f(x)$ как отображении (морфизме) $f: x \mapsto y$ прообраз (аргумент) x и образ (результат) y могут быть тензорами любой сложности.

Рассмотрим хотя бы скалярную функцию двухвалентного тензора $\varphi = \varphi(\mathbf{B})$. В каждом базисе \mathbf{a}_i имеем функцию девяти числовых аргументов, компонент $\varphi(B_{ij})$; при переходе к новому базису компоненты B_{ij} могут изменяться лишь так, чтобы сохранялся результат φ . Дифференцирование φ выглядит так:

$$d\varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial B_{ij}} dB_{ij} = \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{B}} \bullet \bullet d\mathbf{B}^\top, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{B}} \equiv \frac{\partial \varphi}{\partial B_{ij}} \mathbf{a}_i \mathbf{a}_j. \quad (12.1)$$

Тензор ...

...

Но согласно опять-таки (11.8) $-\mathbf{B}^2 + I\mathbf{B} - IIE + IIIB^{-1} = {}^2\mathbf{0}$, поэтому

...

Скалярная функция $\varphi(\mathbf{B})$ называется изотропной, если она не чувствительна к повороту аргумента:

$$\varphi(\mathbf{B}) = \varphi(\mathbf{O} \bullet \mathring{\mathbf{B}} \bullet \mathbf{O}^\top) = \varphi(\mathring{\mathbf{B}}) \quad \forall \mathbf{O} = \mathbf{a}_i \mathring{\mathbf{a}}^i = \mathring{\mathbf{a}}^i \mathbf{a}_i = \mathbf{O}^{-\top}$$

для любого ортогонального тензора \mathbf{O} (тензора поворота, § 8).

Симметричный тензор \mathbf{B}^S полностью определяется тройкой инвариантов и угловой ориентацией собственных осей (они же взаимно ортогональны, § 7). Ясно, что изотропная функция $\varphi(\mathbf{B}^S)$ симметричного аргумента является функцией лишь инвариантов $I(\mathbf{B}^S)$, $II(\mathbf{B}^S)$, $III(\mathbf{B}^S)$; она дифференцируется согласно (?), где транспонирование излишне.

§ 13. Тензорные поля. Дифференцирование

“*но́ле*” — это тензор, меняющийся от точки к точке
(переменный по координатам)

Путь в каждой точке некоторой области трёхмерного пространства известна величина q . Тогда имеем поле $q = q(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} — радиус-вектор точки. Например, поле температуры в среде, поле давления в идеальной жидкости. Величина q может быть тензором любой сложности. Пример векторного поля — скорости частиц жидкости.

Не только при решении прикладных задач, но нередко и для “чистой теории” вместо аргумента \mathbf{r} используется какая-либо тройка криволинейных координат q^i . При этом $\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^i)$. Если непрерывно менять лишь одну координату из трёх, получается координатная линия. Каждая точка трёхмерного пространства лежит на пересечении трёх координатных линий (рис. 6).

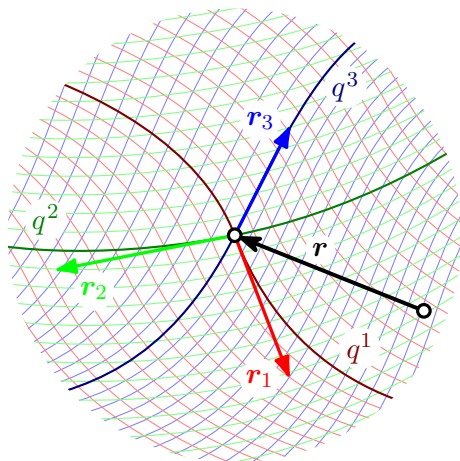


рисунок 6

Commonly used curvilinear coordinate systems include: rectangular (“cartesian”), spherical, and cylindrical coordinate systems. These coordinates may be derived from a set of cartesian coordinates by using a transformation that is locally invertible (a one-to-one map) at each point. This means that one can convert a point given in a cartesian coordinate system to its curvilinear coordinates and back.

...

$$\partial_i \equiv \frac{\partial}{\partial q^i}$$

...

Линейность

$$\partial_i(\lambda p + \mu q) = \lambda(\partial_i p) + \mu(\partial_i q) \quad (13.1)$$

“Product rule”

$$\partial_i(p \circ q) = (\partial_i p) \circ q + p \circ (\partial_i q) \quad (13.2)$$

...

Bivalent unit tensor (identity tensor, metric tensor), the one which is neutral (3.6) to dot product operation, может быть представлен как

$$\mathbf{E} = \mathbf{r}^i \mathbf{r}_i = \underbrace{\mathbf{r}^i \partial_i}_{\nabla} \mathbf{r} = \nabla \mathbf{r}, \quad (13.3)$$

где появляется дифференциальный оператор “набла”

$$\nabla \equiv \mathbf{r}^i \partial_i. \quad (13.4)$$

...

Градиент векторного произведения двух векторов, применяя “product rule” (13.2) и (5.6) для любых двух векторов (частная производная ∂_i некоторого вектора по скалярной координате q^i это тоже вектор):

$$\begin{aligned} \nabla(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{r}^i \partial_i(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{r}^i(\partial_i \mathbf{a} \times \mathbf{b} + \mathbf{a} \times \partial_i \mathbf{b}) = \\ &= \mathbf{r}^i(\partial_i \mathbf{a} \times \mathbf{b} - \partial_i \mathbf{b} \times \mathbf{a}) = \mathbf{r}^i \partial_i \mathbf{a} \times \mathbf{b} - \mathbf{r}^i \partial_i \mathbf{b} \times \mathbf{a} = \\ &= \nabla \mathbf{a} \times \mathbf{b} - \nabla \mathbf{b} \times \mathbf{a}. \end{aligned} \quad (13.5)$$

...

...

§ 14. Интегральные теоремы

Для векторных полей известны интегральные теоремы Gauss'а и Stokes'а.

Gauss' theorem (divergence theorem) enables an integral taken over a volume to be replaced by one taken over the closed surface bounding that volume, and vice versa.

Stokes' theorem enables an integral taken around a closed curve to be replaced by one taken over *any* surface bounded by that curve. Stokes' theorem relates a line integral around a closed path to a surface integral over what is called a *capping surface* of the path.

Теорема Гаусса о дивергенции — про то, как заменить объёмный интеграл поверхностным (и наоборот). В этой теореме рассматривается поток (ef)flux вектора через ограничивающую объём V замкнутую поверхность $\mathcal{O}(\partial V)$ с единичным вектором внешней нормали \mathbf{n}

$$\oint_{\mathcal{O}(\partial V)} \mathbf{n} \cdot \mathbf{a} d\mathcal{O} = \int_V \nabla \cdot \mathbf{a} dV. \quad (14.1)$$

Объём V нарезается тремя семействами координатных поверхностей на множество бесконечно малых элементов. Поток через поверхность $\mathcal{O}(\partial V)$ равен сумме потоков через края получившихся элементов. В бесконечной малости каждый такой элемент — маленький локальный дифференциальный кубик (параллелепипед). ... Поток вектора \mathbf{a} через грани малого кубика объёма dV есть $\sum_{i=1}^6 \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{a} \mathcal{O}_i$, а через сам этот объём поток равен $\nabla \cdot \mathbf{a} dV$.

Похожая трактовка этой теоремы есть, к примеру, в курсе Richard'а Feynman'а [91].

(рисунок с кубиками)

to dice — нарезать кубиками

small cube, little cube

локально ортонормальные координаты $\boldsymbol{\xi} = \xi_i \mathbf{n}_i$, $d\boldsymbol{\xi} = d\xi_i \mathbf{n}_i$,
 $\boldsymbol{\nabla} = \mathbf{n}_i \partial_i$

разложение вектора $\mathbf{a} = a_i \mathbf{n}_i$

Теорема Стокса о циркуляции выражается равенством

...

...

§ 15. Тензоры кривизны

The *Riemann curvature tensor* or *Riemann–Christoffel tensor* (after **Bernhard Riemann** and **Elwin Bruno Christoffel**) is the most common method used to express the curvature of Riemannian manifolds. It’s a tensor field, it assigns a tensor to each point of a Riemannian manifold, that measures the extent to which the metric tensor is not locally isometric to that of “flat” space. The curvature tensor can also be defined for any pseudo-Riemannian manifold, or any manifold equipped with an “affine connection” (a choice of such connection makes a manifold look infinitesimally like affine “flat” space).

The *Ricci curvature tensor*, named after **Gregorio Ricci-Curbastro**, represents the amount by which the volume of a narrow conical piece of a small geodesic ball in a curved Riemannian manifold deviates from that of the standard ball in “flat” space.

~ from Wikipedia, the free encyclopedia

“Мы рассматриваем трёхмерное пространство классической механики, а метрика у нас любая невырожденная без кручения”.

Рассматривая операции тензорного анализа в криволинейных координатах, мы исходили из представления вектора-радиуса функцией этих координат: $\mathbf{r}(q^i)$. Этой зависимостью порождаются выражения векторов локального касательного базиса $\mathbf{r}_i \equiv \partial_i \mathbf{r}$ ($\partial_i \equiv \partial/\partial q^i$), компонент $g_{ij} \equiv \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_j$ и $g^{ij} \equiv \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}^j = g_{ij}^{-1}$ единичного “метрического” тензора $\mathbf{E} = \mathbf{r}_i \mathbf{r}^i = \mathbf{r}^i \mathbf{r}_i$, векторов локального взаимного кокасательного базиса $\mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}_j = \delta_j^i$, $\mathbf{r}^i = g^{ij} \mathbf{r}_j$, дифференциального набла-оператора Hamilton’a $\nabla \equiv \mathbf{r}^i \partial_i$, $\mathbf{E} = \nabla \mathbf{r}$, полного дифференциала $d\xi = d\mathbf{r} \cdot \nabla \xi$, частных производных касательного базиса (вторых частных производных \mathbf{r}) $\mathbf{r}_{ij} \equiv \partial_i \partial_j \mathbf{r} = \partial_i \mathbf{r}_j$, символов “связности” Христовфеля (Christoffel symbols) $\Gamma_{ij}^k \equiv \mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{r}^k$ и $\Gamma_{ijk} \equiv \mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{r}_k$.

Представим теперь, что функция $\mathbf{r}(q^k)$ не известна, но зато в каждой точке пространства определены шесть независимых элементов положительной симметричной метрической матрицы Грама $g_{ij}(q^k)$.

Билинейная форма

...

Поскольку шесть функций $g_{ij}(q^k)$ происходят от векторной функции $\mathbf{r}(q^k)$, то между элементами g_{ij} существуют некие соотношения.

Выражение $d\mathbf{r} = d\mathbf{r} \cdot \overbrace{\nabla}^E \mathbf{r} = \mathbf{r}_k dq^k$ — полный дифференциал. Следовательно, вторые частные производные коммутируют: $\partial_i \mathbf{r}_j = \partial_j \mathbf{r}_i$ ($\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_{ji}$). Но это необходимое условие уже обеспечено симметрией g_{ij} (“связностью” ∇_i , её же часто называют “ковариантная производная” — а символы Христоффеля это “компоненты связности” в локальных координатах).

$$\Gamma_{ij}^k \mathbf{r}_k = \mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{r}^k \mathbf{r}_k = \mathbf{r}_{ij}$$

$$\nabla \mathbf{v} = \mathbf{r}^i \partial_i (v^j \mathbf{r}_j) = \mathbf{r}^i (\partial_i v^j \mathbf{r}_j + v^j \mathbf{r}_{ij})$$

$$\nabla \mathbf{v} = \mathbf{r}^i \mathbf{r}_j \nabla_i v^j, \quad \nabla_i v^j \equiv \partial_i v^j + \Gamma_{in}^j v^n$$

$$\nabla \mathbf{r}_i = \mathbf{r}^k \partial_k \mathbf{r}_i = \mathbf{r}^k \mathbf{r}_{ki} = \mathbf{r}^k \mathbf{r}_n \Gamma_{ki}^n, \quad \nabla_i \mathbf{r}_n = \Gamma_{in}^k \mathbf{r}_k$$

(Добавить) про симметрию $\Gamma_{ijk} \dots$

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}^n g_{nk} &= \Gamma_{ijk} = \mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{r}_k = \\ &= \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{ij} + \mathbf{r}_{ji}) \cdot \mathbf{r}_k + \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{jk} - \mathbf{r}_{kj}) \cdot \mathbf{r}_i + \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{ik} - \mathbf{r}_{ki}) \cdot \mathbf{r}_j = \\ &= \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{r}_k + \mathbf{r}_{ik} \cdot \mathbf{r}_j) + \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{ji} \cdot \mathbf{r}_k + \mathbf{r}_{jk} \cdot \mathbf{r}_i) - \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{ki} \cdot \mathbf{r}_j + \mathbf{r}_{kj} \cdot \mathbf{r}_i) = \\ &= \frac{1}{2} \left(\partial_i (\mathbf{r}_j \cdot \mathbf{r}_k) + \partial_j (\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_k) - \partial_k (\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_j) \right) = \\ &= \frac{1}{2} (\partial_i g_{jk} + \partial_j g_{ik} - \partial_k g_{ij}). \end{aligned} \quad (15.1)$$

Все символы Христоффеля тождественно равны нулю лишь в ортонормальной (декартовой) системе. (А какие они для косоугольной?)

Пойдём дальше: $d\mathbf{r}_i = d\mathbf{r} \cdot \nabla \mathbf{r}_i = dq^k \partial_k \mathbf{r}_i = \mathbf{r}_{ik} dq^k$ — тоже полные дифференциалы. Поэтому $\partial_i \partial_j \mathbf{r}_k = \partial_j \partial_i \mathbf{r}_k$ ($\partial_i \mathbf{r}_{jk} = \partial_j \mathbf{r}_{ik}$), и трёхиндексный объект третьих частных производных

$$\mathbf{r}_{ijk} \equiv \partial_i \partial_j \partial_k \mathbf{r} = \partial_i \mathbf{r}_{jk} \quad (15.2)$$

симметричен по первому и второму индексам (а не только по второму и третьему). И тогда равен нулю ⁴ $\mathbf{0}$ следующий тензор четвёртой сложности — тензор кривизны Римана–Христоффеля

$${}^4\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_{ijkn} \mathbf{r}^i \mathbf{r}^j \mathbf{r}^k \mathbf{r}^n, \quad \mathfrak{R}_{ijkn} \equiv (\mathbf{r}_{jik} - \mathbf{r}_{ijk}) \cdot \mathbf{r}_n. \quad (15.3)$$

The curvature tensor is given in terms of the connection ∇ as $R(u, v)w = \nabla_u \nabla_v w - \nabla_v \nabla_u w - \nabla_{[u, v]} w$ where $[u, v]$ is the Lie bracket of vector fields. Occasionally, the curvature tensor is defined with the opposite sign.

If $u = \partial/\partial x^i$ and $v = \partial/\partial x^j$ are coordinate vector fields then $[u, v] = 0$ and therefore the formula simplifies to $R(u, v)w = \nabla_u \nabla_v w - \nabla_v \nabla_u w$.

The curvature tensor measures noncommutativity of the covariant derivative, and as such is the integrability obstruction for the existence of an isometry with “flat” space. The linear transformation $w \mapsto R(u, v)w$ is also called the curvature transformation or endomorphism.

Выразим компоненты \mathfrak{R}_{ijkn} через метрическую матрицу g_{ij} . Начнём с дифференцирования локального кобазиса:

$$\mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}_k = \delta_k^i \Rightarrow \partial_j \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}_k + \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}_{jk} = 0 \Rightarrow \partial_j \mathbf{r}^i = -\Gamma_{jk}^i \mathbf{r}^k.$$

...

Равенство тензора Риччи нулю: $\mathcal{R} = {}^2\mathbf{0}$ (в компонентах тут шесть уравнений $\mathcal{R}_{ij} = \mathcal{R}_{ji} = 0$) — это достаточное условие интегрируемости (“совместности”, “compatibility”) при определении радиуса-вектора $\mathbf{r}(q^k)$ по полю $g_{ij}(q^k)$.

Библиография

Существует немало книг, в которых рассматривается лишь аппарат тензорного исчисления [86, 87, 88, 89, 90]. Преобладает “индексный” подход — тензоры трактуются как матрицы компонент, преобразующиеся определённым путём. “Прямой” подход к тензорам излагается, например, в приложениях книг А. И. Лурье [34, 37]. Яркое описание теории векторных полей можно найти у Р. Фейнман’а [91]. Сведения о тензорном исчислении содержатся и в своеобразной и глубокой книге С. Truesdell’a [73].

ОСНОВЫ ОБЩЕЙ МЕХАНИКИ

§ 1. Дискретная система частиц

В общей механике рассматриваются системы частиц (“точечных масс”, “материальных точек”). В системе N частиц каждая частица имеет массу $m_k = \text{const}$ и функцию движения $\mathbf{r}_k(t)$. Функция $\mathbf{r}_k(t)$ измеряется относительно некоторой системы отсчёта — твёрдого тела с часами (рис. 7).

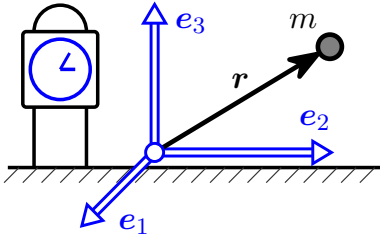


рисунок 7

Когда-то давно, за систему отсчёта принималось некое абсолютное пространство: сначала пустое, а затем заполненное сплошной упругой средой — эфиром. Позже стало ясно, что в пределах классической механики можно пользоваться любыми системами отсчёта, но предпочтение отдаётся инерци-

альным системам, где точка движется без ускорения ($\ddot{\mathbf{r}} = 0$) при отсутствии внешних взаимодействий.

Мерой взаимодействия в механике является вектор силы \mathbf{F} . В известном уравнении Newton'a

$$m\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t) \quad (1.1)$$

правая часть зависит лишь от положения, скорости и явно входящего времени, поскольку ускорение прямо пропорционально силе.

Напомним положения динамики системы частиц. Сила, действующая на k -ую частицу

$$\mathbf{F}_k = \mathbf{F}_k^{(e)} + \sum_j \mathbf{F}_{kj}^{(i)}, \quad (1.2)$$

где первое слагаемое $\mathbf{F}_k^{(e)}$ — это внешняя сила, а второе — сумма внутренних ($\mathbf{F}_{kj}^{(i)}$ — сила от частицы с номером “ j ”).

Принимая принцип действия и противодействия $\mathbf{F}_{kj}^{(i)} = -\mathbf{F}_{jk}^{(i)}$, получаем из (1.1) и (1.2) баланс импульса

$$\left(\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \right)^\bullet = \sum_k \mathbf{F}_k^{(e)}. \quad (1.3)$$

Считая также, что внутренние взаимодействия между частицами центральны, то есть

$$\mathbf{F}_{kj}^{(i)} \times (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j) = \mathbf{0},$$

приходим к балансу момента импульса

$$\left(\sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k \right)^\bullet = \sum_k \mathbf{r}_k \times \mathbf{F}_k^{(e)}. \quad (1.4)$$

...

§ 2. Совершенно жёсткое недеформируемое твёрдое тело

Дискретный и континуальный подходы

Для определения положения совершенно жёсткого (недеформируемого) тела достаточно выбрать какую-либо одну его точку-полус, задать положение $\mathbf{r}(t)$ этой точки, а также угловую ориентацию тела (рис. 8).

As adjectives the difference between “rigid” and “solid” is that rigid is stiff (rather than flexible) while solid is in the state of a solid (not fluid). As a noun solid is a substance in the fundamental state of matter that retains its size and shape without need of container (as opposed to a liquid or gas).

A rigid body is a solid body in which deformation is zero (or negligibly small, so small it can be neglected). The distance between any two points of a rigid

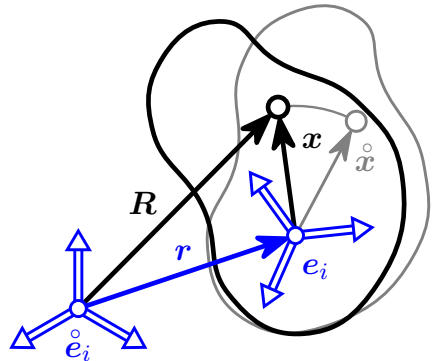


рисунок 8

body remains constant, regardless of external forces exerted on it. A rigid body is usually considered as a continuous distribution of mass (modeled as a continuous mass rather than as discrete particles).

В модели совершенно (абсолютно) жёсткого твёрдого тела расстояние между любыми двумя точками такого тела остаётся постоянным, не завися от внешних сил: деформации нет.

Совершенно жёсткое тело рассматривается либо как дискретная совокупность частиц, либо как непрерывное распределение массы (материальный континуум, сплошная среда).

Для радиуса-вектора некоторой точки тела имеем

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} + \mathbf{x}, \quad \dot{\mathbf{R}} = \dot{\mathbf{r}} + \dot{\mathbf{x}}$$

$$\dot{\mathbf{x}} = x_i \dot{\mathbf{e}}_i, \quad \mathbf{x} = x_i \mathbf{e}_i, \quad \dot{\mathbf{x}} = x_i \dot{\mathbf{e}}_i$$

Компоненты x_i в совершенно жёстком теле не зависят от времени: $x_i = \text{const}$.

$$\mathbf{x} = \mathbf{P} \cdot \dot{\mathbf{x}}, \quad \dot{\mathbf{x}} = \dot{\mathbf{P}} \cdot \dot{\mathbf{x}}$$

$$x_i \dot{\mathbf{e}}_i = \dot{\mathbf{P}} \cdot x_i \dot{\mathbf{e}}_i \Rightarrow \dot{\mathbf{e}}_i = \dot{\mathbf{P}} \cdot \dot{\mathbf{e}}_i$$

Вводя псевдовектор угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$, ...

Пусть $\dot{\mathbf{e}}_i$ — ортогональная тройка базисных ортов, неподвижная относительно системы отсчёта.

Имея неподвижный базис $\dot{\mathbf{e}}_i$ и движущийся вместе с телом базис \mathbf{e}_i , ...

Если связать с телом тройку декартовых осей с ортами \mathbf{e}_i (этот базис движется вместе с телом), тогда угловая ориентация тела может быть задана тензором поворота $\mathbf{P} \equiv \mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i$.

...

Движение тела полностью определяется функциями $\mathbf{r}(t)$ и $\mathbf{P}(t)$.

...

Переход от формул, содержащих суммирование по дискретным точкам, к формулам для сплошного тела осуществляется заменой масс частиц на массу ρdV элемента объёма dV (ρ — плотность массы), и интегрированием по всему объёму тела.

...

Holonomic constraints are relations between position variables (and possibly time) which can be expressed as

$$f(q_1, q_2, q_3, \dots, q_n, t) = 0$$

where $\{q_1, q_2, q_3, \dots, q_n\}$ are n coordinates which describe the system. For example, the motion of a particle constrained to lie on sphere's surface is subject to a holonomic constraint, but if the particle is able to fall off the sphere under the influence of gravity, the constraint becomes non-holonomic. For the first case the holonomic constraint may be given by the equation: $r^2 - a^2 = 0$, where r is the distance from the centre of a sphere of radius a . Whereas the second non-holonomic case may be given by: $r^2 - a^2 \geq 0$.

Holonomic constraint depends only on coordinates and time. It does not depend on velocities or any higher time derivative. A constraint that cannot be expressed as shown above is nonholonomic.

Velocity-dependent constraints like

$$f(q_1, q_2, \dots, q_n, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n, t) = 0$$

are mostly not holonomic.

§ 3. Принцип виртуальной работы

Виртуальным перемещением частицы с радиусом-вектором \mathbf{r}_k называется вариация $\delta\mathbf{r}_k$ — любое (неопределённое) бесконечно малое приращение \mathbf{r}_k , происходящее мгновенно и совместимое с ограничениями-связями. Если связей нет, то есть система свободна, тогда виртуальные перемещения $\delta\mathbf{r}_k$ совершенно любые.

Связи бывают голономные (holonomic, или геометрические), связывающие только положения (перемещения) — это функции лишь координат и, возможно, времени

$$c(\mathbf{r}, t) = 0 \tag{3.1}$$

— и неголономные (или дифференциальные), содержащие производные координат по времени: $c(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t) = 0$ и не интегрируемые до геометрических связей.

Далее рассматриваем системы, все связи в которых — голономные. В системе с голономной связью виртуальные перемещения должны удовлетворять уравнению

$$\sum_k \frac{\partial c}{\partial \mathbf{r}_k} \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0. \quad (3.2)$$

В несвободных системах все силы делятся на две группы: активные и реакции связей. Реакция \mathbf{N}_k действует со стороны всех материальных ограничителей на частицу “ k ” и меняется в соответствии с уравнением (3.1) каждой связи. Принимается предложение об идеальности связей:

$$\sum_k \mathbf{N}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0 \quad — \quad (3.3)$$

работа реакций на любых виртуальных перемещениях равна нулю.

Принцип виртуальной работы выражается уравнением

$$\sum_k \left(\mathbf{F}_k - m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \right) \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0, \quad (3.4)$$

где \mathbf{F}_k — лишь активные силы, без реакций связей.

Дифференциальное вариационное уравнение (3.4) может показаться тривиальным следствием закона Ньютона (1.1) и условия идеальности связей (3.3). Однако содержание (3.4) несравненно обширнее. Известно — и читатель вскоре это увидит, — что принцип (3.4) может быть положен в основу механики [97]. Различные модели упругих тел, описываемые в этой книге, построены с опорой на этот принцип.

Для примера рассмотрим совершенно жёсткое (недеформируемое) твёрдое тело.

...

Проявилась замечательная особенность (3.4): это уравнение эквивалентно системе такого порядка, каково число степеней свободы системы, то есть сколько независимых вариаций $\delta \mathbf{r}_k$ мы имеем. Если в системе N точек есть m связей, то число степеней свободы $n = 3N - m$.

...

§ 4. Баланс импульса, момента импульса и энергии

Эти фундаментальные законы баланса можно связать со свойствами пространства и времени [98]. Сохранение импульса (количества движения) в изолированной* системе выводится из однородности пространства (*при любом параллельном переносе — трансляции — замкнутой системы как целого свойства этой системы не меняются*). Сохранение момента импульса — следствие изотропии пространства (*свойства замкнутой системы не меняются при любом повороте этой системы как целого*). Энергия же изолированной системы сохраняется, так как время однородно (энергия $E \equiv T(q, \dot{q}) + \Pi(q)$ такой системы не зависит явно от времени).

Фундаментальные законы баланса можно вывести из принципа виртуальной работы (3.4). Перепишем его в виде

$$\sum_k \left(\mathbf{F}_k^{(e)} - m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \right) \cdot \delta \mathbf{r}_k + \delta W^{(i)} = 0, \quad (4.1)$$

где выделены внешние силы $\mathbf{F}_k^{(e)}$ и виртуальная работа внутренних сил $\delta W^{(i)} = \sum_k \sum_j \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot \delta \mathbf{r}_k$.

Предполагается, что внутренние силы не совершают работы на виртуальных перемещениях тела как жёсткого целого ($\delta \boldsymbol{\rho}$ и $\delta \mathbf{o}$ — произвольные постоянные векторы, определяющие трансляцию и поворот)

$$\delta \mathbf{r}_k = \delta \boldsymbol{\rho} + \delta \mathbf{o} \times \mathbf{r}_k, \quad \delta \boldsymbol{\rho} = \text{const}, \quad \delta \mathbf{o} = \text{const} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0. \quad (4.2)$$

Предпосылки-соображения для этого предположения таковы.

Первое — для случая упругих (потенциальных) внутренних сил. При этом $\delta W^{(i)} = -\delta \Pi$ — вариация потенциала с противоположным знаком. Достаточно очевидно, что Π меняется лишь при деформации.

Второе соображение — в том, что суммарный вектор и суммарный момент внутренних сил равен нулю

* Изолированная (замкнутая) система — это система частиц, взаимодействующих друг с другом, но ни с какими другими телами.

$$\sum \dots$$

...

Принимая (4.2) и подставляя в (4.1) сначала $\delta \mathbf{r}_k = \delta \boldsymbol{\rho}$ (трансляция), а затем $\delta \mathbf{r}_k = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{r}_k$ (поворот), получаем баланс импульса (...) и баланс момента импульса (...).

...

§ 5. Принцип Гамильтона и уравнения Лагранжа

Вариационное уравнение (3.4) удовлетворяется в любой момент времени. Проинтегрируем его* по какому-либо промежутку $[t_1, t_2]$

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\delta T + \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k \right) dt - \left[\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k \right]_{t_1}^{t_2} = 0. \quad (5.1)$$

Без ущерба для общности можно принять $\delta \mathbf{r}_k(t_1) = \delta \mathbf{r}_k(t_2) = \mathbf{0}$, тогда внеинтегральный член исчезает.

Вводятся обобщённые координаты q_i ($i = 1, \dots, n$ — число степеней свободы). Векторы-радиусы становятся функциями вида $\mathbf{r}_k(q_i, t)$, тождественно удовлетворяющими уравнениям связей (3.1). Если связи стационарны, то есть (3.1) не содержат t , то остаётся $\mathbf{r}_k(q_i)$. Кинетическая энергия превращается в функцию $T(q_i, \dot{q}_i, t)$, где явно входящее t характерно лишь для нестационарных связей.

Весьма существенно понятие обобщённых сил Q_i . Они вводятся через выражение виртуальной работы

$$\sum_k \mathbf{F}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k = \sum_i Q_i \delta q_i, \quad Q_i \equiv \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q_i}. \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} * \left(\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k \right) &= \sum_k m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k + \underbrace{\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \delta \dot{\mathbf{r}}_k}_{\delta T} \\ &= \int_{t_1}^{t_2} \sum_k m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k dt = \int_{t_1}^{t_2} \delta T dt - \left[\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k \right]_{t_1}^{t_2} \end{aligned}$$

Стоит подчеркнуть происхождение обобщённых сил через работу. Установив набор обобщённых координат системы, следует сгруппировать приложенные силы \mathbf{F}_k в комплексы Q_i .

Если силы потенциальны с энергией $\Pi = \Pi(q_i, t)$, то

$$\sum_i Q_i \delta q_i = -\delta \Pi, \quad Q_i = -\frac{\partial \Pi}{\partial q_i}. \quad (5.3)$$

Явное присутствие t может быть при нестационарности связей или зависимости физических полей от времени.

...

Известны уравнения Lagrange'a не только второго, но и первого рода. Рассмотрим их ради методики вывода, много раз применяемой в этой книге.

При наличии связей (3.1) равенство $\mathbf{F}_k = m_k \ddot{\mathbf{r}}_k$ не следует из вариационного уравнения (3.4), ведь тогда виртуальные перемещения $\delta \mathbf{r}_k$ не независимы. Каждое из m (m — число связей) условий для вариаций (3.2) умножим на некий скаляр λ_α ($\alpha = 1, \dots, m$) и добавим к (3.4):

$$\sum_{k=1}^N \left(\mathbf{F}_k + \sum_{\alpha=1}^m \lambda_\alpha \frac{\partial c_\alpha}{\partial \mathbf{r}_k} - m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \right) \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0. \quad (5.4)$$

Среди $3N$ компонент вариаций $\delta \mathbf{r}_k$ зависимых m . Но столько же и множителей Лагранжа: подберём λ_α так, чтобы коэффициенты (как?) при зависимых вариациях обратились в нуль. Но при остальных вариациях коэффициенты (как?) также должны быть нулями из-за независимости. Следовательно, все выражения в скобках (...) равны нулю — это и есть уравнения Лагранжа первого рода.

Поскольку для каждой частицы

...

§ 6. Статика

Рассмотрим систему со стационарными (постоянными во времени) связями при статических (не меняющихся со временем)

активных силах \mathbf{F}_k . В равновесии $\mathbf{r}_k = \text{const}$, и формулировка принципа виртуальной работы следующая:

$$\sum_k \mathbf{F}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0 \Leftrightarrow \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q_i} = Q_i = 0. \quad (6.1)$$

Существенны обе стороны этого положения: и вариационное уравнение, и равенство нулю обобщённых сил.

Соотношения (6.1) — это самые общие уравнения статики. В литературе распространено узкое представление об уравнениях равновесия как балансе сил и моментов. Но при этом нужно понимать, что набор уравнений равновесия точно соответствует обобщённым координатам. Результирующая сила (также называемая “равнодействующей силой” или “главным вектором”) и результирующий (“главный”) момент (пара сил) в уравнениях равновесия фигурируют*, поскольку у системы есть степени свободы трансляции и поворота. Огромная популярность сил и моментов связана не столько с известностью статики совершенно жёсткого твёрдого тела, но с тем, что виртуальная работа внутренних сил на перемещениях системы как жёсткого целого равна нулю в любой среде.

Пусть в системе действуют два вида сил: потенциальные с энергией от обобщённых координат $\Pi(q_i)$ и дополнительные внешние \mathring{Q}_i . Из (6.1) следуют уравнения равновесия

$$\frac{\partial \Pi}{\partial q_i} = \mathring{Q}_i, \quad (6.2)$$

$$d\Pi = \sum_i \frac{\partial \Pi}{\partial q_i} dq_i = \sum_i \mathring{Q}_i dq_i.$$

Здесь содержится нелинейная в общем случае задача статики о связи положения равновесия q_i с нагрузками \mathring{Q}_i .

* Со времён описания приведения любой системы сил, действующей на одно и то же совершенно жёсткое тело, к одной силе и одной паре (вокруг выбранной точки) в книге “*Éléments de statique*” Louis’a Poinsot.

В линейной системе с квадратичным потенциалом вида

$$\Pi = \frac{1}{2} C_{ik} q_k q_i \quad \sum_k C_{ik} q_k = \overset{\circ}{Q}_i. \quad (6.3)$$

Тут фигурируют матрица жёсткости C_{ik} и столбцы координат q_k и нагрузок $\overset{\circ}{Q}_i$.

Сказанное возможно обобщить и на континуальные линейные упругие среды.

Матрица жёсткости C_{ik} обычно бывает положительной (такое свойство конструкций). Тогда $\det C_{ik} > 0$, линейная алгебраическая система (6.3) однозначно разрешима, а решение её можно заменить минимизацией квадратичной формы

$$\mathcal{D}(q_j) \equiv \Pi - \sum_i \overset{\circ}{Q}_i q_i = \frac{1}{2} \sum_{i,k} q_i C_{ik} q_k - \sum_i \overset{\circ}{Q}_i q_i \rightarrow \min. \quad (6.4)$$

Бывает однако, что конструкция неудачно спроектирована, тогда матрица жёсткости сингулярна (необратима) и $\det C_{ik} = 0$ (или же весьма близок к нулю — nearly singular матрица с $\det C_{ik} \approx 0$). Тогда решение линейной проблемы статики (6.3) существует лишь при ортогональности столбца нагрузок $\overset{\circ}{Q}_i$ всем линейно независимым решениям однородной сопряжённой системы

...

Известные теоремы статики линейно **упругих** систем легко доказываются в случае конечного числа степеней свободы. Теорема Клапейрона выражается равенством

...

Теорема о взаимности работ (“работа W_{12} сил первого состояния на перемещениях второго равна W_{21} ”) мгновенно выводится из (6.3):

(...)

Тут существенна симметрия матрицы жёсткости C_{ij} , то есть консервативность системы.

...

Но вернёмся к проблеме (6.2), иногда называемой теоремой Lagrange’a. Её можно обратить преобразованием Лежандра Legendre (involution) transform(ation):

$$\begin{aligned}
 d\left(\sum_i \dot{Q}_i q_i\right) &= \sum_i d\left(\dot{Q}_i q_i\right) = \sum_i \left(q_i d\dot{Q}_i + \dot{Q}_i dq_i\right), \\
 d\left(\sum_i \dot{Q}_i q_i\right) - \overbrace{\sum_i \dot{Q}_i dq_i}^{d\Pi} &= \sum_i q_i d\dot{Q}_i, \\
 d\left(\sum_i \dot{Q}_i q_i - \Pi\right) &= \sum_i q_i d\dot{Q}_i = \sum_i \frac{\partial \hat{\Pi}}{\partial \dot{Q}_i} d\dot{Q}_i; \\
 q_i &= \frac{\partial \hat{\Pi}}{\partial \dot{Q}_i}, \quad \hat{\Pi}(\dot{Q}_i) = \sum_i \dot{Q}_i q_i - \Pi.
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

Это теорема Castigliano, $\hat{\Pi}$ называется дополнительной энергией. В линейной системе (6.3) $\Rightarrow \hat{\Pi} = \Pi$. Теорема (6.5) бывает очень полезна — когда легко находится $\hat{\Pi}(\dot{Q}_i)$. Встречаются так называемые статически определимые системы, в которых все внутренние силы удаётся найти лишь из баланса сил и моментов. Для них (6.5) эффективна.

В отличие от линейной задачи (6.3), нелинейная задача (6.2) может не иметь решений вовсе или же иметь их несколько.

...

Разговор о статике в общей механике закончим принципом д’Аламбера (d’Alembert’s principle): уравнения динамики отличаются от статических лишь наличием дополнительных “фиктивных сил инерции” $m_k \ddot{\mathbf{r}}_k$. Принцип д’Аламбера очевиден, но бездумное его применение может привести к ошибкам. Например, уравнения вязкой жидкости в статике и динамике отличаются не только лишь инерционными членами. Для упругих же сред принцип д’Аламбера полностью справедлив.

§ 7. Механика относительного движения

До сих пор не ставился вопрос о системе отсчёта, всё рассматривалось в некой “абсолютной” системе или одной из инерциальных систем (§ 1). Теперь представим себе две системы: “абсолютную” и подвижную

...

§ 8. Малые колебания (вибрации)

Если статика линейной системы описывается уравнениями (6.3), то в динамике имеем

$$\sum_k \left(A_{ik} \ddot{q}_k + C_{ik} q_k \right) = \dot{Q}_i(t), \quad (8.1)$$

где A_{ik} — симметричная и положительная “матрица кинетической энергии”.

Изучение колеблющейся системы обычно начинают с нормальных (главных) колебаний

...

Библиография

В длинном списке книг по общей механике можно найти труды не только механиков-профессионалов [92, 99, 100, 101, 93], но и физиков-теоретиков широкой ориентации [98, 94]. Интересен курс Ф.Р. Гантмахера [97] с компактным, но полным изложением основ.

НЕЛИНЕЙНО-УПРУГАЯ БЕЗМОМЕНТНАЯ СРЕДА

§ 1. Модель сплошной среды. Описания процессов

Вещества имеют дискретное строение, и модель системы частиц с массами m_k и радиусами-векторами $\mathbf{R}_k(t)$ может показаться подходящей, несмотря на невообразимое число степеней свободы — тем более что объёмы памяти и быстродействие компьютеров характеризуются тоже астрономическими числами.

И всё же предпочтение сто́ит отдать качественно иной модели — модели сплошной среды (материального континуума), в которой масса распределена по объёму непрерывно: в объёме \mathcal{V} содержится масса

$$m = \int_{\mathcal{V}} \rho d\mathcal{V}, \quad (1.1)$$

где ρ — объёмная плотность массы.

С непрерывным распределением массы связано лишь первое и простое представление о сплошной среде как множестве (пространстве) материальных точек. Возможны и более сложные модели, в которых частицы обладают степенями свободы не только трансляции, но и поворота, внутренней деформации и другими. Отметив, что подобные модели притягивают всё бóльший интерес, в этой главе ограничимся классическим представлением о среде как состоящей из простых точек.

В каждый момент времени t деформируемое тело занимает некий объём V пространства. Вводя какие-либо криволинейные координаты q^i , считаем

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}(q^i, t). \quad (1.2)$$

...

Но может быть эффективно и иное описание — пространственное (или эйлерово), при котором рассматриваются процессы не в частицах среды, а в точках пространства. Полагая, например, $\rho = \rho(\mathbf{R}, t)$, мы следим за происходящим в этом месте и не смущаемся непрерывным уходом и приходом частиц.

§ 2. Дифференцирование

Имея зависимости $\varphi = \varphi(\mathbf{r})$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^i)$, вводится базис $\mathbf{r}_i \equiv \partial_i \mathbf{r}$ ($\partial_i \equiv \frac{\partial}{\partial q^i}$), взаимный базис \mathbf{r}^i и оператор Hamilton'a

$$\mathbf{E} = \mathbf{r}^i \mathbf{r}_i = \mathbf{r}^i \partial_i \mathbf{r} = \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r}, \quad \overset{\circ}{\nabla} \equiv \mathbf{r}^i \partial_i, \quad (2.1)$$

так что $d\varphi = d\mathbf{r} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \varphi$.

Если

...

Пусть $\varphi(\mathbf{r}, t)$ — какое-либо поле. Найдём скорость изменения интеграла по объёму

$$\Upsilon \equiv \int_{\mathcal{V}} \rho \varphi d\mathcal{V}$$

(“ φ есть Υ на единицу массы”). Кажущееся сложным вычисление $\dot{\Upsilon}$ (\mathcal{V} деформируется) оказывается элементарным благодаря (??):

$$\Upsilon = \int_{\overset{\circ}{\mathcal{V}}} \overset{\circ}{\rho} \varphi d\overset{\circ}{\mathcal{V}} \Rightarrow \dot{\Upsilon} = \int_{\overset{\circ}{\mathcal{V}}} \dot{\overset{\circ}{\rho}} \overset{\circ}{\varphi} d\overset{\circ}{\mathcal{V}} = \int_{\mathcal{V}} \dot{\rho} \dot{\varphi} d\mathcal{V}. \quad (2.2)$$

Не сто́ит противопоставлять материальное и пространственное описание. Далее будут использоваться оба в зависимости от ситуации.

§ 3. Градиент движения

При $t = \text{const}$

$$\begin{aligned} d\mathbf{R} &= d\mathbf{r} \cdot \overbrace{\mathbf{\nabla} \mathbf{R}}^{\mathbf{F}^\top} = \overbrace{\mathbf{\nabla} \mathbf{R}^\top}^{\mathbf{F}} \cdot d\mathbf{r} \\ d\mathbf{r} &= d\mathbf{R} \cdot \overbrace{\mathbf{\nabla} \mathbf{r}}^{\mathbf{R}^i \mathbf{r}_i} = \overbrace{\mathbf{\nabla} \mathbf{r}^\top}^{\mathbf{r}_i \mathbf{R}^i} \cdot d\mathbf{R} \\ &\quad \mathbf{F}^{-\top} \quad \mathbf{F}^{-1} \end{aligned}$$

Располагая функцией движения ...

...

называемый градиентом движения или градиентом деформации.*

...

По теореме о полярном разложении (§ 1.10), градиент движения разложим на тензор поворота \mathbf{O} и симметричные положительные тензоры \mathbf{U} и \mathbf{V} :

...

Когда нет поворота ($\mathbf{O} = \mathbf{E}$), тогда $\mathbf{F} = \mathbf{U} = \mathbf{V}$.

...

§ 4. Тензоры и меры деформации

Градиент движения \mathbf{F} характеризует и деформацию тела, и поворот тела как целого. “Чистыми” же тензорами деформации являются \mathbf{U} и \mathbf{V} , а также их вторые степени

$$\begin{aligned} \mathbf{U}^2 &= \mathbf{U} \cdot \mathbf{U} = \mathbf{F}^\top \cdot \mathbf{F} \equiv \mathbf{G}, \\ \mathbf{V}^2 &= \mathbf{V} \cdot \mathbf{V} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{F}^\top \equiv \mathbf{\Phi}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Это тензор деформации Green’a (или правый тензор Cauchy–Green’a) \mathbf{G} и тензор деформации Finger’a (или левый тензор Cauchy–Green’a) $\mathbf{\Phi}$. Преимущество \mathbf{G} и $\mathbf{\Phi}$ перед \mathbf{U} и \mathbf{V} — в алгебраической связи с \mathbf{F} , без извлечения корня.

Рассмотрим компоненты \mathbf{G} и $\mathbf{\Phi}$:

* Тензору \mathbf{F} не вполне подходит его более популярное название “deformation gradient”, поскольку он описывает не только деформацию, но и поворот тела как целого без деформации.

...

from Wikipedia, the free encyclopedia — Finite strain theory

The right Cauchy–Green deformation tensor

In 1839, George Green introduced a deformation tensor known as the right Cauchy–Green deformation tensor or Green’s deformation tensor, defined as:

$$\mathbf{G} = \mathbf{F}^\top \cdot \mathbf{F} = \mathbf{U}^2 \quad \text{or} \quad G_{IJ} = F_{kI} F_{kJ} = \frac{\partial x_k}{\partial X_I} \frac{\partial x_k}{\partial X_J}.$$

Physically, the Cauchy–Green tensor gives the square of local change in distances due to deformation: $d\mathbf{x}^2 = d\mathbf{X} \cdot \mathbf{G} \cdot d\mathbf{X}$

Invariants of \mathbf{G} are often used in expressions for strain energy density functions. The most commonly used invariants are

$$\begin{aligned} I_1^G &\equiv G_{II} = \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 \\ I_2^G &\equiv \frac{1}{2} [(G_{JJ})^2 - G_{IK} G_{KI}] = \lambda_1^2 \lambda_2^2 + \lambda_2^2 \lambda_3^2 + \lambda_3^2 \lambda_1^2 \\ I_3^G &\equiv \det(\mathbf{G}) = \lambda_1^2 \lambda_2^2 \lambda_3^2 \end{aligned}$$

where λ_i are stretch ratios for the unit fibers that are initially oriented along the eigenvector directions of the right (reference) stretch tensor (these are not generally aligned with the three axis of the coordinate systems).

The inverse of Green’s deformation tensor

It is the inverse of the right Cauchy–Green deformation tensor

$${}^2\mathbf{f} = \mathbf{G}^{-1} = \mathbf{F}^{-1} \cdot \mathbf{F}^{-\top} \quad \text{or} \quad f_{IJ} = \frac{\partial X_I}{\partial x_k} \frac{\partial X_J}{\partial x_k}$$

The International Union of Pure and Applied Chemistry (IUPAC) recommends that this tensor be called the Finger tensor. However, that nomenclature is not universally accepted in applied mechanics.

The left Cauchy–Green or Finger deformation tensor

Reversing the order of multiplication in the formula for the right Green–Cauchy deformation tensor leads to the left Cauchy–Green deformation tensor which is defined as:

$$\mathbf{\Phi} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{F}^\top = \mathbf{V}^2 \quad \text{or} \quad \Phi_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial X_K} \frac{\partial x_j}{\partial X_K}$$

The left Cauchy–Green deformation tensor is often called the Finger deformation tensor, named after Josef Finger (1894).

Invariants of Φ are also used in the expressions for strain energy density functions. The conventional invariants are defined as

$$\begin{aligned} I_1 &\equiv \Phi_{ii} = \lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2 \\ I_2 &\equiv \frac{1}{2} (\Phi_{ii}^2 - \Phi_{jk}\Phi_{kj}) = \lambda_1^2\lambda_2^2 + \lambda_2^2\lambda_3^2 + \lambda_3^2\lambda_1^2 \\ I_3 &\equiv \det \Phi = J^2 = \lambda_1^2\lambda_2^2\lambda_3^2 \end{aligned}$$

where $J \equiv \det \mathbf{F}$ is the determinant of the motion gradient.

For incompressible materials, a slightly different set of invariants is used:

$$\bar{I}_1 \equiv J^{-2/3} I_1 ; \quad \bar{I}_2 \equiv J^{-4/3} I_2 ; \quad J = 1 .$$

The Cauchy deformation tensor

Earlier in 1828, Augustin Louis Cauchy introduced a deformation tensor defined as the inverse of the left Cauchy–Green deformation tensor, Φ^{-1} . This tensor has also been called the Piola tensor and the Finger tensor in the rheology and fluid dynamics literature.

$${}^2\mathbf{c} = \Phi^{-1} = \mathbf{F}^{-\top} \cdot \mathbf{F}^{-1} \quad \text{or} \quad c_{ij} = \frac{\partial X_K}{\partial x_i} \frac{\partial X_K}{\partial x_j}$$

Finite strain tensors

The concept of *strain* is used to evaluate how much a given displacement differs locally from a body displacement as a whole (a “rigid body displacement”). One of such strains for large deformations is the *Lagrangian finite strain tensor*, also called the *Green–Lagrangian strain tensor* or *Green–Saint-Venant strain tensor*, defined as

$$\mathbf{C} = \frac{1}{2}(\mathbf{G} - \mathbf{E}) \quad \text{or} \quad C_{KL} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial x_j}{\partial X_K} \frac{\partial x_j}{\partial X_L} - \delta_{KL} \right)$$

or as a function of the displacement gradient tensor

$$\mathbf{C} = \frac{1}{2} [(\nabla_X \mathbf{u})^\top + \nabla_X \mathbf{u} + (\nabla_X \mathbf{u})^\top \cdot \nabla_X \mathbf{u}]$$

or

$$C_{KL} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_K}{\partial X_L} + \frac{\partial u_L}{\partial X_K} + \frac{\partial u_M}{\partial X_K} \frac{\partial u_M}{\partial X_L} \right)$$

The Green–Lagrangian strain tensor is a measure of how much \mathbf{G} differs from \mathbf{E} .

The *Eulerian–Almansi finite strain tensor*, referenced to the deformed configuration, i.e. Eulerian description, is defined as

$$^2\mathbf{e} = \frac{1}{2}(\mathbf{E} - \mathbf{c}) = \frac{1}{2}(\mathbf{E} - \mathbf{\Phi}^{-1}) \quad \text{or} \quad e_{rs} = \frac{1}{2} \left(\delta_{rs} - \frac{\partial X_M}{\partial x_r} \frac{\partial X_M}{\partial x_s} \right)$$

or as a function of the displacement gradients we have

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right)$$

Seth–Hill family of generalized strain tensors

B. R. Seth was the first to show that the Green and Almansi strain tensors are special cases of a more general strain measure. The idea was further expanded upon by Rodney Hill in 1968. The Seth–Hill family of strain measures (also called Doyle–Ericksen tensors) can be expressed as

$$\mathbf{D}_{(m)} = \frac{1}{2m}(\mathbf{U}^{2m} - \mathbf{E}) = \frac{1}{2m}[\mathbf{G}^m - \mathbf{E}]$$

For different values of m we have:

$\mathbf{D}_{(1)} = \frac{1}{2}(\mathbf{U}^2 - \mathbf{E}) = \frac{1}{2}(\mathbf{G} - \mathbf{E})$	Green–Lagrangian strain tensor
$\mathbf{D}_{(1/2)} = (\mathbf{U} - \mathbf{E}) = \mathbf{G}^{1/2} - \mathbf{E}$	Biot strain tensor
$\mathbf{D}_{(0)} = \ln \mathbf{U} = \frac{1}{2} \ln \mathbf{G}$	Logarithmic strain, Natural (True) strain, or Hencky strain
$\mathbf{D}_{(-1)} = \frac{1}{2}[\mathbf{E} - \mathbf{U}^{-2}]$	Almansi strain

The second-order approximation of these tensors is

$$\mathbf{D}_{(m)} = \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{u})^T \cdot \nabla \mathbf{u} - (1 - m)\boldsymbol{\varepsilon}^T \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$$

where $\boldsymbol{\varepsilon}$ is the infinitesimal strain tensor.

Many other different definitions of tensors \mathbf{D} are admissible, provided that they all satisfy the conditions that:

- ✓ \mathbf{D} vanishes for all rigid-body motions
- ✓ the dependence of \mathbf{D} on the displacement gradient tensor $\nabla \mathbf{u}$ is continuous, continuously differentiable and monotonic
- ✓ it is also desired that \mathbf{D} reduces to the infinitesimal strain tensor $\boldsymbol{\varepsilon}$ as the norm $|\nabla \mathbf{u}| \rightarrow 0$

An example is the set of tensors

$$\mathbf{D}^{(n)} = (\mathbf{U}^n - \mathbf{U}^{-n}) / 2n$$

which do not belong to the Seth–Hill class, but have the same 2nd-order approximation as the Seth–Hill measures at $m = 0$ for any value of n .

...

Как отмечалось в § 1.10, тензоры

...

§ 5. Поле скоростей

Этот вопрос рассматривается во всех курсах механики сплошной среды, но в теории упругости можно обойтись без него. Среди различных моделей материального континуума упругое твёрдое тело выделяется тем, что полная система уравнений для него выводится единой логически стройной процедурой (о ней — ниже). Но чтобы читатель лучше увидел преимущества этой процедуры, мы пока следуем традиционным для механики сплошной среды путём.

Итак, имеем поле скоростей в пространственном описании

...

Для упругих сред дискуссия о поворотах не нужна, истинное представление появляется в ходе логически стройных выкладок без добавочных гипотез.

§ 6. Вектор площади. Изменение площади

Возьмём бесконечно малую площадку. Вектор площади по длине равен площади площадки и направлен по нормали к ней.

В отсчётной (недеформированной, начальной, “материальной”) конфигурации вектор площади представим как $\mathbf{n} d\mathbf{o}$. Площадь $d\mathbf{o}$ бесконечно мала, а \mathbf{n} — единичный вектор нормали.

В текущей (актуальной, деформированной, “пространственной”) конфигурации та же площадка имеет вектор площади $\mathbf{N} d\mathbf{O}$.

С достаточной точностью эти бесконечно малые площадки суть параллелограммы

$$\begin{aligned}\mathbf{n} d\mathbf{o} &= d\mathbf{r}' \times d\mathbf{r}'' = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q^i} dq^i \times \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q^j} dq^j = \mathbf{r}_i \times \mathbf{r}_j dq^i dq^j, \\ \mathbf{N} d\mathbf{O} &= d\mathbf{R}' \times d\mathbf{R}'' = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial q^i} dq^i \times \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial q^j} dq^j = \mathbf{R}_i \times \mathbf{R}_j dq^i dq^j.\end{aligned}\quad (6.1)$$

Применяя преобразование объёма (??), имеем

$$\begin{aligned}d\mathcal{V} &= J d\mathcal{V} \Rightarrow \mathbf{R}_i \times \mathbf{R}_j \cdot \mathbf{R}_k = J \mathbf{r}_i \times \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{r}_k \Rightarrow \\ \Rightarrow \mathbf{R}_i \times \mathbf{R}_j \cdot \mathbf{R}_k \mathbf{R}^k &= J \mathbf{r}_i \times \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{r}_k \mathbf{R}^k \Rightarrow \mathbf{R}_i \times \mathbf{R}_j = J \mathbf{r}_i \times \mathbf{r}_j \cdot \mathbf{F}^{-1}.\end{aligned}$$

Отсюда через (6.1) приходим к соотношению

$$\mathbf{N} d\mathbf{O} = J \mathbf{n} d\mathbf{o} \cdot \mathbf{F}^{-1}, \quad (6.2)$$

называемому формулой Nanson’a.

§ 7. Силы в сплошной среде. Тензор напряжения Коши

Поскольку частицы этой модели континуума — точки лишь с трансляционными степенями свободы, то среди обобщённых сил нет моментов.

На элементарный объём $d\mathcal{V}$ действует некая сила $\rho \mathbf{f} d\mathcal{V}$; если \mathbf{f} — массовая сила (действующая на единицу массы), то $\rho \mathbf{f}$ — объёмная. Такие силы происходят от силовых полей, например: силы тяжести, силы инерции в неинерциальных системах отсчёта, электромагнитные силы при наличии в среде зарядов и токов.

На элементарную поверхность $d\mathbf{O}$ действует поверхностная сила $\mathbf{p} d\mathbf{O}$. Это может быть давление, трение, электростатическая сила при сосредоточенных на поверхности зарядах.

В сплошной среде, как в любой механической системе, различают силы внешние и внутренние. Со времён Euler'a и Cauchy считают, что внутренние силы в среде — это поверхностные силы близкого действия: на любой бесконечно малой площадке NdO внутри тела действует сила $\boldsymbol{\tau}_N dO$. Уточним: действует с той стороны, куда направлена нормаль \mathbf{N} .

Вектор $\boldsymbol{\tau}_N$ называется вектором напряжения на площадке с нормалью \mathbf{N} . Согласно закону о действии и противодействии, $\boldsymbol{\tau}_N$ меняет знак, если \mathbf{N} направить в противоположную сторону. (В некоторых книгах последнее утверждение доказывается через баланс импульса для бесконечно короткого цилиндра с основаниями NdO и $-NdO$.)

В каждой точке среды имеем бесконечно много векторов $\boldsymbol{\tau}_N$, поскольку через точку проходят площадки любой ориентации. Но оказывается, множество всех $\boldsymbol{\tau}_N$ определяется одним тензором второго ранга — тензором напряжения. Рассмотрим содержащийся во многих книгах вывод этого утверждения.

На поверхности элементарного тетраэдра ...

...

§ 8. Баланс импульса и момента импульса

Рассмотрим какой-либо конечный объём \mathcal{V} среды, ограниченный поверхностью $O(\partial\mathcal{V})$. Формулировка баланса импульса такова

$$\left(\int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{v} dV \right)^{\bullet} = \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{f} dV + \oint_{O(\partial\mathcal{V})} \overbrace{\mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau}}^{\boldsymbol{\tau}_N} dO. \quad (8.1)$$

Импульс слева продифференцируем как в (2.2), а поверхностный интеграл справа превратим в объёмный по теореме о дивергенции. Получим

$$\int_{\mathcal{V}} \left(\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho (\mathbf{f} - \dot{\mathbf{v}}) \right) dV = \mathbf{0}.$$

Но объём V произволен, поэтому равно нулю подинтегральное выражение. Приходим к уравнению баланса импульса в локальной (дифференциальной) форме

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho(\mathbf{f} - \dot{\mathbf{v}}) = \mathbf{0}. \quad (8.2)$$

...

Переходим к балансу момента импульса. Интегральная формулировка:

$$\left(\int_V \mathbf{R} \times \rho \mathbf{v} dV \right)^{\cdot} = \int_V \mathbf{R} \times \rho \mathbf{f} dV + \oint_{O(\partial V)} \mathbf{R} \times (\mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau}) dO. \quad (8.3)$$

Дифференцируя левую часть ($\mathbf{v} \equiv \dot{\mathbf{R}}$)

$$\left(\int_V \mathbf{R} \times \rho \dot{\mathbf{R}} dV \right)^{\cdot} = \int_V \mathbf{R} \times \rho \ddot{\mathbf{R}} dV + \int_V \dot{\mathbf{R}} \times \rho \dot{\mathbf{R}} dV,$$

применяя теорему о дивергенции к поверхностному интегралу

$$\begin{aligned} \mathbf{R} \times (\mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau}) &= -(\mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau}) \times \mathbf{R} = -\mathbf{N} \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{R}) \Rightarrow \\ &\Rightarrow \oint_{O(\partial V)} \mathbf{R} \times (\mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau}) dO = - \int_V \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{R}) dV \end{aligned}$$

...

§ 9. Собственные числа тензора напряжения Коши

Как и любой симметричный тензор, $\boldsymbol{\tau}$ имеет три вещественных собственных числа σ_i , называемых главными напряжениями (principal stresses), а также ортогональную тройку собственных векторов единичной длины \mathbf{e}_i . В представлении $\boldsymbol{\tau} = \sum \sigma_i \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i$ чаще всего индексы сортируются как $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$, а тройка \mathbf{e}_i — “правая”.

Известна теорема о кругах Мора (Mohr's circles)*

* Mohr's circles, named after Christian Otto Mohr, is a two-dimensional graphical representation of transformation for the Cauchy stress tensor.

...

Чтобы замкнуть систему уравнений модели сплошной среды, нужно добавить определяющие отношения — уравнения состояния, связывающие напряжение с деформацией (и другие необходимые связи). Однако, для упругой среды такой длинный путь построения модели излишен, в чём читатель и убедится далее.

§ 10. Принцип виртуальной работы (без множителей Лагранжа)

Согласно принципу виртуальной работы для некоего конечного объёма сплошной среды

$$\int_V (\rho \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{R} + \delta W^{(i)}) dV + \oint_{O(\partial V)} \mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{R} dO = 0. \quad (10.1)$$

Здесь $\delta W^{(i)}$ — работа внутренних сил на единицу объёма в текущей конфигурации; \mathbf{f} — массовая сила, с динамикой ($\mathbf{f} = \dot{\mathbf{v}}$); $\mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau}$ — поверхностная сила.

Применяя к поверхностному интегралу теорему о дивергенции, используя

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{R}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{R} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{R}^T$$

и случайность \mathcal{V} , получаем локальную дифференциальную формулировку (10.1)

$$(\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f}) \cdot \delta \mathbf{R} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{R}^T + \delta W^{(i)} = 0. \quad (10.2)$$

Когда тело виртуально движется как жёсткое целое, работа внутренних сил обнуляется

$$\delta \mathbf{R} = \delta \boldsymbol{\rho} + \delta \mathbf{o} \times \mathbf{R}, \quad \delta \boldsymbol{\rho} = \text{const}, \quad \delta \mathbf{o} = \text{const} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0. \quad (10.3)$$

Полагая $\delta \mathbf{o} = \mathbf{0}$, $\delta \mathbf{R} = \text{const}$ (лишь трансляция) $\Rightarrow \nabla \delta \mathbf{R} = \mathbf{0}$, из (10.2) и (10.3) следует баланс сил (импульса)

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f} = \mathbf{0}$$

??? и ??? $\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{R}^T = 0$???

Если $\delta \mathbf{R} = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{R}$ (лишь поворот) с $\delta \mathbf{o} = \text{const}$, то
 (13.5, § 1.13) $\Rightarrow \nabla \delta \mathbf{R} = {}^2\mathbf{0} - \nabla \mathbf{R} \times \delta \mathbf{o} = -\mathbf{E} \times \delta \mathbf{o} = -\delta \mathbf{o} \times \mathbf{E}$,
 $\nabla \delta \mathbf{R}^\top = \mathbf{E} \times \delta \mathbf{o} = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{E}$

...

В упругой среде внутренние силы потенциальны:
 $\delta W^{(i)} = -\rho \delta \tilde{\Pi}$.

...

$$\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{R}^S = -\delta W^{(i)} = \rho \delta \tilde{\Pi} \quad (10.4)$$

...

Вид потенциала $\tilde{\Pi}$ на единицу массы per mass unit пока неизвестен, но очевидно что $\tilde{\Pi}$ определяется деформацией.

С помощью баланса массы $\rho J = \overset{\circ}{\rho} \Leftrightarrow \rho = J^{-1} \overset{\circ}{\rho}$ ($J \equiv \det \mathbf{F}$ — якобиан, определитель градиента движения) введём потенциал на единицу объёма в отсчётной конфигурации как

$$\Pi \equiv \overset{\circ}{\rho} \tilde{\Pi} \Rightarrow \delta \Pi = \overset{\circ}{\rho} \delta \tilde{\Pi}, \quad \rho \delta \tilde{\Pi} = J^{-1} \delta \Pi. \quad (10.5)$$

Полным аналогом (...) является равенство

...

§ 11. Определяющие отношения упругости

Фундаментальное соотношение упругости (??)

...

$$\Pi(C) = \int_0^C \boldsymbol{\tau} \cdot d\mathbf{C}$$

If the strain energy density is path independent, then it acts as a potential for stress, that is

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{\partial \Pi(C)}{\partial \mathbf{C}}$$

For adiabatic processes, Π is equal to the change in internal energy per unit volume.

For isothermal processes, Π is equal to the Helmholtz free energy per unit volume.

The natural configuration of a body is defined as the configuration in which the body is in stable thermal equilibrium with no external loads and zero stress and strain.

When we apply energy methods in elasticity, we implicitly assume that a body returns to its natural configuration after loads are removed. This implies that the Gibbs' condition is satisfied:

$$\Pi(\mathbf{C}) \geq 0 \quad \text{with} \quad \Pi(\mathbf{C}) = 0 \quad \text{iff} \quad \mathbf{C} = \mathbf{0}$$

...

Начальная конфигурация считается естественной (natural configuration) — недеформированной ненапряжённой: $\mathbf{C} = {}^2\mathbf{0} \Leftrightarrow \boldsymbol{\tau} = {}^2\mathbf{0}$, поэтому в Π нет линейных членов.

Тензор жёсткости ${}^4\mathcal{A}$

...

Rubber-like material (elastomer)

Материалу типа резины (эластомеру) характерны большие деформации, и функция $\Pi(\text{I}, \text{II}, \text{III})$ для него бывает весьма сложной [22].

При больших деформациях исчезают преимущества использования \mathbf{u} и \mathbf{C} — проще остаться с радиусом-вектором \mathbf{R} ...

...

§ 12. Тензоры напряжения Пиолы–Кирхгофа и другие меры напряжения

Соотношение Нансона $NdO = Jndo \cdot \mathbf{F}^{-1}$ между векторами бесконечно малой площадки в отсчётной (ndo) и в актуальной (NdO) конфигурациях*

$$(6.2) \Rightarrow NdO \cdot \boldsymbol{\tau} = Jndo \cdot \mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau} \Rightarrow N \cdot \boldsymbol{\tau} dO = n \cdot J\mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau} do$$

даёт двойное выражение поверхностной силы

$$N \cdot \boldsymbol{\tau} dO = n \cdot \mathbf{T} do, \quad \mathbf{T} \equiv J\mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau}. \quad (12.1)$$

Тензор \mathbf{T} называется первым (несимметричным) тензором напряжения Пиолы–Кирхгофа, иногда — “номинальным напряжением” (“nominal stress”) или “инженерным напряжением” (“engineering stress”). Бывает и когда какое-либо из этих (на)именований даётся транспонированному тензору

$$\mathbf{T}^\top = J\boldsymbol{\tau}^\top \cdot \mathbf{F}^{-\top} = J\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{F}^{-\top}.$$

Обращение (12.1)

$$J^{-1}\mathbf{F} \cdot \mathbf{T} = J^{-1}\mathbf{F} \cdot J\mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau} \Rightarrow \boldsymbol{\tau} = J^{-1}\mathbf{F} \cdot \mathbf{T}$$

...

$$\delta\Pi = \mathbf{T} \cdot \delta \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{R}^\top \Rightarrow \Pi = \Pi(\overset{\circ}{\nabla} \mathbf{R}) \quad (12.2)$$

— этот немного неожиданный результат получился благодаря коммутативности δ и $\overset{\circ}{\nabla}$ (∇ и δ не коммутируют).

Тензор \mathbf{T} оказался энергетически сопряжённым с $\overset{\circ}{\nabla} \mathbf{R}$ (и \mathbf{F})

$$\mathbf{T} = \frac{\partial \Pi}{\partial \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{R}} = \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{F}^\top}. \quad (12.3)$$

Второй (симметричный) тензор напряжения Пиолы–Кирхгофа \mathbf{S} энергетически сопряжён с $\mathbf{G} \equiv \mathbf{F}^\top \cdot \mathbf{F}$ и $\mathbf{C} \equiv \frac{1}{2}(\mathbf{G} - \mathbf{E})$

$$\begin{aligned} \delta\Pi(\mathbf{C}) &= \mathbf{S} \cdot \delta \mathbf{C} \Rightarrow \mathbf{S} = \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{C}}, \\ d\mathbf{G} &= 2d\mathbf{C} \Rightarrow \delta\Pi(\mathbf{G}) = \frac{1}{2}\mathbf{S} \cdot \delta \mathbf{G}, \quad \mathbf{S} = 2 \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{G}}. \end{aligned} \quad (12.4)$$

Связь между первым и вторым тензорами

$$\mathbf{S} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{F}^{-\top} \Leftrightarrow \mathbf{T} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{F}^\top$$

* По-прежнему \mathbf{F} — градиент движения и $J \equiv \det \mathbf{F}$ — якобиан.

и между тензором \mathbf{S} и тензором напряжения Cauchy $\boldsymbol{\tau}$

$$\mathbf{S} = J\mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{F}^{-\top} \Leftrightarrow J^{-1}\mathbf{F} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{F}^{\top} = \boldsymbol{\tau}.$$

...

$$\begin{aligned}\mathbf{T} &= \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{C}} \cdot \mathbf{F}^{\top} = 2 \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{G}} \cdot \mathbf{F}^{\top} \\ \delta \mathbf{S} &= \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \mathbf{C}} \cdot \delta \mathbf{C} = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \mathbf{C} \partial \mathbf{C}} \cdot \delta \mathbf{C} \\ \delta \mathbf{T} &= \delta \mathbf{S} \cdot \mathbf{F}^{\top} + \mathbf{S} \cdot \delta \mathbf{F}^{\top}\end{aligned}$$

...

The quantity $\boldsymbol{\kappa} = J\boldsymbol{\tau}$ is called the *Kirchhoff stress tensor* and is used widely in numerical algorithms in metal plasticity (where there's no change in volume during plastic deformation). Another name for it is *weighted Cauchy stress tensor*.

...

Вот баланс сил (импульса) с тензором \mathbf{T} для любого недеформированного объёма $\overset{\circ}{V}$

$$\int_V \rho \mathbf{f} dV + \int_{O(\partial V)} \mathbf{N} \cdot \boldsymbol{\tau} dO = \int_V \overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} d\overset{\circ}{V} + \int_{O(\partial \overset{\circ}{V})} \mathbf{n} \cdot \mathbf{T} do = \int_V \left(\overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} + \overset{\circ}{\nabla} \cdot \mathbf{T} \right) d\overset{\circ}{V} = 0$$

и его локальный (дифференциальный) вариант

$$\overset{\circ}{\nabla} \cdot \mathbf{T} + \overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} = 0. \quad (12.5)$$

Преимущества этого уравнения в сравнении с (8.2): здесь фигурирует известная плотность $\overset{\circ}{\rho}$ массы недеформированного объёма $\overset{\circ}{V}$, и оператор $\overset{\circ}{\nabla} \equiv \mathbf{r}^i \partial_i$ определяется через известные векторы \mathbf{r}^i . Появление \mathbf{T} отражает специфическое свойство упругого твёрдого тела — “сохранять” отсчётную конфигурацию. В механике жидкости, к примеру, тензор \mathbf{T} едва ли полезен.

Принцип виртуальной работы для произвольного объёма $\overset{\circ}{V}$ упругой $(\delta W^{(i)} = -\delta \Pi)$ среды:

$$\begin{aligned}\int_V \left(\overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{R} - \delta \Pi \right) d\overset{\circ}{V} + \int_{O(\partial \overset{\circ}{V})} \mathbf{n} \cdot \mathbf{T} \cdot \delta \mathbf{R} do &= 0, \\ \overset{\circ}{\nabla} \cdot (\mathbf{T} \cdot \delta \mathbf{R}) &= \overset{\circ}{\nabla} \cdot \mathbf{T} \cdot \delta \mathbf{R} + \mathbf{T}^{\top} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{R}, \quad \mathbf{T}^{\top} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{R} = \mathbf{T} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{R}^{\top} \\ \delta \Pi &= \left(\overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} + \overset{\circ}{\nabla} \cdot \mathbf{T} \right) \cdot \delta \mathbf{R} + \mathbf{T} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{R}^{\top}\end{aligned}$$

....

First one is non-symmetric, it connects forces in deformed stressed configuration to undeformed geometry+mass (initially known volumes, areas, densities), and it is energetically conjugate to the motion gradient (commonly mistakenly called “deformation gradient”, despite comprising of rigid rotations). First (sometimes its transpose) is also known as “nominal stress” and “engineering stress”.

Second one is symmetric, it connects loads in initial undeformed configuration to initial mass+geometry, and it's conjugate to the right Cauchy–Green deformation tensor (and thus to the Cauchy–Green–Venant measure of deformation).

The first is simpler when you use just motion gradient and is more universal, but the second is simpler when you prefer right Cauchy–Green deformation and its offsprings.

There's also popular Cauchy stress, which relates forces in deformed configuration to deformed geometry+mass.

“energetically conjugate” means that their product is energy, here: elastic (potential) energy per unit of volume

...

In the case of finite deformations, the Piola–Kirchhoff stress tensors express the stress relative to the reference configuration. This is in contrast to the Cauchy stress tensor which expresses the stress relative to the present configuration. For infinitesimal deformations and rotations, the Cauchy and Piola–Kirchhoff tensors are identical.

Whereas the Cauchy stress tensor $\boldsymbol{\tau}$ relates stresses in the current configuration, the motion gradient and strain tensors are described by relating the motion to the reference configuration; thus not all tensors describing the material are in either the reference or current configuration. Describing the stress, strain and deformation either in the reference or current configuration would make it easier to define constitutive models. For example, the Cauchy stress tensor is variant to a pure rotation, while the deformation strain tensor is invariant; thus creating problems in defining a constitutive model that relates a varying tensor, in terms of an invariant one during pure rotation; as by definition constitutive models have to be invariant to pure rotations.

1st Piola–Kirchhoff stress tensor

The *1st Piola–Kirchhoff stress tensor* is one possible solution to this problem. It defines a family of tensors, which describe the configuration of the body in either the current or the reference configuration.

The 1st Piola–Kirchhoff stress tensor \mathbf{T} relates forces in the present (“spatial”) configuration with areas in the reference (“material”) configuration

$$\mathbf{T} = J \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{F}^{-\top}$$

where \mathbf{F} is the motion gradient and $J \equiv \det \mathbf{F}$ is the Jacobian determinant.

In terms of components in an orthonormal basis, the first Piola–Kirchhoff stress is given by

$$T_{iL} = J \tau_{ik} F_{Lk}^{-1} = J \tau_{ik} \frac{\partial X_L}{\partial x_k}$$

Because it relates different coordinate systems, the 1st Piola–Kirchhoff stress is a two-point tensor. In general, it is not symmetric. The 1st Piola–Kirchhoff stress is the 3D generalization of the 1D concept of engineering stress.

If the material rotates without a change in stress (rigid rotation), the components of the 1st Piola–Kirchhoff stress tensor will vary with material orientation.

The 1st Piola–Kirchhoff stress is energy conjugate to the motion gradient.

2nd Piola–Kirchhoff stress tensor

Whereas the 1st Piola–Kirchhoff stress relates forces in the current configuration to areas in the reference configuration, the 2nd Piola–Kirchhoff stress tensor \mathbf{S} relates forces in the reference configuration to areas in the reference configuration. The force in the reference configuration is obtained via a mapping that preserves the relative relationship between the force direction and the area normal in the reference configuration.

$$\mathbf{S} = J \mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{F}^{-\top}$$

In index notation using an orthonormal basis,

$$S_{IL} = J F_{Ik}^{-1} F_{Lm}^{-\top} \tau_{km} = J \frac{\partial X_I}{\partial x_k} \frac{\partial X_L}{\partial x_m} \tau_{km}$$

This tensor, a one-point tensor, is symmetric.

If the material rotates without a change in stress (rigid rotation), the components of the 2nd Piola–Kirchhoff stress tensor remain constant, irrespective of material orientation.

The 2nd Piola–Kirchhoff stress tensor is energy conjugate to the Green–Lagrange finite strain tensor.

...

§ 13. Варьирование текущей конфигурации

Прежде упругая среда рассматривалась в двух конфигурациях: отсчётной с радиусами-векторами \mathbf{r} и актуальной с \mathbf{R} . Теперь представим себе малое изменение текущей конфигурации с бесконечно малыми приращениями радиуса-вектора $\delta\mathbf{R}$, вектора массовых сил $\delta\mathbf{f}$, первого тензора напряжения Пиолы–Кирхгофа $\delta\mathbf{T}$ и тензора деформации $\delta\mathbf{C}$. Варьируя (12.5), $(\dots)^*$ и (\dots) , получаем

$$\begin{aligned}\dot{\rho}\delta\mathbf{f} + \overset{\circ}{\nabla} \cdot \delta\mathbf{T} &= \mathbf{0}, \quad \delta\mathbf{T} = \left(\frac{\partial^2 \Pi}{\partial \mathbf{C} \partial \mathbf{C}} \cdot \delta\mathbf{C} \right) \cdot \mathbf{F}^\top + \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{C}} \cdot \delta\mathbf{F}^\top, \\ \delta\mathbf{F}^\top &= \delta\overset{\circ}{\nabla}\mathbf{R} = \overset{\circ}{\nabla}\delta\mathbf{R} = \mathbf{F}^\top \cdot \nabla\delta\mathbf{R}, \quad \delta\mathbf{F} = \delta\overset{\circ}{\nabla}\mathbf{R}^\top = \nabla\delta\mathbf{R}^\top \cdot \mathbf{F}, \\ \delta\mathbf{C} &= \mathbf{F}^\top \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{F}, \quad \boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla\delta\mathbf{R}^S.\end{aligned}\tag{13.1}$$

$$\begin{aligned}\dots \\ (6.2) \Rightarrow n d\mathbf{o} &= J^{-1} N d\mathbf{O} \cdot \mathbf{F} \Rightarrow \mathbf{n} \cdot \delta\mathbf{T} d\mathbf{o} = J^{-1} \mathbf{N} \cdot \mathbf{F} \cdot \delta\mathbf{T} d\mathbf{O} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \mathbf{n} \cdot \delta\mathbf{T} d\mathbf{o} = \mathbf{N} \cdot \delta\boldsymbol{\tau} d\mathbf{O}, \quad \delta\boldsymbol{\tau} \equiv J^{-1} \mathbf{F} \cdot \delta\mathbf{T}\end{aligned}$$

— введённый так тензор $\delta\boldsymbol{\tau}$ связан с вариацией $\delta\mathbf{T}$ как $\boldsymbol{\tau}$ связан с \mathbf{T} ($\boldsymbol{\tau} = J^{-1} \mathbf{F} \cdot \mathbf{T}$). Из (13.1) и ...

...

§ 14. Внутренние связи

До сих пор деформация считалась свободной, мера деформации \mathbf{C} могла быть любой. Однако, существуют материалы со значительным сопротивлением некоторым видам деформации. Резина, например, изменению формы сопротивляется намного меньше, чем изменению объёма — некоторые виды резины можно считать несжимаемым материалом.

Понятие геометрической связи, развитое в общей механике ...

...

$$\begin{aligned}^* \nabla &= \nabla \cdot \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r} = R^i \partial_i \cdot r^j \partial_j \mathbf{r} = R^i \partial_i \mathbf{r} \cdot r^j \partial_j = \nabla \mathbf{r} \cdot \overset{\circ}{\nabla} = \mathbf{F}^{-\top} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \\ \overset{\circ}{\nabla} &= \overset{\circ}{\nabla} \cdot \nabla \mathbf{R} = r^i \partial_i \cdot R^j \partial_j \mathbf{R} = r^i \partial_i \mathbf{R} \cdot R^j \partial_j = \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{R} \cdot \nabla = \mathbf{F}^\top \cdot \nabla\end{aligned}$$

§ 15. Полая сфера под действием давления

Решение этой относительно простой задачи описано во многих книгах. В отсчётной (ненапряжённой) конфигурации имеем сферу с внутренним радиусом $r=r_0$ и наружным $r=r_1$. Давление равно p_0 внутри и p_1 снаружи.

Введём соответствующую задаче сферическую систему координат в отсчётной конфигурации $q^1 = \theta$, $q^2 = \phi$, $q^3 = r$ (рис. ??). Эти же координаты будут и материальными. Имеем

...

§ 16. Напряжения как множители Лагранжа

Изложенному в § 10 применению принципа виртуальной работы предшествовало введение тензора напряжения Cauchy через баланс сил для элементарного тетраэдра (§ 7). Но здесь мы увидим, что принцип даёт обойтись и без рассуждений с тетраэдром.

Рассмотрим тело — не только лишь упругое, с любой виртуальной работой внутренних сил $\delta W^{(i)}$ на единицу массы, — нагруженное массовыми \mathbf{f} (для краткости пишем \mathbf{f} вместо $\mathbf{f} - \ddot{\mathbf{R}}$, так что динамика присутствует) и поверхностными \mathbf{p} внешними силами. Имеем вариационное уравнение

$$\int_V \rho (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{R} + \delta W^{(i)}) dV + \int_{O(\partial V)} \mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{R} dO = 0. \quad (16.1)$$

Полагаем, что внутренние силы не совершают работу при виртуальном движении тела как целого — когда нет деформации от бесконечно малых виртуальных перемещений $\delta \mathbf{R}$ частиц тела:

$$\nabla \delta \mathbf{R}^S = {}^2\mathbf{0} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0. \quad (16.2)$$

Отбросив $\delta W^{(i)}$ в (16.1) при условии (16.2), получим вариационное уравнение со связью. Приём с множителями Лагранжа даёт возможность считать вариации $\delta \mathbf{R}$ независимыми. Поскольку в каждой точке связь представлена симметричным тензором второй сложности, то таким же тензором будут и множители Лагранжа ${}^2\lambda$. Приходим к уравнению

$$\int_V (\rho \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{R} - {}^2\lambda \cdot \nabla \delta \mathbf{R}^S) dV + \int_{O(\partial V)} \mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{R} dO = 0. \quad (16.3)$$

Благодаря симметрии ${}^2\lambda$ имеем*

$${}^2\lambda \cdot \nabla \delta \mathbf{R}^S = \nabla \cdot ({}^2\lambda \cdot \delta \mathbf{R}) - \nabla \cdot {}^2\lambda \cdot \delta \mathbf{R}.$$

Подставив это в (16.3) и применив теорему о дивергенции, получаем

$$\int_V (\rho \mathbf{f} + \nabla \cdot {}^2\lambda) \cdot \delta \mathbf{R} dV + \int_{O(\partial V)} (\mathbf{p} - N \cdot {}^2\lambda) \cdot \delta \mathbf{R} dO = 0.$$

* $\Lambda^S \cdot X = \Lambda^S \cdot X^\top = \Lambda^S \cdot X^S$, $\nabla \cdot (B \cdot a) = (\nabla \cdot B) \cdot a + B^\top \cdot \nabla a$

Но $\delta \mathbf{R}$ случайна на поверхности и в объёме, так что

$$\mathbf{p} = \mathbf{N} \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda}, \quad \boldsymbol{\nabla} \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda} + \rho \mathbf{f} = \mathbf{0}$$

— формально введённый симметричный множитель ${}^2\boldsymbol{\lambda}$ оказался тензором напряжения Cauchy.

Подобное введение напряжений показано в книге [62]. Новых результатов тут нет, но интересна сама возможность одновременного вывода тех уравнений механики сплошной среды, которые традиционно считались независимыми. В следующих главах эта техника используется для построения новых континуальных моделей.

Библиография

Глубина изложения нелинейной безмоментной упругости характерна для книг А. И. Лурье [34, 37]. Оригинальность как основных идей, так и стиля присуща книге С. Truesdell'a [73]. Много ценной информации можно найти у К. Ф. Черных [82]. Стоит отметить и книгу Л. М. Зубова [24]. Монография Ю. Н. Работнова [62], где напряжения представлены как множители Лагранжа, очень интересна и своеобразна. О применении нелинейной теории упругости в смежных областях рассказано в книге С. Teodosiu [67]. Повышенным математическим уровнем отличается монография Ph. Ciarlet [66].

КЛАССИЧЕСКАЯ ЛИНЕЙНАЯ УПРУГОСТЬ

Геометрически линейная модель: перемещения малые. Операторы $\overset{\circ}{\nabla}$ и ∇ неразличимы: “уравнения можно писать в отсчётной конфигурации”.

§ 1. Полный набор уравнений

Уравнения нелинейной упругости, даже в самых простых случаях, приводят к математически сложным задачам. Поэтому повсеместно применяется линейная теория. Её уравнения были выведены в первой половине XIX^{го} века Cauchy, Navier, Lamé, Clapeyron’ом, Poisson’ом, Saint-Venant’ом, George Green’ом и другими учёными.

Полный набор (система) уравнений классической линейной теории в прямой инвариантной тензорной записи:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} = \mathbf{0}, \quad \boldsymbol{\tau} = \frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = {}^4\mathcal{A} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad \boldsymbol{\varepsilon} = \nabla \mathbf{u}^S. \quad (1.1)$$

Здесь $\boldsymbol{\tau}$ — тензор напряжения, \mathbf{f} — вектор объёмных сил, $\boldsymbol{\varepsilon}$ — тензор линейной деформации, $\Pi(\boldsymbol{\varepsilon})$ — упругая энергия деформации единицы объёма, ${}^4\mathcal{A}$ — тензор жёсткости (четырёхвалентный).

Уравнения (1.1) точные, они могут быть получены варьированием из нелинейной теории. Варьирование от произвольной конфигурации описано в §3.13. Линейная теория — результат варьирования от ненапряжённой отсчётной конфигурации. При этом

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \mathbf{E}, \quad \delta \mathbf{C} = \boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla \delta \mathbf{R}^S, \quad \boldsymbol{\tau} = {}^2\mathbf{0}, \\ \delta \boldsymbol{\tau} &= \delta \mathbf{T} = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \mathbf{C} \partial \mathbf{C}} \cdot \delta \mathbf{C}, \quad \nabla \cdot \delta \boldsymbol{\tau} + \rho \delta \mathbf{f} = \mathbf{0}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Остаётся поменять $\delta \mathbf{R}$ на \mathbf{u} , $\delta \boldsymbol{\tau}$ на $\boldsymbol{\tau}$, $\partial^2 \Pi / \partial \mathbf{C} \partial \mathbf{C}$ на ${}^4\mathcal{A}$, а $\rho \delta \mathbf{f}$ на \mathbf{f} .

Если такой вывод кажется читателю слишком формальным и малонаглядным, возможно исходить из уравнений

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f} &= \mathbf{0}, \quad \nabla = \mathbf{F}^{-\top} \cdot \overset{\circ}{\nabla}, \quad \mathbf{F} = \mathbf{E} + \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{u}^\top, \\ \boldsymbol{\tau} &= J^{-1} \mathbf{F} \cdot \frac{\partial \Pi}{\partial \mathbf{C}} \cdot \mathbf{F}^\top, \quad \mathbf{C} = \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{u}^S + \frac{1}{2} \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{u} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{u}^\top. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Полагая перемещение \mathbf{u} малым, перейдём от (1.3) к (1.1).

Или вот как. Вместо \mathbf{u} взять $\nu \mathbf{u}$, тут $\nu \rightarrow 0$ — некоторый весьма малый параметр. А неизвестные представить рядами по целым степеням ν

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau} &= \boldsymbol{\tau}^{(0)} + \nu \boldsymbol{\tau}^{(1)} + \dots, \quad \mathbf{C} = \mathbf{C}^{(0)} + \nu \mathbf{C}^{(1)} + \dots, \\ \nabla &= \overset{\circ}{\nabla} + \nu \nabla^{(1)} + \dots, \quad \mathbf{F} = \mathbf{E} + \nu \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{u}^\top, \quad J = 1 + \nu J^{(1)} + \dots \end{aligned}$$

Для первых (“нулевых”) членов этих разложений и получается (1.1). В книге [73] сие названо “формальным приближением”.

Невозможно сказать в общем случае, насколько мал должен быть параметр ν — ответ зависит от ситуации и определяется лишь тем, описывает линейная модель интересующий эффект или нет. Когда, например, интересна связь частоты свободных колебаний упругого тела с амплитудой, то нужна уже нелинейная модель.

Линейная задача ставится в начальном объёме $\mathcal{V} = \overset{\circ}{\mathcal{V}}$, ограниченном поверхностью o с вектором площади $\mathbf{n} do$ (“принцип начальных размеров”).

Краевые (граничные) условия чаще всего предполагаются такими: на части o_1 поверхности известны перемещения (кинематическое краевое условие), а на другой части o_2 — силы (статическое краевое условие)

$$\mathbf{u}|_{o_1} = \mathbf{u}_0, \quad \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}|_{o_2} = \mathbf{p}. \quad (1.4)$$

Но встречаются и более сложные комбинации, если знаем одновременно некоторые компоненты как \mathbf{u} , так и $\boldsymbol{\tau}_n = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}$. Для примера, на плоской грани $x = \text{const}$ при вдавливании штампа с гладкой поверхностью $u_x = v(y, z)$, $\tau_{xy} = \tau_{xz} = 0$ (функция v определяется формой штампа).

Начальные условия в динамических задачах, когда вместо \mathbf{f} имеем $\mathbf{f} - \rho\ddot{\mathbf{u}}$, ставятся как обычно в механике — на положения и на скорости: в условный момент времени $t=0$ определены \mathbf{u} и $\dot{\mathbf{u}}$.

Как отмечалось в гл. 2, в основу механики может быть положен принцип виртуальной работы (d'Alembert–Lagrange principle). Этот принцип справедлив и в линейной теории (внутренние силы в упругой среде потенциальны: $\delta W^{(i)} = -\delta\Pi$)

$$\int_{\mathcal{V}} \left[(\mathbf{f} - \rho\ddot{\mathbf{u}}) \cdot \delta\mathbf{u} - \delta\Pi \right] d\mathcal{V} + \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot \delta\mathbf{u} do = 0, \quad \mathbf{u}|_{o_1} = 0, \quad (1.5)$$

поскольку

$$\begin{aligned} \delta\Pi &= \frac{1}{2} \delta(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) = \boldsymbol{\tau} \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla\delta\mathbf{u}^S = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta\mathbf{u}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta\mathbf{u}, \\ \int_{\mathcal{V}} \delta\Pi d\mathcal{V} &= \oint_{o(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta\mathbf{u} do - \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta\mathbf{u} d\mathcal{V} \end{aligned}$$

и левая часть (1.5) приобретает вид

$$\int_{\mathcal{V}} (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} - \rho\ddot{\mathbf{u}}) \cdot \delta\mathbf{u} d\mathcal{V} + \int_{o_2} (\mathbf{p} - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \delta\mathbf{u} do,$$

что, конечно же, равно нулю. Отметим краевое условие $\mathbf{u}|_{o_1} = 0$: виртуальные перемещения согласованы с этой связью — $\delta\mathbf{u}|_{o_1} = 0$.

§ 2. Уникальность решения динамической проблемы

Как обычно в линейной математической физике [37, 122], теорема единственности доказывается от противного. Допустим, что есть два решения: $\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{u}_2(\mathbf{r}, t)$. Составим разность $\mathbf{u}^* \equiv \mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2$ и докажем, что она равна нулю.

Но сперва убедимся в существовании интеграла энергии — выведем уравнение баланса механической энергии в линейной модели:

$$\int_{\mathcal{V}} (\mathbf{T} + \Pi) \cdot \dot{\mathbf{u}} d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{f} \cdot \dot{\mathbf{u}} d\mathcal{V} + \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot \dot{\mathbf{u}} do, \quad \mathbf{u}|_{o_1} = 0. \quad (2.1)$$

Слева имеем

$$\begin{aligned}\dot{T} &= \frac{1}{2} (\rho \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}})^{\bullet} = \frac{1}{2} \rho (\dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} + \ddot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}}) = \rho \dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}}, \\ \dot{\Pi} &= \frac{1}{2} \underbrace{(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \mathbf{A} \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon})^{\bullet}}_{2 \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \mathbf{A} \cdot \cdot \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}} = \boldsymbol{\tau} \cdot \cdot \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \boldsymbol{\tau} \cdot \cdot \nabla \dot{\mathbf{u}}^S = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{u}}) - \underbrace{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{u}}}_{-(\mathbf{f} - \rho \ddot{\mathbf{u}})}.\end{aligned}$$

Применяя теорему о дивергенции и используя уравнение баланса импульса $\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} - \rho \ddot{\mathbf{u}} = 0$ и краевое условие $\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} = \mathbf{p}$ на o_2 , убеждаемся, что (2.1) удовлетворено.

Из (2.1) следует, что при отсутствии объёмных и поверхностных сил (и закреплении на o_1) полная механическая энергия постоянна. Если в начальный момент тело находилось в ненапряжённом состоянии покоя, то

$$\int_V (T + \Pi) dV = 0. \quad (2.2)$$

Кинетическая энергия положительна: $T > 0$ при $\dot{\mathbf{u}} \neq 0$ и обращается в нуль лишь когда $\dot{\mathbf{u}} = 0$ — это следует из самого её определения $T = \frac{1}{2} \rho \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}}$. Потенциальная энергия, при малых деформациях с тензором $\boldsymbol{\varepsilon}$ представляемая квадратичной формой $\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \mathbf{A} \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$, тоже положительна: $\Pi > 0$ при $\boldsymbol{\varepsilon} \neq 0$. Таково априорное требование положительной определённости к тензору \mathbf{A} . Это одно из “дополнительных неравенств в теории упругости” [34, 73].

А поскольку T и Π положительны, из (2.2) вытекает

$$T = 0, \Pi = 0 \Rightarrow \dot{\mathbf{u}} = 0, \boldsymbol{\varepsilon} = \nabla \mathbf{u}^S = 0 \Rightarrow \mathbf{u} = \mathbf{u}^\circ + \boldsymbol{\omega}^\circ \times \mathbf{r},$$

где \mathbf{u}° и $\boldsymbol{\omega}^\circ$ — некоторые константы. При закреплении на o_1 $\mathbf{u}|_{o_1} = 0 \Rightarrow \mathbf{u}^\circ = 0$ и $\boldsymbol{\omega}^\circ = 0$.

Теперь вспомним о двух решениях \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 . Их разность \mathbf{u}^* есть решение полностью однородной задачи (в краевых и в начальных условиях — нули, и в объёме $\mathbf{f} = 0$). Поэтому $\mathbf{u}^* = 0$ — единственность доказана.

Что же касается существования решения, то простыми выкладками его в общем случае не обосновать. Отметим лишь, что задача является эволюционной, то есть определяет развитие

процесса во времени. Из баланса импульса находим ускорение $\ddot{\mathbf{u}}$, далее переходим на “следующий временной слой” $t + dt$:

...

Разумеется, эти соображения лишены математической стройности, характерной, например, для монографии Philippe Ciarlet [66].

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = {}^4\mathcal{A} \cdots \boldsymbol{\varepsilon}$$

§ 3. Закон Гука ceiiinossttuv

То соотношение между напряжением и деформацией, которое Robert Hooke в XVII^{ом} веке мог высказать лишь в весьма неопределённой форме*, в современных обозначениях записано в (1.1) и определяется тензором

$${}^4\mathcal{A} = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon} \partial \boldsymbol{\varepsilon}} = A^{ijkl} \mathbf{r}_i \mathbf{r}_j \mathbf{r}_k \mathbf{r}_l, \quad A^{ijkl} = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}}. \quad (3.1)$$

Тензор жёсткости, как частная производная упругого потенциала Π дважды по тому же тензору $\boldsymbol{\varepsilon}$, симметричен по первой и второй паре индексов: $A^{ijkl} = A^{klij}$, от этого у 36 компонент из $3^4 = 81$ “есть двойник”, и 45 независимы. К тому же, из-за симметрии тензора линейной деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$, тензор ${}^4\mathcal{A}$ симметричен ещё и внутри каждой пары индек-

* ceiiinossttuv, that is Ut tensio sic vis; ...

сов: $A^{ijkl} = A^{jikl} = A^{ijlk} (= A^{jilk})$. Число независимых компонент при этом снижается до 21:

$$\begin{aligned}
 A^{abcd} &= A^{cdab} = A^{bacd} = A^{abdc} \\
 A^{1111} \\
 A^{1112} &= A^{1121} = A^{1211} = A^{2111} \\
 A^{1113} &= A^{1131} = A^{1311} = A^{3111} \\
 A^{1122} &= A^{2211} \\
 A^{1123} &= A^{1132} = A^{2311} = A^{3211} \\
 A^{1133} &= A^{3311} \\
 A^{1212} &= A^{1221} = A^{2112} = A^{2121} \\
 A^{1213} &= A^{1231} = A^{1312} = A^{1321} = A^{2113} = A^{2131} = A^{3112} = A^{3121} \\
 A^{1222} &= A^{2122} = A^{2212} = A^{2221} \\
 A^{1223} &= A^{1232} = A^{2123} = A^{2132} = A^{2312} = A^{2321} = A^{3212} = A^{3221} \\
 A^{1233} &= A^{2133} = A^{3312} = A^{3321} \\
 A^{1313} &= A^{1331} = A^{3113} = A^{3131} \\
 A^{1322} &= A^{2213} = A^{2231} = A^{3122} \\
 A^{1323} &= A^{1332} = A^{2313} = A^{2331} = A^{3123} = A^{3132} = A^{3213} = A^{3231} \\
 A^{1333} &= A^{3133} = A^{3313} = A^{3331} \\
 A^{2222} \\
 A^{2223} &= A^{2232} = A^{2322} = A^{3222} \\
 A^{2233} &= A^{3322} \\
 A^{2323} &= A^{2332} = A^{3223} = A^{3232} \\
 A^{2333} &= A^{3233} = A^{3323} = A^{3332} \\
 A^{3333}
 \end{aligned}$$

Нередко компоненты тензора жёсткости записывают симметричной матрицей 6×6 вида

$$[\mathcal{A}]_{6 \times 6} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & a_{15} & a_{16} \\ a_{12} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & a_{25} & a_{26} \\ a_{13} & a_{23} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & a_{36} \\ a_{14} & a_{24} & a_{34} & a_{44} & a_{45} & a_{46} \\ a_{15} & a_{25} & a_{35} & a_{45} & a_{55} & a_{56} \\ a_{16} & a_{26} & a_{36} & a_{46} & a_{56} & a_{66} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} A^{1111} & A^{1122} & A^{1133} & A^{1112} & A^{1113} & A^{1123} \\ A^{2211} & A^{2222} & A^{2233} & A^{1222} & A^{1322} & A^{2223} \\ A^{3311} & A^{3322} & A^{3333} & A^{1233} & A^{1333} & A^{2333} \\ A^{1211} & A^{2212} & A^{3312} & A^{1212} & A^{1213} & A^{1223} \\ A^{1311} & A^{2213} & A^{3313} & A^{1312} & A^{1313} & A^{1323} \\ A^{2311} & A^{2322} & A^{3323} & A^{2312} & A^{2313} & A^{2323} \end{bmatrix}$$

Даже в декартовых координатах x, y, z квадратичная форма упругой энергии $\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathcal{A} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$ довольно-таки громоздкая:

$$\begin{aligned}
 2\Pi &= a_1 \varepsilon_x^2 + a_2 \varepsilon_y^2 + a_3 \varepsilon_z^2 + a_4 \varepsilon_{xy}^2 + a_5 \varepsilon_{xz}^2 + a_6 \varepsilon_{yz}^2 + \\
 &+ 2 \left[\varepsilon_x (a_{12} \varepsilon_y + a_{13} \varepsilon_z + a_{14} \varepsilon_{xy} + a_{15} \varepsilon_{xz} + a_{16} \varepsilon_{yz}) + \right. \\
 &\quad + \varepsilon_y (a_{23} \varepsilon_z + a_{24} \varepsilon_{xy} + a_{25} \varepsilon_{xz} + a_{26} \varepsilon_{yz}) + \\
 &\quad + \varepsilon_z (a_{34} \varepsilon_{xy} + a_{35} \varepsilon_{xz} + a_{36} \varepsilon_{yz}) + \\
 &\quad \left. + \varepsilon_{xy} (a_{45} \varepsilon_{xz} + a_{46} \varepsilon_{yz}) + a_{56} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{yz} \right].
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

Когда добавляется материальная симметрия, число независимых компонент тензора \mathbf{A} ещё уменьшается.

Пусть материал имеет плоскость симметрии (упругих свойств) $z = \text{const}$. Тогда энергия Π не меняется при перемене знаков у ε_{zx} и ε_{zy} . А это возможно лишь если

$$\Pi \Big|_{\substack{\varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{yz}}} = \Pi \Leftrightarrow \begin{aligned} 0 &= a_{15} = a_{16} = a_{25} = a_{26} = \\ &= a_{35} = a_{36} = a_{45} = a_{46} \end{aligned} \quad (3.3)$$

— число независимых констант упало до 13.

Пусть далее плоскостей симметрии две: $z = \text{const}$ и $y = \text{const}$. Поскольку Π не чувствительна к знакам ε_{yx} и ε_{yz} , вдобавок к (3.3) имеем

$$a_{14} = a_{24} = a_{34} = a_{56} = 0 \quad (3.4)$$

— осталось 9 констант.

Ортотропным (ортогонально анизотропным) называется материал с тремя ортогональными плоскостями симметрии — пусть это координатные плоскости x , y , z . Легко увидеть, что (3.3) и (3.4) — это весь набор нулевых констант и в этом случае. Итак, ортотропный материал характеризуется девятью константами, и “для ортотропности” достаточно двух перпендикулярных плоскостей симметрии. Вид упругой энергии упрощается до

$$\begin{aligned} \Pi = & \frac{1}{2}a_1\varepsilon_x^2 + \frac{1}{2}a_2\varepsilon_y^2 + \frac{1}{2}a_3\varepsilon_z^2 + \frac{1}{2}a_4\varepsilon_{xy}^2 + \frac{1}{2}a_5\varepsilon_{xz}^2 + \frac{1}{2}a_6\varepsilon_{yz}^2 + \\ & + a_{12}\varepsilon_x\varepsilon_y + a_{13}\varepsilon_x\varepsilon_z + a_{23}\varepsilon_y\varepsilon_z. \end{aligned}$$

В ортотропном материале сдвиговые (угловые) деформации ε_{xy} , ε_{xz} , ε_{yz} никак не влияют на нормальные напряжения $\sigma_x = \partial\Pi/\partial\varepsilon_x$, $\sigma_y = \partial\Pi/\partial\varepsilon_y$, $\sigma_z = \partial\Pi/\partial\varepsilon_z$ (и наоборот). Популярный ортотропный материал — древесина; её упругие свойства различны по трём взаимно перпендикулярным направлениям: по радиусу, вдоль окружности и по высоте ствола.

Ещё один случай анизотропии — трансверсально изотропный (transversely isotropic) материал. Он характеризуется

...

§ 4. Теоремы статики

Теорема Clapeyron'a

В равновесии с внешними силами, объёмными \mathbf{f} и поверхностными \mathbf{p} , работа этих сил (“статически замороженных” — постоянных во времени) на актуальных перемещениях равна удвоенной* энергии деформации

$$2 \int_{\mathcal{V}} \Pi d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} d\mathcal{V} + \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} do. \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \bigcirc \quad 2\Pi &= \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u}^S = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}) - \underbrace{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}}_{-f} \Rightarrow \\ &\Rightarrow 2 \int_{\mathcal{V}} \Pi d\mathcal{V} = \int_{o_2} \underbrace{\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}}_{\mathbf{p}} do + \int_{\mathcal{V}} \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} d\mathcal{V} \quad \bullet \end{aligned}$$

Из (4.1) следует, что без нагрузки $\int_{\mathcal{V}} \Pi d\mathcal{V} = 0$. Поскольку Π положительна, то и напряжение $\boldsymbol{\tau}$, и деформация $\boldsymbol{\varepsilon}$ без нагрузки — нулевые.

“Парадокс эластостатики”

Накопленная потенциальная энергия деформации равна всего половине работы внешних сил.

Теорема Clapeyron'a, взятая буквально, подразумевает, что запасённая упругая энергия составляет только половину энергии, потраченной на деформацию тела; оставшаяся половина работы, совершённой над телом внешними силами, не учитывается и теряется где-то по достижении равновесия.

Этот кажущийся парадокс достигается в рамках чисто консервативной линейной упругости. В качестве альтернативы, однако, в эластостатике общая характеристика работы, совершённой для достижения равновесия, концептуально неоднозначна, и может быть нужна новая интерпретация.

* **Benoît Paul Émile Clapeyron.** Mémoire sur le travail des forces élastiques dans un corps solide élastique déformé par l'action de forces extérieures // Comptes rendus, XLVI, Janvier–Juin 1858. 208–212 pp.

Roger Fosdick and Lev Truskinovsky. About Clapeyron's Theorem in Linear Elasticity // Journal of Elasticity, Volume 72, July 2003. Pages 145–172.

Для решения парадокса в теории распространена концепция “медленного постепенного статического нагружения” (“slow gradual application of the load”).

Теорема об уникальности решения

Как и в динамике (§ 2), допускаем существование двух решений и ищем их разность

...

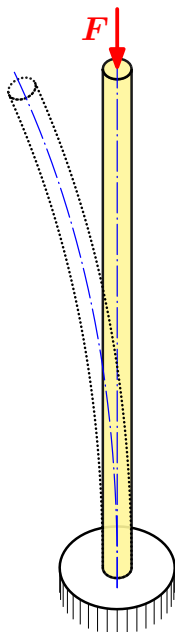


рисунок 9

Единственность решения, определённая G. Kirchhoff'ом*, противоречит, казалось бы, повседневному опыту. Вообразим прямой стержень, закреплённый на одном конце и сжатый продольной силой на другом (рис. 9). Когда нагрузка достаточно большая, задача статики имеет два решения — “прямое” и “изогнутое”. Но такое противоречие объясняется нелинейностью задачи. При малой же нагрузке решение единственно и может быть описано линейными уравнениями.

Теорема о взаимности работ

“возможная работа сил первого состояния на соответствующих перемещениях, вызванных силами второго состояния, равна возможной работе сил второго состояния

* **Gustav Robert Kirchhoff.** Über das Gleichgewicht und die Bewegung eines unendlich dünnen elastischen Stabes // Journal für die reine und angewandte Mathematik (Crelle's journal), 56. Band (1859). Seiten 285–313.

на соответствующих перемещениях, вызванных силами первого состояния”

Для тела с закреплением на части поверхности o_1 рассматриваются две проблемы: первая с нагрузками \mathbf{f}_1 , \mathbf{p}_1 и вторая с нагрузками \mathbf{f}_2 , \mathbf{p}_2 . Словесная формулировка теоремы та же, что и в § 2.6. Метаматическая запись

...

Betti's theorem, also known as reciprocal work theorem, discovered by Enrico Betti in 1872, states that for a linear elastic structure subject to two sets of forces P_i ($i = 1, \dots, m$) and Q_j ($j = 1, 2, \dots, n$), the work done by the set P through the displacements produced by the set Q is equal to the work done by the set Q through the displacements produced by the set P . This theorem has applications in structural engineering where it is used to define influence lines and derive the boundary element method.

...

Теорема о взаимности работ Enrico Betti находит неожиданные и эффективные применения. Как иллюстрацию рассмотрим защемленный одним концом (“консольный”) стержень-балку, изгибаемый силами величиной P_1 и P_2 (рис. 10). Используя линейность задачи, перемещения возможно найти как

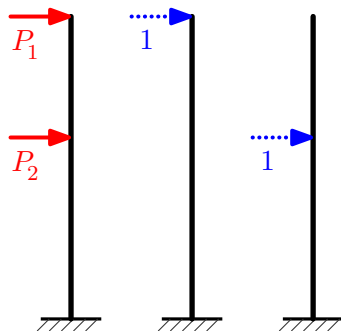


рисунок 10

$$u_1 = \dots,$$

$$u_2 = \dots$$

...

§ 5. Уравнения в перемещениях

Полная система (1.1) содержит неизвестные $\boldsymbol{\tau}$, $\boldsymbol{\varepsilon}$ и \mathbf{u} . Исключая $\boldsymbol{\tau}$ и $\boldsymbol{\varepsilon}$, приходим к постановке в перемещениях (симметризация $\nabla \mathbf{u}$ тут излишня)

$$\begin{aligned} \nabla \cdot ({}^4\mathcal{A} \cdot \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{f} &= \mathbf{0}; \\ \mathbf{u}|_{o_1} &= \mathbf{u}_0, \quad \mathbf{n} \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \nabla \mathbf{u}|_{o_2} = \mathbf{p}. \end{aligned} \quad (5.1)$$

В изотропном теле (5.1) принимает вид

...

Общее решение однородного уравнения (...) нашёл Heinz Neuber

П. Ф. Папкович

...

§ 6. Сосредоточенная сила в неограниченной среде

Concentrated force is useful mathematical idealization, but cannot be found in the real world, where all forces are either body forces acting over a volume or surface forces acting over an area.

Начнём с риторического вопроса: почему упругое тело сопротивляется приложенной нагрузке, выдерживает её? Удачный ответ можно найти ...

...

§ 7. Определение перемещений по деформациям

Разложив градиент перемещения на симметричную и антисимметричную части

$$\nabla \mathbf{u} = \underbrace{\nabla \mathbf{u}^S}_{\boldsymbol{\varepsilon}} - \underbrace{\nabla \mathbf{u}^A}_{\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{E}}, \quad \boldsymbol{\omega} \equiv \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u}, \quad (7.1)$$

...

Saint-Venant's compatibility condition is the integrability conditions for a symmetric tensor field to be a strain.

The compatibility conditions in linear elasticity are obtained by observing that there are six strain–displacement relations that are functions of only three unknown displacements. This suggests that the three displacements may be removed from the system of equations without loss of information. The resulting expressions in terms of only the strains provide constraints on the possible forms of a strain field.

A body that deforms without developing any gaps/overlaps is called a compatible body. Compatibility conditions are mathematical conditions

that determine whether a particular deformation will leave a body in a compatible state.

...

$$\text{inc } \boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\varepsilon})^T$$

Контур здесь произволен, так что приходим к соотношению

$$\text{inc } \boldsymbol{\varepsilon} = {}^2\mathbf{0}, \quad (7.2)$$

называемому уравнением совместности деформаций.

...

Все уравнения линейной теории имеют аналог (первоисточник) в нелинейной. Чтобы найти его для (7.2), вспомним тензор деформации Cauchy–Green’a (§ 3.4) и тензоры кривизны (§ 1.15)

...

§ 8. Уравнения в напряжениях

Баланс сил

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} = \mathbf{0} \quad (8.1)$$

ещё не определяет напряжений. Они должны быть такими, чтобы соответствующие им деформации оказались совместны:

...

§ 9. Принцип минимума потенциальной энергии

Начнём с формулировки принципа:

$$\mathcal{E}(\mathbf{u}) \equiv \int_V \left(\Pi(\nabla \mathbf{u}) - \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} \right) dV - \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} d\sigma \rightarrow \min, \quad \mathbf{u}|_{o_1} = \mathbf{u}_0. \quad (9.1)$$

Этот функционал, называемый потенциальной энергией системы, принимает наименьшее значение на истинных перемещениях — то есть на решении задачи (5.1). При этом функции \mathbf{u} должны удовлетворять геометрическому условию на o_1 (чтобы не нарушать связи) и быть непрерывными (иначе $\Pi(\nabla \mathbf{u})$ не будет интегрируемой).

Для обоснования принципа возьмём какое-либо ещё приемлемое поле перемещений \mathbf{u}' и найдём разность $\mathcal{E}(\mathbf{u}') - \mathcal{E}(\mathbf{u}) =$

$$= \int_{\mathcal{V}} \left(\Pi(\nabla \mathbf{u}') - \Pi(\nabla \mathbf{u}) - \mathbf{f} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \right) d\mathcal{V} - \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) d\sigma.$$

Поскольку $\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}|_{o_2} = \mathbf{p}$ и $(\mathbf{u}' - \mathbf{u})|_{o_1} = \mathbf{0}$, то

$$\begin{aligned} \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) d\sigma &= \oint_{o(\partial \mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) d\sigma = \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u})) d\mathcal{V} = \\ &= \int_{\mathcal{V}} (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{\tau}^T \cdot \nabla (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) d\mathcal{V} \end{aligned}$$

и $\mathcal{E}(\mathbf{u}') - \mathcal{E}(\mathbf{u}) =$

$$\begin{aligned} &= \int_{\mathcal{V}} \left(\Pi(\nabla \mathbf{u}') - \Pi(\nabla \mathbf{u}) - \underbrace{(\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f})}_0 \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \right) d\mathcal{V} - \\ &\quad - \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{\tau}^T \cdot (\nabla \mathbf{u}' - \nabla \mathbf{u}) d\mathcal{V}. \end{aligned}$$

Тут $\Pi(\nabla \mathbf{u}) = \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u}^S$, $\Pi(\nabla \mathbf{u}') = \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u}'^S$, а благодаря симметрии $\boldsymbol{\tau}^T = \boldsymbol{\tau} \Rightarrow \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{a} = \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{a}^S \forall \mathbf{a}$. Поэтому

...

§ 10. Принцип минимума дополнительной энергии

Дополнительной энергией называется следующий функционал над полем напряжений:

...

...

Принцип минимума дополнительной работы очень полезен, например, для получения некоторых оценок приближённых решений. Но для вычислительной практики его роль не столь весома, как принципа Лагранжа.

§ 11. Смешанные принципы стационарности

Prange–Hellinger–Reissner Variational Principle,

named after *Ernst Hellinger*, *Georg Prange* and *Eric Reissner*.

Working independently of Hellinger and Prange, Eric Reissner published his famous six-page paper “On a variational theorem in elasticity” in 1950. In this paper he develops — without, however, considering Hamilton–Jacobi theory — a variational principle same to that of Prange and Hellinger.

Hu–Washizu Variational Principle,

named after *Hu Haichang* and *Kyuichiro Washizu*.

Именами Reissner’a, Prange’a и Hellinger’a назван такой функционал над перемещениями и напряжениями:

$$\mathcal{R}(u, \tau) = \int_{\mathcal{V}} \left[\tau \cdot \nabla u^S - \hat{\Pi}(\tau) - f \cdot u \right] d\mathcal{V} - \int_{o_1} n \cdot \tau \cdot (u - u_0) do - \int_{o_2} p \cdot u do. \quad (11.1)$$

...

Преимущество принципа Рейсснера–Хеллингера — в свободе варьирования. Но есть и изъян: у функционала нет экстремума на истинном решении, а лишь стационарность.

Принцип можно использовать для построения приближённых решений методом Ритца (Ritz method). Задавая аппроксимации

...

Принцип Ху–Васидзу [104] формулируется так:

$$\delta \mathcal{W}(u, \varepsilon, \tau) = 0, \\ \mathcal{W} \equiv \int_{\mathcal{V}} \left[\tau \cdot (\nabla u^S - \varepsilon) + \Pi(\varepsilon) - f \cdot u \right] d\mathcal{V} - \int_{o_1} n \cdot \tau \cdot (u - u_0) do - \int_{o_2} p \cdot u do. \quad (11.2)$$

Как и в принципе Рейсснера–Хеллингера, здесь нет ограничений ни в объёме, ни на поверхности, но добавляется третий независимый аргумент ε . Поскольку $\hat{\Pi} = \tau \cdot \varepsilon - \Pi$, то (11.1) и (11.2) кажутся почти одним и тем же.

Из принципа Ху–Васидзу вытекает вся полная система уравнений с граничными условиями, так как

...

Об истории открытия вариационных принципов и соотношении их написано, например, у Ю. Н. Работнова [62].

§ 12. Антиплоский сдвиг

Это тот раздел линейной теории упругости, где нетривиальные результаты получаются простыми математическими средствами. Нетривиальным в теории упругости я считаю, например, что “деление силы на площадь” может дать сколь угодно большую погрешность при определении напряжений.

Рассматривается изотропная среда в декартовой системе ...

...

§ 13. Кручение стержней

Эта задача, тщательно изученная Saint-Venant’ом, рассматривается едва ли не во всех книгах по классической теории упругости. Речь идёт о цилиндре какого-либо сечения, нагруженном лишь поверхностными силами на торцах

...

§ 14. Плоская деформация

Этот термин означает лишь то, что вектор \mathbf{u} параллелен плоскости x_1, x_2 и не зависит от третьей координаты z

...

Библиография

Можно назвать несколько десятков книг по классической теории упругости, представляющих несомненный интерес несмотря на возрастающую отдалённость во времени. Подробные литературные указания содержатся в фундаментальной монографии ...

МИКРОПОЛЯРНАЯ ТРЁХМЕРНАЯ СРЕДА

§ 1. Введение в линейную микрополярную теорию

Характерная отличительная особенность классических упругих сред (гл. 3 и 4) — то, что они состоят “из простых материальных точек”. Частица классического континуума имеет лишь трансляционные степени свободы, её движение определяется только вектором $\mathbf{R}(q^i, t)$. Поэтому нагрузки (“силовые факторы”) в такой среде — только силы, объёмные и поверхностные. Моментов нет.

Но не так уж трудно построить более сложные модели сплошной среды, в которых частицы обладают не только лишь степенями свободы трансляции, но и некоторыми дополнительными. Новые степени свободы связаны и с новыми силовыми факторами, а также новыми уравнениями.

Наиболее естественная из неклассических моделей трёхмерной среды предложена братьями Cosserat в 1909 году [29]. Каждая частица континуума Коссера — это элементарное твёрдое тело с шестью степенями свободы. Силовые факторы в такой среде — силы и моменты. Работа братьев Коссера оставалась незамеченной полвека, но затем возник интерес к этой теме [42, 48].

from **Nowacki W.** *The Linear Theory of Micropolar Elasticity*. In: *Micropolar Elasticity. International Centre for Mechanical Sciences (Courses and Lectures)*, vol. 151, 1974, pp. 1–43

Woldemar Voigt tried to remove the shortcomings of the classical theory of elasticity [**W. Voigt**. *Theoretische Studien über die Elastizitätsverhältnisse der Krystalle. Abhandlungen der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen*, 34: 3–51, 1887] by the

assumption that the interaction of two parts of the body is transmitted through an area element do by means not only of the force vector $\mathbf{p}do$ but also by the moment vector $\mathbf{m}do$. Thus, besides the force stresses σ_{ji} also the moment stresses have been defined.

However, the complete theory of asymmetric elasticity was developed by the brothers **François et Eugène Cosserat** who published it in 1909 in the work “*Théorie des corps déformables*”.

They assumed that the body consists of interconnected particles in the form of small rigid bodies. During the deformation each particle is displaced by $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ and rotated by $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{x}, t)$, the functions of the position \mathbf{x} and time t .

Thus an elastic continuum has been described such that its points possess the orientation (polar media) and for which we can speak of the rotation of a point. The vectors \mathbf{u} and $\boldsymbol{\varphi}$ are mutually independent and determine the deformation of the body. The introduction of the vectors \mathbf{u} and $\boldsymbol{\varphi}$ and the assumption that the transmission of forces through an area element do is carried out by means of the force vector \mathbf{p} and the moment vector \mathbf{m} leads in the consequence to asymmetric stress tensors σ_{ji} and μ_{ji} .

The theory of the brothers E. and F. Cosserat remained unnoticed and was not duly appreciated during their lifetime. This was so because the presentation was very general (the theory was non-linear, including large deformations) and because its frames exceeded the frames of the theory of elasticity. They attempted to construct the unified field theory, containing mechanics, optics and electrodynamics and combined by a general principle of the least action.

The research in the field of the general theories of continuous media conducted in the last fifteen years, drew the attention of the scientists to Cosserats' work. Looking for the new models, describing more precisely the behaviour of the real elastic media, the models similar to, or identical with that of Cosserats' have been encountered. Here, we mention, first of all, the papers by C. Truesdell and R. A. Toupin [**C. Truesdell and R. A. Toupin**. *The classical field theories*. *Encyclopædia of Physics*, Chapter 1, Springer-Verlag, Berlin, 1960], G. Grioli [**Grioli G.** *Elasticité asymétrique*. *Ann. di Mat. Pura et Appl. Ser. IV*, 50 (1960)], R. D. Mindlin and H. F. Tiersten [**Mindlin, R. D.; Tiersten, H. F.** *Effects of couple-stresses in linear elasticity*. *Arch. Rational Mech. Anal.* 11. 1962. 415–448]. At the beginning the author's attention was concentrated on the simplified theory of elasticity, so called the Cosserat

pseudo-continuum. By this name we understand a continuum for which the asymmetric force stresses and moment stresses occur, however, the deformation is determined by the displacement vector \mathbf{u} only. Here we assume, as in the classical theory of elasticity, that $\boldsymbol{\varphi} = \frac{1}{2} \text{curl } \mathbf{u}$. It is interesting to notice that this model was also considered by the Cosserats who called it the model with the latent trihedron.

Рассмотрим сначала геометрически линейную модель, то есть случай малых перемещений и поворотов. Векторные поля перемещений $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ и малых поворотов $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{r}, t)$ независимы. Операторы $\overset{\circ}{\nabla}$ и ∇ (§ 3.2) неразличимы, уравнения “можно писать в исходной конфигурации”.

В основу построения модели положим принцип виртуальной работы:

$$\int_{\mathcal{V}} (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{u} + \mathbf{m} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi} + \delta W^{(i)}) d\mathcal{V} + \int_o (\mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{u} + \mathbf{M} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi}) do = 0. \quad (1.1)$$

Здесь \mathbf{f} и \mathbf{m} — внешние силы и моменты на единицу объёма; \mathbf{p} и \mathbf{M} — они же, но на единицу поверхности (поверхностные нагрузки действуют лишь на некоторой части o поверхности $\partial\mathcal{V}$, ограничивающей объём \mathcal{V}); $\delta W^{(i)}$ — работа внутренних сил на единицу объёма.

По-прежнему полагаем, что $\delta W^{(i)}$ обнуляется при движении тела как целого без деформации:

$$\delta \mathbf{u} = \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{r} + \text{const}, \quad \delta \boldsymbol{\varphi} = \text{const} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0,$$

$$\nabla \delta \mathbf{u} = \nabla \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{r} - \nabla \mathbf{r} \times \delta \boldsymbol{\varphi} = -\mathbf{E} \times \delta \boldsymbol{\varphi} = -\delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E}, \quad \nabla \delta \boldsymbol{\varphi} = {}^2\mathbf{0}.$$

Вводя тензоры деформации — тензор относительного смещения между частицами (tensor of relative displacement between particles, distortion tensor, strain tensor) $\boldsymbol{\gamma}$ и тензор искривления-скручивания (curvature-twist tensor, wryness tensor) $\boldsymbol{\kappa}$ — как

$$\boldsymbol{\gamma} \equiv \nabla \mathbf{u} + \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E}, \quad \boldsymbol{\kappa} \equiv \nabla \boldsymbol{\varphi}, \quad (1.2)$$

$$\boldsymbol{\gamma}_{\times} = \nabla \times \mathbf{u} - 2\boldsymbol{\varphi}, \quad \boldsymbol{\kappa}_{\times} = \nabla \times \boldsymbol{\varphi},$$

$$\delta \boldsymbol{\gamma} = \nabla \delta \mathbf{u} + \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E}, \quad \delta \boldsymbol{\kappa} = \nabla \delta \boldsymbol{\varphi},$$

имеем нужное отсутствие виртуальных деформаций $\delta \boldsymbol{\gamma} = {}^2\mathbf{0}$ и $\delta \boldsymbol{\kappa} = {}^2\mathbf{0}$.

В §3.16 было показано, что напряжения можно рассматривать как множители Lagrange'a в принципе виртуальной работы при $\delta W^{(i)} = 0$. Поступим так же и теперь:

$$\int_V \left(\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{u} + \mathbf{m} \cdot \delta \varphi - \boldsymbol{\tau} \cdot \delta \boldsymbol{\gamma}^\top - \boldsymbol{\mu} \cdot \delta \boldsymbol{\kappa}^\top \right) dV + \int_o \left(\mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{u} + \mathbf{M} \cdot \delta \varphi \right) do = 0. \quad (1.3)$$

Множители Лагранжа в каждой точке — это несимметричные тензоры второй сложности $\boldsymbol{\tau}$ и $\boldsymbol{\mu}$.

Преобразуем $-\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \boldsymbol{\gamma}^\top$ и $-\boldsymbol{\mu} \cdot \delta \boldsymbol{\kappa}^\top$

$$\delta \boldsymbol{\gamma}^\top = \nabla \delta \mathbf{u}^\top - \delta \varphi \times \mathbf{E}, \quad \delta \boldsymbol{\kappa}^\top = \nabla \delta \varphi^\top,$$

$$-\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \boldsymbol{\gamma}^\top = -\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{u}^\top + \boldsymbol{\tau} \cdot (\delta \varphi \times \mathbf{E}), \quad -\boldsymbol{\mu} \cdot \delta \boldsymbol{\kappa}^\top = -\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla \delta \varphi^\top.$$

Используя

$$(6.4, \S 1.6) \Rightarrow \mathbf{A}_\times = -\mathbf{A} \cdot \cdot {}^3\epsilon,$$

$$\begin{aligned} \mathbf{A} \cdot \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{E}) &= \mathbf{A} \cdot \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{b}) = \mathbf{A} \cdot \cdot (-{}^3\epsilon \cdot \mathbf{b}) = \\ &= (-\mathbf{A} \cdot \cdot {}^3\epsilon) \cdot \mathbf{b} = \mathbf{A}_\times \cdot \mathbf{b} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \boldsymbol{\tau} \cdot \cdot (\delta \varphi \times \mathbf{E}) = \boldsymbol{\tau}_\times \cdot \delta \varphi \end{aligned}$$

и “product rule”

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{u}) = (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \delta \mathbf{u} + \boldsymbol{\tau} \cdot \cdot \nabla \delta \mathbf{u}^\top,$$

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\mu} \cdot \delta \varphi) = (\nabla \cdot \boldsymbol{\mu}) \cdot \delta \varphi + \boldsymbol{\mu} \cdot \cdot \nabla \delta \varphi^\top,$$

получаем

$$-\boldsymbol{\tau} \cdot \cdot \delta \boldsymbol{\gamma}^\top = (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \delta \mathbf{u} - \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{u}) + \boldsymbol{\tau}_\times \cdot \delta \varphi,$$

$$-\boldsymbol{\mu} \cdot \cdot \delta \boldsymbol{\kappa}^\top = (\nabla \cdot \boldsymbol{\mu}) \cdot \delta \varphi - \nabla \cdot (\boldsymbol{\mu} \cdot \delta \varphi).$$

После интегрирования с применением теоремы о дивергенции*

$$\int_V \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{u}) dV = \oint_{\partial(\partial V)} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{u} do, \quad \int_V \nabla \cdot (\boldsymbol{\mu} \cdot \delta \varphi) dV = \oint_{\partial(\partial V)} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\mu} \cdot \delta \varphi do$$

(1.3) приобретает вид

$$\begin{aligned} \int_V \left((\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f}) \cdot \delta \mathbf{u} + (\nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_\times + \mathbf{m}) \cdot \delta \varphi \right) dV + \\ + \int_o \left((\mathbf{p} - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \delta \mathbf{u} + (\mathbf{M} - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\mu}) \cdot \delta \varphi \right) do = 0. \end{aligned}$$

* $\mathbf{a} \cdot (\mathbf{B} \cdot \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{B}) \cdot \mathbf{c} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{c}$

Из произвольности вариаций δu и $\delta \varphi$ (и в объёме, и на поверхности) вытекают уравнения баланса сил и моментов, а также краевые условия:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} = \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_\times + \mathbf{m} = \mathbf{0}, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} = \mathbf{p}, \quad \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\mu} = \mathbf{M}. \quad (1.5)$$

Тензор силового напряжения $\boldsymbol{\tau}$ удовлетворяет тем же дифференциальным “уравнениям равновесия”* и краевым условиям, что и в безмоментной среде. Но тензор $\boldsymbol{\tau}$ несимметричен: вместо $\boldsymbol{\tau}_\times = \mathbf{0}$ тут $\nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_\times + \mathbf{m} = \mathbf{0}$ — появляются моментные напряжения $\boldsymbol{\mu}$, и объёмная моментная нагрузка \mathbf{m} не нулевая.

Смысл компонент тензора моментного напряжения $\boldsymbol{\mu}$ раскрывается так же, как и для $\boldsymbol{\tau}$. Для ортонормального базиса, момент $M_i = \mathbf{e}_i \cdot \boldsymbol{\mu} = \mu_{ik} \mathbf{e}_k$ действует на площадке с нормалью \mathbf{e}_i . Диагональные компоненты μ_{11} , μ_{22} , μ_{33} это крутящие моменты, недиагональные — изгибающие (?? рисунок ??).

...

§ 2. Отношения упругости

В этой книге упругой называем среду с потенциальными внутренними силами: $\delta W^{(i)} = -\delta \Pi$, где Π — энергия деформации на единицу объёма (по-прежнему рассматриваем геометрически линейную постановку).

Располагая соотношениями

...

* Кавычки здесь оттого, что *уравнения равновесия* это вообще всё, что вытекает из принципа виртуальной работы в статике.

..., разлагая тензоры деформаций и напряжений на симметричные и антисимметричные части

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}^S - \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau}_\times \times \boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}^S - \frac{1}{2} \boldsymbol{\mu}_\times \times \boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{\kappa}^S - \frac{1}{2} \boldsymbol{\kappa}_\times \times \boldsymbol{E},$$

$$\boldsymbol{\gamma} = \boldsymbol{\varepsilon} - \frac{1}{2} \boldsymbol{\gamma}_\times \times \boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{\varepsilon} \equiv \boldsymbol{\gamma}^S = \nabla \boldsymbol{u}^S, \quad \boldsymbol{\gamma}_\times = \nabla \times \boldsymbol{u} - 2\boldsymbol{\varphi};$$

$$\delta\Pi = \dots$$

(2.1)

...

...

Если устремить h к нулю, исчезает вклад $\boldsymbol{\kappa}$ в Π , а с ним и моментные напряжения $\boldsymbol{\mu}$. Когда вдобавок нет объёмной моментной нагрузки \boldsymbol{m} , тогда тензор $\boldsymbol{\tau}$ становится симметричным ($\nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_\times + \boldsymbol{m} = \mathbf{0} \Rightarrow \boldsymbol{\tau}_\times = \mathbf{0}$), и модель превращается в классическую.

Использование же микрополярной модели естественно в тех случаях, когда реальный материал имеет некий минимальный объём, “внутри которого **нельзя проникать**”. Такая ситуация возникает нередко: поликристаллы, композиты с “представительным” объёмом, полимеры с большими молекулами.

§ 3. Уравнения совместности

Из выражений тензоров деформации (1.2) следует

...

§ 4. Теоремы статики

Теоремы статики линейных консервативных систем, легко выводимые при конечном числе степеней свободы

...

§ 5. Псевдоконтинуум Коссера

Так называется упрощённая моментная модель*, в которой повороты выражаются через перемещения как в классической среде:

$$\varphi = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u} \Leftrightarrow \gamma_{\times} = \mathbf{0} \Leftrightarrow \gamma = \varepsilon = \nabla \mathbf{u}^S. \quad (5.1)$$

Равенство $\gamma_{\times} = \mathbf{0}$ (симметрию γ) возможно понимать как внутреннюю связь (§ 3.14). Аргумент γ_{\times} исчезает из энергии Π , соотношение упругости для τ_{\times} не может быть написано. Его место в полной системе занимает уравнение связи.

В классической теории упругости полная система сводится к одному уравнению для вектора \mathbf{u} (§ 4.5). В моментной теории

...

§ 6. Плоская деформация

Все переменные в этой постановке не зависят от декартовой координаты $z \equiv x_3$ (орт оси — \mathbf{k}). Перемещения и силы перпендикулярны оси z , а повороты и моменты — параллельны ей:

...

Это краткое изложение плоской задачи относится к модели с независимыми поворотами. Псевдоконтинуум Коссера (модель со стеснённым вращением) получается либо при наложении внутренней связи $\gamma_{\times} = \mathbf{0}$, либо при предельном переходе ...

Подробнее о плоской моментной задаче написано в книгах Н. Ф. Морозова [43, 44].

§ 7. Нелинейная теория

Кажущееся на первый взгляд чрезвычайно трудным, построение теории конечных деформаций континуума Коссера становится

* Братья Cosserat называли это cas de trièdre caché (случай скрытого трёхгранника, case of latent trihedron).

прозрачным, если опираться на общую механику, тензорное исчисление и нелинейную теорию безмоментной среды.

При построении модели упругого континуума обычно проходят четыре этапа:

- ✓ определение степеней свободы частиц,
 - ✓ выявление нагрузок (“силовых факторов”, напряжений) и условий их баланса,
 - ✓ подбор соответствующих мер деформации
- и, наконец,
- ✓ вывод соотношений упругости между напряжением и деформацией.

Этот традиционный путь очень сокращается, если опираться на принцип виртуальной работы.

Как и в гл. 3, среда состоит из частиц с материальными координатами q^i и вектором-радиусом $\mathbf{r}(q^i, t)$. В начальной (исходной, отсчётной) конфигурации $\mathbf{r}(q^i, 0) \equiv \mathring{\mathbf{r}}(q^i)$. Но кроме трансляции, частицы имеют независимые степени свободы поворота, описываемого ортогональным тензором

$$\mathbf{O}(q^i, t) \equiv \mathbf{a}_j \mathring{\mathbf{a}}^j = \mathbf{a}^j \mathring{\mathbf{a}}_j = \mathbf{O}^{-\top},$$

где тройка векторов $\mathbf{a}_j(q^i, t)$ жёстко связана с каждой частицей, показывая угловую ориентацию относительно как-либо выбираемых* векторов $\mathring{\mathbf{a}}_j(q^i) \equiv \mathbf{a}_j(q^i, 0)$, $\mathbf{a}_j = \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{a}}_j$; \mathbf{a}^j — тройка взаимных векторов: $\mathbf{a}_j \mathbf{a}^j = \mathbf{a}^j \mathbf{a}_j = \mathbf{E}$ ($t=0$, $\mathring{\mathbf{a}}^j$: $\mathring{\mathbf{a}}_j \mathring{\mathbf{a}}^j = \mathring{\mathbf{a}}^j \mathring{\mathbf{a}}_j = \mathbf{E}$). Движение среды полностью определяется функциями $\mathbf{r}(q^i, t)$ и $\mathbf{O}(q^i, t)$.

Имея представления $\mathring{\mathbf{r}}(q^i)$ и $\mathbf{r}(q^i, t)$, вводим базис $\mathbf{r}_i \equiv \partial_i \mathbf{r}$, взаимный базис \mathbf{r}^i : $\mathbf{r}_j \cdot \mathbf{r}^i = \delta_j^i$, дифференциальные операторы $\mathring{\nabla}$ и ∇ , а также градиент движения \mathbf{F}

$$\mathring{\nabla} \equiv \mathring{\mathbf{r}}^i \partial_i, \quad \nabla \equiv \mathbf{r}^i \partial_i, \quad \nabla = \mathbf{F}^{-\top} \cdot \mathring{\nabla}, \quad \mathbf{F} \equiv \mathring{\nabla} \mathbf{r}^\top = \mathbf{r}_i \mathring{\mathbf{r}}^i. \quad (7.1)$$

* Один из вариантов: $\mathring{\mathbf{a}}_j = \mathring{\mathbf{r}}_j \equiv \partial_j \mathbf{r}$. Другое предложение: $\mathring{\mathbf{a}}_j$ это ортонормальная тройка собственных векторов тензора инерции частицы. Вообще, $\mathring{\mathbf{a}}_j$ могут быть любой тройкой линейно независимых векторов.

Вариационное уравнение принципа виртуальной работы для континуума с нагрузками в объёме и на поверхности:

$$\int_V \left(\rho (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{m} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi}) + \delta W^{(i)} \right) dV + \int_O \left(\mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{M} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi} \right) dO = 0. \quad (7.2)$$

Здесь ρ — плотность массы; \mathbf{f} и \mathbf{m} — внешние сила и момент на единицу массы; \mathbf{p} и \mathbf{M} — они же на единицу поверхности; $\delta W^{(i)}$ — работа внутренних сил на единицу объёма в текущей конфигурации. Вектор малаго поворота $\delta \boldsymbol{\varphi}$

$$\begin{aligned} \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top = \mathbf{E} &\Rightarrow \delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top = -\mathbf{O} \cdot \delta \mathbf{O}^\top \Rightarrow \\ &\Rightarrow \delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top = \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E} = \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top \Rightarrow \delta \mathbf{O} = \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{O}, \\ \delta \boldsymbol{\varphi} &= -\frac{1}{2} (\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top)_\times \end{aligned}$$

При движении среды как жёсткого целого нет деформаций, и работа $\delta W^{(i)}$ внутренних сил равна нулю:

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{r} &= \text{const} + \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{r}, \quad \delta \boldsymbol{\varphi} = \text{const} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0, \\ \nabla \delta \boldsymbol{\varphi} &= {}^2\mathbf{0}, \quad \nabla \delta \mathbf{r} = \nabla \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{r} - \nabla \mathbf{r} \times \delta \boldsymbol{\varphi} = -\mathbf{E} \times \delta \boldsymbol{\varphi} = -\delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E}, \\ \nabla \delta \mathbf{r} + \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E} &= {}^2\mathbf{0}. \end{aligned}$$

К нагрузкам. Несимметричные тензоры напряжения, силового $\boldsymbol{\tau}$ и моментного $\boldsymbol{\mu}$, введём как множители Lagrange'a:

$$\int_V \left(\rho (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{m} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi}) - \boldsymbol{\tau} \cdot (\nabla \delta \mathbf{r} + \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E})^\top - \boldsymbol{\mu} \cdot \nabla \delta \boldsymbol{\varphi}^\top \right) dV + \int_O \left(\mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{M} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi} \right) dO = 0. \quad (7.3)$$

После тех же преобразований, что и в § 1, получаем

...

Отсюда вытекают уравнения баланса сил и моментов в объёме и краевые условия в виде формул типа Cauchy. Они по существу те же, что и в линейной теории.

Найдём теперь тензоры деформации. Их можно вводить по-разному, если требовать лишь одного — нечувствительности к движению среды как жёсткого целого. Читатель найдёт не один

вариант таких тензоров. Однако, вид тензоров деформации “подсказывает” принцип виртуальной работы.

...

§ 8. Нелинейная модель со стеснённым вращением

Вспомним переход к модели со стеснённым вращением в линейной теории (§ 5). Разделились соотношения упругости для симметричной части тензора силового напряжения $\boldsymbol{\tau}^S$ и кососимметричной его части $\boldsymbol{\tau}_\chi$. Возникла внутренняя связь $\boldsymbol{\gamma}_\chi = \mathbf{0}$

...

Библиография

Все работы по моментной теории упругости упоминают книгу братьев Eugène et François Cosserat [29], где трёхмерной среде посвящена одна глава из шести. Переведённая монография W. Nowacki [48] была одной из первых книг на русском языке с изложением линейной моментной теории. Ранее эта область представлялась статьями — например, R. D. Mindlin’a и H. F. Tiersten’a [42]. Краткое изложение моментной теории, но с подробным рассмотрением задач содержится в книгах Н. Ф. Морозова [43, 44].

Глава 6

ТЕРМОУПРУГОСТЬ

§ 1. Первый закон термодинамики

The first law of thermodynamics is a version of the law of conservation of energy, adapted for thermodynamic systems. The law of conservation of energy states that the total energy of an isolated system is constant; energy can be transformed from one form to another, but can be neither created nor destroyed.

До сих пор мы ограничивались рамками механики и не рассматривали тепловые эффекты. Общеизвестно, однако, что изменение температуры вызывает деформацию тел. Температурные деформации и обусловленные ими напряжения часто играют первостепенную роль и могут приводить к разрушению конструкций.

Принцип виртуальной работы, столь эффективный в механике, не имеет места в термомеханике (хотя ниже мы увидим аналог этого принципа). Вводя в рассмотрение температуру, можно опираться на два закона термодинамики.

Первый закон, открытый ...

...

Тепло поступает в объём двумя путями. Первый — теплопроводность, определяемая вектором потока тепла \mathbf{h} . Предполагается, что через площадку

...

§ 2. Второй закон

В популярных курсах физики распространено следующее представление о законах термодинамики: приращение энергии dE

равно сумме работы внешних сил dA и подведённого тепла dQ . Величина dQ не является полным дифференциалом, но отношение dQ/T становится таковым — дифференциалом энтропии dS . Далее тепловые процессы делятся на ...

...

§ 3. Определяющие уравнения

К законам баланса импульса, момента импульса и термодинамики необходимо добавить ...

...

§ 4. Уравнение теплопроводности

The heat equation is a parabolic partial differential equation that describes the distribution of heat (or variation in temperature) in a given region over time.

В курсах математической физики [122] рассматривается уравнение теплопроводности

...

§ 5. Линейная термоупругость

Квадратичная аппроксимация свободной энергии наиболее естественна в линейной теории

...

§ 6. Уравнения в перемещениях

Полагая поле температуры известным

...

§ 7. Температурные напряжения

Эти напряжения сто́ит рассмотреть детально, хотя они и определяются очевидным образом полями перемещений и температуры. При равновесии свободного тела без внешних нагрузок

...

§ 8. Вариационные формулировки

Поскольку при данной???(постоянной??)(конкретной??) температуре уравнения термоупругости выглядят как в механике

...

Библиография

В формировании новых взглядов на термодинамику сплошной среды велика роль С. Truesdell'a [73]. Чёткое изложение основных законов

...

МАГНИТОУПРУГОСТЬ

§ 1. Электромагнитное поле

Проблемы, решаемые с использованием моделей упругих сред, обычно уже содержат известные внешние нагрузки. Если в упругом теле протекают электрические токи, то нагрузка создаётся магнитным полем. При деформации тела магнитное поле меняется; при большой чувствительности поля к деформации становится необходимым совместное решение задач упругости и магнетизма.

Вспомним положения теории электромагнетизма. В трёхмерном пространстве имеем два векторных поля: электрическое $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитное $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$. Смысл этих векторов ясен из выражения силы, действующей на точечный заряд q :

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.1)$$

Острый вопрос о том, в какой системе отсчёта определяется скорость заряда \mathbf{v} , ведёт к специальной теории относительности

...

§ 2. Электростатика

Рассмотрение этого вопроса полезно для последующего описания магнетизма. В статике имеем

...

§ 3. Диэлектрики

Начнём с рассмотрения электростатического поля

...

§ 4. Магнитостатика

Если поле (а с ним ...)

...

§ 5. Магнетики

Выяснив законы магнитостатики в общем случае, обратимся к веществу — некий опыт у нас уже есть в электростатике диэлектриков.

Начнём с рассмотрения

...

...

Насколько соответствует поведение реальных материалов представленным здесь формальным построениям — сей вопрос is out of scope этой книги.

§ 6. Магнитная жёсткость

В электротехнике распространены обмотки всевозможной формы, в которых провод намотан так, что образуется некое массивное тело. Такие обмотки есть в статоре генератора автомобиля (да и в роторе), в больших промышленных электромагнитах и в магнитных системах установок “токама́к” (**т**ороида**ль**ная **к**амера с **м**агнитными **к**атуш**к**ами) для управляемого термоядерного синтеза — примеров много. Сочетание токопровода и изоляции образует периодический композит, и одной из главных нагрузок для него является пондеромоторная магнитная сила. Рассчитывая деформации и механические напряжения в обмотке, начинают с определения магнитных сил. Поскольку распределение токов задано известной геометрией проводов, достаточно интегрирования по формуле Био-Савара (??). Термин “магнитоупругость”

при этом неуместен, так как задачи магнитостатики и упругости решаются раздельно.

Однако при деформации обмотки меняются и поле \mathbf{j} , и вызываемое им поле \mathbf{B} . Объёмная сила становится равной

$$\mathbf{f} = (\mathbf{j} \times \mathbf{B})_0 + \dots \quad (6.1)$$

Подчёркнутое слагаемое соответствует недеформированному состоянию. Обусловленное деформацией изменение объёмной силы линейно связано с малым перемещением \mathbf{u} , поэтому матричное (после дискретизации) уравнение в перемещениях можно представить в виде

$$(C + C_m) u = F_0. \quad (6.2)$$

К обычному оператору линейной упругости C добавилась магнитная жёсткость C_m ; F_0 — силы в недеформированном состоянии.

Добавка C_m пропорциональна квадрату тока и может стать весьма существенной в магнитных системах с сильным полем. Учёт её необходим и при недостаточной величине C ; в номинальном режиме конструкция может держать нагрузку, но дополнительная нагрузка неблагоприятного направления может оказаться “невыносимой”.

Но особенно важна роль магнитной жёсткости в задачах устойчивости. Поскольку магнитные силы потенциальны, матрица C_m симметрична, и критические параметры могут быть найдены статическим методом Euler’a.

Как иллюстрацию рассмотрим простую задачу о балке в продольном магнитном поле. Балка располагается на декартовой оси z , концы $z=0$ и $z=l$ закреплены, магнитная индукция $\mathbf{B} = B\mathbf{k} = \text{const}$, по балке течёт постоянный (по величине) ток I . В классической модели балки при равных жёсткостях на изгиб для прогиба $\mathbf{u} = u_x\mathbf{i} + u_y\mathbf{j}$ легко получить следующую постановку:

...

Вводя комплексную комбинацию $u \equiv u_x + iu_y$, будем иметь

...

с общим решением

...

Подстановка в граничные условия приводит к однородной системе для постоянных A_k ; приравняв нулю определитель, придём к характеристическому уравнению

...

Наименьший положительный корень $x_1 = 3.666$, так что критическая комбинация параметров такова:

$$(IBl^3/a)_* = 394.2.$$

В этом решении поле \mathbf{B} считалось внешним и не варьировалось. Но если собственное поле тока в стержне сравнимо с \mathbf{B} , решение изменится и усложнится.

Библиография

Основы электродинамики хорошо изложены во многих книгах [96, 91], но для приложений в механике выделяется курс И. Е. Тамма [102]. Растёт список литературы по связанным задачам электромагнетизма и упругости [56, 59]. Как введение в эту область может быть полезна книга В. Новацкого [49].

МЕТОДЫ ВОЗМУЩЕНИЙ (АСИМПТОТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ)

Of approximate approaches for analysis of nonlinear systems, perturbation methods are the most often applied. Nayfeh's book [109] is an excellent introduction to these methods.

§ 1. Асимптотические разложения

До сих пор аргументами рассматриваемых функций были только координаты и время. Размеры тела, упругие модули, характерные масштабы изменения ...

...

В предыдущих главах уже возникали асимптотические проблемы. Линейная теория получается из нелинейной с помощью разложений по масштабу нагрузки (§ 4.1). Безмоментная теория вытекает (с точностью до краевых эффектов) из моментной (гл. 5) при устремлении “моментных” жёсткостей к бесконечности. В термоупругости (гл. 6) использование уравнения теплопроводности вместо полного баланса энергии должно быть обосновано асимптотическими методами.

Уязвимым в какой-то степени местом

...

§ 2. Расщепление в линейной алгебраической системе

Этот простой случай очень познавателен, он хорошо поясняет особенности асимптотических явлений. Рассматривается линей-

ная система

$$C_{ij}u_j = f_i, \quad C_{ij} = C_{ij}^{(0)} + \nu C_{ij}^{(1)} \quad (2.1)$$

с матрицей C_{ij} и столбцами неизвестных u_j и нагрузок f_i . Процесс построения асимптотического решения определяется тем, вырождена матрица $C_{ij}^{(0)}$ или нет. Возможны три случая.

1° $\det C_{ij}^{(0)} \neq 0$. Однородная задача

$$C_{ij}^{(0)} u_j = 0 \quad (2.2)$$

имеет лишь тривиальное (нулевое) решение. Матрица $C_{ij}^{(0)}$ обратима, неоднородная задача всегда однозначно решима. Решение строится так:

$$u_j = \dots \quad (2.3)$$

...

2° $\det C_{ij}^{(0)} = 0$

...

3° $\det C_{ij}^{(0)} = 0$

...

§ 3. Метод Пуанкаре

Этот метод широко известен в теории нелинейных колебаний. Он предназначен, в частности, для определения периодических решений уравнения

$$\ddot{u} + u = \nu f(u, \dot{u}) \quad (3.1)$$

...

§ 4. Метод осреднения Ван дер Поля

Опять рассматривается уравнение (3.1), но теперь ищутся не только периодические решения. Вводится фазовая плоскость

...

§ 5. Сращивание асимптотических разложений

Основоположник метода сращивания внешних и внутренних асимптотических разложений — Ludwig Prandtl. Рассматривая течение вязкой жидкости, он заметил, что влияние малой вязкости локализовано у границы — в тонком приграничном слое. Вдали от границы жидкость ведёт себя как идеальная. Одни и те же уравнения

...

§ 6. Многоуровневый анализ (метод многих масштабов)

Этот метод привлекателен, естественен и — как написано

...

§ 7. Уравнения с медленно меняющимися параметрами

Рассмотрим гармонический осциллятор, собственная частота которого медленно меняется во времени

...

§ 8. Тонкие тела

Задачи теории упругости часто ставятся для тонких тел — стержней, пластин и оболочек. Таковы многие элементы конструкций, но и в природе вне человека тонкие тела встречаются довольно часто.

Решение задач упругости для тонких тел многие десятилетия основывалось на неких гипотезах о распределении решения по толщине и о порядках одних неизвестных относительно других. Построенные так теории сыграли большую роль в практике инженерных расчётов. Однако, им не хватало логической стройности и убедительности, их хотелось обосновать, уточнить — а в последнее время и уничтожить (в связи с появлением ве-

ликолепных компьютеров). Но открытое **не так давно** явление асимптотического ращепления прояснило картину: в тонком теле трёхмерная задача ращепляется на задачи меньшей размерности. Классические теории тонких тел получили и подтверждение, и развитие.

Рассмотрим задачу о кручении из ...

...

Библиография

Всё разнообразие асимптотических методов представлено в монографиях ...

Глава 9

СТЕРЖНИ

§ 1. Исходные представления

Стержень — это тонкое длинное тело. Он характеризуется прежде всего своей осью — пространственной кривой, которую “облепляет” материал (рисунок ?? 22 ??). В каждой точке оси имеем плоскую фигуру

...

...

Наиболее логичный подход к описанию деформации упругих стержней связан с асимптотическим ращеплением трёхмерной задачи при малой толщине. Однако для сложной асимптотической процедуры заранее нужен некий вариант ответа. Такой вариант даёт прямой подход, основанный на одномерной модели стержня как материальной линии. Но какими степенями свободы — кроме трансляции — должны обладать частицы этой линии?

Давно известно, что стержни чувствительны к моментным нагрузкам. А присутствие моментов среди обобщённых сил говорит о наличии вращательных степеней свободы. Следовательно, одномерной моделью стержня должна быть линия Коссера — она состоит из элементарных твёрдых тел. Впрочем, могут проявиться и дополнительные степени свободы — как в тонкостенных стержнях, которым посвящена отдельная глава.

В механике упругих тел стержни занимают особенное место. Во-первых, это моментные модели, и моменты здесь играют главную роль (не роль поправок, как в трёхмерном континууме Коссера). Во-вторых, стержни являются как бы “тестовой площадкой” для моделей с дополнительными степенями свободы,

поскольку наличие этих степеней можно достоверно исследовать на трёхмерной модели.

Ну а пока сосредоточимся на простой одномерной модели Коссера.

§ 2. Кинематика линий Коссера

Рассматриваемое далее является упрощённым вариантом гл. 5. Вместо тройки материальных координат q^i имеем одну — s , это может быть дуговая координата в отсчётной конфигурации. Движение определяется радиусом-вектором $\mathbf{r}(s, t)$ и тензором поворота $\mathbf{P}(s, t)$. Линейная и угловая скорости частицы вводятся равенствами

...

§ 3. Баланс сил и моментов

Поскольку частицы стержня (линии Коссера) — твёрдые тела, то нагрузками (“силовыми факторами”) являются силы и моменты: на элемент ds действуют внешние сила $\mathbf{q}ds$ и момент $\mathbf{m}ds$. Внутренние взаимодействия тоже определяются силой $\mathbf{Q}(s)$ и моментом $\mathbf{M}(s)$ — это воздействие от частицы с координатой $s+0$ к частице с $s-0$. Из закона

...

§ 4. Принцип виртуальной работы и его следствия

Для куска стержня $s_0 \leq s \leq s_1$ формулировка принципа такова

...

Условно \mathbf{a} это тензор жёсткости на изгиб и кручение, \mathbf{b} — тензор жёсткости на растяжение и сдвиг, а \mathbf{c} — тензор перекрёстных связей.

Тензоры жёсткости поворачиваются вместе с частицей:

...

§ 5. Классическая модель Кирхгофа

До сих пор функции $\mathbf{r}(s, t)$ и $\mathbf{P}(s, t)$ были независимы. В классической теории Кирхгофа существует внутренняя связь

...

§ 6. Проблема Эйлера

Рассматривается прямой стержень, закреплённый на одном конце и нагруженный силой \mathbf{Q} на другом (рисунок ?? 23 ??). Сила “мёртвая” (не меняется при деформировании)

...

§ 7. Вариационные уравнения

В нелинейной механике упругих тел полезны уравнения в вариациях, описывающие малое изменение актуальной конфигурации. Как и в § 3.13, вариации величин

...

§ 8. Модель без сдвига с растяжением

Модель Kirchhoff’a с $\Gamma = 0$ не описывает наипростейший случай растяжения–сжатия прямого стержня. Эта неприятность исчезнет, если смягчить связь: запретить лишь поперечный сдвиг, но разрешить растяжение, то есть

...

§ 9. Механика гибкой нити

Этот вопрос выходит за рамки главы, поскольку нить проще стержня: её частицы суть “простые” материальные точки лишь с трансляционными степенями свободы. Соответственно, ...

...

Механика нити детально описана в книге [40].

§ 10. Линейная теория

В линейной теории внешние воздействия считаются малыми, а отсчётная конфигурация — ненапряжённым состоянием покоя. Уравнения в вариациях в этом случае дают

...

§ 11. Случай малой толщины

При малой относительной толщине стержня модель типа Коссера уступает место классической. Понятие “толщина” определяется соотношением жёсткостей: \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} — разной размерности; полагая $\mathbf{a} = h^2 \hat{\mathbf{a}}$ и $\mathbf{c} = h \hat{\mathbf{c}}$, где h — некий масштаб длины, получим тензоры

...

Переход модели Коссера в классическую кажется более очевидным при непосредственном интегрировании

...

§ 12. Задача Сэйнт-Венана

Трудно переоценить ту роль, которую играет в механике стержней классическое решение Saint-Venant’a. О нём уже шла речь в § 4.13.

Вместо условий ...

...

§ 13. Нахождение жёсткости по энергии

Для определения тензоров жёсткости \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} одномерной модели достаточно решений трёхмерных задач для стержня. Но тут возникают два вопроса: какие именно задачи рассматривать и что нужно взять из решений?

Проблема Saint-Venant'a выделяется среди прочих, ведь отсюда берётся жёсткость на кручение.

Вдобавок есть много точных решений, получаемых таким путём: задаётся поле $\mathbf{u}(\mathbf{r})$, определяется $\hat{\boldsymbol{\tau}} = {}^4\mathbf{C} \cdot \nabla \mathbf{u}$, затем находятся объёмные $\mathbf{f} = -\nabla \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}$ и поверхностные $\mathbf{p} = \mathbf{n} \cdot \hat{\boldsymbol{\tau}}$ нагрузки.

Но что делать с решением? Ясно, что \mathbf{Q} и \mathbf{M} в стержне — это интегралы по сечению (...). И совсем не ясно, что считать перемещением и поворотом в одномерной модели. Если предложить, например, такой вариант (индекс у \mathbf{u} это размерность модели)

$$\mathbf{u}_1(z) = \Omega^{-1} \int_{\Omega} \mathbf{u}_3(\mathbf{x}, z) d\Omega, \quad \boldsymbol{\theta}(z) = \frac{1}{2} \Omega^{-1} \int_{\Omega} \nabla \times \mathbf{u}_3 d\Omega,$$

то чем другие возможные представления хуже?

Помимо \mathbf{Q} и \mathbf{M} , есть ещё величина, не вызывающая сомнений — упругая энергия. Естественно потребовать, чтобы в одномерной и в трёхмерной моделях энергии на единицу длины совпали. При этом, чтобы уйти от различий в трактовках \mathbf{u}_1 и $\boldsymbol{\theta}$, будем исходить из дополнительной энергии $\hat{\Pi}(\mathbf{M}, \mathbf{Q})$:

$$\hat{\Pi}(\mathbf{M}, \mathbf{Q}) = \int_{\Omega} \Pi_3 d\Omega$$

...

§ 14. Вариационный метод построения одномерной модели

Мы только что определили жёсткости стержня, полагая, что одномерная модель Коссера правильно отражает поведение трёхмерной модели. “Одномерные” представления ассоциируются со следующей картиной перемещений в сечении:

$$\mathbf{u}(s, \mathbf{x}) = \mathbf{U}(s) + \boldsymbol{\theta}(s) \times \mathbf{x}. \quad (14.1)$$

Однако, такое поле \mathbf{u} не удовлетворяет уравнениям трёхмерной теории(??добавить, каким именно). Невозможно пренебречь возникающими невязками в дифференциальных уравнениях и краевых условиях.

Формально “чистым” является вариационный метод сведения трёхмерной проблемы к одномерной, называемый иногда методом внутренних связей. Аппроксимация (14.1) подставляется в трёхмерную формулировку вариационного принципа минимума потенциальной энергии (§ 4.9)

$$\mathfrak{A}(u) = \int_V \left(\Pi(\nabla u) - f \cdot u \right) dV - \int_{o_2} p \cdot u do \rightarrow \min,$$

которая после интегрирования по сечению становится одномерной. Если U и θ варьируются независимо, получаем модель типа Коссера. В случае $U' = \theta \times t$ приходим к классической модели.

Метод внутренних связей привлекателен, его продолжают “переоткрывать”. С его помощью возможно моделировать тела с неоднородностью и анизотропией, он легко обобщается на динамику, если f дополнить неварьируемой динамической добавкой до $f - \rho \ddot{u}$. Можно рассматривать и стержни переменного сечения, и даже нелинейно упругие, ведь вариационная постановка есть (гл. 3).

Аппроксимацию (14.1) можно дополнить слагаемыми с внутренними степенями свободы. Понимая необходимость учёта депланаций, некоторые авторы

...

...

Для вариационного построения одномерных моделей удобен принцип Рейсснера–Хеллингера (§ 4.11) с независимой аппроксимацией напряжений [20]. Но тогда необходима некая согласованность между u и τ .

Множеству достоинств вариационного метода противостоит один, но очень большой недостаток. Вводя аппроксимации по сечению, мы навязываем реальности свои упрощённые представления. Вариационный метод более подходит для прикладных расчётов.

§ 15. Асимптотическое ращепление трёхмерной проблемы

В изложении механики стержней асимптотическое ращепление можно считать фундаментальным. Одномерные модели составляют лишь часть картины; другая часть — это двумерные задачи в сечении, а вместе они являются тем решением трёхмерной задачи, которое образуется при малой толщине.

Малый параметр λ в трёхмерную задачу проще всего ввести через представление вектора-радиуса (рисунок ?? 22 ??, § 1):

...

§ 16. Температурные деформация и напряжение

Прямой подход, столь эффективный при построении одномерных моделей Коссера и Кирхгофа, для проблем термоупругости неприменим. Тут нужно рассматривать трёхмерную модель, что может быть реализовано или вариационным путём, или асимптотическим.

Описанный в § 14 вариационный метод целиком переносится на термоупругость — включая задачи с неоднородностью и анизотропией, переменным сечением, динамические — и даже нелинейные. Достаточно в принципе Лагранжа заменить потенциал

...

Библиография

В отличие от других тем теории упругости, стержни в книгах представлены весьма скромно. Преобладает изложение в стиле сопротивления материалов, более точные и совершенные подходы большинству авторов кажутся невозможными или ненужными. Но опубликовано много интересных статей, обзоры которых можно найти у S. Antman'a [1], В. В. Елисеева [20] и А. А. Илюхина [25].

ТОНКОСТЕННЫЕ СТЕРЖНИ

§ 1. Вариационный подход

В главе 9 рассматривались стержни с массивным сечением. Но в технике широко используются иные стержни — тонкостенные, сечения которых представляют собой узкие полоски различного очертания (уголок, швеллер, двутавр и др.). Если стержни похожи на линии (материальные линии Коссера), то в тонкостенных стержнях и само сечение выглядит как линия. Три размера — толщина и длина сечения, а также длина стержня — имеют различные порядки.

Известны прикладные теории тонкостенных стержней ...

...

§ 2. Уравнения с малым параметром

Рассмотрим призматический стержень с односвязным сечением в виде тонкой криволинейной полоски постоянной толщины h . Радиус-вектор в объёме представим следующим образом:

...

§ 3. Первый шаг асимптотической процедуры

Внешнее разложение

Из системы

...

Внутреннее разложение вблизи s_0

Выпишем уравнения для

...

Сращивание

Стыковка внутреннего и внешнего разложений

...

§ 4. Второй шаг

Внешнее разложение

Из системы

...

Внутреннее разложение вблизи $s = s_0$

Из общей системы

...

Сращивание

Поскольку рассматриваются поправочные члены асимптотических разложений

...

§ 5. Третий шаг

Внешнее разложение

Из системы

....

Внутреннее разложение около $s = s_0$

Как уже отмечалось, внутренние разложения нужны для постановки краевых условий на концах

...

Сращивание

В плоской задаче имеем следующее двучленное внешнее разложение:

....

§ 6. Четвёртый шаг

Здесь понадобится лишь внешнее разложение. Более того: в этом приближении мы не будем искать решения уравнений — будет достаточно лишь условий разрешимости. Напомним, что философия наша такова: разыскиваются лишь главные члены асимптотических разложений, но для полного их определения могут понадобиться

...

§ 7. Перемещения

Расписывая тензорное соотношение

...

§ 8. Итоги асимптотического анализа

Определение главных членов асимптотики напряжений и перемещений для тонкостенных стержней оказалось намного сложнее, чем в случае массивного сечения. Дадим сводку полученных выше итоговых результатов.

Перемещение:

...

Библиография

Помимо известных книг ... Материал главы содержится в [20], где можно найти и обширный список статей.

ОБОЛОЧКИ И ПЛАСТИНЫ

§ 1. Оболочки: Геометрия поверхностей

Поверхность в трёхмерном пространстве определяется заданием вектора-радиуса как функции двух координат $\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^\alpha)$, $\alpha = 1, 2$. Фиксировав одну координату — пусть ...

§ 2. Оболочки: Модель оболочки

Располагая моделями трёхмерного моментного континуума, стержней и пластин, не так уж сложно разобраться в механике оболочек. Как геометрический объект, оболочка определяется ...

...

§ 3. Оболочки: Баланс сил и моментов

При $\delta u = \text{const}$ и $\delta \theta = 0$ (трансляция) ...

...

§ 4. Оболочки: Отношения упругости

Локальное соотношение (??) после вывода уравнений баланса ...

...

§ 5. Оболочки: Классическая теория

Вышеизложенная теория (напоминающая балку Тимошенко и континуумы Коссера) рассматривает θ независимо от u . Но обыденный опыт подсказывает: материальный элемент, нормальный к срединной поверхности до деформации, остаётся таковым и после (кинематическая гипотеза Кирхгофа). В классической теории Кирхгофа, Арона и Лява θ выражается через u , что в конце концов позволяет всё свести к одному векторному уравнению для u .

Предположим, что в основе классической теории лежит внутренняя связь

...

§ 6. Оболочки: Пластина

Это простейший вырожденный случай оболочки. Орт $n = k$ направлен по декартовой оси z , в качестве координат ...

...

§ 7. Оболочки: Подход с множителями Лагранжа

Уязвимым местом нашего изложения теории оболочек являются формулы

...

§ 8. Оболочки: Цилиндрическая оболочка

Существуют разные уравнения цилиндрической оболочки. Приводятся громоздкие выкладки с отбрасыванием некоторых малых членов, и не всегда ясно, какие именно члены действительно можно отбросить.

Предлагаемая читателю теория оболочек иного свойства: лишних членов нет, все уравнения записаны в компактной тензор-

ной форме — остаётся лишь грамотно действовать с компонентами тензоров. В качестве иллюстрации рассмотрим цилиндрическую оболочку.

В декартовой системе

...

§ 9. Оболочки: Общие теоремы

Пусть край закреплён

...

§ 10. Оболочки: Краевые условия

В рамках рассматриваемого прямого подхода к оболочкам как материальным поверхностям наиболее надёжным способом вывода граничных условий представляется вариационный. Исходим из вариационного уравнения:

...

§ 11. Оболочки: Оболочки вращения

Разберёмся в геометрии поверхности вращения (рис. ?? 29 ??).
Меридиан можно задать зависимостью декартовых координат

...

§ 12. Оболочки: Безмоментная теория

В отличие от пластины, оболочка способна выдерживать нормальную распределённую нагрузку без появления внутренних моментов. В безмоментном состоянии напряжения равномерно распределены по толщине оболочки, безмоментные оболочечные конструкции можно считать оптимально спроектированными.

Уравнения безмоментной теории

...

§ 13. Оболочки: Нелинейная безмоментная теория

Вышеизложенная безмоментная теория допускает простое и корректное нелинейное обобщение. Материальная поверхность состоит из частиц

...

§ 14. Оболочки: Иной вариант классической теории

Выше при изложении моментной теории оболочек частицы материальной поверхности считались твёрдыми телами с шестью степенями свободы

...

§ 15. Пластины: Общие представления

Пластиной называется тонкое трёхмерное тело, ограниченное двумя параллельными плоскостями и боковой цилиндрической поверхностью (рисунок ?? 26 ???). В декартовой системе x_1, x_2, z поперечная координата ...

...

§ 16. Пластины: Модель типа Тимошенко (прямой подход)

Пластина рассматривается как материальная плоскость, частицы которой

...

§ 17. Пластины: Классическая теория Кирхгофа

Принимается внутренняя связь

...

§ 18. Пластины: Асимптотическое соотношение двумерных моделей

При малой толщине из теории типа Тимошенко вытекает классическая. Толщина h определяется отношением жёсткостей. Перепишем

...

§ 19. Пластины: Вариационный переход от трёхмерной модели

Используя вариационные принципы Лагранжа или Рейсснера–Хеллингера с аппроксимацией решения по толщине, можно получить двумерные вариационные постановки. Из них вытекают и соотношения внутри области, и естественные краевые условия.

Для примера рассмотрим построение модели типа Тимошенко с аппроксимацией перемещений

...

...

Рассмотренные вариационные переходы легко обобщаются на случаи неоднородности и анизотропии материала, температурных деформаций, динамики. Достоинство принципа Рейсснера–Хеллингера — в явном представлении напряжений. Зато принцип Лагранжа применим к нелинейным задачам (глава 3 содержит трёхмерную постановку).

§ 20. Пластины: Рашепление трёхмерной задачи изгиба

Двумерная классическая теория изгиба пластин легко выводится из трёхмерной постановки с малым параметром. Представив радиус-вектор в объёме

...

§ 21. Пластины: Круглые пластины

В качестве иллюстрации рассмотрим широко представленный в литературе вопрос об уравнениях теории Кирхгофа в полярных координатах. Имеем

...

§ 22. Пластины: Плоское напряжённое состояние

Это вторая из двух задач, о которых говорилось в § 15. Силы

...

Библиография

Теория оболочек изложена в монографиях А. Л. Гольденвейзера [12], В. В. Новожилова [50], А. И. Лурье [36], В. С. Черниной [80] и ряде других. Достоинства этих книг перекрывают неразвитость формального аппарата. Переход от трёхмерной модели оболочки к двумерной рассмотрен у ...

...

Техническая теория изгиба пластин изложена ...

...

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

§ 1. Колебания трёхмерных тел

Рассмотрим динамическую задачу классической линейной упругости

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{f} &= \rho \ddot{\boldsymbol{u}}, \quad \boldsymbol{\tau} = {}^4\mathcal{A} \cdot \nabla \boldsymbol{u}^S, \\ \boldsymbol{u}|_{o_1} &= 0, \quad \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{\tau}|_{o_2} = \boldsymbol{p}, \\ \boldsymbol{u}|_{t=0} &= \boldsymbol{u}^\circ, \quad \dot{\boldsymbol{u}}|_{t=0} = \dot{\boldsymbol{u}}^\circ.\end{aligned}\tag{1.1}$$

В соответствии с общей теорией (§ 2.8), начинаем с анализа главных, или нормальных, колебаний:

...

§ 2. Колебания стержней

В линейной динамике стержней имеем следующую систему для сил \boldsymbol{Q} , моментов \boldsymbol{M} , перемещений \boldsymbol{u} и поворотов $\boldsymbol{\theta}$ (§ 9.??):

...

§ 3. Малые возмущения параметров

Рассмотрим задачу об определении собственных частот и форм с малыми возмущениями масс и жёсткостей:

...

§ 4. Колебания оболочек

Динамика оболочек рассматривалась многими

...

§ 5. Волны в упругой среде

Рассмотрим линейные уравнения динамики однородной изотропной среды без объёмных сил

...

§ 6. Волны в стержнях

Рассмотрим прямой стержень. Продольная деформация описывается уравнениями

...

§ 7. Нелинейные колебания

Рассмотрим простой пример: продольные колебания прямого стержня с малой нелинейной добавкой в соотношениях упругости

...

Библиография

Методы решения динамических задач теории упругости представлены в книгах ...

УСТОЙЧИВОСТЬ

§ 1. Различные подходы к проблеме устойчивости

Существует классическая, хорошо развитая теория устойчивости движения [41]. По Ляпунову, процесс устойчив, если малые начальные отклонения остаются малыми и в будущем. Это относится и к состоянию равновесия. Нужно рассмотреть динамику малых отклонений от равновесной конфигурации и убедиться, что они не растут. В этом состоит **динамический подход** к проблеме устойчивости, и он справедливо считается наиболее достоверным.

Однако в задачах устойчивости равновесия упругих систем нашёл распространение иной подход, называемый **статическим** и связываемый с именем Leonhard'a Euler'a. Здесь значения параметров, при которых уравнения статики для малых отклонений приобретают нетривиальное решение, считаются критическими. Иными словами, критическим считается то равновесное состояние, которое перестаёт быть изолированным, — в его окрестности появляется множество смежных равновесных форм. При этом подходе достаточно решить задачу на собственные числа.

Но есть и другие подходы. Например, **метод несовершенств**: если малые случайные изменения начальной формы, жёсткостей, нагрузок и другие приводят лишь к малому изменению равновесной деформированной конфигурации, то имеем устойчивость. Отметим также **энергетический подход**: потеря устойчивости происходит, когда она становится энергетически выгодной, то есть ведёт к уменьшению энергии.

Перечисленные подходы составляют пёструю картину. Но в ней нетрудно разобраться на модели с конечным числом степеней свободы. Большой общностью обладают

...

§ 2. Классические проблемы со стержнями

Состояние перед варьированием описывается уравнениями нелинейной теории стержней Kirchhoff'a

...

§ 3. “Следящие” нагрузки

В проблемах устойчивости весьма весомо поведение нагрузки при деформации. Ведь в уравнения входит вариация δq , она равна нулю лишь для “мёртвых” нагрузок. Распространены “следящие” нагрузки, то есть определённым образом меняющиеся при смещениях частиц упругого тела. Статический подход Euler'a

...

§ 4. Роль добавочных податливостей

Для прямого консольного стержня, сжатого постоянной силой F на свободном конце, критическая нагрузка определяется формулой Euler'a

...

§ 5. Вариационные формулировки

Во всех разделах линейной теории упругости большую роль играют вариационные постановки. Среди прочего, они составляют основу метода конечных элементов как варианта метода Ritz'a.

Менее развиты вариационные постановки для проблем устойчивости. Здесь получил популярность метод

...

§ 6. Неконсервативные задачи

В уравнении динамики (...) матрица позиционных сил

...

§ 7. Случай кратных корней

Вернёмся к проблеме устойчивости (...) в случае циркуляционных сил. Как уже отмечалось (где??), критическая ситуация характеризуется

...

Библиография

Увлекательные вопросы устойчивости упругих систем освещены в книгах ...

Глава 14

ДЕФЕКТЫ

§ 1. Дислокации Вольтерры

Рассмотрим классическую линейную трёхмерную среду (гл. 4). Как показано в § 4.7, уравнение совместности деформаций

...

§ 2. Прямолинейные дислокации

Линия дислокации может быть любой пространственной кривой, замкнутой в теле или выходящей концами на поверхность. Для дислокации произвольной формы в неограниченной среде не так уж сложно получить соответствующее решение [21]. Мы же ограничимся простейшим случаем прямолинейной дислокации. Ищется решение

...

§ 3. Действие поля напряжений на дислокацию

Рассмотрим тело, содержащее внутри дислокацию с замкнутой линией C . Тело нагружено объёмными \mathbf{f} и поверхностными \mathbf{p} силами. Обозначим

...

§ 4. О движении дислокаций

Рассмотрим это явление, следуя [30]. Ограничимся случаем прямолинейной винтовой дислокации, движущейся с постоянной скоростью

...

§ 5. Точечные дефекты

Речь пойдёт о континуальной модели таких явлений как вакансии, примесные частицы или междоузельные атомы в кристаллической решётке. В случае дислокации рассматривались

...

§ 6. Действующая на точечный дефект сила

Дефект находится в теле, нагруженном объёмными f и поверхностными p силами. Суперпозиция

...

§ 7. Непрерывно распределённые дислокации

Начнём со сложения векторов Бюргерса. При обходе сразу двух дислокаций (рис. ?? 40 ??) по контуру

...

§ 8. Напряжение при намотке катушки

Не только дислокации и точечные дефекты, но и макроскопические факторы могут быть источниками собственных напряжений. При намотке катушки (рис. ?? 42 ??) в ней возникают напряжения от натяжения ленты. Расчёт этих напряжений очень сложен, если рассматривать детально процесс укладки ленты.

Но существует чёткий алгоритм Southwell'a [63] расчёта напряжений в катушке: укладка каждого нового витка вызывает внутри катушки приращения напряжений, определяемые соотношениями линейной упругости. Здесь два этапа, и первый состоит в решении задачи Lamé о деформации полого цилиндра под внешним давлением (рис. ?? 43 ??)

Lamé problem about deformation of a hollow cylinder under external pressure

...

Библиография

Дислокации и точечные дефекты в линейно-упругих телах рассматривали многие авторы: John Eshelby [21], Roland deWit [18], Cristian Teodosiu [67], Alan Cottrell [30]. Теорию собственных напряжений изложил Ekkehart Kröner в [32]. Методику расчёта напряжений при намотке описал Richard Southwell в книге [63].

§ 1. Традиционные критерии прочности

Как судить о прочности тела после определения напряжения в нём? При одноосном растяжении напряжением σ есть, очевидно, некий предел прочности σ_* , выше которого материал разрушается. Прочность считают достаточной при $\sigma \leq \sigma_*/k$, где k это так называемый коэффициент запаса. Но такой подход не вполне удовлетворяет, поскольку определяемые из опыта значения σ_* имеют большой разброс, а выбор коэффициента запаса нередко **становится административным актом**. Тем не менее подобные взгляды на анализ прочности широко распространены. Воздерживаясь от критики, стоит упомянуть самые популярные из них.

Критерий максимального нормального напряжения: разрушение происходит при $\sigma_1 = \sigma_*$ (наибольшее из главных напряжений достигает предельного значения). Но это положение несправедливо для одноосного сжатия, при котором $\sigma_1 = 0$.

Критерий максимального касательного напряжения (Tresca criterion): разрушение наступает при $\sigma_1 - \sigma_3 = \sigma_*$ (σ_3 — наименьшее из главных напряжений). Это более соответствует началу пластического течения.

Критерий максимального удлинения: наибольшее из собственных значений тензора деформации $\varepsilon_1 = \varepsilon_*$. Это приемлемо и при сжатии с $\varepsilon_1 > 0$.

Критерий энергии деформации: $\Pi = \Pi_*$. Здесь учитывается, что разрушение требует энергии, а источником её может быть лишь само деформированное тело. Однако достаточный запас энергии — необходимое, но не единственное условие разрушения;

должен включиться некий механизм преобразования упругой энергии в работу разрушения.

Критерий энергии формоизменения (von Mises yield criterion):
 $\mathbf{s} \cdot \mathbf{s} = 2\tau_*^2$, $\mathbf{s} \equiv \boldsymbol{\tau} - \frac{1}{3}\mathbf{E} \operatorname{tr} \boldsymbol{\tau}$ (“девиатор напряжений”). Здесь не играет роли энергия объёмной деформации. Richard von Mises предложил* этот критерий как гладкую аппроксимацию условия Henri Tresca.

Критерий Mohr’a. Представим себе множество предельных состояний ...

...

§ 2. Антиплоская деформация среды с трещиной

Любая регулярная функция комплексного переменного $z = x + iy$ содержит в себе решение какой-либо антиплоской задачи статики без ...

...

§ 3. Трещина при плоской деформации

Рассмотрим плоскую область произвольного очертания с трещиной внутри; нагрузка приложена и “в объёме”, и на внешней границе. Как и при антиплоской деформации, решение строится в два этапа

...

* **R. von Mises.** Mechanik der festen Körper im plastisch-deformablen Zustand // Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-physikalische Klasse, 1913. Seiten 582–592.

§ 4. Трещинодвижущая сила

Это едва ли не основное понятие механики трещин. Рассмотрим его, следуя

...

§ 5. Критерий роста трещины

Связанная с энергией \mathcal{E} трещинодвижущая сила F — не единственное воздействие на фронт трещины. Должна быть ещё некая сила сопротивления F_* ; рост трещины начинается при условии

...

§ 6. J-интеграл

Одно из самых известных понятий в механике трещин выражается интегралом

$$J = \dots \quad (6.1)$$

...

§ 7. Коэффициенты интенсивности напряжений

Расчёт прочности тела с трещиной сводится к определению коэффициентов интенсивности напряжений. Методы расчёта таких коэффициентов — как аналитические, так и численные — хорошо освещены в литературе.

Рассмотрм ещё один подход к задачам механики трещин, разработанный

...

§ 8. Модель Баренблатта

Неограниченный рост напряжений на фронте трещины вызывает некоторые сомнения. Желательно “дать поддержку” сингуляр-

ным решениям какими-либо дополнительными построениями или использованием иной модели. И эту поддержку дала работа

...

§ 9. Деформационный критерий

D. S. Dugdale*, а также М. Я. Леонов и В. В. Панасюк** предложили модель, напоминающую построения Баренблатта. Также есть силы сцепления q и равен нулю итоговый коэффициент интенсивности напряжений. Но, во-первых, q имеет иной вид:

...

Второе отличие рассматриваемой модели — в формулировке критерия прочности: трещина начинает расти, когда расхождение берегов в конце свободного участка достигает критического значения δ_* (этот параметр — константа материала), то есть при

...

§ 10. Рост трещин

Пусть нагрузка на тело с трещиной выросла настолько, что выполняется условие

...

§ 11. Упругое поле перед движущейся трещиной

Рассмотрим этот вопрос

...

* **Dugdale, D. S.** Yielding of steel sheets containing slits // Journal of the Mechanics and Physics of Solids. 1960, Volume 8, Issue 2, pages 100–104.

** **Леонов М. Я., Панасюк В. В.** Развитие мельчайших трещин в твёрдом теле // Прикладная механика. 1959, Т. 5, № 4, с. 391–401.

§ 12. Баланс энергии для движущейся трещины

Уравнение баланса энергии в линейной теории ($\Pi = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} \cdots {}^4\mathbf{A} \cdots \boldsymbol{\varepsilon}$, $\mathbf{T} = \frac{1}{2} \rho \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}}$):

$$\int_{\mathcal{V}} (\mathbf{T} + \Pi) \dot{} d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{f} \cdot \dot{\mathbf{u}} d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{O}} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{u}} d\mathcal{O}. \quad (12.1)$$

...

Библиография

Список книг по механике трещин уже велик. В нём сто́ит отметить работы Л. М. Качанова [26], Н. Ф. Морозова [44], В. З. Партона и Е. М. Морозова [57], Г. П. Черепанова [79]. Обзор статей есть у ... Экспериментальные данные представлены, например, в [27].

Глава 16

КОМПОЗИТЫ

§ 1. Вводные размышления

Используя глину как строительный материал, в неё добавляют измельчённую солому. Работая с эпоксидной смолой, полезно до затвердевания ввести наполнитель: порошок, волокна, кусочки ткани. Это примеры композитов (композиционных материалов). Новые виды композитов применяются всё шире, вытесняя сталь, алюминиевые сплавы и другие распространённые материалы.

Композиты могут быть определены как неоднородные материалы, в которых происходит некое осреднение с возникновением новых свойств. Обычная механика сплошной среды применима, разумеется, и к композитам. Но едва ли возможно учесть все детали структуры — и неразумно. Необходимы новые подходы, опирающиеся именно на сложность структуры. Ведь, например, в газе

...

§ 2. Эффективные поля

Любое поле в композите обычно представляется суммой

...

§ 3. Краевые задачи для представительного объёма

Как определяются упругие модели для “обычной” среды?

...

§ 4. Вилка Хилла

Using Voigt and Reuss theories, Hill derived upper and lower bounds on the effective properties of a composite material [Hill, R. W. The elastic behaviour of a crystalline aggregate // Proceedings of the Physical Society. Section A, Volume 65, Issue 5 (May 1952). Pages 349–354.]

Отметив, что

...

§ 5. Формулы Эшелби

Итак, эффективные модули определяются энергией представительного объёма в первой или второй задачах:

...

§ 6. Эффективные модули для материала со сферическими включениями

В однородной матрице случайным образом, но достаточно равномерно, распределены сферические включения радиусом a . Получившийся композит на макроуровне будет изотропным, его упругие свойства полностью определяются ...

...

§ 7. Метод самосогласования

Мы опирались на две задачи для представительного объёма и определяли эффективные модули из равенства энергий. В основе метода самосогласования лежит новая идея: представительный объём помещается в безграничную среду с эффективными свойствами, на бесконечности состояние считается однородным, эффективные модули находятся из некоторых дополнительных условий самосогласования.

Обратимся снова к вопросу об объёмном модуле среды со сферическими включениями. Задача сферически симметрична; для включения по-прежнему

...

§ 8. Принцип Хашина–Штрикмана

Hashin and Shtrikman derived upper and lower bounds for the effective elastic properties of quasi-isotropic and quasi-homogeneous multiphase materials using a variational approach [Hashin, Z.; Shtrikman, S. A variational approach to the theory of the elastic behaviour of multiphase materials // Journal of the Mechanics and Physics of Solids. Volume 11, Issue 2 (March–April 1963). Pages 127–140.]

Вилка Hill’а основана на обычных экстремальных принципах теории упругости. Специально для механики композитов Hashin и Shtrikman построили очень своеобразный функционал, который на некотором точном решении может иметь как максимум, так и минимум, давая возможность с двух сторон оценивать эффективные модули [84].

Рассмотрим первую из двух задач для представительного объёма

...

Библиография

Книги R. Christensen’а [33] и Б. Е. Победри [58] содержат и основы механики композитов, и постановку не теряющих актуальности проблем. Для самого требовательного читателя представляет интерес монография Т. Д. Шермергора [84]. Немало книг посвящено механике разрушения композитов, здесь стбит отметить труд Г. П. Черепанова [78].

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

§ 1. Одномерная задача

В одномерной задаче статики имеем уравнение
...

§ 2. Трёхмерный континуум

Исходим из уравнений в перемещениях
...

§ 3. Волокнистая структура

Тензор ${}^4\mathcal{A}$ в этом случае постоянен вдоль оси
...

§ 4. Статика периодического стержня

В уравнениях линейной статики стержня
...

Библиография

Лежащий в основе этой главы асимптотический метод представлен (с разной степенью математической стройности) в книгах [5, 6, 31, 58].

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

1. **Antman, Stuart S.** The theory of rods. In: Truesdell C. (editor) Mechanics of solids. Volume II. Linear theories of elasticity and thermoelasticity. Linear and nonlinear theories of rods, plates, and shells. Springer-Verlag, 1973. Pages 641–703.
2. **Алфутов Н. А.** Основы расчета на устойчивость упругих систем. Изд. 2-е. М.: Машиностроение, 1991. 336 с.
3. **Артоболевский И. И., Бобровницкий Ю. И., Генкин М. Д.** Введение в акустическую динамику машин. «Наука», 1979. 296 с.
4. **Бабаков И. М.** Теория колебаний. 4-е изд. «Дрофа», 2004. 592 с.
5. **Бахвалов Н. С., Панасенко Г. П.** Осреднение процессов в периодических средах. Математические задачи механики композиционных материалов. «Наука», 1984. 352 с.
6. **Bensoussan A., Lions J.-L., Papanicolaou G.** Asymptotic analysis for periodic structures. Amsterdam: North-Holland, 1978. 700 p.
7. **Бидерман В. Л.** Механика тонкостенных конструкций. М.: Машиностроение, 1977. 488 с.
8. **Бидерман В. Л.** Теория механических колебаний. М.: Высшая школа, 1980. 408 с.
9. **Болотин В. В.** Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости. М.: Физматгиз, 1961. 339 с.
10. **Болотин В. В.** Случайные колебания упругих систем. «Наука», 1979. 336 с.
11. **Власов В. З.** Тонкостенные упругие стержни. М.: Физматгиз, 1959. 568 с.
12. **Гольденвейзер А. Л.** Теория упругих тонких оболочек. «Наука», 1976. 512 с.
13. **Гольденвейзер А. Л., Лидский В. Б., Товстик П. Е.** Свободные колебания тонких упругих оболочек. «Наука», 1979. 383 с.

14. **Gordon, James E.** Structures, or Why things don't fall down. Penguin Books, 1978. 395 pages. *Перевод: Гордон Дж.* Конструкции, или почему не ломаются вещи. «Мир», 1980. 390 с.
15. **Gordon, James E.** The new science of strong materials, or Why you don't fall through the floor. Penguin Books, 1968. 269 pages. *Перевод: Гордон Дж.* Почему мы не проваливаемся сквозь пол. «Мир», 1971. 272 с.
16. **Григолюк Э. И., Селезов И. Т.** Неклассические теории колебаний стержней, пластин и оболочек. (Итоги науки и техники. Механика твёрдых деформируемых тел. Том 5.) М.: ВИНТИ, 1973. 272 с.
17. **Гринченко В. Т., Мелешко В. В.** Гармонические колебания и волны в упругих телах. Киев: Наукова думка, 1981. 284 с.
18. *Перевод: Де Вит Р.* Континуальная теория дисклинаций. «Мир», 1977. 208 с.
19. **Джанелидзе Г. Ю., Пановко Я. Г.** Статика упругих тонкостенных стержней. Л., М.: Гостехиздат, 1948. 208 с.
20. **Елисеев В. В.** Одномерные и трёхмерные модели в механике упругих стержней. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. ЛГТУ, 1991. 300 с.
21. **Eshelby, John D.** The continuum theory of lattice defects // Solid State Physics, Academic Press, vol. 3, 1956, pp. 79–144. *Перевод: Эшелби Дж.* Континуальная теория дислокаций. М.: ИИЛ, 1963. 247 с.
22. **Harold Alexander.** A constitutive relation for rubber-like materials // International Journal of Engineering Science, volume 6 (September 1968), pages 549–563.
23. **Зенкевич О., Морган К.** Конечные элементы и аппроксимация. «Мир», 1986. 318 с.
24. **Зубов Л. М.** Методы нелинейной теории упругости в теории оболочек. Изд-во Ростовского ун-та, 1982. 144 с.
25. **Илюхин А. А.** О построении соотношений теории упругих стержней // Механика твёрдого тела (Киев), 1990, № 22, С. 82–92.
26. **Качанов Л. М.** Основы механики разрушения. «Наука», 1974. 312 с.
27. **Керштейн И. М., Ключников В. Д., Ломакин Е. В., Шестериков С. А.** Основы экспериментальной механики разрушения. Изд-во МГУ, 1989. 140 с.
28. *Перевод: Колюнский Г.* Волны напряжения в твёрдых телах. М.: ИИЛ, 1955. 192 с.

29. **Cosserat E. et Cosserat F.** Théorie des corps déformables. Paris: A. Hermann et Fils, 1909. 226 p.
30. *Перевод: Коттрел А.* Теория дислокаций. «Мир», 1969. 96 с.
31. **Кравчук А. С., Майборода В. П., Уржумцев Ю. С.** Механика полимерных и композиционных материалов. Экспериментальные и численные методы. «Наука», 1985. 304 с.
32. **Kröner, Ekkehart** (i) Kontinuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen. Springer-Verlag, 1958. 180 pages. (ii) Allgemeine Kontinuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen // Archive for Rational Mechanics and Analysis. Volume 4, Issue 1 (January 1959), pp. 273–334. *Перевод: Крёнер Э.* Общая континуальная теория дислокаций и собственных напряжений. «Мир», 1965. 104 с.
33. **Christensen, Richard M.** Mechanics of composite materials. New York: Wiley, 1979. 348 p. *Перевод: Кристенсен Р.* Введение в механику композитов. «Мир», 1982. 336 с.
34. **Лурье А. И.** Нелинейная теория упругости. «Наука», 1980. 512 с.
35. **Лурье А. И.** Пространственные задачи теории упругости. М.: Гостехиздат, 1955. 492 с.
36. **Лурье А. И.** Статика тонкостенных упругих оболочек. М., Л.: Гостехиздат, 1947. 252 с.
37. **Лурье А. И.** Теория упругости. «Наука», 1970. 940 с.
38. *Перевод: Ляв А.* Математическая теория упругости. М.: ОНТИ, 1935. 674 с.
39. *Перевод: Мелан Э., Паркус Г.* Термоупругие напряжения, вызываемые стационарными температурными полями. М.: Физматгиз, 1958. 167 с.
40. **Меркин Д. Р.** Введение в механику гибкой нити. «Наука», 1980. 240 с.
41. **Меркин Д. Р.** Введение в теорию устойчивости движения. 3-е изд. «Наука», 1987. 304 с.
42. **Mindlin, Raymond David and Tiersten, Harry F.** Effects of couple-stresses in linear elasticity // Archive for Rational Mechanics and Analysis. Volume 11, Issue 1 (January 1962), pp. 415–448. *Перевод: Миндлин Р. Д., Тирстен Г. Ф.* Эффекты моментных напряжений в линейной теории упругости // Механика: Сб. переводов. «Мир», 1964. № 4 (86). С. 80–114.
43. **Морозов Н. Ф.** Избранные двумерные задачи теории упругости. Изд-во ЛГУ, 1978. 182 с.

44. **Морозов Н. Ф.** Математические вопросы теории трещин. «Наука», 1984. 256 с.
45. **Мухелишвили Н. И.** Некоторые основные задачи математической теории упругости. Изд. 5-е. «Наука», 1966. 708 с.
46. **Naghdi P. M.** The theory of shells and plates. In: Truesdell C. (editor) Mechanics of solids. Volume II. Linear theories of elasticity and thermoelasticity. Linear and nonlinear theories of rods, plates, and shells. Springer-Verlag, 1973. Pages 425–640.
47. **Новацкий В.** Динамические задачи термоупругости. «Мир», 1970. 256 с.
48. **Новацкий В.** Теория упругости. «Мир», 1975. 872 с.
49. **Новацкий В.** Электромагнитные эффекты в твёрдых телах. «Мир», 1986. 160 с.
50. **Новожилов В. В.** Теория тонких оболочек. 2-е изд. Л.: Судпромгиз, 1962. 431 с.
51. **Пановко Я. Г.** Механика деформируемого твердого тела: Современные концепции, ошибки и парадоксы. Изд. 2-е. URSS, 2017. 288 с.
52. **Пановко Я. Г., Бейлин Е. А.** Тонкостенные стержни и системы, составленные из тонкостенных стержней. В сборнике: Рабинович И. М. (редактор) Строительная механика в СССР 1917–1967. М.: Стройиздат, 1969. С. 75–98.
53. **Пановко Я. Г., Губанова И. И.** Устойчивость и колебания упругих систем. Современные концепции, парадоксы и ошибки. 4-е изд. «Наука», 1987. 352 с.
54. **Heinz Parkus.** Instationäre Wärmespannungen. Springer-Verlag, 1959. 176 Seiten. *Перевод: Паркус Г.* Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Физматгиз, 1963. 252 с.
55. **Партон В. З.** Механика разрушения: от теории к практике. «Наука», 1990. 240 с.
56. **Партон В. З., Кудрявцев Б. А.** Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел. «Наука», 1988. 472 с.
57. **Партон В. З., Морозов Е. М.** Механика упругопластического разрушения. 2-е изд. «Наука», 1985. 504 с.
58. **Победря Б. Е.** Механика композиционных материалов. Изд-во Моск. ун-та, 1984. 336 с.
59. **Подстригач Я. С., Бурак Я. И., Кондрат В. Ф.** Магнитотермоупругость электропроводных тел. Киев: Наукова думка, 1982. 296 с.

60. **Понятовский В. В.** Вывод уравнений тонкостенных стержней–оболочек открытого профиля из уравнений теории упругости методом асимптотического интегрирования // Исследования по упругости и пластичности. Изд-во ЛГУ, 1980. Вып. 13. С. 40–48.
61. **Поручиков В. Б.** Методы динамической теории упругости. «Наука», 1986. 328 с.
62. **Работнов Ю. Н.** Механика деформируемого твёрдого тела. 2-е изд. «Наука», 1988. 712 с.
63. **Southwell, Richard V.** An introduction to the theory of elasticity for engineers and physicists. Dover Publications, 1970. 509 pages. *Перевод: Саусвелл Р. В.* Введение в теорию упругости для инженеров и физиков. М.: ИИЛ, 1948. 675 с.
64. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. Том 2. 6-е изд. «Лань», 2004. 560 с.
65. **Слепян Л. И.** Нестационарные упругие волны. Л.: Судостроение, 1972. 376 с.
66. **Ciarlet, Philippe G.** Mathematical elasticity. Volume 1: Three-dimensional elasticity. Elsevier Science Publishers B.V., 1988. xlii + 452 pp. *Перевод: Съярле Ф.* Математическая теория упругости. «Мир», 1992. 472 с.
67. **Teodosiu, Cristian.** Elastic models of crystal defects. Springer-Verlag, 1982. 336 pages. *Перевод: Теодосиу К.* Упругие модели дефектов в кристаллах. «Мир», 1985. 352 с.
68. **Тимошенко С. П.** Устойчивость стержней, пластин и оболочек. «Наука», 1971. 808 с.
69. **Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С.** Пластинки и оболочки. «Наука», 1966. 635 с.
70. **Тимошенко С. П., Гудьер Дж.** Теория упругости. «Наука», 1979. 560 с.
71. **Тимошенко С. П., Янг Д. Х., Уивер У.** Колебания в инженерном деле. М.: Машиностроение, 1985. 472 с.
72. **Товстик П. Е.** Устойчивость тонких оболочек: асимптотические методы. «Наука», 1995. 319 с.
73. **Truesdell, Clifford A.** A first course in rational continuum mechanics. Volume 1: General concepts. 2nd edition. Academic Press, 1991. 391 pages. *Перевод: Трусделл К.* Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. «Мир», 1975. 592 с.

74. **Whitham, Gerald B.** Linear and nonlinear waves. John Wiley & Sons, 1974. 636 pages. *Перевод: Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. «Мир», 1977. 624 с.
75. **Феодосьев В. И.** Десять лекций-бесед по сопротивлению материалов. 2-е изд. «Наука», 1975. 173 с.
76. *Перевод: Хеллан К.* Введение в механику разрушения. «Мир», 1988. 364 с.
77. *Перевод: Циглер Г.* Основы теории устойчивости конструкций. «Мир», 1971. 192 с.
78. **Черепанов Г. П.** Механика разрушения композиционных материалов. «Наука», 1983. 296 с.
79. **Черепанов Г. П.** Механика хрупкого разрушения. «Наука», 1974. 640 с.
80. **Чернина В. С.** Статика тонкостенных оболочек вращения. «Наука», 1968. 456 с.
81. **Черных К. Ф.** Введение в анизотропную упругость. «Наука», 1988. 192 с.
82. **Черных К. Ф.** Нелинейная теория упругости в машиностроительных расчетах. Л.: Машиностроение, 1986. 336 с.
83. **Шабров Н. Н.** Метод конечных элементов в расчётах деталей тепловых двигателей. Л.: Машиностроение, 1983. 212 с.
84. **Шермергор Т. Д.** Теория упругости микронеоднородных сред. «Наука», 1977. 400 с.
85. **Энгельбрехт Ю. К., Нигул У. К.** Нелинейные волны деформации. «Наука», 1981. 256 с.

Тензоры и тензорное исчисление

86. **McConnell, Albert Joseph.** Applications of tensor analysis. New York: Dover Publications, 1957. 318 pages. *Перевод: Мак-Коннел А. Дж.* Введение в тензорный анализ с приложениями к геометрии, механике и физике. М.: Физматгиз, 1963. 412 с.
87. **Schouten, Jan A.** Tensor analysis for physicists. 2nd edition. Dover Publications, 2011. 320 pages. *Перевод: Схоутен Я. А.* Тензорный анализ для физиков. «Наука», 1965. 456 с.
88. **Борисенко А. И., Тарапов И. Е.** Векторный анализ и начала тензорного исчисления. Изд. 6-е. Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьковском ун-те, 1986. 216 с.

89. **Рашевский П. К.** Риманова геометрия и тензорный анализ. Изд. 3-е. «Наука», 1967. 664 с.
90. **Сокольников И. С.** Тензорный анализ. «Наука», 1971. 376 с.

Общая механика, термодинамика, электромагнетизм

91. **Feynman, Richard Ph. • Leighton, Robert B. • Sands, Matthew.** The Feynman Lectures on Physics. New millennium edition. Volume II: Mainly electromagnetism and matter. Basic Books, 2011. 566 pages. *Online: The Feynman Lectures on Physics. Online edition.*
92. **Goldstein, Herbert; Poole, Charles P.; Safko, John L.** Classical Mechanics. 3rd edition. Addison-Wesley, 2001. 638 pages. *Перевод: Голдстейн Г., Пул Ч., Сафко Дж.* Классическая механика. URSS, 2012. 828 с.
93. **Pars, Leopold A.** A treatise on analytical dynamics. London: Heinemann, 1965. 641 pages. *Перевод: Парс Л. А.* Аналитическая динамика. «Наука», 1971. 636 с.
94. **Ter Haar, Dirk.** Elements of hamiltonian mechanics. 2nd edition. Pergamon Press, 1971. 201 pages. *Перевод: Тер Хаар Д.* Основы гамильтоновой механики. «Наука», 1974. 223 с.
95. **Беляев Н. М., Рядно А. А.** Методы теории теплопроводности. М.: Высшая школа, 1982. В 2-х томах. Том 1, 328 с. Том 2, 304 с.
96. **Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н.** Классическая электродинамика. «Наука», 1985. 400 с.
97. **Гантмахер Ф. Р.** Лекции по аналитической механике. Изд. 2-е. «Наука», 1966. 300 с.
98. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Краткий курс теоретической физики. Книга 1. Механика. Электродинамика. «Наука», 1969. 271 с.
99. **Лойцянский Л. Г., Лурье А. И.** Курс теоретической механики: В 2-х томах. «Дрофа», 2006. Том 1: Статика и кинематика. 9-е изд. 447 с. Том 2: Динамика. 7-е изд. 719 с.
100. **Лурье А. И.** Аналитическая механика. М.: Физматгиз, 1961. 824 с.
101. **Ольховский И. И.** Курс теоретической механики для физиков. 3-е изд. Изд-во МГУ, 1978. 575 с.
102. **Тамм И. Е.** Основы теории электричества. 11-е изд. М.: Физматлит, 2003. 616 с.

103. **Karel Rektorys**. Variační metody v inženýrských problémech a v problémech matematické fyziky. SNTL (Státní nakladatelství technické literatury), 1974. 593 s. *Translation: Rektorys, Karel*. Variational Methods in Mathematics, Science and Engineering. Second edition. D. Reidel Publishing Company, 1980. 571 p. *Перевод: Ректорис К.* Вариационные методы в математической физике. «Мир», 1985. 590 с.
104. **Washizu, Kyuichiro**. Variational methods in elasticity and plasticity. 3rd edition. Pergamon Press, Oxford, 1982. 630 pages. *Перевод: Васидзу К.* Вариационные методы в теории упругости и пластичности. «Мир», 1987. 542 с.
105. **Бердичевский В. Л.** Вариационные принципы механики сплошной среды. «Наука», 1983. 448 с.
106. **Михлин С. Г.** Вариационные методы в математической физике. Изд. 2-е. «Наука», 1970. 512 с.

Методы возмущений (асимптотические методы)

107. **Cole, Julian D.** Perturbation methods in applied mathematics. Blaisdell Publishing Co., 1968. 260 pages. *Перевод: Коул Дж.* Методы возмущений в прикладной математике. «Мир», 1972. 274 с.
108. **Nayfeh, Ali H.** Introduction to perturbation techniques. Wiley, 1981. 536 pages. *Перевод: Найфэ Али Х.* Введение в методы возмущений. «Мир», 1984. 535 с.
109. **Nayfeh, Ali H.** Perturbation methods. Wiley-Interscience, 1973. 425 pages. *Перевод: Найфэ Али Х.* Методы возмущений. «Мир», 1976. 456 с.
110. **Бабич В. М., Булдырев В. С.** Искусство асимптотики // Вестник ЛГУ, 1977, № 13, вып. 3, С. 5–12.
111. **Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А.** Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. «Наука», 1974. 504 с.
112. **Васильева А. Б., Бутузов В. Ф.** Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990. 208 с.
113. **Зино И. Е., Тропш Э. А.** Асимптотические методы в задачах теории теплопроводности и термоупругости. Изд-во ЛГУ, 1978. 224 с.
114. **Моисеев Н. Н.** Асимптотические методы нелинейной механики. 2-е изд. «Наука», 1981. 400 с.

Другие темы математики

115. **Collatz, Lothar.** Eigenwertaufgaben mit technischen Anwendungen. 2. Auflage. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig, Leipzig, 1963. 500 Seiten. *Перевод: Коллатц Л.* Задачи на собственные значения (с техническими приложениями). «Наука», 1968. 504 с.
116. **Dwight, Herbert Bristol.** Tables of integrals and other mathematical data. 4th edition. The Macmillan Co., 1961. 336 pages. *Перевод: Двайт Г. Б.* Таблицы интегралов и другие математические формулы. Изд. 4-е. «Наука», 1973. 228 с.
117. **Kamke, Erich.** Differentialgleichungen, Lösungsmethoden und Lösungen. Bd. I. Gewöhnliche Differentialgleichungen. 10. Auflage. Teubner Verlag, 1977. 670 Seiten. *Перевод: Камке Э.* Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. 6-е изд. «Лань», 2003. 576 с.
118. **Korn, Granino A. and Korn, Theresa M.** Mathematical handbook for scientists and engineers: definitions, theorems, and formulas for reference and review. Revised edition. Dover Publications, 2013. 1152 pages. *Перевод: Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. «Наука», 1974. 832 с.
119. **Годунов С. К.** Уравнения математической физики. «Наука», 1971. 416 с.
120. **Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.** Методы теории функций комплексного переменного. 4-е изд. «Наука», 1973. 736 с.
121. **Погорелов А. В.** Дифференциальная геометрия. Изд. 6-е. «Наука», 1974. 176 с.
122. **Тихонов А. Н., Самарский А. А.** Уравнения математической физики. 6-е изд. Изд-во МГУ, 1999. 798 с.