

Vadique Myself

ФИЗИКА УПРУГИХ КОНТИНУУМОВ

© MMXXIV *Vadique*



ПРЕДИСЛОВИЕ

В этой книге я пробую весті читателя* через пути построения моделей упругого континуума. Эти модели: нелинейные и линейные, микрополярные и классические безмоментные; трёхмерные, двумерные (оболочки и пластины) и одномерные (стержни, включая тонкостенные). Также я объяснил основы динамики — колебания, волны и устойчивость. Для термоупругости и магнитоупругости я дал сводку классических теорий термодинамики и электродинамики. Динамика разрушения описана через теории дефектов и трещин. Также показаны подходы к моделированию сделанных человеком неоднородных материалов, “композитов”.

Слово “континуумов” в названии говорит, что объект (тело, среда) моделируется здесь не как дискретная коллекция частиц, но как континуальное (непрерывное) пространство векторов положения, континуальная материя. Это даёт большое удобство, потому что аппарат исчисления (*calculus'a*) бесконечно малых может быть использован для таких моделей.

Когда я только начал писать эту книгу, я думал о читателе, который весьма знаком с “высшей” математикой. Но позже я решил провести такое знакомство сам, и ужे, как побочный эффект, каждый читатель с любым знанием математики может постигнуть содержимое книги.

* и себя самого тоже

Книга написана с использованием компактной и элегантной прямой безиндексной тензорной записи. Математический аппарат для интерпретирования прямых тензорных соотношений находится в первой главе.

Я пишу эту книгу одновременно на двух языках, английском и русском. Читатель свободен выбрать любой язык из двух.

Всё в этой книге, вместе с исходным кодом L^AT_EX, я лицензирую на условиях лицензии Creative Commons “Attribution–NonCommercial–ShareAlike” (CC “BY-NC-SA”). Исходный код публикуется на github.com/VadiqueMe/PhysicsOfElasticContinua

Vadique

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	iii
Глава 1 Математический аппарат	1
§ 1. Древняя, но интуитивно понятная геометрия	1
§ 2. Вектор	5
§ 3. Тензор и его компоненты	11
§ 4. Тензорная алгебра, или операции с тензорами	13
§ 5. Полиадное представление (разложение)	18
§ 6. Матрицы, перестановки и определители	20
§ 7. Векторное произведение	24
§ 8. Симметричные и кососимметричные тензоры	30
§ 9. Полярное разложение	35
§ 10. Собственные векторы и собственные числа	36
§ 11. Повороты тензорами поворота	39
§ 12. Повороты кватернионами	47
§ 13. Вариации	50
§ 14. Полярное разложение	51
§ 15. В косоугольном базисе	52
§ 16. Тензорные функции	58
§ 17. Пространственное дифференцирование	59
§ 18. Интегральные теоремы	63
§ 19. Тензоры кривизны	65
Глава 2 Классическая механика	69
§ 1. Дискретная совокупность частиц	69
§ 2. Принцип виртуальной работы	78

§ 3. Баланс импульса, момента импульса, и энергии	81
§ 4. Принцип Hamilton'a и уравнения Lagrange'a	83
§ 5. Статика	86
§ 6. Малые колебания (вибрации)	90
§ 7. Совершенно жёсткое недеформируемое твёрдое тело	91
§ 8. Механика относительного движения	96
Глава 3 Нелинейно-упругая безмоментная среда	98
§ 1. Континуум и два подхода к описанию его	98
§ 2. Градиент движения	102
§ 3. Меры (тензоры) деформации	103
§ 4. Поле скоростей	109
§ 5. Вектор плоскости. Изменение плоскости	110
§ 6. Силы в континууме. Существование тензора напряжения Cauchy	111
§ 7. Баланс импульса и момента импульса	113
§ 8. Собственные числа тензора напряжения Cauchy. Круги Mohr'a	115
§ 9. Принцип виртуальной работы (без множителей Lagrange'a)	116
§ 10. Определяющие отношения упругости	118
§ 11. Тензоры напряжения Piola-Kirchhoff'a и другие меры напряжения	120
§ 12. Варьирование текущей конфигурации	125
§ 13. Внутренние связи	125
§ 14. Полая сфера под давлением	126
§ 15. Напряжения как множители Lagrange'a	127
Глава 4 Классическая линейная упругость	129
§ 1. Полный набор уравнений	129
§ 2. Уникальность решения в динамике	134
§ 3. Закон Hooke'a	136
§ 4. Закон Hooke'a для изотропной среды	141
§ 5. Теоремы статики	145

§ 6. Уравнения в смещениях	149
§ 7. Сосредоточенная (точечная) сила	150
§ 8. Нахождение смещений по деформациям	151
§ 9. Уравнения в напряжениях	155
§ 10. Принцип минимума потенциальной энергии	155
§ 11. Принцип минимума дополнительной энергии	158
§ 12. Смешанные принципы стационарности	159
§ 13. Антиплоский сдвиг	161
§ 14. Кручение стержней	162
§ 15. Плоская деформация	163
<i>Глava 5 Микрополярная трёхмерная среда</i>	164
§ 1. Введение в линейную микрополярную теорию	164
§ 2. Отношения упругости	169
§ 3. Уравнения совместности	171
§ 4. Теоремы статики	171
§ 5. Псевдоконтинуум Cosserat	171
§ 6. Плоская деформация	172
§ 7. Нелинейная теория	172
§ 8. Нелинейная модель со стеснённым вращением	175
<i>Глava 6 Термоупругость</i>	176
§ 1. Первый закон термодинамики	176
§ 2. Второй закон	179
§ 3. Определяющие уравнения	180
§ 4. Уравнение теплопроводности	181
§ 5. Линейная термоупругость	182
§ 6. Уравнения в смещениях	182
§ 7. Температурное напряжение	182
§ 8. Вариационные формулировки	182
<i>Глava 7 Магнитоупругость</i>	184
§ 1. Электромагнитное поле	184
§ 2. Электромагнитные волны	188

§ 3. Электростатика	190
§ 4. Диэлектрики	190
§ 5. Магнитостатика	191
§ 6. Магнетики, или магнитные материалы	191
§ 7. Магнитная жёсткость	191
Глава 8 Методы возмущений (асимптотические методы)	194
§ 1. Асимптотическое разложение	194
§ 2. Расщепление в линейной алгебраической системе	197
§ 3. Метод Poincaré	198
§ 4. Метод осреднения Van der Pol'я	198
§ 5. Сращивание асимптотических разложений	198
§ 6. Многоуровневый анализ (метод многих масштабов)	199
§ 7. Уравнения с медленно меняющимися параметрами	199
§ 8. Тонкие тела	199
Глава 9 Стержни	201
§ 1. Исходные представления	201
§ 2. Кинематика линий Коссера	208
§ 3. Баланс сил и моментов	210
§ 4. Принцип виртуальной работы и следствия	210
§ 5. Классическая модель Kirchhoff'a	210
§ 6. Проблема Euler'a об устойчивости стержней	211
§ 7. Вариационные уравнения	211
§ 8. Модель без сдвига с растяжением	211
§ 9. Механика гибкой нити	212
§ 10. Линейная теория	212
§ 11. Стержень малой толщины	213
§ 12. Задача Saint-Venant'a	213
§ 13. Нахождение жёсткости по энергии	213
§ 14. Вариационный метод построения одномерной модели	214
§ 15. Асимптотическое расщепление трёхмерной проблемы	216
§ 16. Температурные деформации и напряжение	217

<i>Глава 10 Тонкостенные стержни</i>	218
§ 1. Вариационный подход	218
§ 2. Уравнения с малым параметром	219
§ 3. Первый шаг асимптотической процедуры	219
§ 4. Второй шаг	219
§ 5. Третий шаг	220
§ 6. Четвёртый шаг	220
§ 7. Смещения	221
§ 8. Результаты асимптотического анализа	221
<i>Глава 11 Оболочки и пластины</i>	222
§ 1. Геометрия поверхности	222
§ 2. Модель оболочки	225
§ 3. Баланс сил и моментов для оболочки	225
§ 4. Оболочки: Отношения упругости	225
§ 5. Классическая теория оболочек	225
§ 6. Оболочки: Пластина	226
§ 7. Оболочки: Подход с множителями Лагранжа	226
§ 8. Цилиндрическая оболочка	226
§ 9. Оболочки: Общие теоремы	226
§ 10. Оболочки: Краевые условия	227
§ 11. Оболочки вращения	227
§ 12. Безмоментная теория оболочек	227
§ 13. Оболочки: Нелинейная безмоментная теория	227
§ 14. Оболочки: Иной вариант классической теории	228
§ 15. Пластины: Общие представления	228
§ 16. Модель пластины типа Тимошенко (прямой подход)	228
§ 17. Классическая теория пластин Kirchhoff'a	228
§ 18. Пластины: Асимптотическое сопоставление двумерных моделей	229
§ 19. Пластины: Вариационный переход от трёхмерной модели	229
§ 20. Пластины: Расщепление трёхмерной задачи изгиба	230

§ 21. Круглые пластины	230
§ 22. Пластины: Плоское напряжение	230
Глава 12 Колебания и волны	231
§ 1. Вибрации трёхмерных тел	231
§ 2. Вибрации стержней	233
§ 3. Малые возмущения параметров	233
§ 4. Вибрации оболочек	234
§ 5. Волны в упругом континууме	234
§ 6. Волны в стержне	234
§ 7. Нелинейные колебания	234
Глава 13 Устойчивость	235
§ 1. Разные подходы к проблеме устойчивости	235
§ 2. Классические проблемы со стержнями	236
§ 3. “Следящие” нагрузки	236
§ 4. Роль добавочных податливостей	236
§ 5. Вариационные формулировки	237
§ 6. Неконсервативные задачи	237
§ 7. Случай кратных корней	237
Глава 14 Дефекты	238
§ 1. Дислокации Вольтерры	238
§ 2. Прямолинейные дислокации	238
§ 3. Действие поля напряжений на дислокацию	238
§ 4. О движении дислокаций	239
§ 5. Точечные дефекты	239
§ 6. Сила, действующая на точечный дефект	239
§ 7. Непрерывно распределённые дислокации	239
§ 8. Напряжение при намотке катушки	239
Глава 15 Трецины	241
§ 1. Традиционные критерии прочности	241
§ 2. Антиплоская деформация среды с трещиной	242

§ 3. Трещина при плоской деформации	242
§ 4. Трещинодвижущая сила	243
§ 5. Критерий роста трещины	243
§ 6. J-интеграл	243
§ 7. Коэффициенты интенсивности напряжений	243
§ 8. Модель Barenblatt'a	244
§ 9. Деформационный критерий	244
§ 10. Рост трещин	244
§ 11. Упругое поле перед движущейся трещиной	245
§ 12. Баланс энергии для движущейся трещины	245
<i>Глava 16 Композиты</i>	246
§ 1. Вводные размышления	246
§ 2. Эффективные поля	248
§ 3. Краевые задачи для представительного объёма	248
§ 4. Вилка Hill'a	248
§ 5. Формулы Eshelby	249
§ 6. Эффективные модули для материала со сферическими включениями	249
§ 7. Метод самосогласования	249
§ 8. Принцип Хашнина–Штрикмана	250
<i>Глava 17 Периодические композиты</i>	251
§ 1. Одномерная задача	251
§ 2. Трёхмерный континуум	251
§ 3. Волокнистая структура	251
§ 4. Статика периодического стержня	251
<i>Глava 18 Вне упругости, или пластичность</i>	252
§ 1. Когда упругость исчёрпана	252
§ 2. Куда уходит энергия	252
<i>Список публикаций</i>	253

глава 1

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ

Математика абстрактна. Абстрактная — прилагательное математики, математика — существительное абстрактной. “Абстрактное”, “теоретическое” и “математическое” это синонимы. Когда кто-нибудь занимается математикой, он играет в игру в далёком предалёком волшебном мире воображения.

Например, чи́сла это вовсе не реальные сущности. Они — чисто воображаемые понятия. Мы не можем почувствовать, ощутить чи́сла, не можем увидеть, потрогать или понюхать их. Да, кто-то может сочинять истории про них, такие как $1 + 1 = 2$ — математические отношения между воображаемыми сущностями. Тем не менее, никто никогда не сможет чувствовать, ощущать это, поскольку не существует ничего такого, как *один* и *два**.

И “синтезированное воображением” — это не только о числах. Геометрические объекты, будь то точка, линия, трёхугольник или плоскость, и всевозможные приключения с ними тоже производятся разумом.

§ 1. Древняя, но интуитивно понятная геометрия

Где-то две тысячи лет свобода мысли человека была ограничена сказочной историей про воображаемые совершенно прямые одномерные линии между какими-нибудь двумя абсолютно бесмерными точками и дальше, аж до самой *άπειρο* (бесконечности) вниз и вверх в обе стороны, про воображаемые и всецело плоские плоскости-тригоны (“трёхугольники”, иногда “трёхточечники”), с кратчайшими расстояниями между точками по прямым линиям, со всегда равными между собою “прямыми” углами, а ещё

* Я не про *два яблока* или *два похожих банана* на *пару дней*, но про самое число “два”.

про многие другие весьма забавные мифические персонажи и пикантные отношения между ними. Бóльше двух тысяч лет люди были в пленау, в рабстве у идеи о существовании только лишь одной εὐκλείδειος γεωμετρίας (εὐκλείδ'овой геометрии), а волшебный мир, описываемый ею, уравнивался в прошлом с реальным пространством вокrúг самыx себя.

Εύκλείδης Eúkleidēs Эуклид, εὐκλείδειος euclidean (эуклидово) εὐκλείδεια γεωμετρία

the plane geometry, or the two-dimensional euclidean geometry

Στοιχεῖα Stoikheia Elements, Principles

(1.1) Points

Στοιχεῖα Εύκλείδου
Βιβλίον I

Ορος α' (1)

Σημεῖόν ἐστιν, οὗ μέρος οὐθέν.

Euclid's Elements
Book I

Term α' (1)

A point is that which has no part.

This description shows that Euclid imagines a point as an indivisible location, without width, length or breadth.

(1.2) Lines, curved and straight

Στοιχεῖα Εύκλείδου
Βιβλίον I

Ορος β' (2)

Γραμμὴ δὲ μῆκος ἀπλατές.

Euclid's Elements
Book I

Term β' (2)

A line is breadthless length.

“Line” is the second primitive term in the Elements. “Breadthless length” says that a line will have one dimension, length, but it won't have breadth. The terms “length” and “breadth” are not defined in the Elements.

Linear lines

(1.3) A relation between lines and points

Στοιχεῖα Εὐκλείδου
Βιβλίον I

Euclid's Elements
Book I

Ορος γ' (3)
Γραμμῆς δὲ πέρατα σημεῖα.

Term γ' (3)
The ends of a line are points.

This statement doesn't mention how many ends a line can have.

(1.4) Do straight lines exists?

Гипотеза о существовании прямых линий.

The existence of Euclidean straight lines in space.

Στοιχεῖα Εὐκλείδου
Βιβλίον I

Euclid's Elements
Book I

Ορος δ' (4)
Εύθεια γραμμή ἐστιν, ἡτις ἔξισου τοῖς ἐφ' ἑαυτῆς σημείοις κεῖται.

Term δ' (4)
A straight line is a line which lies evenly with the points on itself.

Начертить прямую линию рукой абсолютно невозможно.

(1.5) Vectors. Lines and vectors

(1.6) The existence of vectors. Do vectors exist?

(1.7) Continuity of line

(1.8) A point of reference

(1.9) Translation as the easiest kind of motion. Translations and vectors

(1.10) Straight line and vector

Вектор (геометрический) может быть как прямая линия со стрелкой на одном из её концов. Then it is fully described (characterized) by the magnitude and the direction.

в абстрактной алгебре слово *вектор* — про любой объект, который может быть суммирован с подобными объектами и умножен (scaled) на скаляры, а векторное пространство — синоним линейного пространства. Поэтому я поясняю, что в этой книге *век-*

тор есть не что иное, как трёхмерный геометрический (Ευκλείδειος, Евклидов, Euclidean) вектор.

Why are vectors always straight (linear)?

(a) Vectors are linear (straight), they cannot be curved.

(b) Vectors are neither straight nor curved. A vector has the magnitude and the direction. A vector is not a line or a curve, albeit it can be represented by a straight line.

Vector can't be thought of as a line.

(1.11) Линия, изображающая реальные числа
often just “числовая прямая”

(1.12) What is a distance?

(1.13) Плоскость и более многомерное пространство

(1.14) Расстояние на плоскости или в более-мерном
пространстве

(1.15) What is an angle?

angle \equiv inclination /slope, slant/ of two lines

two lines sharing a common point are usually called intersecting lines

angle \equiv the amount of rotation of line or plane within space

angle \equiv the result of the dot product of two unit vectors gives
angle's cosine

(1.16) Дифференциация непрерывного на малые
дифференциальные кусочки

малые дифференциальные кусочки

infinitesimal (infinitely small)

Упоминание тензоров может отпугнуть читателя, обычно избегающего ненужных сложностей. Не бойся: тензоры используются просто из-за своего чудесного свойства инвариантности — независимости от системы координат.

§ 2. Вектор

Я предлагаю начать знакомство с тензорами через мемуары о таком феномене как вектор.

- ✓ A *point* has position in space. The only characteristic that distinguishes one point from another is its position.
- ✓ A *vector* has both magnitude and direction, but no specific position in space.

(2.1) Что такое вектор?

What is “linear”?

(1) straight

(2) relating to, resembling, or having a *graph* that is a straight line

All vectors are linear objects.

Examples of vectors:

✓ Сила действует на объект.

✓ Скорость объекта описывает происходящее с этим объектом за мгновение.

Умножение вектора на скаляр

Умножение на минус единицу

Принцип Newton'a действия–противодействия “действие равно противодействию по магнитуде и обратно ему по направлению”.

Каждое механическое взаимодействие двух объектов характеризуется двумя силами, которые действуют на оба взаимодействующих объекта. Эти силы могут быть представлены двумя векторами, которые равны по магнитуде и обратны по направлению.

Умножение вектора на отрицательную единицу -1 обращает направление вектора, но не меняет его магнитуду.

(2.2) The addition and subtraction

The sum (combination) of two or more vectors is the new “resultant” vector. There are two similar methods to calculate the resultant vector geometrically.

“*Memed head to tail*” involves lining up the head of one vector with the tail of another. Here the resultant goes from the initial point

(the “tail”) of the first addend to the end point (the “head”) of the second addend when the tail (the initial point) of the second one coincides with the head (the end point) of the first one.

[.... figure here]

“Метод параллелограмма” ...

[.... figure here]

The vector addition is commutative

$$\mathbf{v} + \mathbf{w} = \mathbf{w} + \mathbf{v}.$$

....

$$\mathbf{p} + \mathbf{q},$$

$$\mathbf{p} - \mathbf{q} = \mathbf{p} + (-\mathbf{q}) = \mathbf{p} + (-1)\mathbf{q}.$$

For every action, there’s an equal (in magnitude) and opposite (in direction) reaction force.

A vector may be also represented as the sum (combination) of some trio of other vectors, called “basis”, when the each of the three is scaled by a number (coefficient). Such a representation is called a “linear combination” of basis vectors. A list (array, tuple) of coefficients alone, without basis vectors, is not enough and can’t represent a vector.

....

Чтобы получить числовые (со)отношения из векторных, вводится система координат, и на её оси проецируются векторные (со)отношения.

....

У самих по себе векторов (как элементов векторного пространства) нет компонент. У вектора появляются компоненты лишь когда выбран определённый базис, тогда любой вектор может быть “разложен” — представлен как сумма базисных векторов, предварительно помноженных на коэффициенты (“)компоненты” — это всего лишь другое именование коэффициентов линейной комбинации). Один и тот же вектор в разных базисах имеет разные компоненты.

Вот он — вектор, \mathbf{v} выглядит подходящим именем для него.

Как и все геометрические векторы, v вполне характеризуется двумя взаимно независимыми свойствами: своей длиной (магнитудой, нормой, модулем) и своим направлением в пространстве. Эта характеристика полная, так что какие-нибудь два вектора с одинаковой магнитудой и одинаковым направлением считаются равными.

Каждый вектор существует объективно сам по себе, независимо от методов и единиц измерения и длин, и направлений, включая любые абстракции таких единиц и методов.

.....

Не всё то вектор, что имеет магнитуду и направление. Поворот тела вокруг оси, казалось бы, обладает всеми атрибутами вектора: у него есть численное значение, равное углу поворота, и направление оси вращения. Однако, когда углы поворота не бесконечно малые, повороты не складываются как векторы*.

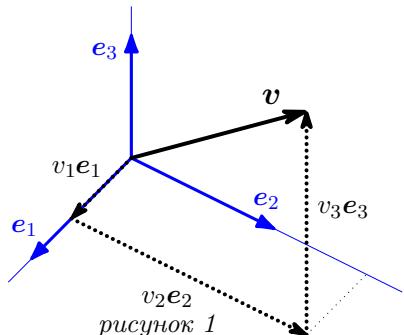
Складываются ли угловые скорости? — Да, ведь угол поворота в ϑ бесконечно-малый. — Но только при вращении вокруг неподвижной оси?

(2.3) Метод координат

.....

Выбрав какие-нибудь взаимно перпендикулярные единичные векторы e_i как основу (базис) для измерений, я ввожу прямоугольные (“декартовы (cartesian)”) координаты.

Три ($i = 1, 2, 3$) базисных вектора e_1, e_2, e_3 нужны для трёхмерного — 3D — пространства.



* На самом деле, последовательные повороты не складываются, а умножаются.

В такой системе “•”-произведения базисных векторов равны дельте Kronecker'a

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

для любого ортонормального базиса.

Разлагая вектор \mathbf{v} в некотором ортонормальном базисе \mathbf{e}_i ($i = 1, 2, 3$), получаем коэффициенты v_i — компоненты вектора \mathbf{v} в том базисе (рисунок 1)

$$\mathbf{v} = v_1 \mathbf{e}_1 + v_2 \mathbf{e}_2 + v_3 \mathbf{e}_3 \equiv \sum_{i=1}^3 v_i \mathbf{e}_i \equiv v_i \mathbf{e}_i, \quad v_i = \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_i. \quad (2.1)$$

Здесь и далее принимается соглашение о суммировании Einstein'a: повторённый дважды (и не более чем дважды) в одночлене индекс подразумевает суммирование по этому индексу. А неповторяющийся индекс называется “свободным”, и он одинаков в обеих частях равенства. Вот примеры

$$\begin{aligned} a_i &= \lambda b_i + \mu c_i, \quad \sigma = \tau_{ii} = \sum_i \tau_{ii}, \\ p_j &= n_i \tau_{ij} = \sum_i n_i \tau_{ij}, \quad m_i = e_{ijk} x_j f_k = \sum_{j,k} e_{ijk} x_j f_k. \end{aligned}$$

(Равенства же $a = b_{kkk}$, $c = f_i + g_k$, $d_{ij} = k_i q_{ij}$ некорректны.)

Имея компоненты вектора в ортонормальном базисе, длина этого вектора возвращается “равенством Пифагора (Πυθαγόρας)”

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = v_i \mathbf{e}_i \cdot v_j \mathbf{e}_j = v_i \delta_{ij} v_j = v_i v_i, \quad \|\mathbf{v}\| = \sqrt{\mathbf{v} \cdot \mathbf{v}} = \sqrt{v_i v_i}. \quad (2.2)$$

The magnitude represents the length independent of direction.

Направление вектора в пространстве измеряется тремя углами (косинусами углов) между этим вектором и каждым из базисных:

$$\cos \angle(\mathbf{v} \wedge \mathbf{e}_i) = \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_i}{\|\mathbf{v}\|} = \frac{v_i}{\sqrt{v_j v_j}} \Leftrightarrow \underbrace{v_i}_{\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_i} = \|\mathbf{v}\| \cos \angle(\mathbf{v}, \mathbf{e}_i). \quad (2.3)$$

Измерение углов. Косинус угла между двумя векторами is the same as the dot product of these vectors if their magnitudes are equal to the one unit of length

When the magnitudes of two vectors are equal to the one unit of length, then the cosine of the least angle between them is the same as the dot product of these vectors. Любой вектор с не-единичной магнитудой (кроме нулевого вектора) может быть “нормализован” делением вектора на его магнитуду.

$$\cos \angle(\mathbf{v}, \mathbf{w}) = \frac{\mathbf{v}}{\|\mathbf{v}\|} \cdot \frac{\mathbf{w}}{\|\mathbf{w}\|}.$$

To accompany the magnitude, which represents the length independent of direction, there's a way to represent the direction of a vector independent of its length. For this purpose, the unit vectors (the vectors with the magnitude of 1) are used.

A rotation matrix is just a transform that expresses the basis vectors of the input space in a different orientation. The length of the basis vectors will be the same, and the origin will not change. Also, the angle between the basis vectors will not change. All that changes is the relative direction of all of the basis vectors.

Therefore, a rotation matrix is not really just a “rotation” matrix; it is an orientation matrix.

Бывают ещё и псевдовекторы, ждущие читателя ниже в § 7.

Угол между двумя случайнymi векторами. Согласно (2.3)

$$\begin{aligned}\cos \angle(\mathbf{v}, \mathbf{e}_m) &= \frac{\mathbf{v}}{\|\mathbf{v}\|} \cdot \mathbf{e}_m = \frac{v_m}{\sqrt{v_j v_j}}, \\ \cos \angle(\mathbf{w}, \mathbf{e}_n) &= \frac{\mathbf{w}}{\|\mathbf{w}\|} \cdot \mathbf{e}_n = \frac{w_n}{\sqrt{w_k w_k}}.\end{aligned}$$

Длина (2.2) и направление в пространстве (2.3), которые могут быть измерены посредством трио базисных векторов, описывают вектор. И каждый вектор обладает этими свойствами*. Однако, этого мало (“не достаточно” на жаргоне книг по математике).

* И какое же направление у нуль-вектора (“vanishing)исчезающего вектора”) $\mathbf{0}$ с нулевой длиной $\|\mathbf{0}\| = 0$? (Нулевой вектор без магнитуды кончается точно там же, где он начинается и поэтому он никуда не направлен, его направление не определено.)

Вектор ведь не просто совокупность компонент в каком-то базисе.

Тройка попарно перпендикулярных единичных векторов может только поворачиваться и тем самым она может характеризовать угловую ориентацию других векторов.

Разложение одного и того же вектора \mathbf{v} в двух декартовых системах с базисными ортами \mathbf{e}_i и \mathbf{e}'_i (рисунок 2) даёт

$$\mathbf{v} = v_i \mathbf{e}_i = v'_i \mathbf{e}'_i,$$

где

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

Возникшие тут двухиндексные объекты (двумерные массивы) $o_{k'i} \equiv \mathbf{e}'_k \cdot \mathbf{e}_i$ и $o_{ki'} \equiv \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}'_i$ используются для укорочения формул.

Написать о пассивном повороте, описанном ниже, и об активном повороте из § 11

“•”-произведение (dot product) двух векторов коммутативно — то есть, обмен местами множителей не меняет результат. Так что

$$o_{k'i} = \mathbf{e}'_k \cdot \mathbf{e}_i = \cos \angle(\mathbf{e}'_k, \mathbf{e}_i) = \cos \angle(\mathbf{e}_i, \mathbf{e}'_k) = \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}'_k = o_{ik'}, \quad (2.3a)$$

$$o_{ki'} = \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}'_i = \cos \angle(\mathbf{e}_k, \mathbf{e}'_i) = \cos \angle(\mathbf{e}'_i, \mathbf{e}_k) = \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}_k = o_{i'k}. \quad (2.3b)$$

Строки (2.3a) и (2.3b) взаимно-обратны по умножению

$$o_{k'i} o_{ki'} = o_{ki'} o_{k'i} = 1, \quad o_{k'i} o_{i'k} = o_{i'k} o_{k'i} = 1.$$

Умножение ортогональной матрицы на компоненты любого вектора сохраняет длину этого вектора:

$$\|\mathbf{v}\|^2 = \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} = v'_i v'_i = o_{i'k} v_k o_{i'n} v_n = v_n v_n$$

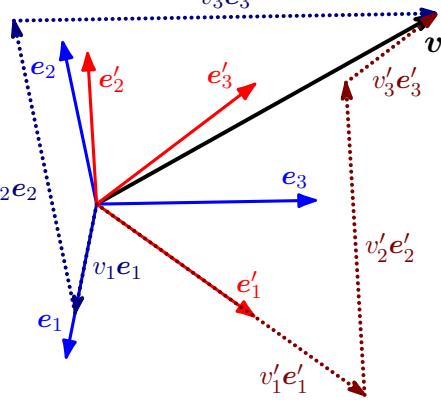


рисунок 2

— этот вывод опирается на (??).

Ортогональное преобразование компонент вектора

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{e}'_i = v_k \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}'_i = \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}_k v_k = o_{i'k} v_k = v'_i \quad (2.4)$$

иногда используется для определения самого вектора. Если в каждом ортонормальном базисе \mathbf{e}_i известна тройка чисел v_i , и с вращением базиса как целого он преобразуется согласно (2.4). тогда эта тройка компонент представляет инвариантный объект — вектор \mathbf{v} .

§ 3. Тензор и его компоненты

Kогда в каждом ортонормальном базисе \mathbf{e}_i имеем набор девяти ($3^2 = 9$) чисел B_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$), и этот набор преобразуется во время перехода к новому (повёрнутому) ортонормальному базису \mathbf{e}'_i как

$$B'_{ij} = \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}_m B_{mn} \mathbf{e}_n \cdot \mathbf{e}'_j = \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}_m \mathbf{e}'_j \cdot \mathbf{e}_n B_{mn} = o_{i'm} o_{j'n} B_{mn}, \quad (3.1)$$

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

Иными словами, тензор ${}^2\mathbf{B}$ проявляется в каждом базисе как совокупность своих компонент B_{ij} , меняющейся вместе с базисом согласно (3.1).

Ключевой пример тензора второй сложности — диада. Имея два вектора $\mathbf{a} = a_i \mathbf{e}_i$ и $\mathbf{b} = b_i \mathbf{e}_i$, в каждом базисе \mathbf{e}_i положим $d_{ij} \equiv a_i b_j$. Легко увидеть как компоненты d_{ij} преобразуются согласно (3.1):

$$a'_i = o_{i'm} a_m, \quad b'_j = o_{j'n} b_n \Rightarrow d'_{ij} = a'_i b'_j = o_{i'm} a_m o_{j'n} b_n = o_{i'm} o_{j'n} d_{mn}.$$

Получающийся тензор ${}^2\mathbf{d}$ называется диадным произведением (dyadic product) или просто диадой (dyad) и пишется как $\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}$ или \mathbf{ab} . Я выбираю запись “ ${}^2\mathbf{d} = \mathbf{ab}$ ”, без символа \otimes .

Когда какой-то бивалентный тензор ${}^2\mathbf{B}$ — диада $\beta\mathbf{b}$, его компоненты $B_{ij} = \beta_i b_j$ удовлетворяют равенству $B_{pq} B_{mn} = B_{mq} B_{pn}$, чтобы получить коммутативность умножения $\beta_p b_q \beta_m b_n = \beta_m b_q \beta_p b_n$. Здесь $p \neq m$, а иначе равенство становиться тождеством.

Существенный бивалентный тензор является единичный тензор (другие именования — единичная диада, тождественный тензор и метрический тензор). Пусть для любого отонормального (декартова, cartesian) базиса $E_{ij} \equiv e_i \cdot e_j = \delta_{ij}$. Это действительно компоненты тензора, (3.1) актуально: $E'_{mn} = o_{m'i} o_{n'j} E_{ij} = o_{m'i} o_{n'i} = \delta_{mn}$. Я пишу этот тензор как \mathbf{E} (другие популярные альтернативы — \mathbf{I} и ${}^2\mathbf{1}$).

Неизменяемость компонент при любом повороте делает тензор \mathbf{E} изотропным. Ненулевых (неисчезающих) изотропных векторов не бывает (все компоненты нулевого, или “исчезающего”, вектора $\mathbf{0}$ равны нулю в любом базисе).

Следующий пример относится к линейному преобразованию (линейному отображению) векторов.

Если $\mathbf{b} = b_i e_i$ есть линейная (сохраняющая сложение и умножение на число) функция от $\mathbf{a} = a_j e_j$, то $b_i = c_{ij} a_j$ в каждом базисе. Коэффициенты преобразования c_{ij} меняются, когда базисращается :

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

Оказывается, множество двухиндексных объектов c_{ij}, c'_{ij}, \dots , описывают одно и то же линейное отображение $\mathbf{a} \mapsto \mathbf{b}$, но в разных базисах, представляет один инвариантный объект — тензор второй сложности ${}^2\mathbf{c}$. И многие авторы книг вводят тензоры таким путём, посредством линейных отображений (линейных преобразований).

И последний пример — билинейная форма $F(\mathbf{a}, \mathbf{b}) = f_{ij} a_i b_j$, где f_{ij} — коэффициенты, a_i и b_j — компоненты векторных аргументов $\mathbf{a} = a_i e_i$ и $\mathbf{b} = b_j e_j$. Результат F инвариантен (независим от базиса) с преобразованием (3.1) для коэффициентов f_{ij} :

$$F' = f'_{ij} a'_i b'_j = f_{mn} \underbrace{a_m}_{o_{i'm}} \underbrace{b_n}_{o_{j'n}} = F \Leftrightarrow f'_{ij} = o_{i'm} o_{j'n} f_{mn}.$$

Если $f_{ij} = \delta_{ij}$, то $F = \delta_{ij} a_i b_j = a_i b_i$ — “•”-произведение (dot product, скалярное произведение) двух векторов. Когда оба аргумента одинаковые, такой однородный многочлен (полином)

второй степени (квадратный) от компонент одного вектора $F(\mathbf{a}, \mathbf{a}) = f_{ij} a_i a_j$ называется квадратичной формой.

Теперь о более сложных тензорах (валентности больше двух). Тензор третьей сложности ${}^3\mathbf{C}$ представляется совокупностью $3^3 = 27$ чисел C_{ijk} , меняющихся с поворотом базиса как

$$C'_{ijk} = \mathbf{e}'_i \cdot \mathbf{e}_p \mathbf{e}'_j \cdot \mathbf{e}_q \mathbf{e}'_k \cdot \mathbf{e}_r C_{pqr} = o_{i'p} o_{j'q} o_{k'r} C_{pqr}. \quad (3.2)$$

Первичный пример — триада от трёх векторов $\mathbf{a} = a_i \mathbf{e}_i$, $\mathbf{b} = b_j \mathbf{e}_j$ и $\mathbf{c} = c_k \mathbf{e}_k$

$$t_{ijk} \equiv a_i b_j c_k \Leftrightarrow {}^3\mathbf{t} = \mathbf{abc}.$$

Видно, что ортогональные преобразования (3.2) и (3.1) — результаты “повторения” векторного (2.4). Читатель легко составит преобразование компонент для тензора любой сложности и напишет соответствующую полиаду как пример.

Векторы с преобразованием (2.4) это тензоры первой сложности (моновалентные тензоры).

Наименее сложные объекты — скаляры или тензоры нулевой сложности. Скаляр это одно ($3^0 = 1$) число, которое не зависит от базиса: энергия, масса, температура и др. Но что такое компоненты, к примеру, вектора $\mathbf{v} = v_i \mathbf{e}_i$, $v_i = \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_i$? Если не скаляры, то что? Здесь не может быть простого ответа. В каждом отдельном базисе, \mathbf{e}_i — векторы и v_i — скаляры.

§ 4. Тензорная алгебра, или операции с тензорами

Целая тензорная алгебра может быть построена на только лишь пятёрке* операций (или действий). Этот раздел — как раз про них.

Равенство

Первое (или нулевое) это **равенство** “=”. Эта операция показывает, равен ли один тензор “слева” другому тензору “справа”. Тензоры

* Четвёрке без равенства.

могут быть равны лишь тогда, когда их сложности (валентности) одинаковы. Тензоры разных валентностей не могут быть равны или не равны.

$$\dots \quad (4.1)$$

....

Линейная комбинация

Следующая операция это **линейная комбинация**. Оно объединяет сложение и умножение на число (на скаляр, или, другим словом, шкалирование, scaling). Аргументы этой операции и результат — одинаковой сложности. Для пары тензоров

$$\lambda a_{ij\dots} + \mu b_{ij\dots} = c_{ij\dots} \Leftrightarrow \lambda \mathbf{a} + \mu \mathbf{b} = \mathbf{c}. \quad (4.2)$$

Здесь λ и μ — коэффициенты-скаляры; \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} — тензоры одной и той же сложности. Легко показать, что компоненты результата \mathbf{c} удовлетворяют ортогональному преобразованию типа (3.1).

Разложение вектора по какому-либо базису, то есть представление вектора суммой $\mathbf{v} = v_i \mathbf{e}_i$, есть не что иное как линейная комбинация векторов базиса \mathbf{e}_i с коэффициентами v_i .

Эта операция *линейная*, потому что только два атомарных вида движения возможны на линии: трансляция (движение вдоль прямой линии) и зеркальное отображение (движение в обратную сторону).

Умножение тензоров

Ещё одна операция — **умножение (тензорное произведение, прямое произведение)**. Оно принимает аргументы любых сложностей, возвращая результат суммарной сложности. Примеры:

$$\begin{aligned} v_i a_{jk} &= C_{ijk} \Leftrightarrow \mathbf{v}^2 \mathbf{a} = {}^3C, \\ a_{ij} B_{abc} &= D_{ijabc} \Leftrightarrow {}^2\mathbf{a} {}^3\mathbf{B} = {}^5D. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Преобразование совокупности компонент результата, такой как $C_{ijk} = v_i a_{jk}$, при повороте базиса — ортогональное, подобное (3.2),

поэтому тут нет сомнений, что такая совокупность это набор компонент тензора.

Первичный и ужё знакомый (по § 3) подвид умножения — диадное произведение двух векторов ${}^2\mathbf{A} = \mathbf{bc}$.

Свёртка

Четвёртая (или третья) операция называется **свёрткой (contraction)**. Оно применяется к бивалентным и более сложным тензорам. Это действие над одним тензором, без других “участников”. Грубо говоря, свёртывание тензора есть суммирование его компонент по какой-либо паре индексов. В результате сложность тензора уменьшается на два.

Для трёхвалентного тензора ${}^3\mathbf{D}$ возможны три свёртки. Они дают векторы \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} с компонентами

$$a_i = D_{kki}, \quad b_i = D_{kik}, \quad c_i = D_{ikk}. \quad (4.4)$$

Поворот базиса

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

показывает “тензорную природу” результата свёртки.

Для тензора второй сложности возможен лишь один вид свёртки. дающий скаляр, известный как “след (trace)”

$$\mathbf{B}_\bullet \equiv \text{trace } \mathbf{B} \equiv I(\mathbf{B}) = B_{kk}.$$

След единичного тензора (“свёртка дельты Kronecker’а”) равен размерности пространства

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

Жонглирование индексами, транспонирование

Последняя операция применима к одному тензору второй* и больших сложностей. Оно именуется как **перестановка индексов (index swap)**, **жонглирование индексами (index juggling)**,

* Транспонирование вектора не имеет смысла.

транспонирование (transposing). Из компонент тензора возникает новая совокупность с другой последовательностью индексов, а сложность результата остаётся той же. Для примера, трёхвалентный тензор 3D может дать тензоры 3A , 3B , 3C с компонентами

$$\begin{aligned} {}^3A &= {}^3D_{1\rightleftharpoons 2} \Leftrightarrow A_{ijk} = D_{jik}, \\ {}^3B &= {}^3D_{1\rightleftharpoons 3} \Leftrightarrow B_{ijk} = D_{kji}, \\ {}^3C &= {}^3D_{2\rightleftharpoons 3} \Leftrightarrow C_{ijk} = D_{ikj}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Для бивалентного тензора возможно лишь одно транспонирование : $A^\intercal \equiv A_{1\rightleftharpoons 2} = B \Leftrightarrow B_{ij} = A_{ji}$. Очевидно, $(A^\intercal)^\intercal = A$.

Для диадного произведения двух векторов, $\mathbf{ab} = \mathbf{ba}^\intercal$.

Комбинирование операций

Четыре представленные алгебраические операции ()действия могут быть скомбинированы в разных последовательностях.

Комбинация умножения (4.3) и свёртки (4.4) — “•”-произведение (dot product) — самая часто используемая. В прямой безиндексной записи это обозначается крупной точкой “•”, которая показывает свёртку по соседним (смежным) индексам :

$$\mathbf{a} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{c} \Leftrightarrow a_i = B_{ij}c_j, \quad \mathbf{A} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} \Leftrightarrow A_{ij} = B_{ik}C_{kj}. \quad (4.6)$$

Определяющее свойство единичного тензора — нейтральность (это “identity element”) для “•”-произведения (тензорного произведения с последующей свёрткой по соседним индексам)

$${}^n\mathbf{a} \cdot \mathbf{E} = \mathbf{E} \cdot {}^n\mathbf{a} = {}^n\mathbf{a} \quad \forall n > 0. \quad (4.7)$$

В (коммутативном) скалярном произведении двух векторов точка представляет то же самое : диадное произведение и последующую свёртку

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = (\mathbf{ab})_\bullet = a_i b_i = b_i a_i = (\mathbf{ba})_\bullet = \mathbf{b} \cdot \mathbf{a}. \quad (4.8)$$

А вот как множители “•”-произведения (dot product'a) двух тензоров второй сложности меняются местами

$$\begin{aligned} \mathbf{B} \cdot \mathbf{Q} &= (\mathbf{Q}^\top \cdot \mathbf{B}^\top)^\top \\ (\mathbf{B} \cdot \mathbf{Q})^\top &= \mathbf{Q}^\top \cdot \mathbf{B}^\top. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Для двух 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 бивалентного тензора

$$\mathbf{c} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{B}^\top \cdot \mathbf{c}, \quad \mathbf{B} \cdot \mathbf{c} = \mathbf{c} \cdot \mathbf{B}^\top. \quad (4.10)$$

Свёртка может повторяться для двух или более смежных индексов,

$$(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})_\bullet = \mathbf{A} \bullet \mathbf{B} = A_{ij} B_{ji}. \quad (4.11)$$

Двойная свёртка бивалентного тензора с единичной диадой даёт след

$$\mathbf{A} \bullet \mathbf{E} = \mathbf{E} \bullet \mathbf{A} = \mathbf{A}_\bullet = \text{trace } \mathbf{A} = A_{jj}. \quad (4.12)$$

Коммутативность гарантируется

$$\mathbf{A} \bullet \mathbf{B} = A_{ij} B_{ji} = B_{ji} A_{ij} = \mathbf{B} \bullet \mathbf{A} \quad (4.13)$$

для любых двух бивалентных тензоров \mathbf{A} и \mathbf{B} , свёртываемых дважды.

В других текстах двойная свёртка может быть написана “вертикально” как $\mathbf{A} : \mathbf{B}$. $\mathbf{A} : \mathbf{1} = \mathbf{1} : \mathbf{A}$ есть не что иное, как $\text{trace } \mathbf{A}$ или A_{ii} (4.12) в “:”- записи и $\mathbf{1}$ для единичного тензора. Чтобы ещё больше запутать читателя, такое двоеточие может обозначать или $\mathbf{A} : \mathbf{B} \stackrel{(1)}{=} A_{ij} B_{ji}$, или $\mathbf{A} : \mathbf{B} \stackrel{(2)}{=} A_{ij} B_{ij}$ с дополнительным транспонированием одного из тензоров. Но не волнуйтесь, в этой книге вы

можете встретить “ $:$ ”-произведение только в этом абзаце, и когда \mathbf{B} транспонируется, тогда это $\mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{B}^\top$. Или $\mathbf{A}^\top \mathbf{:} \mathbf{B}$, потому что они равны

$$\begin{aligned}\mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{B}^\top &= \mathbf{A}^\top \mathbf{:} \mathbf{B} = A_{ij} B_{ij}, \\ \mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{B} &= \mathbf{A}^\top \mathbf{:} \mathbf{B}^\top = A_{ij} B_{ji}.\end{aligned}\tag{4.14}$$

И как бонус, вот ещё полезные равенства для бивалентных тензоров

$$\begin{aligned}\mathbf{d} \cdot \mathbf{A} \cdot \mathbf{b} &= d_i A_{ij} b_j = \mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{b} \mathbf{d} = \mathbf{b} \mathbf{d} \mathbf{:} \mathbf{A} = b_j d_i A_{ij}, \\ \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \mathbf{:} \mathbf{E} &= A_{ij} B_{jk} \delta_{ki} = \mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{B}, \quad \mathbf{A} \cdot \mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{E} = \mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{A}, \\ \mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} &= \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \mathbf{:} \mathbf{C} = \mathbf{C} \mathbf{:} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = A_{ij} B_{jk} C_{ki}, \\ \mathbf{A} \mathbf{:} \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} \cdot \mathbf{D} &= \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \mathbf{:} \mathbf{C} \cdot \mathbf{D} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} \mathbf{:} \mathbf{D} \\ &= \mathbf{D} \mathbf{:} \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{C} = A_{ij} B_{jk} C_{kh} D_{hi}.\end{aligned}\tag{4.15}$$

§ 5. Полиадное представление (разложение)

Ранее в § 3 тензор был представлен как некий инвариантный объект, проявляющий себя в каждом базисе совокупностью чисел (компонент). Такое представление типично для большинства книг о тензорах. Индексная запись может быть удобна, особенно когда используются только прямоугольные координаты, но весьма часто это не так. И подходящий случай — *физика континуумов, упругих и не очень упругих*: ей нужен более изящный, более мощный и совершенный аппарат прямого тензорного исчисления, оперирующий с безиндексными инвариантными объектами.

Линейная комбинация вида $\mathbf{v} = v_i \mathbf{e}_i$ из (2.1) соединяет вектор \mathbf{v} с базисом \mathbf{e}_i и компонентами v_i вектора в том базисе. Есть ли похожее соотношение для тензора любой сложности?

Любой бивалентный тензор ${}^2\mathbf{B}$ имеет девять (3^2) компонент B_{ij} в каждом базисе. Число различных диад $\mathbf{e}_i \mathbf{e}_j$ для одного и того же базиса — тоже девять. Линейное комбинирование этих диад с коэффициентами B_{ij} даёт $B_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j$. Да, это тензор, как и любая

линейная комбинация тензоров. Но какие у него компоненты, и как такое представление меняется или не меняется с поворотом базиса?

Компоненты комбинации

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

суть компоненты тензора ${}^2\mathbf{B}$. И с поворотом базиса

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

Сомнения отпали: тензор второй сложности может быть представлен как линейная комбинация

$${}^2\mathbf{B} = B_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \quad (5.1)$$

— диадное разложение бивалентного тензора.

Для единичного тензора

$$\mathbf{E} = E_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = \delta_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i = \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2 \mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3 \mathbf{e}_3,$$

вот почему \mathbf{E} называется единичной диадой.

Используя полиадные представления типа (5.1), с тензорами намного проще обращаться:

$$\mathbf{v} \cdot {}^2\mathbf{B} = v_i \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j B_{jk} \mathbf{e}_k = v_i \delta_{ij} B_{jk} \mathbf{e}_k = v_i B_{ik} \mathbf{e}_k,$$

$$\mathbf{e}_i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_j = \mathbf{e}_i \cdot B_{pq} \mathbf{e}_p \mathbf{e}_q \cdot \mathbf{e}_j = B_{pq} \delta_{ip} \delta_{jq} = B_{ij} = {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j. \quad (5.2)$$

Последняя строчка здесь весьма интересна: компоненты тензора представлены через сам тензор. Ортогональное преобразование компонент с поворотом базиса (3.1) оказывается просто версией (5.2).

И любой тензор, любой сложности выше нуля, может быть разложен по базисным полиадам. Для трёхвалентного тензора

$$\begin{aligned} {}^3\mathbf{C} &= C_{ijk} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \mathbf{e}_k, \\ C_{ijk} &= {}^3\mathbf{C} \cdots \mathbf{e}_k \mathbf{e}_j \mathbf{e}_i = \mathbf{e}_i \cdot {}^3\mathbf{C} \cdots \mathbf{e}_k \mathbf{e}_j = \mathbf{e}_j \mathbf{e}_i \cdots {}^3\mathbf{C} \cdot \mathbf{e}_k. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Теперь весьма легко увидеть действительность свойства (4.7) — “единичность” тензора E :

$$\begin{aligned} {}^n\mathbf{a} &= a_{ij\dots q} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \dots \mathbf{e}_q, \quad E = \mathbf{e}_e \mathbf{e}_e \\ {}^n\mathbf{a} \cdot E &= a_{ij\dots q} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \dots \underbrace{\mathbf{e}_q \cdot \mathbf{e}_e}_{\delta_{eq}} \mathbf{e}_e = a_{ij\dots q} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \dots \mathbf{e}_q = {}^n\mathbf{a}, \\ E \cdot {}^n\mathbf{a} &= \mathbf{e}_e \mathbf{e}_e \cdot a_{ij\dots q} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \dots \mathbf{e}_q = a_{ij\dots q} \delta_{ei} \mathbf{e}_e \mathbf{e}_j \dots \mathbf{e}_q = {}^n\mathbf{a}. \end{aligned}$$

Полиадное представление связывает прямую и индексную записи воедино. Не стоит противопоставлять одно другому. Прямая запись компактна, изящна, она намного больше других подходит для конечных соотношений. Но, иногда, индексная запись тоже очень удобна, как это есть для громоздких манипуляций с тензорами.

§ 6. Матрицы, перестановки и определители

Матрицы это удобный инструмент для расположения элементов и для решения систем линейных уравнений.

Знает ли читатель, что матрицы иногда называют “массивами”? Кому-то нужны двумерные массивы? Матрицы могут быть представлены как таблицы полные строк и колонок. У любой матрицы одно и то же число элементов в каждой строке и одно и то же число элементов в каждой колонке. Прямоугольное расположение элементов, кому-нибудь? Матрицы полны чисел и выражений в строках и колонках. Колонка (столбец) располагает элементы вертикально сверху вниз, тогда как строка (ряд) располагает горизонтально слева направо.

Размерности матрицы

Матрицы бывают всех размеров, или “размерностей”.

По соглашению, чтобы избежать путаницы, строки перечисляются первыми, а колонки вторыми. Размерность матрицы пишется как число строк, затем знак умножения (“ \times ” используется чаще всего), а затем число колонок.

Вот примеры

$$\left[\begin{array}{ccc} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{array} \right]_{3 \times 3}$$

3 строки и 3 колонки
матрица 3×3
это “квадратная” матрица

число строк
такое же как и колонок

$$\left[\begin{array}{cccc} B_{11} & B_{12} & B_{13} & B_{14} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} & B_{24} \end{array} \right]_{2 \times 4}$$

2 строки и 4 колонки
размерность 2×4

$$\left[\begin{array}{c} C_{11} \\ C_{21} \\ C_{31} \end{array} \right]_{3 \times 1}$$

3 строки, 1 колонка
 3×1
“матрица-колонка”

матрица
лишь с одной колонкой

$$\left[\begin{array}{cccccc} D_{11} & D_{12} & D_{13} & D_{14} & D_{15} & D_{16} \end{array} \right]_{1 \times 6}$$

1 строка, 6 колонок
 1×6
“матрица-строка”

матрица
лишь с одной строкой

Матричная алгебра

Матричная алгебра включает линейные операции — сложение матриц и умножение на скаляр.

Размерность матрицы существенна для бинарных операций, то есть для операций с участием двух матриц.

Сложение или вычитание двух матриц возможно только если они имеют те же размеры.

Умножение матриц

.....

$$\left[\begin{array}{c} \mathcal{A} \end{array} \right] = \dots$$

.....

Матрица результата, известная как “матричное произведение”, имеет число строк первой матрицы-сомножителя и число колонок второй матрицы.

Квадратные матрицы

....

Матрицы и одномерные массивы

Два индекса таблицы — больше, чем единственный индекс одномерного массива. Из-за этого одномерный массив может быть представлен “вертикально” или “горизонтально”, либо как таблица строк в одну колонку

$$\begin{bmatrix} v_{11} \\ v_{21} \\ v_{31} \end{bmatrix},$$

либо как таблица колонок в одну строку

$$[h_{11} \ h_{12} \ h_{13}].$$

....

Символы чётности перестановки

Чтобы записывать перестановки, вводятся “символы чётности” e_{ijk} . Их часто связывают с именами Oswald'a Veblen'a и Tullio Levi-Civita'ы.

...

символы чётности перестановки через детерминант

$$e_{pqr} = e_{ijk} \delta_{pi} \delta_{qj} \delta_{rk} = e_{ijk} \delta_{ip} \delta_{jq} \delta_{kr},$$

$$e_{pqr} = \det \begin{bmatrix} \delta_{1p} & \delta_{1q} & \delta_{1r} \\ \delta_{2p} & \delta_{2q} & \delta_{2r} \\ \delta_{3p} & \delta_{3q} & \delta_{3r} \end{bmatrix} = \det \begin{bmatrix} \delta_{p1} & \delta_{p2} & \delta_{p3} \\ \delta_{q1} & \delta_{q2} & \delta_{q3} \\ \delta_{r1} & \delta_{r2} & \delta_{r3} \end{bmatrix}. \quad (6.1)$$

....

Определитель не чувствителен к транспонированию,

$$\det_{i,j} A_{ij} = \det_{i,j} A_{ji} = \det_{j,i} A_{ij}.$$

....

Определитель матричного произведения двух матриц равен произведению определителей каждой из этих матриц

$$\det_{i,k} B_{ik} \det_{k,j} C_{kj} = \det_{i,j} B_{ik} C_{kj} \quad (6.2)$$

$$e_{fgh} \det_{m,n} B_{m\textcolor{blue}{s}} C_{sn} = e_{pqr} B_{fi} C_{ip} B_{gj} C_{jq} B_{hk} C_{kr}$$

$$e_{fgh} \det_{m,s} B_{ms} = e_{ijk} B_{fi} B_{gj} B_{hk}$$

$$e_{ijk} \det_{s,n} C_{sn} = e_{pqr} C_{ip} C_{jq} C_{kr}$$

$$e_{fgh} e_{ijk} \det_{m,s} B_{ms} \det_{s,n} C_{sn} = e_{ijk} e_{pqr} B_{fi} B_{gj} B_{hk} C_{ip} C_{jq} C_{kr}$$

...

Есть следующее равенство

$$e_{ijk} e_{pqr} = \det \begin{bmatrix} \delta_{ip} & \delta_{iq} & \delta_{ir} \\ \delta_{jp} & \delta_{jq} & \delta_{jr} \\ \delta_{kp} & \delta_{kq} & \delta_{kr} \end{bmatrix} \quad (6.3)$$

○ Представляя символы чётности перестановки через определители (6.1), e_{ijk} по строкам и e_{pqr} по колонкам

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

$e_{ijk} e_{pqr}$ в левой части (6.3) предстаёт как произведение этих определителей. И тогда $\det(AB) = (\det A)(\det B)$ — определитель матричного произведения равен произведению определителей (6.2). В матрице-произведении элемент $[\dots]_{11}$ равен $\delta_{is}\delta_{ps} = \delta_{ip}$, совсем как в правой части (6.3); так же и для всех других элементов. ●

Свёртка (6.3) ведёт к полезным формулам

$$\begin{aligned} e_{ijk} e_{pqr} &= \det \begin{bmatrix} \delta_{ip} & \delta_{iq} & \delta_{ik} \\ \delta_{jp} & \delta_{jq} & \delta_{jk} \\ \delta_{kp} & \delta_{kq} & \delta_{kk} \end{bmatrix} = \det \begin{bmatrix} \delta_{ip} & \delta_{iq} & \delta_{ik} \\ \delta_{jp} & \delta_{jq} & \delta_{jk} \\ \delta_{kp} & \delta_{kq} & 3 \end{bmatrix} \\ &= 3\delta_{ip}\delta_{jq} + \delta_{iq}\delta_{jk}\delta_{kp} + \delta_{ik}\delta_{jp}\delta_{kq} - \delta_{ik}\delta_{jq}\delta_{kp} - 3\delta_{iq}\delta_{jp} - \delta_{ip}\delta_{jk}\delta_{kq} \\ &= 3\delta_{ip}\delta_{jq} + \delta_{iq}\delta_{jp} + \delta_{iq}\delta_{jp} - \delta_{ip}\delta_{jq} - 3\delta_{iq}\delta_{jp} - \delta_{ip}\delta_{jq} \\ &\qquad\qquad\qquad = \delta_{ip}\delta_{jq} - \delta_{iq}\delta_{jp}, \end{aligned}$$

$$e_{ijk}e_{pj} = \delta_{ip}\delta_{jj} - \delta_{ij}\delta_{jp} = 3\delta_{ip} - \delta_{ip} = 2\delta_{ip},$$

$$e_{ijk}e_{ijk} = 2\delta_{ii} = 6$$

или вкратце

$$e_{ijk}e_{pqk} = \delta_{ip}\delta_{jq} - \delta_{iq}\delta_{jp}, \quad e_{ijk}e_{pj} = 2\delta_{ip}, \quad e_{ijk}e_{ijk} = 6. \quad (6.4)$$

....

$$\det_{i,j} \delta_{ij} = 3$$

.....

Определитель компонент бивалентного тензора инвариантен, он не меняется с поворотом базиса

$$A'_{ij} = o_{i'm}o_{j'n}A_{mn}$$

....

§ 7. Векторное произведение

По привычным представлениям, “ \times ”-произведение (“cross product”, “векторное произведение”, иногда “oriented area product”) двух векторов есть вектор, идущий перпендикулярно плоскости сомножителей, длина которого равна площади параллелограмма, охватываемого сомножителями

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

Однако, “ \times ”-произведение — не вполне вектор, поскольку оно не полностью инвариантно.

Сомножители $c = \mathbf{a} \times \mathbf{b}$ определяют направление результата в пространстве, с точностью до знака рисунок 3.

Как только ты выбираешь как положительное “правостороннюю” или “левостороннюю” ориентацию пространства, одно направление из двух возможных, тогда результаты “ \times ”-произведений становятся полностью определёнными.

“Хиральный” значит асимметричный таким путём, что вещица и её зеркальный образ не совмещаются, a picture cannot be superposed on its mirror image by any combination of rotations and translations.

Объект хирален, если он отличим от своего зеркального образа.

Векторы обычно измеряются через какой-нибудь базис e_i . Они раскладываются на линейные комбинации вида $\mathbf{a} = a_i e_i$. Так что ориентация пространства эквивалентна ориентации последовательной тройки базисных векторов e_1, e_2, e_3 . Это означает, что последовательность базисных векторов становится значимой (для линейных комбинаций последовательность слагаемых ни на что не влияет).

Если два базиса состоят из разных последовательностей одних и тех же векторов, то ориентации этих базисов отличаются некоторой перестановкой.

Ориентация пространства есть (нечто вроде) асимметрии. Эта асимметрия делает невозможным повторение зеркалирования посредством любых вращений*

Псевдовектор это похожий на вектор объект, инвариантный при любом повороте. **

... put the figure here ...

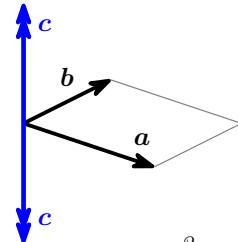


рисунок 3

* Применяя лишь повороты, невозможно заменить левую руку на правую руку. Но это возможно зеркалированием.

** Повороты не могут поменять ориентацию тройки векторов базиса, это возможно лишь через зеркалирование.

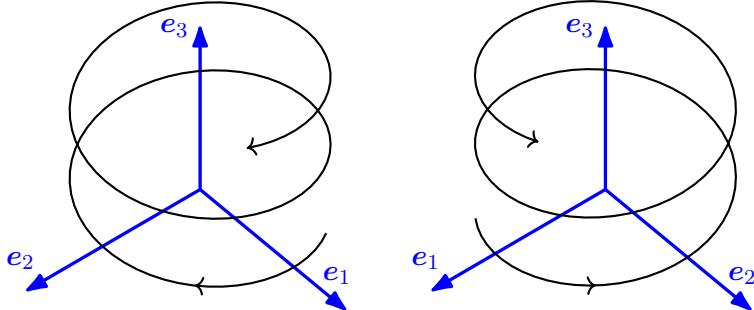


рисунок 4

Кроме редких случаев, зеркалирование изменяет направление полностью инвариантного (полярного) вектора.

Псевдовектор (аксиальный вектор), в отличие от полярного вектора, не меняет компоненту, ту что перпендикулярна плоскости зеркалирования, и оказывается перевёрнутым относительно полярных векторов и геометрии всего пространства. Это случается из-за того, что знак (и, соответственно, направление) каждого аксиально-го вектора меняется вместе с изменением знака “ \times ”-произведения — что соответствует зеркалированию.

Инаковость псевдовекторов сужает разнообразие формул: псевдовектор не складывается с вектором. Формула $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$ из кинематики абсолютно жёсткого недеформируемого тела корректна, поскольку $\boldsymbol{\omega}$ там — псевдовектор, и с векторным произведением два “псевдо” дают $(-1)^2 = 1$, взаимно компенсируя друг друга.

....

$$e_{ijk} = \pm \mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_j \cdot \mathbf{e}_k$$

$$e_{pqr} = \pm \mathbf{e}_p \times \mathbf{e}_q \cdot \mathbf{e}_r$$

с “ $-$ ” для “левой” тройки

...

Тензор чётности перестановок это объёмометрический тензор третьей сложности

$${}^3\epsilon = \epsilon_{ijk} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j \mathbf{e}_k, \quad \epsilon_{ijk} \equiv \mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_j \cdot \mathbf{e}_k \quad (7.1)$$

с компонентами ϵ_{ijk} , равными “тройным” (“смешанным”, “векторно-скалярным”) произведениям базисных векторов.

Абсолютная величина (модуль) всякой ненулевой компоненты ${}^3\epsilon$ равна объёму \sqrt{g} параллелепипеда, натянутого на базис. Для базиса e_i попарно перпендикулярных векторов единичной длины $\sqrt{g} = 1$.

Тензор ${}^3\epsilon$ изотропен, его компоненты постоянны и независимы от любого поворота базиса. Но зеркалирование — изменение ориентации тройки базисных векторов (перемена “направления винта”) — меняет знак ${}^3\epsilon$, так что это псевдотензор (аксиальный тензор).

Если $e_1 \times e_2 = e_3$ без знака “минус”, то базисная тройка e_i ориентирована положительно. Положительная ориентация (или “положительное направление”) выбирается по разным соображениям из двух возможных (рисунок 3). Для положительно ориентированной базисной тройки компоненты ${}^3\epsilon$ равны символам чётности перестановки $\epsilon_{ijk} = e_{ijk}$. Когда же $e_1 \times e_2 = -e_3$, тогда базисная тройка e_i ориентирована отрицательно, или “зеркально”. Для зеркальных троек $\epsilon_{ijk} = -e_{ijk}$ (а $e_{ijk} = -e_i \times e_j \cdot e_k$).

С тензором чётности перестановок ${}^3\epsilon$ возможно по-новому взглянуть на векторное “ \times ”-произведение:

$$\epsilon_{ijk} = e_i \times e_j \cdot e_k \Leftrightarrow e_i \times e_j = \epsilon_{ijk} e_k,$$

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times \mathbf{b} &= a_i e_i \times b_j e_j = a_i b_j e_i \times e_j = a_i b_j \epsilon_{ijk} e_k = \\ &= b_j a_i e_j e_i \cdots \epsilon_{mnk} e_m e_n e_k = \mathbf{b} \mathbf{a} \cdots {}^3\epsilon, \\ &= a_i \epsilon_{ijk} e_k b_j = -a_i \epsilon_{ikj} e_k b_j = -\mathbf{a} \cdot {}^3\epsilon \cdot \mathbf{b}. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Так что, векторное произведение не есть ещё одно новое, полностью отдельное действие. С тензором чётности перестановок оно сводится к четырём уже описанным (§ 4) и применимо к тензорам любой сложности.

“Векторное произведение” это всего лишь dot product — комбинация умножения и свёртки (§ 4) — с участием тензора ${}^3\epsilon$. Такие комбинации возможны с любыми тензорами :

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times {}^2\mathbf{B} &= a_i e_i \times B_{jk} e_j e_k = \underbrace{a_i B_{jk}}_{-a_i \in \text{inj } B_{jk}} \epsilon_{ijn} e_n e_k = -\mathbf{a} \cdot {}^3\epsilon \cdot {}^2\mathbf{B}, \\ {}^2\mathbf{C} \times \mathbf{db} &= C_{ij} e_i e_j \times d_p b_q e_p e_q = e_i C_{ij} d_p \underbrace{\epsilon_{jpk}}_{-\epsilon_{pjk} = -\epsilon_{jpk}} e_k b_q e_q = \\ &= -{}^2\mathbf{Cd} \cdot {}^3\epsilon \mathbf{b} = -{}^2\mathbf{C} \cdot {}^3\epsilon \cdot \mathbf{db}, \end{aligned}$$

$$\mathbf{E} \times \mathbf{E} = e_i e_i \times e_j e_j = \underbrace{-\epsilon_{ijk} e_i e_j e_k}_{+\epsilon_{ijk} e_i e_k e_j} = -{}^3\epsilon. \quad (7.3)$$

Последнее равенство связывает изотропный тензор второй сложности и изотропный тензор третьей сложности.

Обобщая на все тензоры ненулевой сложности

$${}^n\boldsymbol{\xi} \times {}^m\boldsymbol{\zeta} = -{}^n\boldsymbol{\xi} \cdot {}^3\epsilon \cdot {}^m\boldsymbol{\zeta} \quad \forall {}^n\boldsymbol{\xi}, {}^m\boldsymbol{\zeta} \quad \forall n > 0, m > 0. \quad (7.4)$$

Когда один из операндов — единичный (метрический) тензор, из (7.4) и (4.7) для $\forall {}^n\boldsymbol{\Upsilon} \forall n > 0$

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \times {}^n\boldsymbol{\Upsilon} &= -\mathbf{E} \cdot {}^3\epsilon \cdot {}^n\boldsymbol{\Upsilon} = -{}^3\epsilon \cdot {}^n\boldsymbol{\Upsilon}, \\ {}^n\boldsymbol{\Upsilon} \times \mathbf{E} &= -{}^n\boldsymbol{\Upsilon} \cdot {}^3\epsilon \cdot \mathbf{E} = -{}^n\boldsymbol{\Upsilon} \cdot {}^3\epsilon. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Векторное произведение двух векторов не коммутативно, но антисимметрично :

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times \mathbf{b} &= \mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{E}) = (\mathbf{a} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{b} = \underbrace{-\mathbf{ab} \cdot {}^3\epsilon}_{\epsilon_{jik} = \epsilon_{kji} \Rightarrow a_i b_j \epsilon_{jik} e_k = \epsilon_{kji} a_i b_j e_k} = -{}^3\epsilon \cdot \mathbf{ab}, \\ \mathbf{b} \times \mathbf{a} &= \mathbf{b} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{E}) = (\mathbf{b} \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{a} = -\mathbf{ba} \cdot {}^3\epsilon = -{}^3\epsilon \cdot \mathbf{ba}, \\ \mathbf{a} \times \mathbf{b} &= -\mathbf{ab} \cdot {}^3\epsilon = \mathbf{ba} \cdot {}^3\epsilon \Rightarrow \mathbf{a} \times \mathbf{b} = -\mathbf{b} \times \mathbf{a}. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Для любого бивалентного тензора ${}^2\mathbf{B}$ и любого вектора \mathbf{a}

$$\begin{aligned} {}^2\mathbf{B} \times \mathbf{a} &= e_i B_{ij} e_j \times a_k e_k = -e_i B_{ij} a_k e_k \times e_j \\ &= (-a_k e_k \times e_j B_{ij} e_i)^\top = -(\mathbf{a} \times {}^2\mathbf{B}^\top)^\top, \end{aligned} \quad (7.7)$$

и лишь для единичной диады и вектора “ \times ”-произведение коммутативно

$$\begin{aligned} \epsilon_{ijk} = \epsilon_{kij} &\Rightarrow \epsilon_{ijk} a_k e_i e_j = a_k \epsilon_{kij} e_i e_j \\ -\mathbf{E} \times \mathbf{a} &= \overbrace{^3\epsilon \cdot \mathbf{a}} = \mathbf{a} \cdot \overbrace{^3\epsilon} = -\mathbf{a} \times \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (7.8)$$

плюс как частный случай (7.7)

$$\mathbf{E} \times \mathbf{a} = -(\mathbf{a} \times \mathbf{E}^\top)^\top = -(\mathbf{a} \times \mathbf{E})^\top. \quad (7.9)$$

Первая из формул (6.4) даёт следующее представление для двойного “ \times ”-произведения

$$\begin{aligned} \mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) &= a_i e_i \times \epsilon_{pjq} b_p c_q e_j = \epsilon_{kij} \epsilon_{pqj} a_i b_p c_q e_k = \\ &= (\delta_{kp} \delta_{iq} - \delta_{kq} \delta_{ip}) a_i b_p c_q e_k = a_i b_k c_i e_k - a_i b_i c_k e_k = \\ &= \mathbf{a} \cdot \mathbf{c}\mathbf{b} - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}\mathbf{c} = \mathbf{a} \cdot (\mathbf{c}\mathbf{b} - \mathbf{b}\mathbf{c}) = \mathbf{a} \cdot \mathbf{c}\mathbf{b} - \mathbf{c}\mathbf{b} \cdot \mathbf{a}. \end{aligned} \quad (7.10)$$

По другой интерпретации, dot product диады и вектора не коммутативен : $\mathbf{b}\mathbf{d} \cdot \mathbf{c} \neq \mathbf{c} \cdot \mathbf{b}\mathbf{d}$, и разница может быть изображена как
 $\mathbf{b}\mathbf{d} \cdot \mathbf{c} - \mathbf{c} \cdot \mathbf{b}\mathbf{d} = \mathbf{c} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{d})$. (7.11)

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

$$(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{c} = -\mathbf{c} \times (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{c} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{a})$$

Тем же путём выводится

$$(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{c} = (\mathbf{b}\mathbf{a} - \mathbf{a}\mathbf{b}) \cdot \mathbf{c} = \mathbf{b}\mathbf{a} \cdot \mathbf{c} - \mathbf{a}\mathbf{b} \cdot \mathbf{c}. \quad (7.12)$$

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

$$\begin{aligned} (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \times \mathbf{E} &= \epsilon_{ijk} a_i b_j e_k \times e_n e_n = a_i b_j \epsilon_{ijk} \epsilon_{knq} e_q e_n = \\ &= a_i b_j (\delta_{in} \delta_{jq} - \delta_{iq} \delta_{jn}) e_q e_n = a_i b_j e_j e_i - a_i b_j e_i e_j = \\ &= \mathbf{b}\mathbf{a} - \mathbf{a}\mathbf{b}, \end{aligned} \quad (7.13)$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{a} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{E}) &= (\mathbf{a} \cdot {}^3\epsilon) \cdot (\mathbf{b} \cdot {}^3\epsilon) = \\ &= a_i \epsilon_{ipn} e_p e_n \cdot b_j \epsilon_{jsk} e_s e_k = a_i b_j \epsilon_{ipn} \epsilon_{nkj} e_p e_k = \\ &= a_i b_j (\delta_{ik} \delta_{pj} - \delta_{ij} \delta_{pk}) e_p e_k = a_i b_j e_j e_i - a_i b_i e_k e_k = \\ &= \mathbf{b}\mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}\mathbf{E}. \end{aligned} \quad (7.14)$$

Наконец, прямое отношение между изотропными тензорами второй и третьей сложностей

$${}^3\epsilon \bullet {}^3\epsilon = e_i \in_{ijk} \in_{kjn} e_n = -2 \delta_{in} e_i e_n = -2 E. \quad (7.15)$$

§ 8. Симметричные и кососимметричные тензоры

Тензор, который не изменяется при перестановке какой-либо пары своих индексов, называется симметричным для той пары индексов. А когда перестановка какой-нибудь пары индексов меняет знак “+/-” тензора, тогда этот тензор называется антисимметричным или косо-симметричным для той пары индексов.

Как пример, тензор чётности перестановок ${}^3\epsilon$ (7.1) антисимметричен для любой и каждой пары индексов, он — полностью (совершенно, абсолютно) кососимметричен.

Тензор второй сложности B симметричен, когда $B = B^\top$. Если транспонирование меняет знак тензора, то есть $A^\top = -A$, то тензор A кососимметричен (антисимметричен).

Сумма бивалентного тензора C с транспонированным C^\top всегда симметрична: $(C + C^\top)^\top = C^\top + C = C + C^\top \forall C$, тогда как разность $(C - C^\top)^\top = C^\top - C = -(C - C^\top)$ всегда $\forall C$ антисимметрична.

Обозначая

$$C^S \equiv \frac{1}{2}(C + C^\top), \quad C^A \equiv \frac{1}{2}(C - C^\top) \quad (8.1)$$

— симметричная C^S и антисимметричная C^A части какого-нибудь бивалентного тензора C , любой бивалентный тензор может быть представлен как сумма этих частей

$$C = C^S + C^A, \quad C^\top = C^S - C^A. \quad (8.2)$$

Для диады

$$cd = \frac{1}{2}(cd + dc) + \frac{1}{2}(cd - dc).$$

Произведение $C^S \cdot D^S$ двух симметричных тензоров C^S и D^S симметрично не всегда, но лишь когда $D^S \cdot C^S = C^S \cdot D^S$, ведь по (4.9) $(C^S \cdot D^S)^T = D^S \cdot C^S$.

С (7.8) и (7.9), косая симметрия “ \times ”-произведения для единичной диады и вектора очевидна

$$\begin{aligned} (\mathbf{E} \times \mathbf{a})^T &= (\mathbf{e}_j \mathbf{e}_j \times a_i \mathbf{e}_i)^T = (-\mathbf{e}_j a_i \mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_j)^T = -a_i \mathbf{e}_i \times \mathbf{e}_j \mathbf{e}_j \\ &= -\mathbf{a} \times \mathbf{E} = -\mathbf{E} \times \mathbf{a} = (\mathbf{a} \times \mathbf{E})^T. \end{aligned} \quad (8.3)$$

В поисках случая, когда бивалентный тензор A может быть представлен всего одним вектором a , таким путём, что действие вектора a на другие объекты в точности как действие бивалентного A на те же объекты, возможно есть шанс найти такой $A = A(a)$, чтобы для $\forall^n \xi \ \forall n > 0$

$$\begin{aligned} b &= A \cdot {}^n \xi \Leftrightarrow a \times {}^n \xi = b \quad \forall b, \\ d &= {}^n \xi \cdot A \Leftrightarrow {}^n \xi \times a = d \quad \forall d \end{aligned}$$

или, словами, “ \cdot ”-произведение бивалентного A и какого-нибудь другого тензора ${}^n \xi$ равно “ \times ”-произведению псевдовектора a и того же тензора ${}^n \xi$.

Отношение $a \mapsto A$ может быть получено из (4.7) и (7.5)

$$\begin{aligned} A &= A \cdot E = a \times E = -a \cdot {}^3 \epsilon, \\ A &= E \cdot A = E \times a = -{}^3 \epsilon \cdot a. \end{aligned} \quad (8.4)$$

Или, копаясь в компонентах,

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

и похожим путём из ${}^n \xi \cdot A = {}^n \xi \times a$ следует $A = -{}^3 \epsilon \cdot a$.

(Псевдо)вектор \mathbf{a} иногда именуется как “сопутствующий” или “компаньон (companion)” для тензора \mathbf{A} .

К компонентам

$$\mathbf{A} = -{}^3\epsilon \cdot \mathbf{a}$$

$$A_{ij}\mathbf{e}_i\mathbf{e}_j = -\epsilon_{ijk}\mathbf{e}_i\mathbf{e}_j a_k$$

$$A_{ij}(a_k) : A_{ij} = -\epsilon_{ijk} a_k$$

или, записанное как матрица,

$$\begin{aligned} \left[\begin{array}{ccc} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{array} \right]_{3 \times 3} &= \left[\begin{array}{ccc} 0 & -\epsilon_{123} a_3 & -\epsilon_{132} a_2 \\ -\epsilon_{213} a_3 & 0 & -\epsilon_{231} a_1 \\ -\epsilon_{312} a_2 & -\epsilon_{321} a_1 & 0 \end{array} \right] \\ &= \left[\begin{array}{ccc} 0 & -a_3 & a_2 \\ a_3 & 0 & -a_1 \\ -a_2 & a_1 & 0 \end{array} \right]. \end{aligned}$$

То, что бивалентный $\mathbf{A} = \mathbf{a} \times \mathbf{E} = \mathbf{E} \times \mathbf{a}$ кососимметричен было ясно со времени (8.3). В трёхмерном пространстве у любого антисимметричного тензора второй сложности только три независимых компонента из 9: $A_{ij} = -A_{ji}$ и $A_{jj} = 0$.

Уникальность \mathbf{a} для уникального \mathbf{A} , то есть если $\mathbf{a}' \times \mathbf{E} = \mathbf{A}$ и $\mathbf{a}'' \times \mathbf{E} = \mathbf{A}$ (или $\mathbf{a}' \times \mathbf{E} - \mathbf{a}'' \times \mathbf{E} = \mathbf{A} - \mathbf{A}$), то $\mathbf{a}' = \mathbf{a}''$ или $\mathbf{a}' - \mathbf{a}'' = \mathbf{0}$

$$\begin{aligned} (\mathbf{a}' - \mathbf{a}'') \times \mathbf{E} &= {}^2\mathbf{0} \\ (\mathbf{a}' - \mathbf{a}'') \cdot {}^3\epsilon &= \mathbf{0} \cdot {}^3\epsilon \end{aligned}$$

следует из равных нулей $\mathbf{0} \cdot {}^3\epsilon = {}^2\mathbf{0}$ и **уникальности результата “•”-произведения** ($\mathbf{b} \cdot \mathbf{c} = \mathbf{d} \cdot \mathbf{c}$, $\mathbf{c} \neq \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{b} = \mathbf{d}$, включая $\mathbf{b} \cdot \mathbf{c} = \mathbf{0} \cdot \mathbf{c}$, $\mathbf{c} \neq \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{b} = \mathbf{0}$). Для $\mathbf{a} = \mathbf{0}$, $\mathbf{A}(\mathbf{0}) = \mathbf{0} \times \mathbf{E} = {}^2\mathbf{0}$.

✓ \mathbf{a} уникален для \mathbf{A}

А вот про обратное соотношение $\mathbf{A} \mapsto \mathbf{a}$: $\mathbf{a} = \mathbf{a}(\mathbf{A})$. По (7.15), единичная диада \mathbf{E} через ${}^3\epsilon$

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{2} {}^3\epsilon \cdot {}^3\epsilon,$$

и это нейтрально (4.7) для “•”-произведения

$$\mathbf{a} = \underbrace{\mathbf{a} \cdot \left(-\frac{1}{2} {}^3\epsilon \bullet {}^3\epsilon \right)}_{-1/2 a_a \in_{abc} \in_{cbm} e_m} = \underbrace{\left(-\frac{1}{2} {}^3\epsilon \bullet {}^3\epsilon \right) \bullet \mathbf{a}}_{-1/2 e_h \in_{hij} \in_{jik} a_k}$$

или без скобок

$$\mathbf{a} = -\frac{1}{2} {}^3\epsilon \bullet {}^3\epsilon \bullet \mathbf{a} = -\frac{1}{2} \mathbf{a} \bullet {}^3\epsilon \bullet {}^3\epsilon.$$

Бивалентный \mathbf{A} может быть введён сюда как в (8.4),
 $-\mathbf{A} = \mathbf{a} \bullet {}^3\epsilon = {}^3\epsilon \bullet \mathbf{a}$, и тогда

$$\mathbf{a}(\mathbf{A}) = \frac{1}{2} \mathbf{A} \bullet {}^3\epsilon = \frac{1}{2} {}^3\epsilon \bullet \mathbf{A}. \quad (8.5)$$

$$a_i \mathbf{e}_i = \frac{1}{2} A_{jk} \in_{kji} \mathbf{e}_i = \frac{1}{2} \in_{ikj} A_{jk} \mathbf{e}_i,$$

$$a_i = \frac{1}{2} \in_{ikj} A_{jk} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \in_{123} A_{32} + \in_{132} A_{23} \\ \in_{213} A_{31} + \in_{231} A_{13} \\ \in_{312} A_{21} + \in_{321} A_{12} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} A_{32} - A_{23} \\ A_{13} - A_{31} \\ A_{21} - A_{12} \end{bmatrix}.$$

$$-2a_1 = \overbrace{\in_{123} \in_{321} a_1}^{(+1)} \overbrace{-A_{32}}^{(-1)} + \overbrace{\in_{132} \in_{231} a_1}^{(-1)} \overbrace{-A_{23}}^{(+1)}$$

$$-2a_2 = \overbrace{\in_{213} \in_{312} a_2}^{-1} \overbrace{-A_{31}}^{+1} + \overbrace{\in_{231} \in_{132} a_2}^{+1} \overbrace{-A_{13}}^{-1}$$

$$-2a_3 = \overbrace{\in_{312} \in_{213} a_3}^{(+1)} \overbrace{-A_{21}}^{(-1)} + \overbrace{\in_{321} \in_{123} a_3}^{(-1)} \overbrace{-A_{12}}^{(+1)}$$

$$\mathbf{a}' \times \mathbf{E} = \mathbf{A}' \text{ и } \mathbf{a}'' \times \mathbf{E} = \mathbf{A}''$$

PROVE IT \mathbf{A} уникален для \mathbf{a} **PROVE IT**

Существует PROVE THAT ONLY FOR SKEWSYMMETRIC $\forall A = A^A$ IT IS BIJECTION биекция* между антисимметричными бивалентными тензорами и (псевдо)векторами. Компоненты косо-симметричного тензора полностью описываются тремя числами xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx

.....

В общем, вот биекция $A \leftrightarrow a$

$$A(a) = -a \cdot {}^3\epsilon = a \times E = -{}^3\epsilon \cdot a = E \times a, \quad (8.6^{A(a)})$$

$$a(A) = \frac{1}{2} A \cdot {}^3\epsilon = \frac{1}{2} {}^3\epsilon \cdot A. \quad (8.6^{a(A)})$$

Легко запомнить, “псевдовекторный инвариант” A_x происходит из оригинального тензора A заменой диадного произведения на векторное произведение

$$\begin{aligned} A_x &\equiv A_{ij} e_i \times e_j = -A \cdot {}^3\epsilon, \\ A_x = (a \times E)_x &= -2a, \quad a = -\frac{1}{2} A_x = -\frac{1}{2} (a \times E)_x. \end{aligned} \quad (8.7)$$

Объяснение:

$$\begin{aligned} a \times E &= -\frac{1}{2} A_x \times E = -\frac{1}{2} A_{ij} (\underbrace{e_i \times e_j}_{\in_{ijn} e_n}) \times e_k e_k \\ &= -\frac{1}{2} A_{ij} \underbrace{\delta_{jp} \delta_{ik} - \delta_{ip} \delta_{jk}}_{\in_{nij} \in_{nkp}} e_p e_k = -\frac{1}{2} A_{ij} (e_j e_i - e_i e_j) \\ &= -\frac{1}{2} (A^\top - A) = A^A = A. \end{aligned}$$

Сопутствующий вектор может быть введён для любого бивалентного тензора. Но только антисимметричная часть даёт здесь вклад: $C^A = -\frac{1}{2} C_x \times E$.

Для симметричного тензора сопутствующий вектор нулевой :

$$B_x = 0 \Leftrightarrow B = B^\top = B^S.$$

* “биективное отношение”, “взаимно обратимое отображение”, “соответствие один-к-одному”

С (8.7) разложение какого-либо тензора \mathbf{C} на симметричную и антисимметричную части выглядит как

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}^S - \frac{1}{2} \mathbf{C}_\times \times \mathbf{E}. \quad (8.8)$$

Для диады

$$(7.13) \Rightarrow (\mathbf{c} \times \mathbf{d}) \times \mathbf{E} = \mathbf{d}\mathbf{c} - \mathbf{c}\mathbf{d} = -2\mathbf{c}\mathbf{d}^A, \quad (\mathbf{c}\mathbf{d})_\times = \mathbf{c} \times \mathbf{d},$$

и её разложение

$$\mathbf{c}\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\mathbf{c}\mathbf{d} + \mathbf{d}\mathbf{c}) - \frac{1}{2}(\mathbf{c} \times \mathbf{d}) \times \mathbf{E}. \quad (8.9)$$

§ 9. Полярное разложение

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

...

Пример. Polar decompose tensor $\mathbf{C} = C_{ij} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j$, где \mathbf{e}_k это попарно перпендикулярные единичные векторы и C_{ij} это компоненты тензора.

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

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

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

$$\mathbf{C} = \mathbf{O} \cdot \mathbf{S}_{\mathbf{R}}, \quad \mathbf{O}^T \cdot \mathbf{C} = \mathbf{S}_{\mathbf{R}}$$

$$\mathbf{C} = \mathbf{S}_{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{O}, \quad \mathbf{C} \cdot \mathbf{O}^T = \mathbf{S}_{\mathbf{L}}$$

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

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

...

§ 10. Собственные векторы и собственные числа

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

$${}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a} = \eta \mathbf{a}, \quad \mathbf{a} \neq \mathbf{0} \quad (10.1)$$

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

то η называется собственным числом (или характеристическим значением, eigenvalue) тензора ${}^2\mathbf{B}$, а ось (направление) собственного вектора \mathbf{a} называется его характеристической осью (или направлением).

В компонентах это задача на собственные значения для матрицы. Однородная система линейных уравнений $(B_{ij} - \eta \delta_{ij}) a_j = 0$ имеет ненулевое решение, если определитель матрицы компонент

$$\det_{i,j} (B_{ij} - \eta \delta_{ij})$$

равен нулю:

$$\det \begin{bmatrix} B_{11} - \eta & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} - \eta & B_{23} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} - \eta \end{bmatrix} = -\eta^3 + {}_{\text{chaI}}\eta^2 - {}_{\text{chaII}}\eta + {}_{\text{chaIII}} = 0; \quad (10.2)$$

$${}_{\text{chaI}} = \text{trace } {}^2\mathbf{B} = B_{kk} = B_{11} + B_{22} + B_{33},$$

$${}_{\text{chaII}} = B_{11}B_{22} - B_{12}B_{21} + B_{11}B_{33} - B_{13}B_{31} + B_{22}B_{33} - B_{23}B_{32},$$

$${}_{\text{chaIII}} = \det {}^2\mathbf{B} = \det_{i,j} B_{ij} = e_{ijk} B_{1i} B_{2j} B_{3k} = e_{ijk} B_{i1} B_{j2} B_{k3}.$$

(10.3)

Корни характеристического уравнения (10.2) — собственные числа — не зависят от базиса и потому инвариантны.

Коэффициенты (10.3) тоже не зависят от базиса; они называются первым, вторым и третьим характеристическими инвариантами тензора. Первый инвариант ${}_{\text{chaI}}$ это след. Он был описан ранее в § 4. Второй характеристический инвариант ${}_{\text{chaII}}$ это след при соединённой (взаимной, adjugate) матрицы — транспонированной $????$ (матрицы алгебраических дополнений)

$$\text{cha}\Pi({}^2\mathbf{B}) \equiv \text{trace}(\text{adj } B_{ij})$$

(тяжеловато, да). Или

$$\text{cha}\Pi({}^2\mathbf{B}) \equiv \frac{1}{2} \left[({}^2\mathbf{B}_\bullet)^2 - {}^2\mathbf{B} \cdot {}^2\mathbf{B} \right] = \frac{1}{2} \left[(B_{kk})^2 - B_{ij}B_{ji} \right].$$

И третий инвариант $\text{cha}\Pi$ это определитель (детерминант) матрицы компонент тензора: $\text{cha}\Pi({}^2\mathbf{B}) \equiv \det {}^2\mathbf{B}$.

Это относится ко всем тензорам второй сложности. Кроме того, в случае симметричного тензора истинно следующее:

1° Собственные значения симметричного бивалентного тензора — действительные числа.

2° Характеристические оси (направления) для различных собственных значений ортогональны друг другу.

○ Первое утверждение доказывается от противного. Если η — комплексный корень (10.2), соответствующий собственному вектору \mathbf{a} , то сопряжённое число $\bar{\eta}$ тоже будет корнем (10.2). Соответствует ему собственный вектор $\bar{\mathbf{a}}$ с сопряжёнными компонентами. И тогда

$$(10.1) \Rightarrow (\bar{\mathbf{a}} \cdot) {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a} = \eta \mathbf{a}, \quad (\mathbf{a} \cdot) {}^2\mathbf{B} \cdot \bar{\mathbf{a}} = \bar{\eta} \bar{\mathbf{a}} \Rightarrow \bar{\mathbf{a}} \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \bar{\mathbf{a}} = (\eta - \bar{\eta}) \mathbf{a} \cdot \bar{\mathbf{a}}.$$

Здесь слева — 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 действительное число.

Так же просто выглядит доказательство 2°:

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

Если корни характеристического уравнения (собственные числа) различны, то собственные векторы единичной длины $\boldsymbol{\alpha}_i$ составляют ортонормальный базис. Каковы же компоненты тензора в таком базисе?

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

$${}^2\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\alpha}_k \boldsymbol{\alpha}_k = \sum_k \eta_k \boldsymbol{\alpha}_k \boldsymbol{\alpha}_k$$

Для общего случая $B_{ij} = \mathbf{e}_i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_j$. В базисе $\boldsymbol{\alpha}_1, \boldsymbol{\alpha}_2, \boldsymbol{\alpha}_3$ взаимно перпендикулярных единичной длины $\boldsymbol{\alpha}_i \cdot \boldsymbol{\alpha}_j = \delta_{ij}$ собственных векторов симметричного тензора

$$\begin{aligned} B_{11} &= \boldsymbol{\alpha}_1 \cdot (\eta_1 \boldsymbol{\alpha}_1 \boldsymbol{\alpha}_1 + \eta_2 \boldsymbol{\alpha}_2 \boldsymbol{\alpha}_2 + \eta_3 \boldsymbol{\alpha}_3 \boldsymbol{\alpha}_3) \cdot \boldsymbol{\alpha}_1 = \eta_1, \\ B_{12} &= \boldsymbol{\alpha}_1 \cdot (\eta_1 \boldsymbol{\alpha}_1 \boldsymbol{\alpha}_1 + \eta_2 \boldsymbol{\alpha}_2 \boldsymbol{\alpha}_2 + \eta_3 \boldsymbol{\alpha}_3 \boldsymbol{\alpha}_3) \cdot \boldsymbol{\alpha}_2 = 0, \\ &\dots \end{aligned}$$

Матрица компонент диагональна и ${}^2\mathbf{B} = \sum_i \eta_i \boldsymbol{\alpha}_i \boldsymbol{\alpha}_i$. Да, здесь — суммирование по трём повторяющимся индексам, ведь используется особенный базис.

Переход к случаю совпадения собственных значений может быть получен подсчётом предела. Если $\eta_2 \rightarrow \eta_1$, то любая линейная комбинация векторов \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 в пределе удовлетворяет уравнению (10.1). И тогда любая ось в плоскости $(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2)$ становится собственной.

Когда же все три собственных числа совпадают, то любая ось в пространстве собственная. Тогда ${}^2\mathbf{B} = \eta \mathbf{E}$, такие тензоры называются изотропными или “шаровыми”.

Коллекции инвариантов симметричного бивалентного тензора

....
“Алгебраические” инварианты

...
“Характеристические” инварианты. Это — коэффициенты характеристического уравнения (10.2) задачи на собственные значения (10.1).

.....
“Исследовательские” инварианты

...
“Гармонические” инварианты

...

$\overbrace{\quad}^{\mathbf{E}}$

§ 11. Повороты тензорами поворота

Соотношение между двумя “правыми” (или двумя “левыми”) ортогональными базисами \mathbf{e}_i и $\mathring{\mathbf{e}}_i$ может быть описано двухиндексным массивом, представленным в виде матрицы (§ 2, § 6)

$$\mathbf{e}_i = \mathbf{e}_i \cdot \underbrace{\mathring{\mathbf{e}}_j \mathring{\mathbf{e}}_j}_{\mathbf{E}} = o_{ij}^{\circ} \mathring{\mathbf{e}}_j, \quad o_{ij}^{\circ} \equiv \mathbf{e}_i \cdot \mathring{\mathbf{e}}_j$$

(“матрицы косинусов”).

Также, поворот тензора может быть описан другим тензором, называемым тензором поворота \mathbf{O}

$$\mathbf{e}_i = \mathbf{e}_j \underbrace{\mathring{\mathbf{e}}_j \cdot \mathring{\mathbf{e}}_i}_{\delta_{ji}} = \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{e}}_i, \quad \mathbf{O} \equiv \mathbf{e}_j \mathring{\mathbf{e}}_j = \mathbf{e}_1 \mathring{\mathbf{e}}_1 + \mathbf{e}_2 \mathring{\mathbf{e}}_2 + \mathbf{e}_3 \mathring{\mathbf{e}}_3. \quad (11.1)$$

Компоненты \mathbf{O} и в начальном $\mathring{\mathbf{e}}_i$, и в повёрнутом \mathbf{e}_i базисах одни и те же

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{O} \cdot \mathbf{e}_j &= \underbrace{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_k}_{\delta_{ik}} \mathring{\mathbf{e}}_k \cdot \mathbf{e}_j = \mathring{\mathbf{e}}_i \cdot \mathbf{e}_j, \\ \mathring{\mathbf{e}}_i \cdot \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{e}}_j &= \mathring{\mathbf{e}}_i \cdot \mathbf{e}_k \underbrace{\mathring{\mathbf{e}}_k \cdot \mathring{\mathbf{e}}_j}_{\delta_{kj}} = \mathring{\mathbf{e}}_i \cdot \mathbf{e}_j. \end{aligned} \quad (11.2)$$

Эти компоненты представляют матрицу косинусов $o_{ji}^{\circ} = \mathring{\mathbf{e}}_i \cdot \mathbf{e}_j$

$$\mathbf{O} = o_{ji}^{\circ} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = o_{ji}^{\circ} \mathring{\mathbf{e}}_i \mathring{\mathbf{e}}_j.$$

Spatial transformations are distinguished into active or alibi transformations, and passive or alias transformations. An active transformation is a transformation which actually changes the physical position (alibi, elsewhere) of objects, which can be defined in the absence of a coordinate system; whereas a passive transformation (alias, other name) is merely a change in the coordinate system in which the object is described (change of coordinates, or change of basis).

Тензор \mathbf{O} соотносит два вектора, “до поворота” $\vec{r} = \rho_i \mathring{\mathbf{e}}_i$ и “после поворота” $\mathbf{r} = \rho_i \mathbf{e}_i$. Компоненты $\rho_i = \text{constant}$ одинаковы и для \mathbf{r} в повёрнутом базисе \mathbf{e}_i , и для \vec{r} в неподвижном базисе $\mathring{\mathbf{e}}_i$. Так что

тензор поворота описывает вращение вектора вместе с базисом. И поскольку $e_i = e_j \overset{\circ}{e}_j \cdot \overset{\circ}{e}_i \Leftrightarrow \rho_i e_i = e_j \overset{\circ}{e}_j \cdot \rho_i \overset{\circ}{e}_i$, то

$$\mathbf{r} = \mathbf{O} \cdot \overset{\circ}{\mathbf{r}} \quad (11.3)$$

(это формула поворота Rodrigues'a*).

Для тензора второй сложности $\overset{\circ}{\mathbf{C}} = C_{ij} \overset{\circ}{e}_i \overset{\circ}{e}_j$ поворот в текущую позицию $\mathbf{C} = C_{ij} e_i e_j$ выглядит как

$$e_i C_{ij} e_j = e_i \overset{\circ}{e}_i \cdot \overset{\circ}{e}_p C_{pq} \overset{\circ}{e}_q \cdot \overset{\circ}{e}_j e_j \Leftrightarrow \mathbf{C} = \mathbf{O} \cdot \overset{\circ}{\mathbf{C}} \cdot \mathbf{O}^T. \quad (11.4)$$

Существенное свойство тензора поворота — ортогональность — выражается как

$$\underbrace{\mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T}_{e_i \overset{\circ}{e}_i \quad \overset{\circ}{e}_j e_j} = \underbrace{\mathbf{O}^T \cdot \mathbf{O}}_{\overset{\circ}{e}_i e_i \quad e_j \overset{\circ}{e}_j} = \underbrace{\mathbf{E}}_{\overset{\circ}{e}_i \overset{\circ}{e}_i}, \quad (11.5)$$

то есть транспонированный тензор совпадает с обратным тензором : $\mathbf{O}^T = \mathbf{O}^{-1} \Leftrightarrow \mathbf{O} = \mathbf{O}^{-T}$.

Ортогональный тензор сохраняет длины и углы (“метрику”), потому что он не меняет “•”-произведение векторов

$$(\mathbf{O} \cdot \mathbf{a}) \cdot (\mathbf{O} \cdot \mathbf{b}) = \mathbf{a} \cdot \mathbf{O}^T \cdot \mathbf{O} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}. \quad (11.6)$$

Для всех ортогональных тензоров $(\det \mathbf{Q})^2 = 1$:

$$1 = \det \mathbf{E} = \det (\mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}^T) = (\det \mathbf{Q}) (\det \mathbf{Q}^T) = (\det \mathbf{Q})^2.$$

Тензор поворота это ортогональный тензор с $\det \mathbf{O} = +1$.

Но не только лишь тензоры поворота обладают свойством ортогональности. Когда в (11.1) первый базис “левый”, а второй

* **Olinde Rodrigues.** Des lois géométriques qui régissent les déplacements d'un système solide dans l'espace, et de la variation des coordonnées provenant de ces déplacements considérés indépendants des causes qui peuvent les produire. *Journal de mathématiques pures et appliquées*, tome 5 (1840), pages 380–440.

“правый”, тогда это комбинация вращения и зеркалирования (“rotoreflection”) $\mathbf{O} = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{O}$ с $\det(-\mathbf{E} \cdot \mathbf{O}) = -1$.

У любого бивалентного тензора в трёхмерном (3D) пространстве как минимум одно некомплексное (действительное, real) собственное число — корень (10.2). Для тензора поворота оно равно единице

$$\mathbf{O} \cdot \mathbf{a} = \eta \mathbf{a} \Rightarrow \eta \mathbf{a} \cdot \eta \mathbf{a} = \overbrace{\mathbf{a} \cdot \mathbf{O}^\top \cdot \mathbf{O}}^{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{a} = \mathbf{a} \cdot \mathbf{a} \Rightarrow \eta^2 = 1.$$

Соответствующий собственный вектор называется осью поворота. Теорема Euler'a о конечном повороте (теорема вращения Euler'a) и есть про то, что такая ось существует. Если \mathbf{k} — единичный вектор той оси, а ϑ — конечный угол поворота, то тензор поворота представим как

$$\mathbf{O}(\mathbf{k}, \vartheta) = \mathbf{E} \cos \vartheta + \mathbf{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta + \mathbf{k}\mathbf{k} (1 - \cos \vartheta). \quad (11.7)$$

Доказывается эта формула так. Во время поворота \mathbf{k} не меняется ($\mathbf{O} \cdot \mathbf{k} = \mathbf{k}$), поэтому на оси поворота $\mathring{\mathbf{e}}_3 = \mathbf{e}_3 = \mathbf{k}$. В перпендикулярной плоскости (рисунок 5) $\mathring{\mathbf{e}}_1 = \mathbf{e}_1 \cos \vartheta - \mathbf{e}_2 \sin \vartheta$, $\mathring{\mathbf{e}}_2 = \mathbf{e}_1 \sin \vartheta + \mathbf{e}_2 \cos \vartheta$. Составляя тензор $\mathbf{O} = \mathbf{e}_i \mathring{\mathbf{e}}_i \Rightarrow (11.7)$.

Из (11.7) и (11.3) следует формула поворота Rodrigues'a в параметрах \mathbf{k} и ϑ :

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

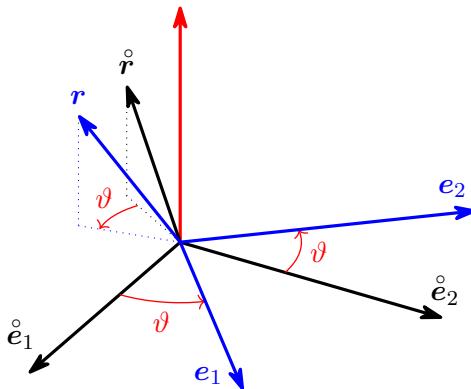
В параметрах конечного поворота транспонирование (которое здесь также и обращение) тензора \mathbf{O} эквивалентно перемене направления поворота — знака угла ϑ

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

$$\overset{\circ}{e}_i = \overset{\circ}{e}_i \cdot e_j e_j$$

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

$$\overset{\circ}{e}_3 = e_3 = k$$



$$\begin{bmatrix} \overset{\circ}{e}_1 \cdot e_1 & \overset{\circ}{e}_1 \cdot e_2 & \overset{\circ}{e}_1 \cdot e_3 \\ \overset{\circ}{e}_2 \cdot e_1 & \overset{\circ}{e}_2 \cdot e_2 & \overset{\circ}{e}_2 \cdot e_3 \\ \overset{\circ}{e}_3 \cdot e_1 & \overset{\circ}{e}_3 \cdot e_2 & \overset{\circ}{e}_3 \cdot e_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \vartheta & \cos(\pi/2 + \vartheta) & \cos \pi/2 \\ \cos(\pi/2 - \vartheta) & \cos \vartheta & \cos \pi/2 \\ \cos \pi/2 & \cos \pi/2 & \cos 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \vartheta & -\sin \vartheta & 0 \\ \sin \vartheta & \cos \vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned}\overset{\circ}{e}_1 &= e_1 \cos \vartheta - e_2 \sin \vartheta \\ \overset{\circ}{e}_2 &= e_1 \sin \vartheta + e_2 \cos \vartheta \\ \overset{\circ}{e}_3 &= e_3 = k\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mathbf{O} &= e_1 \overset{\circ}{e}_1 + e_2 \overset{\circ}{e}_2 + e_3 \overset{\circ}{e}_3 = \\ &= \underbrace{\frac{e_1 \overset{\circ}{e}_1}{e_1 e_1 \cos \vartheta - e_1 e_2 \sin \vartheta}}_{\mathbf{k}\mathbf{k}} + \underbrace{\frac{e_2 \overset{\circ}{e}_2}{e_2 e_1 \sin \vartheta + e_2 e_2 \cos \vartheta}}_{\mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i = \epsilon_{3ij} \mathbf{e}_j \mathbf{e}_i} + \underbrace{\frac{e_3 \overset{\circ}{e}_3}{k k}}_{= 1} = \\ &= (\mathbf{E} \cos \vartheta - \underbrace{\mathbf{e}_3 \mathbf{e}_3 \cos \vartheta}_{\mathbf{k}\mathbf{k}}) + \underbrace{(\mathbf{e}_2 \mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2)}_{\mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i = \epsilon_{3ij} \mathbf{e}_j \mathbf{e}_i} \sin \vartheta + \mathbf{k}\mathbf{k} = \\ &= \mathbf{E} \cos \vartheta + \mathbf{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta + \mathbf{k}\mathbf{k}(1 - \cos \vartheta)\end{aligned}$$

рисунок 5
“Конечный поворот”

Пусть теперь тензор поворота меняется со временем, $\mathbf{O} = \mathbf{O}(t)$. Производная по времени* (весь $\dot{\mathbf{e}}_i = \mathbf{constant}$ — начальные (неподвижные) базисные векторы со временем не меняются)

$$\dot{\mathbf{O}} = (\mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i)^{\bullet} = \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i, \quad \dot{\mathbf{e}}_i = \dot{\mathbf{O}} \cdot \dot{\mathbf{e}}_i. \quad (11.8)$$

Для единичного вектора \mathbf{e} , который не меняет длину $\mathbf{e} \cdot \mathbf{e} = 1^2 = \text{constant}$, и производная $\dot{\mathbf{e}}$ ортогональна (перпендикулярна) ему

$$(\mathbf{e} \cdot \mathbf{e})^{\bullet} = \dot{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{e} + \mathbf{e} \cdot \dot{\mathbf{e}} = 0 \Rightarrow \dot{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{e} = 0. \quad (11.9)$$

Дифференцирование тождества ортогональности (11.5) по времени даёт

$$\dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T + \mathbf{O} \cdot \dot{\mathbf{O}}^T = {}^2\mathbf{0}. \quad (11.10)$$

Тогда как $\dot{\mathbf{O}}$ соотносит производные $\dot{\mathbf{e}}_i$ векторов нового (повёрнутого) базиса с начальной (неподвижной) триадой $\dot{\mathbf{e}}_i$, тензор

$$\dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T = \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i \cdot \dot{\mathbf{e}}_j \mathbf{e}_j = \dot{\mathbf{e}}_i \mathbf{e}_i$$

или транспонированный $\mathbf{O} \cdot \dot{\mathbf{O}}^T = \mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i \cdot \dot{\mathbf{e}}_j \dot{\mathbf{e}}_j = \mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i = (\dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T)^T$ (4.9) соотносит производные $\dot{\mathbf{e}}_i$ векторов повёрнутого базиса с самими повёрнутыми базисными векторами \mathbf{e}_i .

(Псевдо)вектор угловой скорости

Псевдовектор угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$ происходит из тензор поворота \mathbf{O} таким путём. Обозначая $\boldsymbol{\Omega} \equiv \dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T = \dot{\mathbf{e}}_i \mathbf{e}_i$ и $\boldsymbol{\Omega}^T = \mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \mathbf{O} \cdot \dot{\mathbf{O}}^T$ в (11.10), оно превращается в $\boldsymbol{\Omega} + \boldsymbol{\Omega}^T = {}^2\mathbf{0}$. Так, тензор угловой скорости $\boldsymbol{\Omega} \equiv \dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T$ оказался антисимметричным. Тогда, согласно (8.6^{A(a)}), он может быть представлен через сопутствующий вектор как $\dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{E} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T$. То есть

$$\dot{\mathbf{O}} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{O} \quad \text{или} \quad \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i \Rightarrow \dot{\mathbf{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_i \quad (11.11)$$

* Используются различные записи для обозначения производной по времени. В добавок к записи Leibniz'a dx/dt , очень популярна запись “точка сверху” Newton'a \dot{x} .

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{O}} &\equiv \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \dot{\mathbf{e}}_1 \dot{\mathbf{e}}_1 + \dot{\mathbf{e}}_2 \dot{\mathbf{e}}_2 + \dot{\mathbf{e}}_3 \dot{\mathbf{e}}_3 \\ \dot{\mathbf{O}} &\equiv \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \dot{\mathbf{e}}_1 \dot{\mathbf{e}}_1 + \dot{\mathbf{e}}_2 \dot{\mathbf{e}}_2 + \dot{\mathbf{e}}_3 \dot{\mathbf{e}}_3 \\ \dot{\mathbf{O}} &\equiv \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \dot{\mathbf{e}}_1 \dot{\mathbf{e}}_1 + \dot{\mathbf{e}}_2 \dot{\mathbf{e}}_2 + \dot{\mathbf{e}}_3 \dot{\mathbf{e}}_3 \\ \dot{\mathbf{O}}^T &\equiv \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \dot{\mathbf{e}}_1 \dot{\mathbf{e}}_1 + \dot{\mathbf{e}}_2 \dot{\mathbf{e}}_2 + \dot{\mathbf{e}}_3 \dot{\mathbf{e}}_3\end{aligned}$$

и по (8.7)

$$\boldsymbol{\omega} \equiv -\frac{1}{2}(\dot{\boldsymbol{O}} \cdot \boldsymbol{O}^T)_{\times} = -\frac{1}{2}\boldsymbol{\Omega}_{\times} = -\frac{1}{2}\dot{\boldsymbol{e}}_i \times \boldsymbol{e}_i = \frac{1}{2}\boldsymbol{e}_i \times \dot{\boldsymbol{e}}_i. \quad (11.12)$$

Помимо этого общего представления (псевдо)вектора $\boldsymbol{\omega}$, есть и другие. Как, для примера, через два параметра конечного поворота.

Производная $\dot{\boldsymbol{O}}$ в параметрах конечного поворота в самом широком случае, когда оба параметра — и единичный вектор \boldsymbol{k} , и угол ϑ — переменны во времени, есть

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

Находим

$$\begin{aligned} \dot{\boldsymbol{O}} \cdot \boldsymbol{O}^T &= (\dot{\boldsymbol{O}}^S + \dot{\boldsymbol{O}}^A) \cdot (\boldsymbol{O}^S - \boldsymbol{O}^A) \\ &= \dot{\boldsymbol{O}}^S \cdot \boldsymbol{O}^S + \dot{\boldsymbol{O}}^A \cdot \boldsymbol{O}^S - \dot{\boldsymbol{O}}^S \cdot \boldsymbol{O}^A - \dot{\boldsymbol{O}}^A \cdot \boldsymbol{O}^A, \end{aligned}$$

используя

$$\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{k} = 1 = \text{constant} \Rightarrow \boldsymbol{k} \cdot \dot{\boldsymbol{k}} + \dot{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{k} = 0 \Leftrightarrow \dot{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k} \cdot \dot{\boldsymbol{k}} = 0,$$

$$\boldsymbol{k} \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k} \boldsymbol{k}, \quad \dot{\boldsymbol{k}} \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} = \dot{\boldsymbol{k}} \boldsymbol{k}, \quad \boldsymbol{k} \dot{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} = {}^20,$$

$$(\boldsymbol{k} \boldsymbol{k} - \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k} = 0, \quad (\boldsymbol{k} \boldsymbol{k} - \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} = {}^20,$$

$$\boldsymbol{k} \cdot (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) = (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{k} = 0, \quad \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} \cdot (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) = (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} = {}^20,$$

$$(\boldsymbol{k} \boldsymbol{k} - \boldsymbol{E}) \cdot (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) = -\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E},$$

$$(\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{b} = \boldsymbol{a} \times (\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{b}) = \boldsymbol{a} \times \boldsymbol{b} \Rightarrow (\dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} = \dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{k} \boldsymbol{k},$$

$$(7.14) \Rightarrow (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) \cdot (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) = \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} - \boldsymbol{E}, \quad (\dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{E}) \cdot (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) = \boldsymbol{k} \dot{\boldsymbol{k}} - \dot{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{E},$$

$$(7.13) \Rightarrow \dot{\boldsymbol{k}} \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k} \dot{\boldsymbol{k}} = (\boldsymbol{k} \times \dot{\boldsymbol{k}}) \times \boldsymbol{E}, \quad (\dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{k}) \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k} (\dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{k}) = \boldsymbol{k} \times (\dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{k}) \times \boldsymbol{E}$$

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

$$\begin{aligned}
& \dot{\boldsymbol{O}}^A \cdot \boldsymbol{O}^S = \\
&= (\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{E} \dot{\vartheta} \cos^2 \vartheta + (\dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \\
&\quad + (\overline{\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E}}) \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} \dot{\vartheta} \cos \vartheta (1 - \cos \vartheta) + (\dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{E}) \cdot \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\
&= \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E} \dot{\vartheta} \cos^2 \vartheta + \dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \dot{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{k} \boldsymbol{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \dot{\boldsymbol{O}}^S \cdot \boldsymbol{O}^A = \\
& = (\mathbf{k}\mathbf{k} - \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \sin \vartheta + (\mathbf{k}\dot{\mathbf{k}} + \dot{\mathbf{k}}\mathbf{k}) (1 - \cos \vartheta) \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \sin \vartheta = \\
& = \overline{\mathbf{k}\mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E})} \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta - \mathbf{E} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta + \left(\mathbf{k}\dot{\mathbf{k}} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \dot{\mathbf{k}}\mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \right) \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\
& \quad = -\mathbf{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta + \mathbf{k}\dot{\mathbf{k}} \times \mathbf{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta),
\end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned}
\dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T &= \dot{\mathbf{O}}^S \cdot \mathbf{O}^S + \dot{\mathbf{O}}^A \cdot \mathbf{O}^S - \dot{\mathbf{O}}^S \cdot \mathbf{O}^A - \dot{\mathbf{O}}^A \cdot \mathbf{O}^A = \\
&= (kk - E) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta + k \dot{k} \cos \vartheta - \cancel{k \dot{k}} \cos^2 \vartheta + \cancel{k} (1 - \cos \vartheta) + \\
&\quad + \cancel{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \cos^2 \vartheta + \cancel{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \cancel{k} \times \cancel{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) + \\
&\quad + \cancel{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} \sin^2 \vartheta - \cancel{k} \dot{k} \times \cancel{k} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) - (kk - E) \dot{\vartheta} \sin \vartheta \cos \vartheta - \cancel{k \dot{k}} \sin^2 \vartheta = \\
&= \cancel{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + (\cancel{k} \dot{k} - \cancel{k} \dot{k}) (1 - \cos \vartheta) + \cancel{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + (\cancel{k} \times \cancel{k} \dot{k} - \cancel{k} \dot{k} \times \cancel{k}) \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\
&= \cancel{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + \cancel{k} \times \cancel{k} \times \mathbf{E} (1 - \cos \vartheta) + \cancel{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + \cancel{k} \times (\cancel{k} \times \cancel{k}) \times \mathbf{E} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) = \\
&= \cancel{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + \cancel{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta \cos \vartheta + (\cancel{k} \dot{k} \cdot \cancel{k} - \cancel{k} \dot{k} \cdot \cancel{k}) \times \mathbf{E} \sin \vartheta (1 - \cos \vartheta) + \cancel{k} \times \cancel{k} \times \mathbf{E} (1 - \cos \vartheta) = \\
&= \cancel{k} \times \mathbf{E} \dot{\vartheta} + \cancel{k} \times \mathbf{E} \sin \vartheta + \cancel{k} \times \cancel{k} \times \mathbf{E} (1 - \cos \vartheta).
\end{aligned}$$

Этот результат, подставленный в определение (11.12) псевдовектора ω , даёт

$$\omega = \mathbf{k}\dot{\vartheta} + \dot{\mathbf{k}}\sin\vartheta + \mathbf{k} \times \dot{\mathbf{k}}(1 - \cos\vartheta). \quad (11.13)$$

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 (11.2). Поскольку $\mathbf{O} = o_{ji}^{\circ} \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_j$, $\mathbf{O}^T = o_{ij}^{\circ} \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_j$, а векторы начального базиса $\dot{\mathbf{e}}_i = \text{constant}$, то

$$\dot{\mathbf{O}} = \dot{o}_{ji}^{\circ} \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_j, \quad \dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^T = \dot{o}_{ni}^{\circ} o_{nj}^{\circ} \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_j,$$

$$\omega = -\frac{1}{2} \dot{o}_{ni}^{\circ} o_{nj}^{\circ} \dot{\mathbf{e}}_i \times \dot{\mathbf{e}}_j = \frac{1}{2} \epsilon_{jik} o_{nj}^{\circ} \dot{o}_{ni}^{\circ} \dot{\mathbf{e}}_k. \quad (11.14)$$

Already presented formulas are repeated here

$$(11.11) \Rightarrow \dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i = \omega \times \mathbf{e}_i \dot{\mathbf{e}}_i \Rightarrow \dot{\mathbf{e}}_i = \omega \times \mathbf{e}_i,$$

$$(11.12) \Rightarrow \omega = -\frac{1}{2} (\dot{\mathbf{e}}_i \dot{\mathbf{e}}_i \cdot \dot{\mathbf{e}}_j \mathbf{e}_j)_X = -\frac{1}{2} (\dot{\mathbf{e}}_i \mathbf{e}_i)_X = \frac{1}{2} \mathbf{e}_i \times \dot{\mathbf{e}}_i. \quad (11.15)$$

...

Варьируя тождество (11.5), получим $\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T = -\mathbf{O} \cdot \delta \mathbf{O}^T$. Этот тензор антисимметричен, и потому выражается через свой сопутствующий вектор $\delta \mathbf{o}$ как $\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{E}$. Приходим к соотношениям

$$\delta \mathbf{O} = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{O}, \quad \delta \mathbf{o} = -\frac{1}{2} (\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T)_X, \quad (11.16)$$

аналогичным (11.12). Вектор бесконечно малого поворота $\delta \mathbf{o}$ это не “вариация \mathbf{o} ”, но единый символ (в отличие от $\delta \mathbf{O}$).

Малый поворот определяется вектором $\delta \mathbf{o}$, но и конечный поворот тоже возможно представить как вектор.

...

§ 12. Повороты кватернионами

Другой путь описать поворот (вращение) в трёхмерном пространстве — использовать кватернионы. Между тем, они очень популярны для компьютерной графики.

Кватернионы были изобретены William'ом Rowan'ом Hamilton'ом в 1843*.

.....

Комплексные числа

$$p, q \in \mathbb{C}$$

$$\begin{aligned} p &= e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \sin \varphi \\ q &= e^{i\psi} = \cos \psi + i \sin \psi \end{aligned}$$

the composition of two rotations

$$pq = e^{i\varphi} e^{i\psi} = e^{i(\varphi+\psi)}$$

$$\begin{aligned} e^{i(\varphi+\psi)} &= \cos(\varphi+\psi) + i \sin(\varphi+\psi) \\ e^{i\varphi} e^{i\psi} &= (\cos \varphi + i \sin \varphi)(\cos \psi + i \sin \psi) \\ &= (\cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi) \\ &\quad + i(\sin \varphi \cos \psi + \cos \varphi \sin \psi) \end{aligned}$$

from there also follows

$$\cos(\varphi+\psi) = \cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi$$

$$\sin(\varphi+\psi) = \sin \varphi \cos \psi + \cos \varphi \sin \psi$$

Если читатель сомневается, что умножение двух экспоненцирований $e^{i\varphi} e^{i\psi}$ и экспоненцирование суммы аргументов $e^{i(\varphi+\psi)}$ равны

* *On Quaternions; or on a new System of Imaginaries in Algebra* William'a Rowan'a Hamilton'a появилась в 18 публикациях в журнале 'The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science' в томах xxv–xxxvi Зей серии, 1844–1850.

$$e^{i\varphi} e^{i\psi} = e^{i(\varphi+\psi)},$$

то вот вполне убедительное доказательство этого с использованием линейности дифференцирования.

○ Сперва́, я определяю, что такое экспоненцирование e^w , иногда записываемое как $\exp(w)$ (w для “что бы это ни было”, нечто совершенно любого вида).

e^w — это такая и только такая функция дифференциал $d(e^w)$ которой есть $e^w dw$. Когда для какой-либо функции $\overset{\text{omnino}}{\underset{\text{aliquid}}{\mapsto}} f$ дифференциал df равен $fd(\overset{\text{omnino}}{\underset{\text{aliquid}}{\mapsto}})$, тогда такая функция есть экспоненцирование — $\exp(\overset{\text{omnino}}{\underset{\text{aliquid}}{\mapsto}})$.

Дифференциал произведения функций может быть найден как

$$d(f_1 f_2) = (df_1)f_2 + f_1(df_2)$$

— (Leibniz'a) “правило произведения (product rule)”. Для двух экспоненцирований (воображаемая единица i постоянна, поэтому $di = 0$ и $\forall \xi d(i\xi) = (di)\xi + i(d\xi) = id\xi$)

$$\begin{aligned} d(e^{i\varphi} e^{i\psi}) &= (de^{i\varphi})e^{i\psi} + e^{i\varphi}(de^{i\psi}) \\ &= e^{i\varphi}d(i\varphi)e^{i\psi} + e^{i\varphi}e^{i\psi}d(i\psi) = e^{i\varphi}e^{i\psi}i(d\varphi + d\psi). \end{aligned}$$

Для экспоненцирования суммы аргументов, дифференциал есть

$$d(e^{i(\varphi+\psi)}) = e^{i(\varphi+\psi)}id(\varphi + \psi).$$

.....



.....

All rotations are “группа” в смысле теории групп в абстрактной алгебре.

Évariste Galois

permutations are group too

Группа $\{\mathcal{G}, “\circ”\}$ это множество \mathcal{G} с бинарной операцией “ \circ ”, где (i) “ \circ ” ассоциативна, $(h \circ g) \circ f = h \circ (g \circ f)$ для любых $h, g, f \in \mathcal{G}$, (ii) \mathcal{G} имеет двухсторонний тождественный элемент, $\exists e \in \mathcal{G}: g \circ e = e \circ g = g \ \forall g \in \mathcal{G}$, и (iii) каждый элемент \mathcal{G} имеет обратный элемент, $\forall g \in \mathcal{G} \ \exists g^{-1}: g \circ g^{-1} = g^{-1} \circ g = e$.

Group operation “ \circ ” can be commutative or non-commutative. A group with a commutative operation is called коммутативная группа, или абелева группа. If there exists at least one pair of elements $a, b \in \mathcal{G}$ for which $a \circ b \neq b \circ a$, then this group is non-abelian (non-commutative).

Поле $\{\mathcal{F}, "+", *\}$ это множество \mathcal{F} с двумя бинарными операциями “ $+$ ” and “ $*$ ”, когда (i) $\{\mathcal{F}, "+\}$ — коммутативная группа, $a + b = b + a \forall a, b \in \mathcal{F}$, с “аддитивным” тождественным $e_0 \in \mathcal{F}$, (ii) $\{\mathcal{F} \setminus e_0, *\}$ — коммутативная группа, $a * b = b * a \forall a, b \in \mathcal{F} \setminus e_0$, с “мультиплективным” тождественным $e_1 \in \mathcal{F} \setminus e_0$ ($e_1 \neq e_0$), $a, b \in \mathcal{F} \setminus e_0 \Rightarrow a * b \neq e_0$ для $\forall a \neq e_0$ и $\forall b \neq e_0$ (iii)

.....

Two imaginary units $j \neq i$

$$(a + bi)(c + dj) = ac + cbi + adj + bdij$$

By introducing third imaginary unit $k : ij = k$

$$i^2 = j^2 = k^2 = ijk = -1. \quad (12.1)$$

and making multiplication not commutative but anticommutative

$$ij = k = -ji, \quad jk = i = -kj, \quad ki = j = -ik, \quad (12.2)$$

meet quaternions.

In fact there's only two different imaginary units, and a third one is there just for short notation ($k = ij$), say they're only i и j , $i^2 = j^2 = -1$, $i \neq j$, and a quaternion is $q = a + bi + cj + dij$, with the really-easy-to-memorize equalities for multiplication $jj = i$, $iji = j$ and obvious $ijj = -i$, $iji = -j$, from there follows the anticommutativity itself, $ji = -ij$.

The following are absolutely the same, just a result of denoting $k = ij$, $ijij = ijk = k^2$ and the “really-easy-to-memorize” are derivable as well $ijij = (iji)j = j^2 = i(jij) = i^2$.

...

§ 13. Вариации

Дальше в этой книге довольно часто будет использоваться операция варьирования. Она похожа на дифференцирование.

Вариации видятся как бесконечно малые смещения, совместимые с ограничениями (“связями”). Если ограничений для переменной x нет, то вариации δx совершенно случайны. Но когда

$$y \mapsto x : x = x(y)$$

это функция некоторого независимого аргумента y , тогда

$$\delta x = x'(y) \delta y.$$

Вариации похожи на дифференциалы. Как пример, для δx и δy как вариаций x и y , с конечными u и v , $u\delta x + v\delta y = \delta w$ пишется даже когда δw это не вариация w . В таком случае δw это одиночный символ.

Разумеется, если $u = u(x, y)$, $v = v(x, y)$ и $\partial_x v = \partial_y u$ ($\frac{\partial}{\partial x} v = \frac{\partial}{\partial y} u$), то сумма $\delta w = u\delta x + v\delta y$ будет вариацией некой w .

Варьируя тождество (11.5), мы получаем

$$\delta O \cdot O^\top = -O \cdot \delta O^\top.$$

Этот тензор антисимметричен, и потому представляется через свой сопутствующий псевдовектор δo как

$$\delta O \cdot O^\top = \delta o \times E.$$

Мы имеем следующие отношения

$$\delta O = \delta o \times O, \quad \delta o = -\frac{1}{2}(\delta O \cdot O^\top)_x, \quad (13.1)$$

похожие на (11.12). Вектор δo бесконечно малого поворота это не “вариация o ”, но один символ.

Бесконечно малый поворот определяется вектором δo , но конечный поворот тоже возможно представить как вектор

...

§14. Полярное разложение

Любой тензор второй сложности \mathbf{F} с $\det F_{ij} \neq 0$, то есть не сингулярный тензор, может быть разложен как

...

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

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

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

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

$$\mathbf{C} = \mathbf{O} \cdot \mathbf{S}_{\mathbf{R}}, \quad \mathbf{O}^T \cdot \mathbf{C} = \mathbf{S}_{\mathbf{R}}$$

$$\mathbf{C} = \mathbf{S}_{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{O}, \quad \mathbf{C} \cdot \mathbf{O}^T = \mathbf{S}_{\mathbf{L}}$$

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

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

...

§ 15. В косоугольном базисе

До сих пор использовался базис из трёх взаимно перпендикулярных единичных векторов e_i . Однако, такой базис — не единственно возможный. Любые линейно независимые (некомпланарные) векторы a_i могут быть взяты как базисные.

Тогда, некий вектор v может быть представлен как линейная комбинация базисных векторов a_i со скалярными множителями v^i

$$v = v^i a_i. \quad (15.1)$$

Соглашение о суммировании обретает новые положения: индекс суммирования повторяется на разных уровнях того же одночлена, а свободный индекс остаётся на той же высоте в любой части выражения ($a_i = b_{ij}c^j$ — корректно, $a_i = b_{kk}^i$ — дважды ошибочно).

Здесь “•”-произведение $v \cdot a_i$ ужё не равно компоненте v^i :
 $v \cdot a_i = v^k a_k \cdot a_i \neq v^i$, ведь
 $a_i \cdot a_k \neq \delta_{ik}$.

К счастью, для любых a_i есть ещё другая — “надстрочная” — тройка векторов a^i , таких что

$$\begin{aligned} a_i \cdot a^j &= \delta_i^j, & a^i \cdot a_j &= \delta_j^i, \\ E &= a^i a_i = a_i a^i. \end{aligned} \quad (15.2)$$

Тройка a^i называется кобазисом или взаимным (дуальным) базисом. (15.2) есть определяющее свойство кобазиса.

Случай, когда базис совпадает со своим кобазисом $e^i = e_i$, возможен только когда базисные векторы взаимно перпендикулярны один другому и все длиной в одну единицу. Такой базис называется “декартовым (cartesian)”.

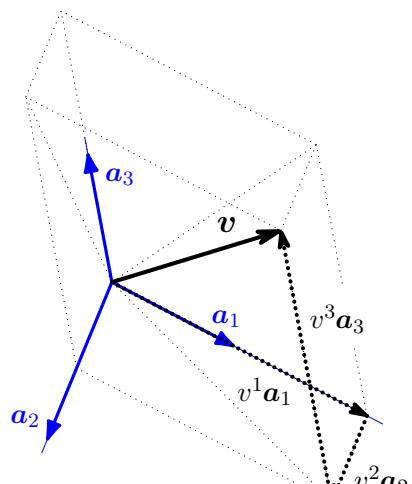


рисунок 6

Чтобы получить, для примера, первый вектор кобазиса \mathbf{a}^1

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

Здесь, коэффициент γ получился равным (с точностью до знака) объёму параллелепипеда, построенного на векторах \mathbf{a}_i . Совпадение, что в § 7 тот же самый объём был представлен как \sqrt{g} , не случайно. Ведь γ равен квадратному корню 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 (6.3). “Тройное произведение” $\mathbf{a}_i \times \mathbf{a}_j \cdot \mathbf{a}_k$ в каком-нибудь ортонормальном базисе \mathbf{e}_i может быть посчитано как детерминант (с “—” для “левой” тройки \mathbf{a}_i) по строкам

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

или по колонкам

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

Как доказано в (6.2), определитель матричного произведения матриц равен перемножению определителей каждой из этих матриц, здесь $\epsilon_{ijk} \epsilon_{pqr}$. Элементы матричного произведения — суммы вида $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{e}_s \mathbf{a}_p \cdot \mathbf{e}_s = \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{e}_s \mathbf{e}_s \cdot \mathbf{a}_p = \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_p = \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_p$, поэтому

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

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

Представляя \mathbf{a}^1 и другие векторы кобазиса как сумму

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

приходим к общей формуле (с “–” для “левой” тройки \mathbf{a}_i)

$$\mathbf{a}^i = \pm \frac{1}{2\sqrt{g}} e^{ijk} \mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k, \quad \sqrt{g} \equiv \pm \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{a}_3 > 0. \quad (15.3)$$

Здесь e^{ijk} по-прежнему символы чётности перестановки (± 1 или 0): $e^{ijk} \equiv e_{ijk}$. Произведение $\mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k = \epsilon_{jkn} \mathbf{a}^n$, компоненты тензора Лёви-Чивиты $\epsilon_{jkn} = \pm e_{jkn} \sqrt{g}$, а по (6.4) $e^{ijk} \epsilon_{jkn} = 2\delta_n^i$. Так что

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 (рисунок 7), но и найти коэффициенты разложения (15.1):

$$\mathbf{v} = v^i \mathbf{a}_i = v_i \overbrace{\mathbf{a}_i^i \mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3}^{\mathbf{a}^i}, \quad (15.4)$$

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}^i = v^k \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}^i = v^i, \quad v_i = \mathbf{v} \cdot \mathbf{a}_i.$$

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

Есть литература о тензорах, где introducing existence and различают ковариантные и контравариантные... векторы (и “ковекторы”, “dual vectors”). Не стойте вводить читателя в заблуждение: вектор-то один и тот же, просто разложение по двум разным базисам даёт 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 коэффициенты в декомпозиции тензора называются его контравариантными, ковариантными и смешанными компонентами:

$$\begin{aligned} {}^2\mathbf{B} &= B^{ij} \mathbf{a}_i \mathbf{a}_j = B_{ij} \mathbf{a}^i \mathbf{a}^j = B_{.j}^i \mathbf{a}_i \mathbf{a}^j = B_i^j \mathbf{a}^i \mathbf{a}_j, \\ B^{ij} &= \mathbf{a}^i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}^j, \quad B_{ij} = \mathbf{a}_i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_j, \\ B_{.j}^i &= \mathbf{a}^i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}_j, \quad B_i^j = \mathbf{a}_i \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{a}^j. \end{aligned} \quad (15.5)$$

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

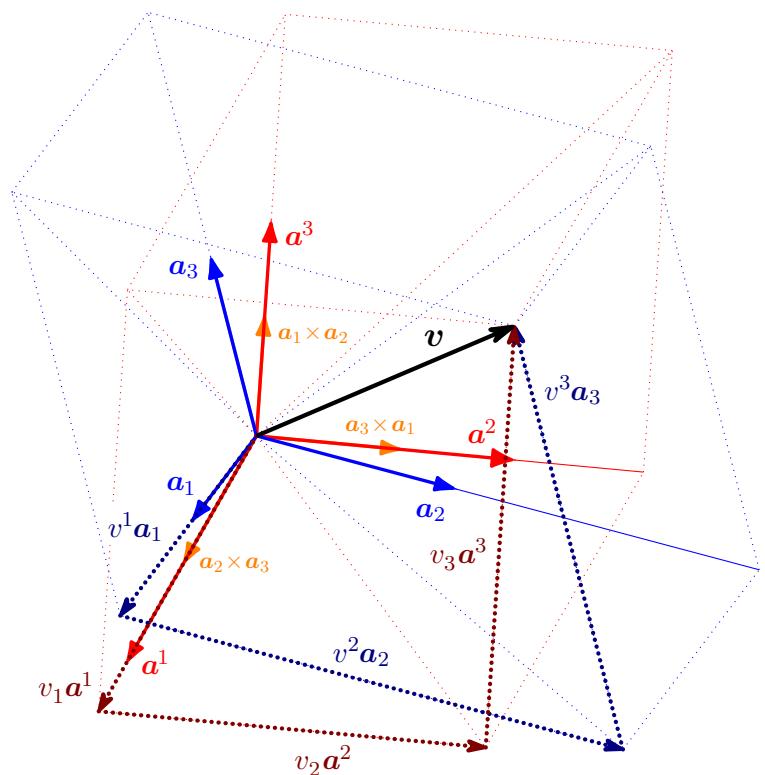
Компоненты единичного (“метрического”) тензора \mathbf{E}

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{a}^k \mathbf{a}_k = \mathbf{a}_k \mathbf{a}^k = g_{jk} \mathbf{a}^j \mathbf{a}^k = g^{jk} \mathbf{a}_j \mathbf{a}_k : \\ \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}^j &= \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}^j = \delta_i^j, \quad \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_j = \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{a}_j = \delta_j^i, \\ \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_j &= \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j \equiv g_{ij}, \quad \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}^j = \mathbf{a}^i \cdot \mathbf{a}^j \equiv g^{ij}; \\ \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} &= g_{ij} \mathbf{a}^i \mathbf{a}^j \cdot g^{nk} \mathbf{a}_n \mathbf{a}_k = g_{ij} g^{jk} \mathbf{a}^i \mathbf{a}_k = \mathbf{E} \Rightarrow g_{ij} g^{jk} = \delta_i^k. \end{aligned} \quad (15.6)$$

Кроме (15.2) и (15.3), есть ещё один способ найти векторы кобазиса — через матрицу g^{ij} , которая обратна матрице Gram'a g_{ij} . И наоборот :

$$\begin{aligned} \mathbf{a}^i &= \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}^i = g^{jk} \mathbf{a}_j \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{a}^i = g^{jk} \mathbf{a}_j \delta_k^i = g^{ji} \mathbf{a}_j, \\ \mathbf{a}_i &= \mathbf{E} \cdot \mathbf{a}_i = g_{jk} \mathbf{a}^j \mathbf{a}^k \cdot \mathbf{a}_i = g_{jk} \mathbf{a}^j \delta_i^k = g_{ji} \mathbf{a}^j. \end{aligned} \quad (15.7)$$

* 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 7
“Разложение вектора в косоугольном базисе”

Example. Using the inverse of the Gram matrix, get the cobasis for basis \mathbf{a}_i if

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

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

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

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

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

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

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)

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

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

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

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

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

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

...

Тензор поворота (the rotation tensor)

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

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

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

...

... Характеристическое уравнение (10.2) быстро приводит к тождеству Кэли–Гамильтона (Cayley–Hamilton)

$$\begin{aligned} -\mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} + \text{I} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} - \text{II} \mathbf{B} + \text{III} \mathbf{E} &= {}^2 \mathbf{0}, \\ -\mathbf{B}^3 + \text{I} \mathbf{B}^2 - \text{II} \mathbf{B} + \text{III} \mathbf{E} &= {}^2 \mathbf{0}. \end{aligned} \quad (15.8)$$

§ 16. Тензорные функции

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

Рассмотрим хотя бы скалярную функцию двухвалентного тензора $\varphi = \varphi(\mathbf{B})$. Примеры — $\mathbf{B} \cdot \cdot \Phi$ (или $\mathbf{p} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{q}$) и $\mathbf{B} \cdot \cdot \mathbf{B}$. Тогда в каждом базисе \mathbf{a}_i в паре с кобазисом \mathbf{a}^i имеем функцию $\varphi(B_{ij})$ девяти числовых аргументов — компонент B_{ij} тензора \mathbf{B} . Для примера

$$\varphi(\mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \cdot \Phi = B_{ij} \mathbf{a}^i \mathbf{a}^j \cdot \cdot \mathbf{a}_m \mathbf{a}_n \Phi^{mn} = B_{ij} \Phi^{ji} = \varphi(B_{ij}).$$

С любым переходом к новому базису результат не меняется: $\varphi(B_{ij}) = \varphi(B'_{ij}) = \varphi(\mathbf{B})$.

Дифференцирование $\varphi(\mathbf{B})$ выглядит как

$$d\varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial B_{ij}} dB_{ij} = \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{B}} \cdot \cdot d\mathbf{B}^\top. \quad (16.1)$$

Тензор $\partial \varphi / \partial \mathbf{B}$ называется производной функции φ по аргументу \mathbf{B} ; $d\mathbf{B}$ — дифференциал тензора \mathbf{B} , $d\mathbf{B} = dB_{ij} \mathbf{a}^i \mathbf{a}^j$; $\partial \varphi / \partial B_{ij}$ — компоненты (контравариантные) $\partial \varphi / \partial \mathbf{B}$

$$\mathbf{a}^i \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{B}} \cdot \mathbf{a}^j = \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{B}} \cdot \cdot \mathbf{a}^j \mathbf{a}^i = \frac{\partial \varphi}{\partial B_{ij}} \Leftrightarrow \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{B}} = \frac{\partial \varphi}{\partial B_{ij}} \mathbf{a}_i \mathbf{a}_j.$$

...

$$\begin{aligned} \varphi(\mathbf{B}) &= \mathbf{B} \cdot \cdot \Phi \\ d\varphi &= d(\mathbf{B} \cdot \cdot \Phi) = d\mathbf{B} \cdot \cdot \Phi = \Phi \cdot \cdot d\mathbf{B} = \Phi^\top \cdot \cdot d\mathbf{B}^\top \\ d\varphi &= \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{B}} \cdot \cdot d\mathbf{B}^\top, \quad \frac{\partial (\mathbf{B} \cdot \cdot \Phi)}{\partial \mathbf{B}} = \Phi^\top \end{aligned}$$

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{q} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{q} \mathbf{p}$$

$$\frac{\partial (\mathbf{p} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{q})}{\partial \mathbf{B}} = \mathbf{p} \mathbf{q}$$

...

$$\varphi(\mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}$$

$$d\varphi = d(\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) = d\dots$$

...

Но согласно опять-таки (15.8) $-\mathbf{B}^2 + \text{I}\mathbf{B} - \text{II}\mathbf{E} + \text{III}\mathbf{B}^{-1} = {}^2\mathbf{0}$, поэтому

....

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

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

для любого ортогонального тензора \mathbf{O} (тензора поворота, § 11).

Симметричный тензор \mathbf{B}^S полностью определяется тройкой инвариантов и угловой ориентацией собственных осей (они же взаимно ортогональны, § 10). Ясно, что изотропная функция $\varphi(\mathbf{B}^S)$ симметричного аргумента является функцией, входы-аргументы которой — только инварианты I(\mathbf{B}^S), II(\mathbf{B}^S), III(\mathbf{B}^S). Дифференцируется такая функция согласно (??), где транспонирование излишне.

§ 17. Пространственное дифференцирование

Пусть в каждой точке некоторой области трёхмерного пространства определена переменная ς . Тогда говорят, что есть *тензорное поле* $\varsigma = \varsigma(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} — вектор положения (вектор “радиуса”) точки пространства. Переменная ς может быть тензором любой сложности. Пример скалярного поля — поле температуры в среде, векторного поля — скорости частиц жидкости.

Итак, *тензорное поле* — это тензор, меняющийся от точки к точке (переменный в пространстве, зависящий от координат).

Концепт тензорного поля — не про поле в алгебре, рассматривающее операции “+” и “*” с определёнными свойствами.

Не только для решения прикладных задач, но часто и в “чистой теории”, вместо аргумента \mathbf{r} используется набор криволинейных координат q^i . Если только одна координата из набора непрерывно меняется, это даёт координатную линию. В трёхмерном пространстве, точка есть пересечение трёх координатных линий (рисунок 8). Вектор положения точки есть функция от набора координат

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^i). \quad (17.1)$$

Самые часто используемые наборы координат — прямоугольные (“декартовы”) координаты, сферические координаты и цилиндрические координаты. Любые криволинейные координаты могут быть преобразованы в прямоугольные координаты и обратно посредством локально обратимого (“один-к-одному”) отображения в каждой точке.

...

Дифференциал функции представляет собой изменение линеаризации той функции.

....

частичные (частные) производные

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

...

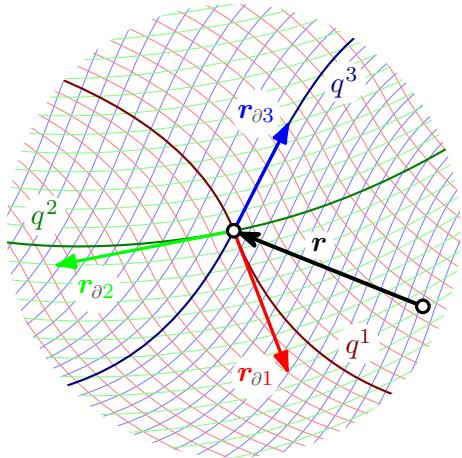


рисунок 8

дифференциал $\varsigma(q^i)$

$$d\varsigma = \frac{\partial \varsigma}{\partial q^i} dq^i = \partial_i \varsigma dq^i \quad (17.2)$$

...

Линейность

$$\partial_i(\lambda p + \mu q) = \lambda(\partial_i p) + \mu(\partial_i q) \quad (17.3)$$

“Правило произведения (product rule)” — про дифференцирование $p \circ q$, произведения p и q :

$$d(p \circ q) = (p + dp) \circ (q + dq) - p \circ q = dp \circ q + p \circ dq + dp \circ dq,$$

где $dp \circ dq = \infty^{-1}(dp, dq)$ — произведение $dp \circ dq$ двух бесконечнома́лых считается бесконечнома́ло мёньшим, чем каждое из бесконечнома́лых (dp или dq) в одиночку. Так что, член $dp \circ dq$ может быть отброшен как пренебрежимый по сравнению с членами с одной бесконечнома́лой. И тогда

$$d(p \circ q) = (dp) \circ q + p \circ (dq). \quad (17.4)$$

Для частичной (частной) производной $\partial_i \equiv \frac{\partial}{\partial q^i}$

$$\partial_i(p \circ q) = (\partial_i p) \circ q + p \circ (\partial_i q). \quad (17.5)$$

...

Local basis $\mathbf{r}_{\partial i}$

Дифференциал вектора положения $\mathbf{r}(q^i)$ есть

$$d\mathbf{r} = \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q^i} dq^i = dq^i \mathbf{r}_{\partial i}, \quad \mathbf{r}_{\partial i} \equiv \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q^i} \equiv \partial_i \mathbf{r} \quad (17.6)$$

...

Local cobasis \mathbf{r}^i

$$\mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}_{\partial j} = \delta_j^i$$

The (spatial) differential of something

$$\begin{aligned}\frac{\partial \zeta}{\partial \mathbf{r}} &= \frac{\partial \zeta}{\partial q^i} \mathbf{r}^i = \partial_i \zeta \mathbf{r}^i \\ d\zeta &= \frac{\partial \zeta}{\partial \mathbf{r}} \cdot d\mathbf{r} = \partial_i \zeta \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}_{\partial j} dq^j = \partial_i \zeta dq^i\end{aligned}\quad (17.7)$$

...

Единичная диада (метрический тензор) \mathbf{E} , нейтральная (4.7) для “•”-произведения, может быть представлена как

$$\mathbf{E} = \mathbf{r}^i \mathbf{r}_{\partial i} = \underbrace{\mathbf{r}^i}_{\nabla} \partial_i \mathbf{r} = \nabla \mathbf{r}, \quad (17.8)$$

где появляется дифференциальный оператор “набла”

$$\nabla \equiv \mathbf{r}^i \partial_i. \quad (17.9)$$

...

C ∇ , the spatial differential of something is

$$\begin{aligned}\frac{\partial \zeta}{\partial \mathbf{r}} &= \partial_i \zeta \mathbf{r}^i \\ d\zeta &= \frac{\partial \zeta}{\partial \mathbf{r}} \cdot d\mathbf{r} = d\mathbf{r} \cdot \nabla \zeta = \partial_i \zeta dq^i\end{aligned}\quad (17.10)$$

$$d\mathbf{r} = d\mathbf{r} \cdot \widehat{\nabla \mathbf{r}}$$

...

Дивергенция диадного произведения двух векторов

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\mathbf{a} \mathbf{b}) &= \mathbf{r}^i \partial_i \cdot (\mathbf{a} \mathbf{b}) = \mathbf{r}^i \cdot \partial_i (\mathbf{a} \mathbf{b}) = \mathbf{r}^i \cdot (\partial_i \mathbf{a}) \mathbf{b} + \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{a} (\partial_i \mathbf{b}) = \\ &= (\mathbf{r}^i \cdot \partial_i \mathbf{a}) \mathbf{b} + \mathbf{a} \cdot \mathbf{r}^i (\partial_i \mathbf{b}) = (\mathbf{r}^i \partial_i \cdot \mathbf{a}) \mathbf{b} + \mathbf{a} \cdot (\mathbf{r}^i \partial_i \mathbf{b}) = \\ &= (\nabla \cdot \mathbf{a}) \mathbf{b} + \mathbf{a} \cdot (\nabla \mathbf{b})\end{aligned}\quad (17.11)$$

— тут нет нужды разворачивать векторы \mathbf{a} и \mathbf{b} , развернув лишь дифференциальный оператор ∇ .

....

Градиент “×”-произведения двух векторов, применяя “product rule” (17.5) и соотношение (7.6) для любых двух векторов (частная

производная ∂_i некоторого вектора по скалярной координате q^i это тоже вектор)

$$\begin{aligned}\nabla(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) &= \mathbf{r}^i \partial_i (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{r}^i (\partial_i \mathbf{a} \times \mathbf{b} + \mathbf{a} \times \partial_i \mathbf{b}) = \\ &= \mathbf{r}^i (\partial_i \mathbf{a} \times \mathbf{b} - \partial_i \mathbf{b} \times \mathbf{a}) = \mathbf{r}^i \partial_i \mathbf{a} \times \mathbf{b} - \mathbf{r}^i \partial_i \mathbf{b} \times \mathbf{a} = \\ &= \nabla \mathbf{a} \times \mathbf{b} - \nabla \mathbf{b} \times \mathbf{a}. \quad (17.12)\end{aligned}$$

...

Градиент “•”-произведения двух векторов

$$\begin{aligned}\nabla(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) &= \mathbf{r}^i \partial_i (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) = \mathbf{r}^i (\partial_i \mathbf{a}) \cdot \mathbf{b} + \mathbf{r}^i \mathbf{a} \cdot (\partial_i \mathbf{b}) = \\ &= (\mathbf{r}^i \partial_i \mathbf{a}) \cdot \mathbf{b} + \mathbf{r}^i (\partial_i \mathbf{b}) \cdot \mathbf{a} = (\nabla \mathbf{a}) \cdot \mathbf{b} + (\nabla \mathbf{b}) \cdot \mathbf{a}. \quad (17.13)\end{aligned}$$

§ 18. Интегральные теоремы

Для векторных полей известны интегральные теоремы — теорема Gauss'a или Остроградского о дивергенции и теорема Stokes'a о циркуляции.

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 Gauss'a о дивергенции

(wikipedia) Divergence theorem

Эта теорема — про то, как заменить объёмный интеграл поверхностным (и наоборот).

В этой теореме рассматривается поток (ef)flux вектора через ограничивающую объём \mathcal{V} замкнутую поверхность $\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})$...

$$\oint_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \mathbf{a} d\mathcal{O} = \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot \mathbf{a} d\mathcal{V}, \quad (18.1)$$

“•”-произведение всегда коммутирует

$$\oint_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{a} \cdot \mathbf{n} d\mathcal{O} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{a} \cdot \nabla d\mathcal{V},$$

$$\mathbf{n} d\mathcal{O} = d\mathcal{O}$$

$$\oint_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{a} \cdot d\mathcal{O} = \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot \mathbf{a} d\mathcal{V},$$

\mathbf{n} — единичный вектор внешней нормали к поверхности $\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})$.

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

Похожая трактовка этой теоремы даётся, для примера, в лекциях Richard'a Feynman'a [86].

(рисунок с кубиками)

to dice — нарезать кубиками

small cube, little cube

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

$$\nabla = \mathbf{n}_i \partial_i$$

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

Teorema Stokes'a o циркуляции

(wikipedia) Stokes' theorem

Эта теорема формулируется как равенство

$$\oint_{C(\partial\mathcal{O})} \mathbf{a} \cdot d\mathcal{C} = \int_{\mathcal{O}} \mathbf{n} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) d\mathcal{O}. \quad (18.2)$$

$$\oint_{C(\partial\mathcal{O})} \mathbf{a} \cdot d\mathcal{C} = \int_{\mathcal{O}} (\nabla \times \mathbf{a}) \cdot \mathbf{n} d\mathcal{O}.$$

$$\oint_{\mathcal{C}(\partial\mathcal{O})} \mathbf{a} \cdot d\mathcal{C} = \int_{\mathcal{O}} (\nabla \times \mathbf{a}) \cdot d\mathcal{O}.$$

...

§ 19. 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 measures noncommutativity of the covariant derivative, and as such is the integrability obstruction for the existence of an isometry with “flat” space.

Имея дело с тензорными полями в криволинейных координатах (§ 17), вектор положения (вектор радиуса) точки был введён как функция (17.1) этих координат, $\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^i)$. Из этого отношения происходят многие другие, такие как

- ✓ векторы локального касательного базиса $\mathbf{r}_{\partial i} \equiv \partial \mathbf{r} / \partial q^i \equiv \partial_i \mathbf{r}$,
- ✓ компоненты $g_{ij} \equiv \mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j}$ и $g^{ij} \equiv \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}^j = g_{ij}^{-1}$ единичного (“метрического”) тензора $\mathbf{E} = \mathbf{r}_{\partial i} \mathbf{r}^i = \mathbf{r}^i \mathbf{r}_{\partial i} = g_{jk} \mathbf{r}^j \mathbf{r}^k = g^{jk} \mathbf{r}_{\partial j} \mathbf{r}_{\partial k}$,
- ✓ векторы локального дуального (взаимного) кокасательного базиса $\mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}_{\partial j} = \delta_j^i$, $\mathbf{r}^i = g^{ij} \mathbf{r}_{\partial j}$,
- ✓ дифференциальный набла-оператор (оператор Hamilton'a, Hamiltonian) $\nabla \equiv \mathbf{r}^i \partial_i$, $\mathbf{E} = \nabla \mathbf{r}$,
- ✓ полный дифференциал $d\boldsymbol{\xi} = dr \cdot \nabla \boldsymbol{\xi}$,
- ✓ частные производные векторов касательного базиса (вторые частные производные \mathbf{r}) $\mathbf{r}_{\partial i \partial j} \equiv \partial_i \partial_j \mathbf{r} = \partial_i \mathbf{r}_{\partial j}$,
- ✓ символы Christoffel'я метрической связности $\Gamma_{ij}^k \equiv \mathbf{r}_{\partial i \partial j} \cdot \mathbf{r}^k$ и $\Gamma_{ijk} \equiv \mathbf{r}_{\partial i \partial j} \cdot \mathbf{r}_{\partial k}$.

Представим теперь, что функция $\mathbf{r}(q^k)$ не известна, но зато в каждой точке пространства известны шесть независимых компонент положительно определённой (все матрицы Gram'a

определенны неотрицательно) симметричной метрической матрицы Gram'a $g_{ij}(q^k)$.

the Gram matrix (or Gramian)

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.

Дифференциал $d\mathbf{r}$ (17.6) — полный (точный). Это истинно тогда и только тогда, когда вторые частные производные коммутируют:

$$d\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\partial k} dq^k \Leftrightarrow \partial_i \mathbf{r}_{\partial j} = \partial_j \mathbf{r}_{\partial i} \text{ или } \mathbf{r}_{\partial i \partial j} = \mathbf{r}_{\partial j \partial i}.$$

Но это условие ужé обеспечено симметрией g_{ij}

...

метрическая (“аффинная”) связность ∇_i , её же называют “ковариантная производная”

$$\mathbf{r}_{\partial i \partial j} = \underbrace{\mathbf{r}_{\partial i \partial j} \cdot \overbrace{\mathbf{r}^k \mathbf{r}_{\partial k}}^E}_{\Gamma_{ij}^k} = \underbrace{\mathbf{r}_{\partial i \partial j} \cdot \overbrace{\mathbf{r}_{\partial k} \mathbf{r}^k}^E}_{\Gamma_{ijk}^k}$$

$$\Gamma_{ij}^k \mathbf{r}_{\partial k} = \mathbf{r}_{\partial i \partial j} \cdot \mathbf{r}^k \mathbf{r}_{\partial k} = \mathbf{r}_{\partial i \partial j}$$

covariant derivative (affine connection) is only defined for vector fields

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

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

$$\nabla \mathbf{r}_{\partial i} = \mathbf{r}^k \partial_k \mathbf{r}_{\partial i} = \mathbf{r}^k \mathbf{r}_{\partial k \partial i} = \mathbf{r}^k \mathbf{r}_{\partial n} \Gamma_{ki}^n, \quad \nabla_i \mathbf{r}_{\partial n} = \Gamma_{in}^k \mathbf{r}_{\partial k}$$

Christoffel symbols describe a metric (“affine”) connection, that is how the basis changes from point to point.

символы Christoffel'я это “компоненты связности” в локальных координатах

...

тензор кручения ${}^3\mathfrak{T}$ с компонентами

$$\mathfrak{T}_{ij}^k = \Gamma_{ij}^k - \Gamma_{ji}^k$$

determines the antisymmetric part of a connection

...

симметрия $\Gamma_{ijk} = \Gamma_{jik}$, поэтому $3^3 - 3 \cdot 3 = 18$ разных (независимых) Γ_{ijk}

$$\begin{aligned}\Gamma_{ij}^n g_{nk} &= \Gamma_{ijk} = \mathbf{r}_{\partial i \partial j} \cdot \mathbf{r}_{\partial k} = \\ &= \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{\partial i \partial j} + \mathbf{r}_{\partial j \partial i}) \cdot \mathbf{r}_{\partial k} + \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{\partial j \partial k} - \mathbf{r}_{\partial k \partial j}) \cdot \mathbf{r}_{\partial i} + \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{\partial i \partial k} - \mathbf{r}_{\partial k \partial i}) \cdot \mathbf{r}_{\partial j} = \\ &= \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{\partial i \partial j} \cdot \mathbf{r}_{\partial k} + \mathbf{r}_{\partial i \partial k} \cdot \mathbf{r}_{\partial j}) + \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{\partial j \partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial k} + \mathbf{r}_{\partial j \partial k} \cdot \mathbf{r}_{\partial i}) - \frac{1}{2}(\mathbf{r}_{\partial k \partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j} + \mathbf{r}_{\partial k \partial j} \cdot \mathbf{r}_{\partial i}) = \\ &= \frac{1}{2}(\partial_i(\mathbf{r}_{\partial j} \cdot \mathbf{r}_{\partial k}) + \partial_j(\mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial k}) - \partial_k(\mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j})) = \\ &= \frac{1}{2}(\partial_i g_{jk} + \partial_j g_{ik} - \partial_k g_{ij}). \quad (19.1)\end{aligned}$$

Все символы Christoffel'я тождественно равны нулю лишь в ортонормальной (декартовой) системе. (А какие они для ко-
соугольной?)

Далее: $d\mathbf{r}_{\partial i} = d\mathbf{r} \cdot \nabla \mathbf{r}_{\partial i} = dq^k \partial_k \mathbf{r}_{\partial i} = \mathbf{r}_{\partial k \partial i} dq^k$ — тоже полные дифференциалы.

$$d\mathbf{r}_{\partial k} = \partial_i \mathbf{r}_{\partial k} dq^i = \frac{\partial \mathbf{r}_{\partial k}}{\partial q^1} dq^1 + \frac{\partial \mathbf{r}_{\partial k}}{\partial q^2} dq^2 + \frac{\partial \mathbf{r}_{\partial k}}{\partial q^3} dq^3$$

Поэтому $\partial_i \partial_j \mathbf{r}_{\partial k} = \partial_j \partial_i \mathbf{r}_{\partial k}$, $\partial_i \mathbf{r}_{\partial j \partial k} = \partial_j \mathbf{r}_{\partial i \partial k}$, и трёхиндексный объ-
ект из векторов третьих частных производных

$$\mathbf{r}_{\partial i \partial j \partial k} \equiv \partial_i \partial_j \partial_k \mathbf{r} = \partial_i \mathbf{r}_{\partial j \partial k} \quad (19.2)$$

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 Riemann'a (или тензор Riemann'a-Christoffel'a)

$${}^4\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_{hijk} \mathbf{r}^h \mathbf{r}^i \mathbf{r}^j \mathbf{r}^k, \quad \mathfrak{R}_{hijk} \equiv \mathbf{r}_{\partial h} \cdot (\mathbf{r}_{\partial j \partial i \partial k} - \mathbf{r}_{\partial i \partial j \partial k}). \quad (19.3)$$

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

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

...

Шесть независимых компонент \mathfrak{R}_{1212} , \mathfrak{R}_{1213} , \mathfrak{R}_{1223} , \mathfrak{R}_{1313} , \mathfrak{R}_{1323} , \mathfrak{R}_{2323} .

...

Симметричный бивалентный тензор кривизны *Ricci*

$$\mathcal{R} \equiv \frac{1}{4} \mathfrak{R}_{abij} \mathbf{r}^a \times \mathbf{r}^b \mathbf{r}^i \times \mathbf{r}^j = \frac{1}{4} \epsilon^{abp} \epsilon^{ijq} \mathfrak{R}_{abij} \mathbf{r}_{\partial p} \mathbf{r}_{\partial q} = \mathcal{R}^{pq} \mathbf{r}_{\partial p} \mathbf{r}_{\partial q}$$

(коэффициент $\frac{1}{4}$ используется тут для удобства) с компонентами

$$\mathcal{R}^{11} = \frac{1}{g} \mathfrak{R}_{2323},$$

$$\mathcal{R}^{21} = \frac{1}{g} \mathfrak{R}_{1323}, \quad \mathcal{R}^{22} = \frac{1}{g} \mathfrak{R}_{1313},$$

$$\mathcal{R}^{31} = \frac{1}{g} \mathfrak{R}_{1223}, \quad \mathcal{R}^{32} = \frac{1}{g} \mathfrak{R}_{1213}, \quad \mathcal{R}^{33} = \frac{1}{g} \mathfrak{R}_{1212}.$$

Равенство тензора Ricci нулю $\mathcal{R} = 0$ (в компонентах это шесть уравнений $\mathcal{R}^{ij} = \mathcal{R}^{ji} = 0$) есть **необходимое** условие интегрируемости (“compatibility”—“совместности”, “совместности”) для определения вектора положения (“радиуса”) $\mathbf{r}(q^k)$ по известному полю $g_{ij}(q^k)$.

Библиография

Есть много стоящих упоминания книг, которые охватывают только аппарат тензорного исчисления [98, 99, 100, 101, 102]. Однако, индексная запись (это когда тензоры видятся наборами компонент) всё ещё более популярна, чем прямой безиндексный вид. Прямая запись широко используется, например, в приложениях к книгам Anatoliy’я I. Lurie (Анатолия И. Лурье) [27, 28]. “Теория упругости” Вениамина Блоха [7] также написана в прямой безиндексной нотации. Яркое описание теории векторных полей представлено в лекциях R. Feynman’я [86]. Также, информация о тензорном исчислении есть часть необычной и интересной книги C. Truesdell’я [55].

глава 2

КЛАССИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА

Когда релятивистская механика (для очень быстрого) и квантовая механика (для очень маленького) возникли в начале XX^{го} века, существовавшие до этого уравнения механики, всё ещё совершенно подходящие для описания объектов повседневных размеров и скоростей, нуждались в новом имени. Так что “классическая” в механике не относится к античности. Это было просто выбрано как имя для описания реальности без каких-либо квантовых и релятивистских эффектов, влияющих на неё.

§1. Дискретная совокупность частиц

Классическая механика моделирует физические объекты, дискретизируя их в совокупность частиц (“точечных масс”, “материальных точек”*).

В совокупности N частиц каждая k -ая частица имеет свою ненулевую массу $m_k = \text{constant} > 0$ и функцию движения $\mathbf{r}_k(t)$. Функция $\mathbf{r}_k(t)$ измеряется относительно выбранной системы отсчёта.

“Система отсчёта” (“reference frame”) состоит из (рисунок 9)

- ✓ некоторой “нулевой” точки отсчёта o ,
- ✓ набора координат, которые дают единицы измерений пространства,
- ✓ часы.

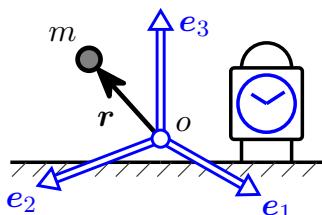


рисунок 9

* Точечная масса (материальная точка) — это концепт объекта, типично материи, который имеет ненулевую массу и является (или мыслится) бесконечно-малым по своему объёму (размерам).

Когда-то давно, системой отсчёта было некое “абсолютное пространство”, сначала пустое, а затем заполненное сплошной упругой средой — эфиром (æther). Позже стало ясно, что любая система отсчёта может быть использована для классической механики, но предпочтение даётся так называемым “инерциальным” системам, где частица в отсутствие внешних взаимодействий (или приложенных сил) находится “в свободном движении”— вдоль прямой линии с постоянной скоростью ($\dot{\mathbf{r}} = \text{constant}$), оттого без ускорения ($\ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{0}$)

$$\dot{\mathbf{r}} = \text{constant} = \dot{x}_i \mathbf{e}_i \Rightarrow \dot{x}_i = \text{constant} \Leftarrow \mathbf{e}_i = \text{constant}$$

Мера взаимодействия в механике — вектор силы \mathbf{F} . В широко известном* уравнении Newton'a

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

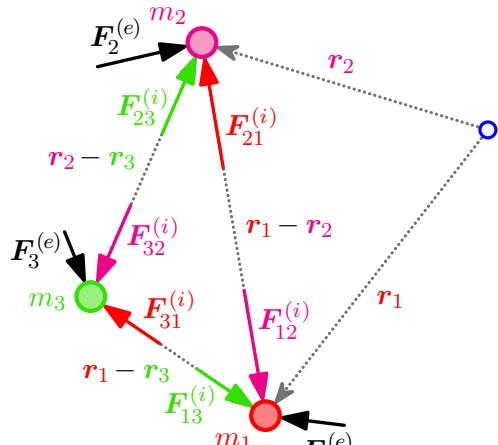
сила \mathbf{F} может зависеть лишь от положения, скорости и явно от времени, тогда как ускорение $\ddot{\mathbf{r}}$ прямо пропорционально силе \mathbf{F} с коэффициентом $1/m$.

Вот тезисы динамики совокупности частиц.

Сила \mathbf{F}_k , действующая на k -ую частицу (рисунок 10)

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

$\mathbf{F}_k^{(e)}$ есть внешняя сила — такие силы исходят от объектов вне рассматриваемой системы. Второе слагаемое —



*“Axiomata sive Leges Motus” (“Axioms or Laws of Motion”) were written by Isaac Newton in his *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, first published in 1687. Reprint (en Latin), 1871. Translated into English by Andrew Motte, 1846.

сумма внутренних сил (сила $\mathbf{F}_{kj}^{(i)}$ есть взаимодействие, подаваемое j -ой частицей на k -ую частицу). Внутренние взаимодействия случаются только между элементами системы и не влияют (механически) ни на что другое. Ни одна частица не взаимодействует сама с собой, $\mathbf{F}_{kk}^{(i)} = \mathbf{0} \forall k$.

AXIOMATA SIVE LEGES MOTUS

Lex. I.

Corpus omne perseverare in statu suo quiescendi vel movendi uniformiter in directum, nisi quatenus a viribus impressis cogitur statum illum mutare.

Projectilia perseverant in motibus suis nisi quatenus a resistantia aeris retardantur & vi gravitatis impelluntur deorsum. Trochus, cuius partes cohærendo perpetuo retrahunt sese a motibus rectilineis, non cessat rotari nisi quatenus ab aere retardatur. Majora autem Planetarum & Cometarum corpora motus suos & progressivos & circulares in spatiis minus resistantibus factos conservant diutius.

Lex. II.

Mutationem motus proportionalem esse vi motrici impressæ, & fieri secundum lineam rectam qua vis illa imprimitur.

Si vis aliqua motum quemvis generet, dupla duplum, tripla triplum generabit, sive simul & semel, sive gradatim & successive impressa fuerit. Et hic motus quoniam in eandem semper plagam cum vi generatrice determinatur, si corpus antea movebatur, motui ejus vel conspiranti additur, vel contrario subducitur, vel obliquo oblique adjicitur, & cum eo secundum utriusq; determinationem componitur.

Lex. III.

Actioni contraria semper & æqualem esse reactionem : sive corporum duorum actiones in se mutuo semper esse æquales & in partes contrarias dirigi.

Quicquid premit vel trahit alterum, tantundem ab eo premitur vel trahitur. Siquis lapidem digito premit, premitur & hujus digitus a lapide. Si equus lapidem funi allegatum trahit, retrahetur etiam & equus aequaliter in lapidem : nam funis utrinq; distentus eodem relaxandi se conatu urget Equum versus lapidem, ac lapidem versus equum, tantumq; impediet progressum unius quantum promovet progressum alterius. Si corpus aliquod in corpus aliut impingens, motum ejus vi sua quomodocunq: mutaverit, idem quoque vicissim in motu proprio eandem mutationem in partem contrariam vi alterius (ob æqualitatem pressionis mutuæ) subbit. His actionibus æquales fiunt mutationes non velocitatum sed motuum, (scilicet in corporibus non aliunde impeditis :) Mutationes enim velocitatum, in contrarias itidem partes factæ, quia motus æqualiter mutantur, sunt corporibus reciproce proportionales.

..... Rene Descartes' mechanics

Измерение движений в механике, однако, противоречивее измерения взаимодействий. Разногласие и обширная полемика по этой теме восходит ко временам Newton'a и Leibniz'a. В те дни, исследуя как объекты разной массы меняют скорость своего движения, когда к ней прикладываются разные силы, и Newton, и Leibnitz искали полезный инвариант, который бы подходил к наблюдениям.

 “*тv, произведение массы и скорости — полезное количество, которое остаётся постоянным*” думал Newton.

 “*тv², произведение массы и квадрата скорости — полезное количество, которое остаётся постоянным*” думал Leibniz.

И каждый из них верил, что предложенное им количество более полезно, более фундаментально и более “fruitful”.

Newton именовал *тv* “quantitas motus” (“количество движения”)

momentum is a measure of mechanical motion of an object

momentum depends on the weight (i.e. quantity) and velocity of an object.

Momentum is the product of mass and velocity, so

когда изменяется либо масса объекта, либо его скорость, then the momentum will change

.....
what is momentum? The measure of motion in mechanics is called "momentum"...

....hmmmmm <https://hsm.stackexchange.com/questions/769/when-and-by-whom-was-the-term-momentum-introduced>

why "mass by velocity" measures the amount of motion ? there are two momenta known, the linear (translational) one and the angular (rotational) one, why?

Why is momentum defined as mass times velocity?

<https://physics.stackexchange.com/a/577486/377185>

If you read the history, you'll find there was much discussion, rivalry, and even bad blood as each pushed the benefits of their particular view. Each thought that their quantity was more fundamental, or more important.

Now, we see that both are useful, just in different contexts.

I'm sure somebody briefly toyed with the expressions like mv^3 and maybe m^2v before quickly finding that they didn't stay constant under any reasonable set of constraints, so had no predictive power. That's why they're not named, or used for anything.

So why has the quantity mv been given a name? Because it's useful, it's conserved, and it allows us to make predictions about some parameters of a mechanical system as it undergoes interactions with other things.

from *Leibniz and the Vis Viva Controversy by Carolyn Iltis (1971)*

Roger Boscovich in 1745 and Jean d'Alembert in 1758 both pointed out that vis viva mv^2 and momentum mv were equally valid.

The momentum of a body is actually the Newtonian force F acting through a time, since $dv = adt$ and $mdv = madt = Fdt$.

The kinetic energy is the Newtonian force F acting over a space, since $d(v^2) = 2vdv = 2ads$ и $md(v^2) = 2mads$ или $\frac{1}{2}md(v^2) = Fds$.

$$v \equiv \dot{s}, \quad a \equiv \ddot{v} \equiv \ddot{s}$$

$$\begin{aligned} ds &= \dot{s}dt & d\dot{s} &= \ddot{s}dt \\ &= vdt & dv &= adt \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} vdv &= vadat = avdt = ads \\ \dot{s}\ddot{s} &= \dot{s}\ddot{s}dt = \ddot{s}\dot{s}dt = \ddot{s}ds \end{aligned}$$

Количество движения некоего объекта — это произведение массы и скорости того объекта.

When the two objects collide,

(линейный, трансляционный) импульс

$$\begin{aligned} m_k \dot{\mathbf{r}}_k &— для k-ой частицы, \\ \sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k &— для целой дискретной системы \end{aligned} \quad (1.3)$$

и угловой импульс (момент импульса)

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k &— для k-ой частицы, \\ \sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k &— для целой дискретной системы. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Из (1.2) вместе с принципом действия–противодействия

$$\mathbf{F}_{kj}^{(i)} = -\mathbf{F}_{jk}^{(i)} \quad \forall k, j \Rightarrow \sum_{k,j} \mathbf{F}_{kj}^{(i)} = \mathbf{0} \quad (1.5)$$

вытекает баланс линейного импульса

$$\left(\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \right)^\bullet = \sum_k m_k \ddot{\mathbf{r}}_k = \sum_k \mathbf{F}_k^{(e)}. \quad (1.6)$$

А вот баланс углового импульса*

$$\left(\sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k \right)^\bullet = \sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \quad (1.7)$$

— это сумма $\sum \mathbf{M}_k$ моментов. Момент \mathbf{M}_k , действующий на k -ую частицу

$$\mathbf{M}_k = \mathbf{r}_k \times m_k \ddot{\mathbf{r}}_k = \mathbf{r}_k \times \mathbf{F}_k = \mathbf{r}_k \times \mathbf{F}_k^{(e)} + \mathbf{r}_k \times \sum_j \mathbf{F}_{kj}^{(i)}. \quad (1.8)$$

Когда вдобавок к принципу действия–противодействия, все внутренние взаимодействия между частицами считаются центральными, то есть

$$\mathbf{F}_{kj}^{(i)} \parallel (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j) \Leftrightarrow (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j) \times \mathbf{F}_{kj}^{(i)} = \mathbf{0}, \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} * \left(\sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k \right)^\bullet &= \sum_k \dot{\mathbf{r}}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k + \sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \ddot{\mathbf{r}}_k = \sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \\ \mathbf{a} \times \mathbf{a} = \mathbf{0} \quad \forall \mathbf{a} \Rightarrow \dot{\mathbf{r}}_k \times \dot{\mathbf{r}}_k &= \mathbf{0} \end{aligned}$$

баланс момента импульса (углового импульса) становится*

$$\left(\sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k \right)^\bullet = \sum_k \mathbf{r}_k \times \mathbf{F}_k^{(e)}. \quad (1.10)$$

Так, все изменения линейного и углового импульсов обусловлены только внешними силами $\mathbf{F}_k^{(e)}$, не внутренними.

В отличие от импульсов, баланс кинетической энергии $K \equiv \frac{1}{2} \sum m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \dot{\mathbf{r}}_k$ (mv^2 — Leibniz'a "vis viva") включает мощность также и внутренних сил

$$\begin{aligned} \dot{K} &= \left(\frac{1}{2} \sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \dot{\mathbf{r}}_k \right)^\bullet = \frac{1}{2} \sum_k (m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \cdot \dot{\mathbf{r}}_k + m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \ddot{\mathbf{r}}_k) \\ &= \sum_k m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \cdot \dot{\mathbf{r}}_k = \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \dot{\mathbf{r}}_k = \sum_k \left(\mathbf{F}_k^{(e)} + \sum_j \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \right) \cdot \dot{\mathbf{r}}_k \\ &= \sum_k \mathbf{F}_k^{(e)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_k + \sum_{k,j} \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_k \end{aligned} \quad (1.11)$$

или, используя принцип действия—противодействия (1.5),

$$\dot{K} - \sum_k \mathbf{F}_k^{(e)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_k = \frac{1}{2} \sum_{k,j} \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot (\dot{\mathbf{r}}_k + \dot{\mathbf{r}}_j) = \frac{1}{2} \sum_{k,j} \left(\mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_k - \mathbf{F}_{jk}^{(i)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_j \right),$$

и так как $\sum_{k,j} \mathbf{F}_{jk}^{(i)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_k = \sum_{j,k} \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_j = \sum_{k,j} \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_j$

$$\dot{K} = \sum_k \mathbf{F}_k^{(e)} \cdot \dot{\mathbf{r}}_k + \frac{1}{2} \sum_{k,j} \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot (\dot{\mathbf{r}}_k - \dot{\mathbf{r}}_j). \quad (1.12)$$

.....

all bodies that are limited in free motion possess potential energy

.....

* $\forall k, j \quad \mathbf{F}_{kj}^{(i)} = -\mathbf{F}_{jk}^{(i)} \quad \text{и} \quad (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j) \times \mathbf{F}_{kj}^{(i)} = \mathbf{0} \Rightarrow$

$$\begin{aligned} \sum_k \mathbf{r}_k \times \sum_j \mathbf{F}_{kj}^{(i)} &= \frac{1}{2} \sum_{k,j} (\mathbf{r}_k + \mathbf{r}_j) \times \mathbf{F}_{kj}^{(i)} = \frac{1}{2} \sum_{k,j} (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j) \times \mathbf{F}_{kj}^{(i)} = \mathbf{0} \\ \sum_{k,j} \mathbf{r}_k \times \mathbf{F}_{kj}^{(i)} &= -\sum_{k,j} \mathbf{r}_k \times \mathbf{F}_{jk}^{(i)} = -\sum_{j,k} \mathbf{r}_j \times \mathbf{F}_{kj}^{(i)} = -\sum_{k,j} \mathbf{r}_j \times \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \end{aligned}$$

$$W(\mathbf{F}, \mathbf{u}) = \mathbf{F} \cdot \mathbf{u}$$

as the exact (full) differential

$$dW = \frac{\partial W}{\partial \mathbf{F}} \cdot d\mathbf{F} + \frac{\partial W}{\partial \mathbf{u}} \cdot d\mathbf{u}$$

by “product rule”

$$dW = d(\mathbf{F} \cdot \mathbf{u}) = d\mathbf{F} \cdot \mathbf{u} + \mathbf{F} \cdot d\mathbf{u}$$

$$\frac{\partial W}{\partial \mathbf{F}} = \mathbf{u}, \quad \frac{\partial W}{\partial \mathbf{u}} = \mathbf{F}$$

...

Center of mass

- ✓ This is the unique point at any time where the weighted relative position of the distributed mass sums to zero.
- ✓ This is the point to which a force may be applied to cause a linear acceleration without an angular acceleration.
- ✓ This is a hypothetical point where the entire mass of an object may be assumed to be concentrated to visualise its motion.
- ✓ This is the particle equivalent of a given object for application of Newton's laws of motion.

When formulated for the center of mass, formulas in mechanics are often simplified.

...

— Are there any scenarios for which the center of mass is not almost exactly equivalent to the center of gravity?

— Non-uniform gravity field. In a uniform gravitational field, the center of mass is equal to the center of gravity.

...

Constraints

Imposed on the positions and velocities of particles, there are restrictions of a geometrical or kinematical nature, called constraints.

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

$$f(q^1, q^2, q^3, \dots, q^n, t) = 0,$$

where $q^1, q^2, q^3, \dots, q^n$ are n parameters (coordinates) that fully describe the system.

A constraint that cannot be expressed as such is nonholonomic.

Holonomic constraint depends only on coordinates and time. It does not depend on velocities or any higher time derivatives.

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.

For example, the motion of a particle constrained to lie on a sphere's surface is subject to a holonomic constraint, but if the particle is able to fall off a 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: $r^2 - a^2 \geq 0$.

Three examples of nonholonomic constraints are: when the constraint equations are nonintegrable, when the constraints have inequalities, or with complicated non-conservative forces like friction.

$$\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_i(q^1, q^2, \dots, q^n, t)$$

(assuming n independent parameters/coordinates)

.....

§ 2. Принцип виртуальной работы

Законы Newton'a и принцип d'Alembert'a — невариационные принципы механики.

Mécanique analytique (1788–89) is a two volume French treatise on analytical mechanics, written by Joseph Louis Lagrange, and published 101 years following Isaac Newton's *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*.

Joseph Louis Lagrange. Mécanique analytique. Nouvelle édition, revue et augmentée par l'auteur. Tome premier. Mme Ve Courcier, Paris, 1811. 490 pages.

Joseph Louis Lagrange. Mécanique analytique. Troisième édition, revue, corrigée et annotée par M. J. Bertrand. Tome second. Mallet-Bachelier, Paris, 1855. 416 pages.

The historical transition from geometrical methods, as presented in Newton's Principia, to methods of mathematical analysis.

Consider the exact differential of any set of location vectors \mathbf{r}_i , that are functions of other variable parameters (coordinates) q^1, q^2, \dots, q^n and time t .

The actual displacement is the differential

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

Now, imagine 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

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

A virtual infinitesimal displacement of a system of particles refers to a change in the configuration of a system as the result of any arbitrary infinitesimal change of location vectors (or coordinates) $\delta\mathbf{r}_k$, consistent with the forces and constraints imposed on the system at the current/given instant t . This displacement is called “virtual” to distinguish it from an actual displacement of the system occurring in a time interval dt , during which the forces and constraints may be changing.

Assume the system is in equilibrium, that is the full force on each particle vanishes, $\mathbf{F}_i = \mathbf{0} \forall i$. Then clearly the term $\mathbf{F}_i \cdot \delta\mathbf{r}_i$, which is the virtual work of force \mathbf{F}_i in displacement $\delta\mathbf{r}_i$, also vanishes for each particle, $\mathbf{F}_i \cdot \delta\mathbf{r}_i = 0 \forall i$. The sum of these vanishing products over all particles is likewise equal to zero:

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \delta\mathbf{r}_i = 0.$$

Decompose the full force \mathbf{F}_i into the applied (active) force $\mathbf{F}_i^{(a)}$ and the force of constraint \mathbf{C}_i ,

$$\mathbf{F}_i = \mathbf{F}_i^{(a)} + \mathbf{C}_i$$

We now restrict ourselves to systems for which the net virtual work of the force of every constraint is zero:

$$\sum_i \mathbf{C}_i \cdot \delta\mathbf{r}_i = 0.$$

We therefore have as the condition for equilibrium of a system that the virtual work of all applied forces vanishes:

$$\sum_i \mathbf{F}_i^{(a)} \cdot \delta\mathbf{r}_i = 0.$$

— the principle of virtual work.

Note that coefficients $\mathbf{F}_i^{(a)}$ can no longer be thought equal to zero: in common $\mathbf{F}_i^{(a)} \neq 0$, since $\delta\mathbf{r}_i$ are not independent but are bound by constraints.

Виртуальным смещением частицы с вектором-радиусом \mathbf{r}_k это вариация $\delta\mathbf{r}_k$ — любое бесконечно малое изменение вектора \mathbf{r}_k , которое совместимо со связями (constraints). Если система свободна, то есть связей нет, тогда виртуальные смещения $\delta\mathbf{r}_k$ совершенно случайны.

Связь может быть голономная, она же геометрическая, ограничивающая только положения (смещения) — функция лишь координат и, возможно, времени

$$c(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (2.1)$$

Неголономная, или дифференциальная, связь включает производные по времени от координат

$$c(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t) = 0 \quad (2.2)$$

и не интегрируется до геометрической связи. Система с неголономными связями зависит от пути — промежуточных значений траектории, не только от начального и конечного положений, и потому не может быть представлена потенциальной функцией $\Pi(\mathbf{r}, t)$.

Когда все связи голономные, тогда система всецело независима от траектории перехода, от любых промежуточных значений по пути. Тут, виртуальные смещения k -ой частицы удовлетворяют уравнению

$$\sum_{j=1}^m \frac{\partial c_j}{\partial \mathbf{r}_k} \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0. \quad (2.3)$$

В связанных (несвободных) системах, все силы могут быть поделены на две группы : активные силы $\mathbf{F}_k^{(a)}$ и силы связи (или реакции).

Реакция \mathbf{C}_k действует на k -ую частицу от всех материальных ограничителей и меняется согласно уравнению (2.1) для каждой связи.

Связи предполагаются идеальными, то есть

$$\sum_k \mathbf{C}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0 \quad (2.4)$$

— работа сил связи (реакции) равна нулю на любом виртуальном смещении.

Принцип виртуальной работы таков

$$\sum_k \left(\mathbf{F}_k^{(a)} - m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \right) \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0, \quad (2.5)$$

где $\mathbf{F}_k^{(a)}$ — лишь активные силы, без реакций связей.

Дифференциальное вариационное уравнение (2.5) может показаться тривиальным следствием закона Newton'a (1.1) и идеальности связей (2.4). Тем не менее, содержание (2.5) несравненно шире. В этой книге читатель увидит, что принцип (2.5) может быть положен в основу механики [92]. Разные модели сред, описываемые в этой книге, основаны на том принципе.

...

Проявилась замечательная особенность (2.5): это уравнение эквивалентно системе такого порядка, каково число степеней свободы системы, то есть сколько независимых вариаций $\delta \mathbf{r}_k$ мы имеем. Если система N точек имеет m связей, то число степеней свободы $n = 3N - m$.

...

§ 3. Баланс импульса, момента импульса, и энергии

Эти уравнения баланса могут быть связаны со свойствами пространства и времени [93].— Emmy Noether's “conserved quantities from symmetries” theorem

Symmetry in the Universe \Leftrightarrow *Conservation Law*

translational symmetry \Leftrightarrow conservation of linear momentum

rotational symmetry \Leftrightarrow conservation of angular momentum

temporal symmetry \Leftrightarrow conservation of energy

Сохранение (линейного) импульса (количества движения) в закрытой (закрытая, изолированной)* системе выводится из однородности пространства (*любой параллельный перенос — трансляция — закрытой системы как целого не меняет свойства этой системы*). Сохранение углового (вращательного) импульса

* Изолированная (закрытая, зáмкнутая) система это такая система, элементы которой взаимодействуют только друг с другом, но не с другими элементами.

(момента импульса) — следствие изотропии пространства (*свойства закрытой системы не меняются с любым поворотом такой системы как целого*). Энергия же изолированной системы сохраняется, так как время однородно* (энергия $E \equiv K(q, \dot{q}) + \Pi(q)$ такой системы не зависит явно от времени).

Уравнения баланса могут быть выведены из принципа виртуальной работы (2.5). Перепишем его, выделив внешние силы $\mathbf{F}_k^{(e)}$ и виртуальную работу внутренних сил $\delta W^{(i)} = \sum_{k,j} \mathbf{F}_{kj}^{(i)} \cdot \delta \mathbf{r}_k$

$$\sum_k (\mathbf{F}_k^{(e)} - m_k \ddot{\mathbf{r}}_k) \cdot \delta \mathbf{r}_k + \delta W^{(i)} = 0. \quad (3.1)$$

Предполагается, что внутренние силы не делают никакой работы на виртуальных смещениях системы как жёсткого целого ($\delta \rho$ и $\delta \mathbf{o}$ — некоторые постоянные векторы, описывающие трансляцию и поворот)

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{r}_k &= \delta \rho + \delta \mathbf{o} \times \mathbf{r}_k, \\ \delta \rho &= \text{constant}, \quad \delta \mathbf{o} = \text{constant} \end{aligned} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0. \quad (3.2)$$

Предпосылки и соображения для этого предположения следующие. Первое — для случая потенциальных, таких как упругие, сил. Вариация работы потенциальных внутренних сил $W^{(i)}$ есть вариация потенциала Π с противоположным знаком,

$$\delta W^{(i)} = -\delta \Pi. \quad (3.3)$$

И весьма очевидно, что Π меняется только деформированием. Второе соображение — внутренние силы сбалансираны в том смысле, что суммарный “нетто” вектор (результатирующая сила) и суммарный “нетто” момент (результатирующая пара) равны $\mathbf{0}$,

(1.5) & (1.9)

$$\sum \dots$$

* Характеристики “однородность” и “изотропность” пространства, “однородность” времени не фигурируют среди аксиом классической механики.

...

Принимая (3.2) и подставляя в (3.1) 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 (...).

...

§ 4. Принцип Hamilton'a и уравнения Lagrange'a

Две ветви аналитической механики — Lagrang'ева механика (оперирующая обобщёнными координатами и соответствующими обобщёнными скоростями в конфигурационном пространстве) и Hamilton'ова механика (оперирующая координатами и соответствующими импульсами в фазовом пространстве). Обе формулировки эквивалентны преобразованием Legendre'a по обобщённым координатам, скоростям и импульсам, поэтому обе содержат ту же информацию для описания динамики системы.

Вариационное уравнение (2.5) удовлетворяется в любой момент времени. Проинтегрируем его (оттуда лишь равенство $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$)^{*} по какому-либо промежутку $[t_1, t_2]$

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\delta K + \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k \right) dt - \left[\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k \right]_{t_1}^{t_2} = 0. \quad (4.1)$$

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 положения становятся функциями вида $\mathbf{r}_k(q^i, t)$, тождественно удовлетворяющими уравнениям связей (2.1). Если связи стационарны, то есть уравнения (2.1) не содержат t , то

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

остаётся $\mathbf{r}_k(q^i)$. Кинетическая энергия превращается в функцию $K(q^i, \dot{q}^i, t)$, где явно входящее t характерно лишь для нестационарных связей.

Привет существенному понятию обобщённых сил. Они происходят из виртуальной работы $\mathbf{F}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k$. С вариацией $\delta \mathbf{r}_k$ вектора положения k -ой точки, развернутой для обобщённых координат q^i ,

$$\delta \mathbf{r}_k = \sum_i \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q^i} \delta q^i, \quad (4.2)$$

виртуальная работа может быть записана как

$$\begin{aligned} \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \delta \mathbf{r}_k &= \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \sum_i \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q^i} \delta q^i = \sum_{i,k} \mathbf{F}_k \cdot \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q^i} \delta q^i \\ &= \sum_i \left(\sum_k \mathbf{F}_k \cdot \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q^i} \right) \delta q^i = \sum_i Q_i \delta q^i, \end{aligned} \quad (4.3)$$

где

$$Q_i \equiv \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \frac{\partial \mathbf{r}_k}{\partial q^i}. \quad (4.4)$$

Стойт акцентировать ещё раз происхождение обобщённых сил от работы. Выбрав обобщённые координаты q^i для проблемы, приложенные силы \mathbf{F}_k группируются затем в наборы обобщённых сил Q_i .

Частный случай потенциальных сил очень актуален для этой книги. Сила *потенциальна*, когда совершённая ей работа зависит только от положения точек, но не от путей между ними. Тогда потенциальная энергия Π может быть введена как скалярное поле, также называемое “потенциальным полем” или просто “потенциалом”, потому что это функция только координат $\Pi = \Pi(q^i)$ (и, возможно, времени, $\Pi(q^i, t)$ — явная зависимость от времени t может появиться из-за нестационарных связей или потому, что физические поля сами по себе зависят от времени). $\delta \Pi = \sum \frac{\partial \Pi}{\partial q^i} \delta q^i$ — вариация энергии Π . Функция Π обычно определяется так,

что положительная работа — это понижение потенциала. Так, если обобщённые силы потенциальны, то

$$\sum_i Q_i \delta q^i = -\delta \Pi, \quad Q_i = -\frac{\partial \Pi}{\partial q^i}. \quad (4.5)$$

...

Уравнения Lagrange'a первого рода

Поскольку существуют уравнения Lagrange'a "второго рода", читатель может догадаться, что уравнения "первого рода" тоже существуют. Да, они известны. И о них стбит упомянуть хотя бы потому, что метод вывода, основанный на этих уравнениях, используется в этой книге много раз.

Когда связи (2.1) наложены на систему, равенство $\mathbf{F}_k = m_k \ddot{\mathbf{r}}_k$ не следует из вариационного уравнения (2.5), ведь виртуальные смещения $\delta \mathbf{r}_k$ тогда не независимы. Имея m связей и поэтому m условий (2.3) для вариаций, каждое из этих условий умножается на некий скаляр λ_a ($a = 1, \dots, m$) и добавляется к (2.5), превращаясь в

$$\sum_{k=1}^N \left(\mathbf{F}_k^{(a)} + \sum_{a=1}^m \lambda_a \frac{\partial c_a}{\partial \mathbf{r}_k} - m_k \ddot{\mathbf{r}}_k \right) \cdot \delta \mathbf{r}_k = 0. \quad (4.6)$$

Среди $3N$ компонент вариаций $\delta \mathbf{r}_k$, m зависимых. Ага, а число множителей Lagrange'a λ_a тоже m . Если выбрать λ_α такие, что коэффициенты([??какие?](#)) для зависимых вариаций обращаются в нуль, то тогда у остальных вариаций коэффициенты([??](#)) также будут нулевые из-за независимости. Следовательно, все выражения в скобках (...) равны нулю — это и есть уравнения Lagrange'a первого рода.

Поскольку для каждой частицы

...

§ 5. Статика

Пусть есть механическая система со стационарными (постоянными во времени) связями под действием статических (не меняющихся со временем) активных сил \mathbf{F}_k . В равновесии все $\mathbf{r}_k = \mathbf{constant}$, отсюда $\delta\mathbf{r}_k = \mathbf{0}$, $\frac{\partial\mathbf{r}_k}{\partial q^i} = \mathbf{0}$, и принцип виртуальной работы формулируется как

$$\sum_k \mathbf{F}_k \cdot \delta\mathbf{r}_k = 0 \Leftrightarrow \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \frac{\partial\mathbf{r}_k}{\partial q^i} = Q_i = 0. \quad (5.1)$$

Обе части существенны: и вариационное уравнение, и нули в обобщённых силах.

Соотношения (5.1) — это самые общие и универсальные уравнения статики. В литературе распространено узкое представление уравнений равновесия как баланса сил и моментов. Но и в том случае, как и в любом, набор уравнений равновесия точно совпадает с обобщёнными координатами. “Результирующая сила” (также упоминаемая как “равнодействующая, суммарная (полная), “нетто” сила” или “суммарный, главный, “нетто” вектор”) и “результатирующая пара сил” (“суммарная, главная, “нетто” пара”, “момент суммарный, нетто, главный”) фигурируют в уравнениях равновесия* просто потому, что у системы есть трансляционные (поступательные) и поворотные (вращательные) степени свободы трансляции и поворота. Огромная популярность сил и моментов (пар сил) идёт не столько от преобладания статики совершенно недеформируемого (идеально жёсткого) твёрдого тела, но больше от того, что виртуальная работа внутренних сил на всех движениях системы как жёсткого целого всегда равна нулю для любой среды.

* С тех пор, как **Louis Poinsot** описал сведение (редукцию, сокращение) любой совокупности сил, действующих на одну и ту же совершенно жёсткую систему, до единственной силы и единственной пары в своей книге “Éléments de statique”, впервые опубликованной в 1803 — Éléments de statique, chez Calixte-Volland, 1803 (an XII). 267 p. Onzième (11ème) édition : Gauthier-Villars, 1873.

Пусть два вида сил действуют в системе : потенциальные, с зависящей от координат энергией $\Pi(q^i)$, а также внешние $\overset{\circ}{Q}_j^{(e)} \equiv P_j$. Из (5.1) следуют уравнения равновесия

$$\frac{\partial \Pi}{\partial q^i} = P_i \quad (5.2)$$

и точный (полный) дифференциал $\Pi(q^i)$ (независимого от времени) есть

$$d\Pi = \sum_i \frac{\partial \Pi}{\partial q^i} dq^i = \sum_i P_i dq^i. \quad (5.3)$$

Уравнения (5.2) формулируют проблему статики, нелинейную в общем, об отношении положения равновесия q_o^i с внешними нагрузками P_i .

Линейная система с квадратичным потенциалом Π как функцией координат

$$\Pi = \frac{1}{2} \sum_{i,k} C_{ik} q^i q^k \quad (5.4)$$

$$\sum_k C_{ik} q^k = P_i. \quad (5.5)$$

Тут фигурируют элементы C_{ik} “матрицы жёсткости”, координаты q^k и внешние нагрузки P_i .

Конструкции (и сделанные человеком искусственные, и в природе) чаще всего имеют положительно определённую матрицу жёсткости C_{ik} . Тогда $\det C_{ik} > 0$, решение линейной алгебраической системы (5.5) единствено, и это решение может быть заменено минимизацией квадратичной формы

$$\mathcal{E}(q^j) \equiv \Pi - \sum_i P_i q^i = \frac{1}{2} \sum_{i,k} q^i C_{ik} q^k - \sum_i P_i q^i \rightarrow \min. \quad (5.6)$$

Однако, дизайн может быть столь неудачным, что матрица жёсткости выходит сингулярной (необратимой) с $\det C_{ik} = 0$ (или же детерминант очень близок к нулю, $\det C_{ik} \approx 0$ — почти сингулярная матрица). Тогда решение линейной проблемы статики (5.5) существует лишь когда внешние нагрузки P_i ортогональны

всем линейно независимым решениям однородной сопряжённой системы

...

Известные теоремы статики для линейных континуумов ([§ 4.5](#)) могут быть легко доказаны для конечного числа степеней свободы. Теорема Clapeyron'a выглядит здесь как

...

Теорема о взаимности работ (“работа W_{12} сил первого набора на смещениях от сил второго равна работе W_{21} сил второго набора на смещениях от сил первого”) мгновенно выводится из ([5.5](#)) :

(....)

Тут существенна симметрия матрицы жёсткости $C_{ij} = C_{ji}$ — то, что система консервативна.

.....

Возвращаясь к проблеме ([5.2](#)), иногда называемой теоремой Lagrange'a. Обращённая преобразованием Legendre'a, она переводится в

$$\begin{aligned} d\left(\sum_i P_i q^i\right) &= \sum_i d(P_i q^i) = \sum_i (q^i dP_i + P_i dq^i), \\ \sum_i d(P_i q^i) - \underbrace{\sum_i P_i dq^i}_{d\Pi} &= \sum_i q^i dP_i, \\ d\left(\sum_i P_i q^i - \Pi\right) &= \sum_i q^i dP_i = \underbrace{\sum_i \frac{\partial \Pi}{\partial P_i} dP_i}_{d\Pi}, \end{aligned}$$

где появляется полный (точный) дифференциал так называемой “дополнительной энергии” Π

$$q^i = \frac{\partial \Pi}{\partial P_i}, \quad \Pi(P_i) = \sum_i P_i q^i - \Pi. \quad (5.7)$$

Это известно как теорема Castigliano*. Для линейной системы (5.5) $\Rightarrow \Pi(P_i) = \Pi(q^i)$. Теорема (5.7) иногда бывает очень полезна — когда дополнительную энергию как функцию внешних нагрузок $\Pi(P_i)$ легко найти. Кто-то может встретить так называемые “статически определимые” конструкции (системы), для которых все внутренние силы повезёт найти просто лишь из уравнений баланса (равновесия) для сил и моментов. Для таких конструкций (5.7) эффективна.

В отличие от линейной задачи (5.5), нелинейная задача (5.2) может не иметь решений вовсе или же иметь их несколько.

....

Обзор статики в классической механике я заканчиваю принципом d'Alembert'a**: динамические уравнения отличаются от статических лишь дополнительными “силами инерции” (“фиктивными силами”) $m_k \ddot{\mathbf{r}}_k$. Принцип d'Alembert'a весьма очевиден, но применять его всегда и везде — ошибка. Как пример, уравнения движения для вязкой жидкости (уравнения Navier–Stokes'a) в статике и в динамике отличаются не только лишь инерционной добавкой. Тем не менее, для твёрдых упругих тел принцип d'Alembert'a всегда употребим.

* **Carlo Alberto Castigliano.** Intorno ai sistemi elastici, Dissertazione presentata da Castigliano Alberto alla Commissione Esaminatrice della R. Scuola d'Applicazione degli Ingegneri in Torino per ottenere la Laurea di Ingegnere Civile. Torino, Vincenzo Bona, 1873.

** **Jean Le Rond d'Alembert.** Traité de Dynamique, dans lequel les Loix de l'Equilibre & du mouvement des Corps sont réduites au plus petit nombre possible, & démontrées d'une manière nouvelle, & où l'on donne un Principe général pour trouver le Mouvement de plusieurs Corps qui agissent les uns sur les autres, d'une manière quelconque. Paris : David l'aîné, MDCCXLIII (1743).

§ 6. Малые колебания (вибрации)

Если статика линейной системы описывается уравнением (5.5), то в динамике мы имеем

$$\sum_k \left(A_{ik} \ddot{q}_k + C_{ik} q^k \right) = P_i(t), \quad (6.1)$$

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

Любое описание колебаний почти всегда включает термин “мода”. Мода вибрации может быть определена как способ вибрации или паттерн вибрации. Нормальная мода есть паттерн периодического движения, когда все части колеблющейся системы движутся синусоидально одинаковой частотой и с фиксированным соотношением фаз. Свободное движение, описываемое нормальными модами, происходит на фиксированных частотах — натуральных резонансных частотах колеблющейся системы.

Самое общее движение колеблющейся системы есть некоторая суперпозиция нормальных мод этой системы.*

Изучение колеблющейся системы чаще всего начинается с ортогональных (нормальных) “мод” — гармоник, свободных (без какой-либо движущей или демпфирующей силы) синусоидальных колебаний

$$q^k(t) = \dot{q}_k^* \sin \omega_k t.$$

Множители $\dot{q}_k^* = \text{constant}$ — ортогональные (нормальные) “моды” колебания, ω_k — натуральные (резонансные, собственные) частоты. Этот набор, зависящий от структуры колеблющегося объекта, ма-

* Моды “нормальны” в смысле, что они движутся независимо, и возбуждение одной моды никогда не вызовет движение другой моды. В математических терминах нормальные моды ортогональны друг другу. В музыке нормальные моды вибрирующих инструментов (струн, воздушных трубок, перкуссии и других) называются “harmonics” или “overtones”.

териалов и краевых условий, находится из задачи на собственные значения

$$\begin{aligned} P_i = 0, \quad \ddot{q}_k &= -\omega_k^2 \dot{q}_k^* \sin \omega_k t, \quad (6.1) \Rightarrow \\ \Rightarrow \sum_k \left(C_{ik} - A_{ik} \omega_k^2 \right) \dot{q}_k^* \sin \omega_k t &= 0 \end{aligned} \quad (6.2)$$

...

Интеграл Duhamel'я is a way of calculating the response линейных систем to an arbitrary time-varying external perturbation.

...

§ 7. Совершенно жёсткое недеформируемое твёрдое тело

“Абсолютно жёсткое”, оно же “абсолютно твёрдое” и “абсолютно прочное”— несбыточная мечта любого инженера.

Ещё один концепт, моделируемый в классической общей механике,— (совершенно) жёсткое тело. То есть твёрдое* тело, в котором деформация нулевая (или пренебрежимо мала — так мала, что ею можно пренебречь). Расстояние между любыми двумя точками недеформируемого жёсткого тела остаётся постоянным независимо от действующих на него внешних сил.

Недеформируемое жёсткое тело моделируется, используя “континуальный подход” как непрерывное распределение массы (материальный континуум, сплошная среда), вместо использования “дискретного подхода” (то есть моделирования тела как дискретной коллекции частиц, § 1).

Масса материального континуума распределяется непрерывно по всему своему объёму,

$$dm \equiv \rho dV \quad (7.1)$$

* “Жёсткое” это неупругое и не гибкое, а “твёрдое” это не текучее.

Твёрдое вещество сохраняет свой размер и форму без контейнера (в отличие от текучего вещества, жидкости или газа).

$(\rho — \text{объёмная плотность массы и } dV — \text{бесконечномáлый объём}).$

Формула с суммированием по дискретным точкам становится формулой для сплошного тела заменой масс частиц на массу (7.1) бесконечномáлого элемента объёма dV с интегрированием по всему объёму тéла. В частности, вот формулы для (линейного) импульса

$$\sum_k m_k \dot{\mathbf{r}}_k \text{ становится } \int_V \dot{\mathbf{r}} dm \quad (7.2)$$

и для углового импульса

$$\sum_k \mathbf{r}_k \times m_k \dot{\mathbf{r}}_k \text{ становится } \int_V \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}} dm. \quad (7.3)$$

Чтобы полностью описать положение (позицию, место) любого недеформируемого тела со всеми своими точками, достаточно выбрать какую-либо уникальную точку за “полюс”, найти или задать положение $\mathbf{p} = \mathbf{p}(t)$ выбранной точки, а также угловую ориентацию тела относительно полюса (рисунок 11). Как результат, любое движение недеформируемого твёрдого тела есть либо поворот вокруг выбранного полюса, либо равное смещение полюса и всех точек тела — трансляция (линейное движение)*, либо комбинация их обоих.

Здесь изображены следующие тройки взаимно перпендикулярных единичных векторов (“базисными векторами”)

✓ $\overset{\circ}{e}_i = \text{constant}$ — неподвижный (стационарный) базис**

✓ \tilde{e}_i — промежуточный базис, то есть неповёрнутый подвижный базис, то есть стационарный базис $\overset{\circ}{e}_i$ на полюсе, $\tilde{e}_i = \overset{\circ}{e}_i = \text{constant}$

✓ e_i — базис, который движется вместе с телом

* Трансляция может также быть мыслима как вращение с центром переворота на бесконечности.

** неподвижная относительно абсолютной (или любой инерциальной) системы отсчёта.

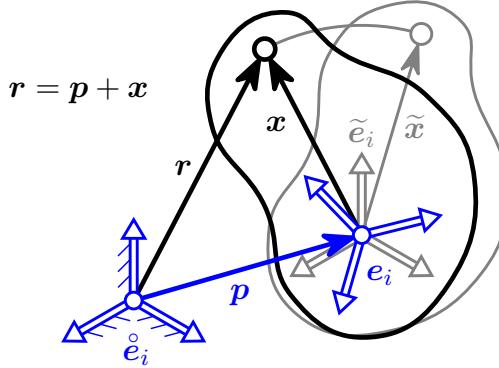


рисунок 11

Имея стационарный базис $\dot{\hat{e}}_i$ и движущийся базис e_i , угловая ориентация тела может быть описана тензором поворота $O \equiv e_i \tilde{e}_i = e_i \dot{\hat{e}}_i$:

$$\tilde{x} = x_i \tilde{e}_i, \quad x = x_i e_i, \quad x = x_i e_i \tilde{e}_i \cdot \tilde{e}_i = e_i \tilde{e}_i \cdot x_i \tilde{e}_i = O \cdot \tilde{x} \quad (7.4)$$

(11.3, § 1.11), а $\tilde{x} = \dot{\tilde{x}} = x_i \dot{\hat{e}}_i = \text{constant}$ — известные положения точек тела. Для недеформируемого жёсткого тела не только вектор $\dot{\tilde{x}}$ постоянен, но также компоненты x_i не зависят от времени в любом базисе: $x_i = \text{constant}(t)$.

Тогда, любое движение тела может быть полностью определено двумя функциями, $p(t)$ и $O(t)$

$$r = p + x = p + O \cdot \dot{\tilde{x}} \quad (7.5)$$

— вектор положения некоторой точки тела.

Дифференцируя по времени,

$$\dot{r} = \dot{p} + \dot{x} = \dot{p} + (O \cdot \dot{\tilde{x}})^\bullet = \dot{p} + \dot{O} \cdot \dot{\tilde{x}}. \quad (7.6)$$

Но что такое \dot{O} ?

$(x_i = \text{constant} \Rightarrow \dot{x} = x_i \dot{e}_i = x_i \dot{e}_i \dot{\hat{e}}_i \cdot \dot{\hat{e}}_i = \dot{O} \cdot x_i \dot{\hat{e}}_i = \dot{O} \cdot \dot{\tilde{x}},$ где $\dot{e}_i \dot{\hat{e}}_i = \dot{O}, \dot{e}_i = \dot{O} \cdot \dot{\hat{e}}_i)$

Вводя (псевдо)вектор угловой скорости ω (11.12, § 1.11)

$$\dot{O} = \omega \times O, \quad \dot{e}_i = \omega \times e_i, \quad \dot{x} = \omega \times x \quad (7.7)$$

....

Вторая производная есть ускорение

...

Линейный импульс (количество движения) и угловой импульс (момент импульса) недеформируемого сплошного тела описываются следующими интегралами

...

$$\int_V p dm = \mathbf{p} \int_V dm = \mathbf{p} m$$

$$\int_V x dm = \mathbf{\Xi} m, \quad \mathbf{\Xi} \equiv m^{-1} \int_V x dm$$

Три инерциальных характеристики тела :

- ✓ интегральная масса $m = \int_V dm = \int_V \rho dV$ — масса всего тела,
- ✓ вектор эксцентриситета $\mathbf{\Xi}$ — измеряет смещение выбранного полюса от “центра масс” тела,
- ✓ тензор инерции ${}^2\mathfrak{I}$.

Вектор эксцентриситета равняется нуль-вектору только когда выбранный полюс совпадает с “центром масс” — уникальной точкой внутри тела с вектором положения \mathbf{n} , короче

$$\mathbf{\Xi} = \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{p} = \mathbf{n}.$$

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &= \mathbf{r} - \mathbf{p}, \quad \mathbf{\Xi} m = \int_V (\mathbf{r} - \mathbf{n}) dm = \mathbf{0}, \\ \int_V \mathbf{r} dm - \mathbf{n} \int_V dm &= \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{n} = m^{-1} \int_V \mathbf{r} dm \end{aligned}$$

...

тензор инерции ${}^2\mathfrak{I}$

$${}^2\mathfrak{I} \equiv - \int_V (\mathbf{x} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{x} \times \mathbf{E}) dm = \int_V (\mathbf{x} \cdot \mathbf{x} \mathbf{E} - \mathbf{x} \mathbf{x} \mathbf{E}) dm$$

It is assumed (*can be proven?*) that the inertia tensor changes only due to a rotation

$${}^2\mathfrak{J} = \mathbf{O} \cdot {}^2\mathring{\mathfrak{J}} \cdot \mathbf{O}^\top$$

и если какой-нибудь базисе \mathbf{e}_j движется вместе с телом, компоненты инерции в том базисе не меняются со временем

$${}^2\mathfrak{J} = \mathfrak{I}_{ab} \mathbf{e}_a \mathbf{e}_b, \quad \mathfrak{I}_{ab} = \text{constant}(t),$$

поэтому производная по времени есть

$$\begin{aligned} {}^2\dot{\mathfrak{J}} &= \mathfrak{I}_{ab} (\dot{\mathbf{e}}_a \mathbf{e}_b + \mathbf{e}_a \dot{\mathbf{e}}_b) = \mathfrak{I}_{ab} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_a \mathbf{e}_b + \mathbf{e}_a \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{e}_b) \\ &= \boldsymbol{\omega} \times \mathfrak{I}_{ab} \mathbf{e}_a \mathbf{e}_b - \mathfrak{I}_{ab} \mathbf{e}_a \mathbf{e}_b \times \boldsymbol{\omega} = \boldsymbol{\omega} \times {}^2\mathfrak{J} - {}^2\mathfrak{J} \times \boldsymbol{\omega} \end{aligned}$$

Подстановка (...) в (1.6) и (??) даёт уравнения баланса — баланс количества движения (линейного импульса) и баланс момента импульса (углового импульса — для модели сплошного недеформируемого жёсткого тела

...

здесь \mathbf{f} — внешняя сила на единицу массы, \mathbf{F} — результанта внешних сил (также называемая “равнодействующей силой” или “главным вектором”), \mathbf{M} — результанта внешних пар сил (“главная пара”, “главный момент”).

...

Рассмотрим моделирование совершенно жёсткого (недеформируемого) твёрдого тела по принципу виртуальной работы (2.5)

.... (7.5) $\Rightarrow \delta r = \delta \mathbf{p} + \delta \mathbf{x}$

(begin copied from § 1.13)

Варьируя тождество (11.5), получим $\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top = -\mathbf{O} \cdot \delta \mathbf{O}^\top$. Этот тензор антисимметричен, и потому выражается через свой сопутствующий вектор $\delta \mathbf{o}$ как $\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{E}$. Приходим к соотношениям

$$\delta \mathbf{O} = \delta \mathbf{o} \times \mathbf{O}, \quad \delta \mathbf{o} = -\frac{1}{2} (\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^\top)_x, \quad (7.8)$$

(end of copied from § 1.13)

....

§ 8. Механика относительного движения

До этого вопрос о системе отсчёта не поднимался. Всё рассматривалось в некой “абсолютной” системе или одной из инерциальных систем (§ 1). Теперь представьте себе две системы, “абсолютную” и “подвижную”

$$\begin{aligned}\overset{\circ}{r} &= r + x \\ \overset{\circ}{r} &= \rho_i \overset{\circ}{e}_i, \quad x = x_i e_i \\ (\overset{\circ}{r})^{\bullet} &= \dot{r} + \dot{x} \\ \dot{r} &= \dot{\rho}_i \overset{\circ}{e}_i, \quad \dot{x} = (x_i e_i)^{\bullet} = \dot{x}_i e_i + x_i \dot{e}_i\end{aligned}$$

$$x_i \neq \text{constant} \Rightarrow \dot{x}_i \neq 0$$

По (11.15, § 1.11)

$$\dot{e}_i = \omega \times e_i \Rightarrow x_i \dot{e}_i = \omega \times x_i e_i = \omega \times x$$

$$\dot{x} = \dot{x}_i e_i + \omega \times x$$

$$v \equiv (\overset{\circ}{r})^{\bullet} = \dot{r} + \dot{x} = \underbrace{\dot{r} + \omega \times x}_{v_e} - \underbrace{\omega \times x + \dot{x}}_{v_{rel}}$$

$$\dot{x} - \omega \times x = \dot{x}_i e_i \equiv v_{rel} \text{ — relative velocity, } \dot{r} + \omega \times x \equiv v_e$$

$$v = v_e + v_{rel} \tag{8.1}$$

....

$$\begin{aligned}(\overset{\circ}{r})^{\bullet} &= \dot{r} + \dot{x} \\ (\overset{\circ}{r})^{\bullet\bullet} &= \ddot{r} + \ddot{x} \\ w \equiv \dot{v} &= (\overset{\circ}{r})^{\bullet\bullet} = \ddot{r} + \ddot{x} \\ \ddot{r} &= \ddot{\rho}_i \overset{\circ}{e}_i, \quad \ddot{x} = (x_i e_i)^{\bullet\bullet} = (\dot{x}_i e_i + x_i \dot{e}_i)^{\bullet} = \ddot{x}_i e_i + \dot{x}_i \dot{e}_i + \dot{x}_i \dot{e}_i + x_i \ddot{e}_i\end{aligned}$$

$$\dot{\boldsymbol{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{e}_i \Rightarrow \ddot{\boldsymbol{e}}_i = (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{e}_i)^\bullet = \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \boldsymbol{e}_i + \boldsymbol{\omega} \times \dot{\boldsymbol{e}}_i = \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \boldsymbol{e}_i + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{e}_i)$$

$$x_i \ddot{\boldsymbol{e}}_i = x_i (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{e}_i)^\bullet = \dot{\boldsymbol{\omega}} \times x_i \boldsymbol{e}_i + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times x_i \boldsymbol{e}_i) = \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \boldsymbol{x} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{x})$$

$$\dot{\boldsymbol{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{e}_i \Rightarrow \dot{x}_i \dot{\boldsymbol{e}}_i = \boldsymbol{\omega} \times \dot{x}_i \boldsymbol{e}_i = \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{v}_{rel}$$

$\ddot{x}_i \boldsymbol{e}_i \equiv \boldsymbol{w}_{rel}$ — relative acceleration

$2\dot{x}_i \dot{\boldsymbol{e}}_i = 2\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{v}_{rel} \equiv \boldsymbol{w}_{Cor}$ — Coriolis acceleration

$$\ddot{\boldsymbol{x}} = \boldsymbol{w}_{rel} + \boldsymbol{w}_{Cor} + x_i \ddot{\boldsymbol{e}}_i$$

$$\begin{aligned} (x_i \dot{\boldsymbol{e}}_i)^\bullet &= \dot{x}_i \dot{\boldsymbol{e}}_i + x_i \ddot{\boldsymbol{e}}_i = \frac{1}{2} \boldsymbol{w}_{Cor} + x_i \ddot{\boldsymbol{e}}_i \\ (x_i \dot{\boldsymbol{e}}_i)^\bullet &= (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{x})^\bullet = \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \boldsymbol{x} + \boldsymbol{\omega} \times \dot{\boldsymbol{x}} \end{aligned}$$

$$\boldsymbol{\omega} \times \dot{\boldsymbol{x}} = \boldsymbol{\omega} \times (\dot{x}_i \boldsymbol{e}_i + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{x}) = \underbrace{\boldsymbol{\omega} \times \dot{x}_i \boldsymbol{e}_i}_{\dot{x}_i \dot{\boldsymbol{e}}_i = \frac{1}{2} \boldsymbol{w}_{Cor}} + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{x})$$

...

Библиография

В длинном списке книг про классическую механику читатель может найти работы и специалистов по механике [87, 88, 94, 95, 96], и широко ориентированных физиков-теоретиков [93, 89]. Весьма интересна книга Феликса Р. Гантмахер'a [92] с компактным, но полным изложением основ.

глава 3

НЕЛИНЕЙНО-УПРУГАЯ БЕЗМОМЕНТНАЯ СРЕДА

§1. Континуум и два подхода к описанию его

Согласно атомной теории, вещество состоит из дискретных частиц — атомов. Поэтому модель системы частиц с массами m_k и векторами положения $\mathbf{r}_k(t)$ может показаться подходящей даже несмотря на невообразимое число степеней свободы, так как объёмы памяти и быстрота современных компьютеров характеризуются тоже астрономическими числами.

Но всё же, может быть, стоит выбрать фундаментально и качественно иную модель — модель материального континуума, или сплошной среды, где масса распределена континуально (непрерывно) в объёме, и конечный объём \mathcal{V} содержит массу

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

здесь ρ — объёмная плотность массы и $d\mathcal{V}$ — бесконечномалый элемент объёма.

Реальная материя моделируется как континуум, который может быть мыслим как бесконечное множество исчезающие малых частиц, соединённых вместе.

Пространство материальных точек — лишь первая и простая идея непрерывного распределения массы. Возможны более сложные модели, где частицы имеют больше степеней свободы: не только трансляции, но также повороты, внутренней деформации и другие. Зная, что такие модели привлекают всё больший интерес, в этой главе мы рассмотрим классический концепт о сплошной среде как “сделанной из простых точек”.

В каждый момент времени t деформируемый континуум занимает некий объём \mathcal{V} пространства. Этот объём движется и деформируется, но набор частиц внутри этого объёма постоянен. Это баланс массы (“материя не создаётся и не аннигилируется”)

$$dm = \rho d\mathcal{V} = \rho' d\mathcal{V}' = \dot{\rho} d\mathring{\mathcal{V}}, \quad m = \int_{\mathcal{V}} \rho d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}'} \rho' d\mathcal{V}' = \int_{\mathring{\mathcal{V}}} \dot{\rho} d\mathring{\mathcal{V}}. \quad (1.2)$$

Вводя какие-либо переменные параметры q^i — криволинейные координаты, имеем отношение для положений частиц

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^i, t). \quad (1.3)$$

...

Материальное описание

в начальный момент, в так называемой начальной (оригинальной, **начальной**, “материальной”) конфигурации

в какой-то начальный момент $t=0$

“запоминается” начальная (“материальная”) конфигурация — locations in space of particles at some arbitrarily chosen “initial” moment $t=0$

$$\mathring{\mathbf{r}}(q^i) \equiv \mathbf{r}(q^i, 0)$$

Морфизм (функция) $\mathring{\mathbf{r}} = \mathring{\mathbf{r}}(q^i)$

isomorphism (bijective mapping) (invertible one-to-one relation)
(взаимно однозначное)

Subsequent locations in space of particles are then dependent variables — functions of time and of the initial (material, “Lagrangian”) coordinates/location $\mathring{\mathbf{r}}$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(\mathring{\mathbf{r}}, t).$$

Для пространственного дифференцирования (постоянных во времени) отношений типа $\varphi = \varphi(\mathring{\mathbf{r}})$

вводится локальный касательный базис $\mathring{\mathbf{r}}_{\partial i}$ и взаимный базис $\mathring{\mathbf{r}}^i$

$$\mathring{\mathbf{r}}_{\partial i} \equiv \partial_i \mathring{\mathbf{r}} \quad (\partial_i \equiv \frac{\partial}{\partial q^i}), \quad \mathring{\mathbf{r}}^i \cdot \mathring{\mathbf{r}}_{\partial j} = \delta_j^i$$

“материальный” оператор Hamilton'a $\overset{\circ}{\nabla}$

$$\mathbf{E} = \overset{\circ}{\mathbf{r}}^i \overset{\circ}{\mathbf{r}}_{\partial i} = \overset{\circ}{\mathbf{r}}^i \partial_i \overset{\circ}{\mathbf{r}} = \overset{\circ}{\nabla} \overset{\circ}{\mathbf{r}}, \quad \overset{\circ}{\nabla} \equiv \overset{\circ}{\mathbf{r}}^i \partial_i,$$
 (1.4)

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

...

Но может быть эффективен ещё иной подход — *пространственное (или “эйлерово”) описание*, когда вместо фокусирования на том, как частицы континуума движутся из начальной конфигурации в пространстве и времени, процессы рассматриваются в неподвижных точках пространства с течением времени. С отношениями типа $\rho = \rho(\mathbf{r}, t)$, мы следим за происходящим именно в этом месте. Разные частицы, непрерывно уходящие и приходящие сюда, не смущают нас.

...

баланс массы в пространственном описании (уравнение непрерывности (сплошности, неразрывности) для массы)

....

Jaumann derivative (“corotational time derivative”) was first introduced by Gustav Jaumann*

Es sei $\frac{\partial}{\partial t}$ der Operator der lokalen Fluxion, d. i. der partiellen Fluxion in einem gegen das Koordinatensystem ruhenden Punkte des Raumes. Ferner sei $\frac{d}{dt}$ der Operator der totalen Fluxion, welcher definiert wird durch

$$\frac{da}{dt} = \frac{\partial a}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla a,$$

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt} \stackrel{3}{=} \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla; \mathbf{a} - \frac{1}{2} (\text{rot } \mathbf{v}) \times \mathbf{a},$$

$$\frac{d\boldsymbol{\alpha}}{dt} \stackrel{9}{=} \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla; \boldsymbol{\alpha} - \frac{1}{2} (\text{rot } \mathbf{v} \times \boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\alpha} \times \text{rot } \mathbf{v}).$$

* **Gustav Jaumann.** Geschlossenes System physikalischer und chemischer Differentialgesetze (I. Mitteilung) // Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien, Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse, Abteilung IIa, Band CXX, 1911. Seiten 385–530.

Endlich verwenden wir die körperliche Fluxion eines Skalars:

$$\frac{\delta}{\delta t} a = \frac{\partial}{\partial t} a + \operatorname{div} a \mathbf{v} = \frac{d}{dt} a + a \operatorname{div} \mathbf{v}.$$

körperliche — bodily/телесная, material/вещественная(материальная), physical/физическая

$$\nabla \cdot (a \mathbf{v}) = a \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla a$$

...

Пусть $\mathbf{v}(\mathring{\mathbf{r}}, t)$ — какое-либо поле (?? только в материальном описании от $\mathring{\mathbf{r}}$??). Найдём скорость изменения интеграла по объёму

$$\Upsilon \equiv \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{v} d\mathcal{V}$$

(“ \mathbf{v} есть Υ на единицу массы”). Кажущееся сложным вычисление $\dot{\Upsilon}$ (ведь \mathcal{V} деформируется) на самом деле весьма простое с балансом массы (1.2) :

$$\Upsilon = \int_{\mathring{\mathcal{V}}} \mathring{\rho} \mathbf{v} d\mathring{\mathcal{V}} \Rightarrow \dot{\Upsilon} = \int_{\mathring{\mathcal{V}}} \mathring{\rho} \dot{\mathbf{v}} d\mathring{\mathcal{V}} = \int_{\mathcal{V}} \rho \dot{\mathbf{v}} d\mathcal{V}. \quad (1.5)$$

$$\Psi = \int_{\mathcal{V}} \rho \psi d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}'} \rho' \psi d\mathcal{V}' \Rightarrow \dot{\Psi} = \int_{\mathcal{V}} \rho \dot{\psi} d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}'} \rho' \dot{\psi} d\mathcal{V}'$$

...

Не стбит противопоставлять материальное и пространственное описания. В этой книге используются оба, в зависимости от ситуации.

§ 2. Градиент движения

Имея функцию движения $\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^i, t)$, $\overset{\circ}{\mathbf{r}}(q^i) \equiv \mathbf{r}(q^i, 0)$, операторы “набла” $\nabla \equiv \mathbf{r}^i \partial_i$, $\overset{\circ}{\nabla} \equiv \overset{\circ}{\mathbf{r}}^i \partial_i$ и глядя на дифференциальные отношения для какого-либо бесконечномалого вектора в двух конфигурациях, текущей с $d\mathbf{r}$ и начальной с $d\overset{\circ}{\mathbf{r}}$

$$\begin{aligned} d\mathbf{r} &= d\overset{\circ}{\mathbf{r}} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r} = \frac{\overset{\circ}{\mathbf{r}}^i \partial_i}{\overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r}^\top} \cdot d\overset{\circ}{\mathbf{r}} \\ d\overset{\circ}{\mathbf{r}} &= d\mathbf{r} \cdot \nabla \overset{\circ}{\mathbf{r}} = \frac{\nabla \overset{\circ}{\mathbf{r}}^\top}{\mathbf{r}^i \overset{\circ}{\partial}_i} \cdot d\mathbf{r} \\ \mathbf{F}^{-1} &\quad \mathbf{F}^{-1} \end{aligned} \tag{2.1}$$

приходит на ум ввести “градиент движения”^{*}, взяв для него один из этих тензорных множителей: $\mathbf{F} \equiv \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r}^\top = \mathbf{r}_{\partial i} \overset{\circ}{\mathbf{r}}^i$.

Почему именно этот? Причина выбрать $\overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r}^\top$ — другое выражение для дифференциала

$$\begin{aligned} d\mathbf{r} &= \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}} \cdot d\overset{\circ}{\mathbf{r}} & \mathbf{F} &= \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}} \\ d\overset{\circ}{\mathbf{r}} &= \frac{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}}{\partial \mathbf{r}} \cdot d\mathbf{r} & \mathbf{F}^{-1} &= \frac{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}}{\partial \mathbf{r}} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}} &= \partial_i \zeta \overset{\circ}{\mathbf{r}}^i & \frac{\partial \zeta}{\partial \mathbf{r}} &= \partial_i \zeta \mathbf{r}^i \end{aligned}$$

....

$$\mathbf{E} = \underbrace{\overset{\circ}{\nabla} \overset{\circ}{\mathbf{r}}}_{\frac{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}}{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}}} = \underbrace{\nabla \mathbf{r}}_{\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}}}$$

....

Для декартовых координат с ортонормальным базисом $\mathbf{e}_i = \text{constant}$

$$\mathbf{r} = x_i(t) \mathbf{e}_i, \quad \overset{\circ}{\mathbf{r}} = x_i(0) \mathbf{e}_i = \overset{\circ}{x}_i \mathbf{e}_i, \quad \overset{\circ}{x}_i \equiv x_i(0),$$

* Тензору \mathbf{F} не вполне подходит более популярное название “градиент деформации”, поскольку этот тензор описывает не только саму деформацию, но и поворот тела как целого без деформации.

$$\overset{\circ}{\nabla} = \mathbf{e}_i \frac{\partial}{\partial \overset{\circ}{x}_i} = \mathbf{e}_i \overset{\circ}{\partial}_i, \quad \nabla = \mathbf{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i} = \mathbf{e}_i \partial_i,$$

$$\begin{aligned}\overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r} &= \mathbf{e}_i \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial \overset{\circ}{x}_i} = \mathbf{e}_i \frac{\partial(x_j \mathbf{e}_j)}{\partial \overset{\circ}{x}_i} = \frac{\partial x_j}{\partial \overset{\circ}{x}_i} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = \overset{\circ}{\partial}_i x_j \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j, \\ \nabla \overset{\circ}{\mathbf{r}} &= \mathbf{e}_i \frac{\partial \overset{\circ}{\mathbf{r}}}{\partial x_i} = \frac{\partial \overset{\circ}{x}_j}{\partial x_i} \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j = \partial_i \overset{\circ}{x}_j \mathbf{e}_i \mathbf{e}_j\end{aligned}$$

...

По теореме о полярном разложении (§ 1.??), градиент движения разложим на тензор поворота \mathbf{O} и симметричные положительные тензоры искажений \mathbf{U} и \mathbf{V} :

$$\mathbf{F} = \mathbf{O} \cdot \mathbf{U} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{O}$$

...

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

....

§ 3. Меры (тензоры) деформации

А это — где возникает экстра сложность. Хотя, многовариантность нередко видится как большой дар.

Градиент движения \mathbf{F} характеризует и деформацию тела, и поворот тела как целого. Тензорами лишь-деформации являются тензоры искажений \mathbf{U} и \mathbf{V} из полярного разложения $\mathbf{F} = \mathbf{O} \cdot \mathbf{U} = \mathbf{V} \cdot \mathbf{O}$, так же как и другие тензоры, происходящие от \mathbf{U} или (и) \mathbf{V} .

Широко используются “квадраты” \mathbf{U} и \mathbf{V}

$$\begin{aligned}(U^2 =) \quad \mathbf{U} \cdot \mathbf{U} &= \mathbf{F}^\top \cdot \mathbf{F} \equiv \mathbf{G}, \\ (V^2 =) \quad \mathbf{V} \cdot \mathbf{V} &= \mathbf{F} \cdot \mathbf{F}^\top \equiv \mathbf{\Phi}.\end{aligned}\tag{3.1}$$

Это тензор деформации Green'a (или правый тензор Cauchy–Green'a) \mathbf{G} и тензор деформации Finger'a (или левый тензор Cauchy–Green'a) $\mathbf{\Phi}$. У них есть удобная связь с градиентом движения \mathbf{F} , без вычисления квадратных корней (как это нужно

для \mathbf{U} и \mathbf{V}). Таковая большая причина, почему тензоры \mathbf{G} и Φ так широко используются.

Тензор \mathbf{G} впервые использовал George Green*.

Обращение Φ и \mathbf{G} даёт ещё два тензора деформации

$$\begin{aligned}\mathbf{V}^{-2} &= \Phi^{-1} = (\mathbf{F} \cdot \mathbf{F}^\top)^{-1} = \mathbf{F}^{-\top} \cdot \mathbf{F}^{-1} \equiv {}^2\mathbf{c}, \\ \mathbf{U}^{-2} &= \mathbf{G}^{-1} = (\mathbf{F}^\top \cdot \mathbf{F})^{-1} = \mathbf{F}^{-1} \cdot \mathbf{F}^{-\top} \equiv {}^2\mathbf{f},\end{aligned}\quad (3.2)$$

каждый из которых иногда называется тензором Piola или тензором Finger'a. Обратный к левому тензору Cauchy–Green'a Φ известен как тензор деформации Cauchy ${}^2\mathbf{c}$.

Компоненты этих тензоров

$$\begin{aligned}\mathbf{G} &= \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i \mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^j = G_{ij} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^j, \quad G_{ij} \equiv \mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j}, \\ {}^2\mathbf{f} &= \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial i} \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}^j \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial j} = G^{ij} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial i} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial j}, \quad G^{ij} \equiv \mathbf{r}^i \cdot \mathbf{r}^j, \\ {}^2\mathbf{c} &= \mathbf{r}^i \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial i} \cdot \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial j} \mathbf{r}^j = g_{ij} \mathbf{r}^i \mathbf{r}^j, \quad g_{ij} \equiv \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial i} \cdot \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial j}, \\ \Phi &= \mathbf{r}_{\partial i} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i \cdot \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^j \mathbf{r}_{\partial j} = g^{ij} \mathbf{r}_{\partial i} \mathbf{r}_{\partial j}, \quad g^{ij} \equiv \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i \cdot \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^j,\end{aligned}$$

и они совпадают с компонентами единичного (метрического) тензора

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= \mathbf{r}_{\partial i} \mathbf{r}^i = G_{ij} \mathbf{r}^i \mathbf{r}^j = \mathbf{r}^i \mathbf{r}_{\partial i} = G^{ij} \mathbf{r}_{\partial i} \mathbf{r}_{\partial j} \\ &= \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial i} = g^{ij} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial i} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial j} = \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}_{\partial i} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i = g_{ij} \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^j,\end{aligned}$$

но базисы компонент разные. Пользуясь только индексной записью, легко запутаться из-за сходства между единичным тензором \mathbf{E} и тензорами деформации \mathbf{G} , Φ , ${}^2\mathbf{f}$, ${}^2\mathbf{c}$. Прямая безиндексная запись имеет тут явное преимущество.

Как упоминалось в § 1.??, инварианты тензоров искажений \mathbf{U} и \mathbf{V} одинаковые. Если w_i это три собственных значения \mathbf{U} и \mathbf{V} , то

* Green, George. (1839) On the propagation of light in crystallized media. *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*. 1842, vol. 7, part II, pages 121–140.

есть корни характеристических уравнений для этих тензоров, вот их инварианты:

$$\begin{aligned} \text{I}(\mathbf{U}) &= \text{I}(\mathbf{V}) = \text{trace } \mathbf{U} = \text{trace } \mathbf{V} = \sum U_{jj} = \sum V_{jj} = \sum w_i, \\ \text{II}(\mathbf{U}) &= \text{II}(\mathbf{V}) = w_1 w_2 + w_1 w_3 + w_2 w_3, \\ \text{III}(\mathbf{U}) &= \text{III}(\mathbf{V}) = w_1 w_2 w_3. \end{aligned}$$

Инварианты \mathbf{G} и Φ тоже совпадают:

$$\text{I}(\mathbf{G}) = \text{I}(\Phi), \dots$$

Без деформации

$$\mathbf{F} = \mathbf{U} = \mathbf{V} = \mathbf{G} = \Phi = {}^2\mathbf{f} = {}^2\mathbf{c} = \mathbf{E},$$

поэтому как характеристики деформации стбить взять разности типа $\mathbf{U} - \mathbf{E}$, $\mathbf{U} \cdot \mathbf{U} - \mathbf{E}$, ...

...

The right Cauchy–Green deformation tensor

George Green discovered a deformation tensor known as the right Cauchy–Green deformation tensor or Green's deformation tensor

$$\mathbf{G} = \mathbf{F}^\top \cdot \mathbf{F} = \mathbf{U}^2 \quad \text{или} \quad G_{ij} = F_{k'i} F_{k'j} = \frac{\partial x_{k'}}{\partial \overset{\circ}{x}_i} \frac{\partial x_{k'}}{\partial \overset{\circ}{x}_j}.$$

This tensor gives the “square” of local change in distances due to deformation: $d\mathbf{r} \cdot d\mathbf{r} = d\overset{\circ}{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{G} \cdot d\overset{\circ}{\mathbf{r}}$

The most popular invariants of \mathbf{G} are

$$\begin{aligned} \text{I}(\mathbf{G}) &\equiv \text{trace } \mathbf{G} = G_{ii} = \gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_3^2 \\ \text{II}(\mathbf{G}) &\equiv \frac{1}{2}(G_{jj}^2 - G_{ik}G_{ki}) = \gamma_1^2\gamma_2^2 + \gamma_2^2\gamma_3^2 + \gamma_3^2\gamma_1^2 \\ \text{III}(\mathbf{G}) &\equiv \det \mathbf{G} = \gamma_1^2\gamma_2^2\gamma_3^2 \end{aligned}$$

where γ_i are stretch ratios for unit fibers that are initially oriented along directions of eigenvectors of the right stretch tensor \mathbf{U} .

The inverse of Green's deformation tensor

Sometimes called the Finger tensor or the Piola tensor, the inverse of the right Cauchy–Green deformation tensor

$${}^2\mathbf{f} = \mathbf{G}^{-1} = \mathbf{F}^{-1} \cdot \mathbf{F}^{-\top} \quad \text{или} \quad f_{ij} = \frac{\partial \mathring{x}_i}{\partial x_{k'}} \frac{\partial \mathring{x}_j}{\partial x_{k'}}$$

The left Cauchy–Green or Finger deformation tensor

Swapping multipliers in the formula for the right Green–Cauchy deformation tensor leads to the left Cauchy–Green deformation tensor, defined as

$$\boldsymbol{\Phi} = \mathbf{F} \cdot \mathbf{F}^\top = \mathbf{V}^2 \quad \text{или} \quad \Phi_{ij} = \frac{\partial x_i}{\partial \mathring{x}_k} \frac{\partial x_j}{\partial \mathring{x}_k}$$

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

Invariants of $\boldsymbol{\Phi}$ are also used in expressions for strain energy density functions. The conventional invariants are defined as

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

($\mathcal{J} \equiv \det \mathbf{F}$ — якобиан, определитель градиента движения)

The Cauchy deformation tensor

The Cauchy deformation tensor is defined as the inverse of the left Cauchy–Green deformation tensor

$${}^2\mathbf{c} = \boldsymbol{\Phi}^{-1} = \mathbf{F}^{-\top} \cdot \mathbf{F}^{-1} \quad \text{или} \quad c_{ij} = \frac{\partial \mathring{x}_k}{\partial x_i} \frac{\partial \mathring{x}_k}{\partial x_j}$$

$$d\mathring{\mathbf{r}} \cdot d\mathring{\mathbf{r}} = d\mathbf{r} \cdot {}^2\mathbf{c} \cdot d\mathbf{r}$$

This tensor is also called the Piola tensor or the Finger tensor in rheology and fluid dynamics literature.

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 (finite) deformations is the *Green strain tensor* (*Green–Lagrangian strain tensor*, *Green–Saint-Venant strain tensor*). It measures how much \mathbf{G} differs from \mathbf{E}

$$\mathbf{C} = \frac{1}{2}(\mathbf{G} - \mathbf{E}) = \frac{1}{2}(\mathbf{F}^T \cdot \mathbf{F} - \mathbf{E}) \quad (3.3)$$

or as the function of the displacement gradient tensor

$$\mathbf{C} = \frac{1}{2}\left(\mathring{\nabla}\mathbf{u} + \mathring{\nabla}\mathbf{u}^T + \mathring{\nabla}\mathbf{u} \cdot \mathring{\nabla}\mathbf{u}^T\right),$$

in cartesian coordinates

$$C_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial x_k}{\partial \dot{x}_i} \frac{\partial x_k}{\partial \dot{x}_j} - \delta_{ij}\right) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial \dot{x}_i} + \frac{\partial u_i}{\partial \dot{x}_j} + \frac{\partial u_k}{\partial \dot{x}_i} \frac{\partial u_k}{\partial \dot{x}_j}\right).$$

The *Almansi–Hamel strain tensor*, referenced to the deformed configuration (“Eulerian description”), is defined as

$${}^2\mathbf{a} = \frac{1}{2}(\mathbf{E} - {}^2\mathbf{c}) = \frac{1}{2}(\mathbf{E} - \boldsymbol{\Phi}^{-1}) \quad \text{или} \quad a_{ij} = \frac{1}{2}\left(\delta_{ij} - \frac{\partial \dot{x}_k}{\partial x_i} \frac{\partial \dot{x}_k}{\partial x_j}\right)$$

or as function of the displacement gradient

$${}^2\mathbf{a} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u}^T + \nabla\mathbf{u} - \nabla\mathbf{u} \cdot \nabla\mathbf{u}^T)$$

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

Seth–Hill family of abstract strain tensors

B. R. Seth was the first to show that the Green and Almansi strain tensors are special cases of a more abstract measure of deformation. The idea was further expanded upon by Rodney Hill in 1968 (publication??).

The Seth–Hill family of strain measures (also called Doyle–Ericksen tensors) is expressed as

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

Для разных m это даёт

$\boldsymbol{D}_{(1)} = \frac{1}{2} (\boldsymbol{U}^2 - \boldsymbol{E}) = \frac{1}{2} (\boldsymbol{G} - \boldsymbol{E})$	Green strain tensor
$\boldsymbol{D}_{(1/2)} = \boldsymbol{U} - \boldsymbol{E} = \boldsymbol{G}^{1/2} - \boldsymbol{E}$	Biot strain tensor
$\boldsymbol{D}_{(0)} = \ln \boldsymbol{U} = \frac{1}{2} \ln \boldsymbol{G}$	logarithmic strain, Hencky strain
$\boldsymbol{D}_{(-1)} = \frac{1}{2} (\boldsymbol{E} - \boldsymbol{U}^{-2})$	Almansi strain

The second-order approximation of these tensors is

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

where $\boldsymbol{\varepsilon} \equiv \boldsymbol{\nabla u}^S$ is the infinitesimal deformation tensor.

Many other different definitions of measures \boldsymbol{D} are possible, provided that they satisfy these conditions:

- ✓ \boldsymbol{D} vanishes for any movement of a body as a rigid whole
- ✓ dependence of \boldsymbol{D} on displacement gradient tensor $\boldsymbol{\nabla u}$ is continuous, continuously differentiable and monotonic
- ✓ it's desired that \boldsymbol{D} reduces to the infinitesimal linear deformation tensor $\boldsymbol{\varepsilon}$ when $\boldsymbol{\nabla u} \rightarrow 0$

For example, tensors from the set

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

aren't from the Seth–Hill family, but for any n they have the same 2nd-order approximation as Seth–Hill measures with $m = 0$.

Wikipedia, the free encyclopedia — Finite strain theory

...

Логарифмическая деформация, деформация Hencky

Heinrich Hencky. Über die Form des Elastizitätsgesetzes bei ideal elastischen Stoffen. Zeitschrift für technische Physik, Vol. 9 (1928), Seiten 215–220.

....

§ 4. Поле скоростей

Эта тема обсуждается в почти любой книге о механике сплошной среды, однако для твёрдых упругих сред она не столь насыщна. Среди разных моделей материального континуума, упругое твёрдое тело выделяется интересной возможностью вывода полного набора (системы) уравнений для него единой логически безупречной процедурой. Но пока мы идём путём, обычным для механики сплошной текучей среды.

Итак, есть поле скоростей в пространственном описании $\mathbf{v} \equiv \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$. Разложение тензора $\nabla \mathbf{v} = \nabla \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{r}^i \partial_i \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{r}^i \dot{\mathbf{r}}_{\partial i}^*$ на симметричную и кососимметричную части (§ 1.8)

$$\nabla \dot{\mathbf{r}} = \nabla \dot{\mathbf{r}}^S - \frac{1}{2} (\nabla \times \dot{\mathbf{r}}) \times \mathbf{E}$$

или, вводя тензор скорости деформации (rate of deformation tensor, rate of stretching tensor, strain rate tensor) \mathcal{D} и тензор вихря (vorticity tensor, rate of rotation tensor, spin tensor) \mathcal{W}

$$\begin{aligned} \nabla \mathbf{v} &= \mathcal{D} - \mathcal{W}, \\ \mathcal{D} &\equiv \nabla \mathbf{v}^S = \nabla \dot{\mathbf{r}}^S = \frac{1}{2} (\mathbf{r}^i \dot{\mathbf{r}}_{\partial i} + \dot{\mathbf{r}}_{\partial i} \mathbf{r}^i), \\ -\mathcal{W} &\equiv \nabla \mathbf{v}^A = -\mathbf{w} \times \mathbf{E}, \quad \mathbf{w} \equiv \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{v} = \frac{1}{2} \mathbf{r}^i \times \dot{\mathbf{r}}_{\partial i}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где также фигурирует (псевдо)вектор вихря \mathbf{w} , сопутствующий \mathcal{W} .

* For sufficiently smooth functions, partial derivatives always commute, space and time ones too. Thus

$$\frac{\partial}{\partial q^i} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q^i} \quad \text{или} \quad \partial_i \dot{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{r}}_{\partial i}$$

Компоненты тензора скорости деформации в базисе текущей конфигурации

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_{ij} \mathbf{r}^i \mathbf{r}^j, \quad \mathcal{D}_{ij} = \mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathcal{D} \cdot \mathbf{r}_{\partial j} = \frac{1}{2} \mathbf{r}_{\partial i} \cdot (\mathbf{r}^k \dot{\mathbf{r}}_k + \dot{\mathbf{r}}_k \mathbf{r}^k) \cdot \mathbf{r}_{\partial j} = \\ = \frac{1}{2} (\dot{\mathbf{r}}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j} + \mathbf{r}_{\partial i} \cdot \dot{\mathbf{r}}_{\partial j}) = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j})^*$$

...

$$\dot{G}_{ij}$$

$$G_{ij} \equiv \mathbf{r}_{\partial i} \cdot \mathbf{r}_{\partial j}$$

...

Для упругих твёрдых сред нет нужды дискутировать о поворотах: истинное представление появляется по пути логически гармоничных выводов и без добавочных гипотез.

§ 5. Вектор пло́щади. Изменение пло́щадки

Возьмём бесконечно малую пло́щадку. Вектор пло́щади (area vector) по длине равен пло́щади пло́щадки и направлен вдоль нормали к этой пло́щадке.

В начальной (оригинальной, недеформированной, “материальной”, отечётной) конфигурации вектор пло́щади может быть представлен как $\mathring{n} do$. Пло́щадь do бесконечно малá, а \mathring{n} — единичный вектор нормали.

В текущей (актуальной, деформированной, “пространственной”) конфигурации, та же пло́щадка имеет вектор пло́щади $n d\mathcal{O}$.

С дифференциальной точностью, эти бесконечномалые пло́щадки суть параллелограммы, поэтому

$$\begin{aligned} \mathring{n} do &= d\mathring{\mathbf{r}}' \times d\mathring{\mathbf{r}}'' = \frac{\partial \mathring{\mathbf{r}}'}{\partial q^i} dq^i \times \frac{\partial \mathring{\mathbf{r}}''}{\partial q^j} dq^j = \dot{\mathbf{r}}_{\partial i} \times \dot{\mathbf{r}}_{\partial j} dq^i dq^j, \\ n d\mathcal{O} &= d\mathbf{r}' \times d\mathbf{r}'' = \frac{\partial \mathbf{r}'}{\partial q^i} dq^i \times \frac{\partial \mathbf{r}''}{\partial q^j} dq^j = \mathbf{r}_{\partial i} \times \mathbf{r}_{\partial j} dq^i dq^j. \end{aligned} \tag{5.1}$$

Применяя преобразование объёма (??), имеем

$$\begin{aligned} d\mathcal{V} = \mathcal{J} d\mathring{\mathcal{V}} &\Rightarrow \mathbf{r}_{\partial i} \times \mathbf{r}_{\partial j} \cdot \mathbf{r}_{\partial k} = \mathcal{J} \mathring{\mathbf{r}}_{\partial i} \times \mathring{\mathbf{r}}_{\partial j} \cdot \mathring{\mathbf{r}}_{\partial k} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \mathbf{r}_{\partial i} \times \mathbf{r}_{\partial j} \cdot \mathbf{r}_{\partial k} \mathbf{r}^k = \mathcal{J} \mathring{\mathbf{r}}_{\partial i} \times \mathring{\mathbf{r}}_{\partial j} \cdot \mathring{\mathbf{r}}_{\partial k} \mathbf{r}^k \Rightarrow \\ &\Rightarrow \mathbf{r}_{\partial i} \times \mathbf{r}_{\partial j} = \mathcal{J} \mathring{\mathbf{r}}_{\partial i} \times \mathring{\mathbf{r}}_{\partial j} \cdot \mathbf{F}^{-1}. \end{aligned}$$

Отсюда с (5.1) мы приходим к соотношению

$$\mathbf{n} d\mathcal{O} = \mathcal{J} \mathring{\mathbf{n}} d\mathcal{O} \cdot \mathbf{F}^{-1}, \quad (5.2)$$

называемому Nanson'формулой Nanson'a.

§ 6. Силы в континууме. Существование тензора напряжения Cauchy

Augustin-Louis Cauchy основал *механику континуума*, исходя из идеи, что две соседние части тела взаимодействуют друг с другом посредством контактных сил на разделяющей поверхности.

Полагая, что эти контактные силы зависят только от перпендикуляра к разделяющей поверхности и что поверхностные контактные силы балансируются некоторой объёмной плотностью силы, включая инерцию, Cauchy поиграл с тетраэдрами и доказал существование тензора напряжения.

“De la pression ou tension dans un corps solide.” dans (i) *Exercices de mathématiques*, par M. Augustin-Louis Cauchy. Seconde année: 1827. Paris, Chez de Bure frères. Pages 42 à 59. (ii) *Oeuvres complètes d'Augustin Cauchy*. Série 2, tome 7. Pages 60 à 78.

Частицы безмоментной модели континуума суть точки, которые имеют только трансляционные степени свободы*. Поэтому среди обобщённых сил нет моментов, и никаких внешних пар сил быть не может.

Сила $\rho \mathbf{f} d\mathcal{V}$ действует на бесконечно-малый объём $d\mathcal{V}$. Если \mathbf{f} — массовая сила (действующая на единицу массы), то $\rho \mathbf{f}$ — объёмная.

* Трансляционные (или поступательные) степени свободы происходят из способности частицы двигаться свободно в пространстве.

Такие силы происходят от силовых полей, например: гравитационные силы (“силы тяжести”), силы инерции в неинерциальной системе отсчёта, электромагнитные силы в среде с зарядами и токами.

Поверхностная сила $p d\mathcal{O}$ действует на бесконечно-малую поверхность $d\mathcal{O}$. Это может быть контактное давление или/и трение, электростатическая сила с сосредоточенными на поверхности зарядами.

В материальном континууме, как и в любой механической системе, различаются внешние и внутренние силы. Внутренние силы уравновешивают действие внешних сил, и они передаются непрерывно от точки к точке. Со времён Euler'a и Cauchy, внутренние силы предполагаются поверхностными контактными силами близкодействия: на бесконечномалой площадке $nd\mathcal{O}$ действует сила $t_{(n)}d\mathcal{O}$. **Она действует с той?? стороны из двух, куда направлена единичная нормаль n .**

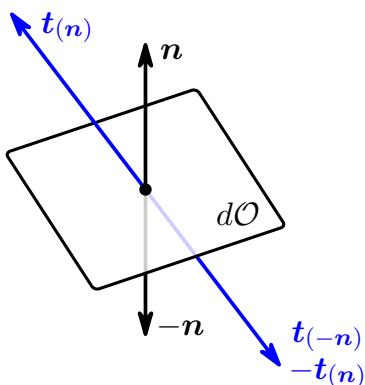


рисунок 12

По принципу действия и противодействия, вектор тракции (тяги) $t_{(n)}$ переворачивается (меняет направление) вместе с единичным нормальным вектором n : $t_{(-n)} = -t_{(n)}$. Иногда этот тезис называется “аргумент-коробка Cauchy” и доказывается через баланс импульса для бесконечно короткого цилиндра с основаниями $nd\mathcal{O}$ и $-nd\mathcal{O}$.

Вектор тракции $t_{(n)}$ на площадке с единичной нормалью n называется вектором поверхности тракции (surface traction vector) или вектором силового напряжения. Однако, $t_{(n)}$ — не векторное поле: тракция $\mathbf{t} = \mathbf{t}(n, r, t)$ зависит не только от положения r точки, но также от локального направления (определенного n) элемента поверхности. Бесконечное число площадок любого направления

содержат одну и ту же точку, и имеется бесконечно много векторов тяги (тракции) $\mathbf{t}(\mathbf{n})$ в каждой точке.

Напряжение в точке континуума это *не векторное поле*. Такое поле более сложное, это бесконечная коллекция всех векторов тяги для всех бесконечномальных площадок любого направления, содержащих ту точку.

И фактически, бесконечная коллекция всех векторов тягив точке полностью определяется одним-единственным тензором второй сложности — тензором напряжения Cauchy $\boldsymbol{\tau}$.

Вывод этого тезиса описан во многих книгах. Он известен как теорема о существовании тензора напряжения Cauchy — та самая, с впечатляющим аргументом-тетраэдром.

Аргумент-тетраэдр Cauchy и доказательство существования тензора напряжений Cauchy.

На поверхности бесконечномалого материального тетраэдра ...

.....

Вектор тракции \mathbf{t} и его проекции, \mathbf{t}_\perp и \mathbf{t}_\parallel

✓ проекция вектора тяги на вектор единичной нормали

$$\mathbf{t}_\perp = \mathbf{t}_n = \mathbf{t} \cdot \mathbf{n} \quad (6.1)$$

(перпендикулярна к площадке поперечного сечения),

✓ проекция вектора тяги на площадку

$$\mathbf{t}_\parallel = \mathbf{t} - \mathbf{t}_\perp \quad (6.2)$$

....

§ 7. Баланс импульса и момента импульса

Рассмотрим какой-либо случайный конечный объём \mathcal{V} упругой среды, содержащийся внутри поверхности $\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})$. Он нагружен внешними силами, поверхностными контактными $\mathbf{p}d\mathcal{O}$ и объёмными (или массовыми) $\mathbf{f}dm = \rho\mathbf{f}d\mathcal{V}$.

Интегральная формулировка баланса импульса (количества движения) такова

$$\left(\int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{v} d\mathcal{V} \right)^{\bullet} = \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{f} d\mathcal{V} + \oint_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{p} d\mathcal{O}. \quad (7.1)$$

$$\dots \mathbf{p} = \mathbf{t}_{(n)} = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \dots$$

Производная импульса слева может быть найдена как в (1.5), а интеграл по поверхности превращается в объёмный интеграл по теореме о дивергенции. Это даёт

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

Но объём \mathcal{V} случаен, и поэтому само подынтегральное выражение также равно нулевому вектору — уравнение баланса импульса (сил) в локальной (дифференциальной) форме

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho(\mathbf{f} - \dot{\mathbf{v}}) = \mathbf{0}. \quad (7.2)$$

....

Теперь о балансе момента импульса (момента количества движения). Вот интегральная формулировка :

$$\left(\int_{\mathcal{V}} \mathbf{r} \times \rho \mathbf{v} d\mathcal{V} \right)^{\bullet} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{r} \times \rho \mathbf{f} d\mathcal{V} + \oint_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{r} \times \mathbf{p} d\mathcal{O}. \quad (7.3)$$

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

$$\left(\int_{\mathcal{V}} \mathbf{r} \times \rho \dot{\mathbf{r}} d\mathcal{V} \right)^{\bullet} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{r} \times \rho \ddot{\mathbf{r}} d\mathcal{V} + \underbrace{\int_{\mathcal{V}} \dot{\mathbf{r}} \times \rho \dot{\mathbf{r}} d\mathcal{V}}_0,$$

применяя теорему о дивергенции к поверхностному интегралу

(... $\mathbf{p} = \mathbf{t}_{(n)} = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}$...)

$$\mathbf{r} \times (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) = -(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) \times \mathbf{r} = -\mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{r}) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \oint_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{r} \times (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) d\mathcal{O} = - \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{r}) d\mathcal{V},$$

...

$$\int_{\mathcal{V}} \mathbf{r} \times \rho \ddot{\mathbf{r}} d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{r} \times \rho \mathbf{f} d\mathcal{V} - \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{r}) d\mathcal{V},$$

$$\int_{\mathcal{V}} \mathbf{r} \times \rho (\mathbf{f} - \ddot{\mathbf{r}}) d\mathcal{V} - \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{r}) d\mathcal{V} = \mathbf{0},$$

...

$$\underbrace{\boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{r})}_{\mathbf{r}^i \cdot \partial_i (\boldsymbol{\tau} \times \mathbf{r})} = \underbrace{(\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{\tau}) \times \mathbf{r}}_{\mathbf{r}^i \cdot (\partial_i \boldsymbol{\tau}) \times \mathbf{r}} + \mathbf{r}^i \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \partial_i \mathbf{r})$$

$\boldsymbol{\tau} = e_i \mathbf{t}_{(i)}$, $e_i = \text{constant}$

$$\begin{aligned} \mathbf{r}^i \cdot (\boldsymbol{\tau} \times \partial_i \mathbf{r}) &= \mathbf{r}^i \cdot (e_j \mathbf{t}_{(j)} \times \mathbf{r}_i) = \mathbf{r}^i \cdot e_j \mathbf{t}_{(j)} \times \mathbf{r}_i = \\ &= -e_j \cdot \mathbf{r}^i \mathbf{r}_i \times \mathbf{t}_{(j)} = -e_j \cdot \mathbf{E} \times \mathbf{t}_{(j)} = -e_j \times \mathbf{t}_{(j)} = -\boldsymbol{\tau} \times \end{aligned}$$

...

§ 8. Собственные числа тензора напряжения Cauchy. Круги Mohr'a

Как любой симметричный бивалентный тензор, тензор напряжения Cauchy $\boldsymbol{\tau}$ имеет три вещественных собственных числа σ_i , а также тройку взаимно перпендикулярных собственных векторов единичной длины (§ 1.10). Собственные числа тензора $\boldsymbol{\tau}$ называются главными напряжениями (principal stresses).

В представлении $\boldsymbol{\tau} = \sum \sigma_i e_i e_i$ значения σ_i чаще всего сортируются по убыванию, $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$, а тройка e_i ориентирована как “правая”:

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

...

Чтобы замкнуть набор (систему) уравнений модели сплошной среды, нужно добавить определяющие отношения (constitutive relations) — уравнения, связывающие напряжение с деформацией (и другие необходимые связи). Однако, для твёрдого упругого континуума такой длинный путь построения модели излишен, что читатель и увидит ниже.

§ 9. Принцип виртуальной работы (без множителей Lagrange'a)

Согласно принципу виртуальной работы для некоего конечного объёма сплошной среды

$$\int_{\mathcal{V}} \left(\rho \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} + \delta W^{(i)} \right) d\mathcal{V} + \oint_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{r} d\mathcal{O} = 0. \quad (9.1)$$

Здесь $\delta W^{(i)}$ — работа внутренних сил на единицу объёма в текущей конфигурации, \mathbf{f} — массовая сила (включая динамику, $\mathbf{f} \equiv \mathbf{f}_* - \ddot{\mathbf{r}}$), $\mathbf{p} = \mathbf{t}_{(n)} = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}$ — поверхностная сила.

Применяя к поверхностному интегралу теорему о дивергенции, используя**

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{r}) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{r} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{r}^\top$$

и случайность \mathcal{V} , получается локальная дифференциальная версия (9.1)

$$(\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f}) \cdot \delta \mathbf{r} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{r}^\top + \delta W^{(i)} = 0. \quad (9.2)$$

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

** $\mathbf{r}^i \cdot \partial_i (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{r}) = \mathbf{r}^i \cdot (\partial_i \boldsymbol{\tau}) \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{r}^i \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \partial_i (\delta \mathbf{r}),$
 $\mathbf{r}^i \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \partial_i (\delta \mathbf{r}) = \boldsymbol{\tau} \cdot \partial_i (\delta \mathbf{r}) \mathbf{r}^i = \boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{r}^i \partial_i \delta \mathbf{r})^\top$

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

$$\begin{aligned}\delta r &= \delta\rho + \delta\mathbf{o} \times \mathbf{r} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0, \\ (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho f) \cdot (\delta\rho + \delta\mathbf{o} \times \mathbf{r}) + \boldsymbol{\tau}^\top \cdot \nabla(\delta\rho + \delta\mathbf{o} \times \mathbf{r}) &= 0, \\ \delta\rho = \text{constant} \Rightarrow \nabla \delta\rho &= ^2\mathbf{0}, \quad \delta\mathbf{o} = \text{constant} \Rightarrow \nabla \delta\mathbf{o} = ^2\mathbf{0}, \\ \nabla(\delta\rho + \delta\mathbf{o} \times \mathbf{r}) &= \nabla(\delta\mathbf{o} \times \mathbf{r}) = \nabla \delta\mathbf{o} \times \mathbf{r} - \nabla \mathbf{r} \times \delta\mathbf{o} = \\ &= -\nabla \mathbf{r} \times \delta\mathbf{o} = -\mathbf{E} \times \delta\mathbf{o} \\ &\dots\end{aligned}$$

Полагая $\delta\mathbf{o} = \mathbf{0}$ (лишь трансляция) $\Rightarrow \nabla \delta r = \nabla \delta\rho = ^2\mathbf{0}$, оно превращается в баланс сил (импульса)

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho f = 0. \quad (9.3)$$

Если $\delta r = \delta\mathbf{o} \times \mathbf{r}$ (лишь поворот) с $\delta\mathbf{o} = \text{constant}$, то

$$\begin{aligned}(17.12, \S 1.17) \Rightarrow \nabla \delta r &= \nabla \delta\mathbf{o} \times \mathbf{r} - \nabla \mathbf{r} \times \delta\mathbf{o} = -\mathbf{E} \times \delta\mathbf{o}, \\ \nabla \delta \boldsymbol{\tau}^\top &= \mathbf{E} \times \delta\mathbf{o}\end{aligned}$$

C

$$\begin{aligned}(8.7, \S 1.8) \Rightarrow \boldsymbol{\tau}_x &= -\boldsymbol{\tau} \cdot {}^3\boldsymbol{\epsilon}, \\ \boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{E} \times \delta\mathbf{o}) &= \boldsymbol{\tau} \cdot (-{}^3\boldsymbol{\epsilon} \cdot \delta\mathbf{o}) = (-\boldsymbol{\tau} \cdot {}^3\boldsymbol{\epsilon}) \cdot \delta\mathbf{o} = \boldsymbol{\tau}_x \cdot \delta\mathbf{o}\end{aligned}$$

....

В упругой среде внутренние силы потенциальны

$$\delta W^{(i)} = -\rho \delta \tilde{\Pi} \quad (9.4)$$

....

Вариационное уравнение (9.2) с балансом (9.3) импульса (сил) и балансом момента импульса $\boldsymbol{\tau}_x = 0 \Leftrightarrow \boldsymbol{\tau}^\top = \boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}^S$ для упругого (9.4) континуума

$$\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \delta \mathbf{r}^S = -\delta W^{(i)} = \rho \delta \tilde{\Pi}. \quad (9.5)$$

Как выглядит потенциальная энергия $\tilde{\Pi}$ на единицу массы — пока неизвестно, но очевидно, что $\tilde{\Pi}$ определяется деформацией.

Потенциальная энергия на единицу объёма $\overset{\circ}{\Pi}$ в недеформированной конфигурации может быть представлена как

$$\overset{\circ}{\Pi} \equiv \overset{\circ}{\rho} \overset{\circ}{\Pi} \Rightarrow \delta \overset{\circ}{\Pi} = \overset{\circ}{\rho} \delta \overset{\circ}{\Pi}. \quad (9.6)$$

С балансом массы $\rho \mathcal{J} = \overset{\circ}{\rho} \Leftrightarrow \rho = \mathcal{J}^{-1} \overset{\circ}{\rho}$ ($\mathcal{J} \equiv \det \mathbf{F}$ — Jacobian, определитель градиента движения)

$$\rho \delta \overset{\circ}{\Pi} = \mathcal{J}^{-1} \delta \overset{\circ}{\Pi}.$$

“The elastic potential energy density per volume unit”, becomes when shorting “The elastic potential”

Плотность упругой потенциальной энергии, запасённой|накопленной в единице объёма тела (среды).

Дословный перевод с english на русский фразы “the elastic potential” даёт “упругий потенциал”

Полным аналогом (...) является равенство

...

§ 10. Определяющие отношения упругости

Фундаментальное соотношение упругости (??)

...

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

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

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

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

For isothermal processes, Π is equal to the Helmholtz free energy per unit of 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:

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

...

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 ${}^4\mathcal{A}$

...

A rubber-like material (an elastomer)

Для материала типа резины (эластомера) характерны большие деформации. Функция $\Pi(I, II, III)$ для такого материала бывает весьма сложной*.

Преимущества использования \mathbf{u} и \mathbf{C} исчезают, если деформации большие (конечные) — проще остаться с вектором-радиусом \mathbf{r}

...

...

* **Harold Alexander.** A constitutive relation for rubber-like materials // International Journal of Engineering Science, volume 6 (September 1968), pages 549–563.

§ 11. Тензоры напряжения Piola–Kirchhoff'a и другие меры напряжения

Соотношение Nanson'a $\mathbf{n}d\mathcal{O} = \mathcal{J}\mathring{\mathbf{n}}do \cdot \mathbf{F}^{-1}$ между векторами бесконечно малой площадки в начальной ($\mathring{\mathbf{n}}do$) и в текущей ($\mathbf{n}d\mathcal{O}$) конфигурациях*

$$(5.2) \Rightarrow \mathbf{n}d\mathcal{O} \cdot \boldsymbol{\tau} = \mathcal{J}\mathring{\mathbf{n}}do \cdot \mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau} \Rightarrow \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} d\mathcal{O} = \mathring{\mathbf{n}} \cdot \mathcal{J}\mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau} do$$

даёт двоякое выражение поверхностной силы

$$\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} d\mathcal{O} = \mathring{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{T} do, \quad \mathbf{T} \equiv \mathcal{J}\mathbf{F}^{-1} \cdot \boldsymbol{\tau}. \quad (11.1)$$

Тензор \mathbf{T} называется первым (несимметричным) тензором напряжения Piola–Kirchhoff'a, иногда — “номинальным напряжением” (“nominal stress”) или “инженерным напряжением” (“engineering stress”). Бывает и когда какое-либо из этих (на)именований даётся транспонированному тензору

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

Обращение (11.1)

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

...

$$\delta\Pi = \mathbf{T} \cdot \delta\mathring{\nabla}\mathbf{r}^\top \Rightarrow \Pi = \Pi(\mathring{\nabla}\mathbf{r}) \quad (11.2)$$

— этот немного неожиданный результат получился благодаря коммутативности δ и $\mathring{\nabla}$: $\mathring{\nabla}\delta\mathbf{r}^\top = \delta\mathring{\nabla}\mathbf{r}^\top$ (∇ и δ не коммутируют).

Тензор \mathbf{T} оказался энергетически сопряжённым с $\mathbf{F} \equiv \mathring{\nabla}\mathbf{r}^\top$

$$\mathbf{T} = \frac{\partial\Pi}{\partial\mathring{\nabla}\mathbf{r}^\top} = \frac{\partial\Pi}{\partial\mathbf{F}}. \quad (11.3)$$

* По-прежнему, $\mathbf{F} = \frac{\partial\mathbf{r}}{\partial\mathring{\mathbf{r}}} = \mathbf{r}_{\partial i}\mathring{\mathbf{r}}^i = \mathring{\nabla}\mathbf{r}^\top$ — градиент движения, $\mathcal{J} \equiv \det\mathbf{F}$ — якобиан (определитель Якоби).

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

$$\delta\Pi(\mathbf{C}) = \mathbf{S} \cdot \mathbf{C} \Rightarrow \mathbf{S} = \frac{\partial\Pi}{\partial\mathbf{C}},$$

$$d\mathbf{G} = 2d\mathbf{C} \Rightarrow \delta\Pi(\mathbf{G}) = \frac{1}{2}\mathbf{S} \cdot \mathbf{G}, \quad \mathbf{S} = 2\frac{\partial\Pi}{\partial\mathbf{G}}.$$
(11.4)

Связь между первым и вторым тензорами

$$\mathbf{S} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{F}^{-\top} = \mathbf{F}^{-1} \cdot \mathbf{T}^\top \Leftrightarrow \mathbf{T} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{F}^\top, \quad \mathbf{T}^\top = \mathbf{F} \cdot \mathbf{S}$$

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

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

...

$$\mathbf{T} = \frac{\partial\Pi}{\partial\mathbf{C}} \cdot \mathbf{F}^\top = 2\frac{\partial\Pi}{\partial\mathbf{G}} \cdot \mathbf{F}^\top$$

$$\delta\mathbf{S} = \frac{\partial\mathbf{S}}{\partial\mathbf{C}} \cdot \delta\mathbf{C} = \frac{\partial^2\Pi}{\partial\mathbf{C}\partial\mathbf{C}} \cdot \delta\mathbf{C}$$

$$\delta\mathbf{T} = \delta\mathbf{S} \cdot \mathbf{F}^\top + \mathbf{S} \cdot \delta\mathbf{F}^\top$$

...

The quantity $\boldsymbol{\kappa} = \mathcal{J}\boldsymbol{\tau}$ 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 $\mathring{\mathcal{V}}$

$$\int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{f} d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} d\mathcal{O} = \int_{\mathring{\mathcal{V}}} \mathring{\rho} \mathbf{f} d\mathring{\mathcal{V}} + \int_{\mathcal{O}(\partial\mathring{\mathcal{V}})} \mathring{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{T} do = \int_{\mathring{\mathcal{V}}} (\mathring{\rho} \mathbf{f} + \mathring{\nabla} \cdot \mathbf{T}) d\mathring{\mathcal{V}} = \mathbf{0}$$

или в локальной (дифференциальной) версии

$$\overset{\circ}{\nabla} \cdot \mathbf{T} + \overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} = \mathbf{0}. \quad (11.5)$$

Преимущества этого уравнения в сравнении с (7.2) : здесь фигурирует известная плотность $\overset{\circ}{\rho}$ массы недеформированного объёма $\overset{\circ}{\mathcal{V}}$, и оператор $\overset{\circ}{\nabla} \equiv \overset{\circ}{r}^i \partial_i$ определяется через известные векторы $\overset{\circ}{r}^i$. Появление \mathbf{T} является специфическое свойство упругого твёрдого тела — “помнить” свою начальную конфигурацию. Тензор \mathbf{T} едва ли полезен в механике текущих сред.

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

$$\int\limits_{\overset{\circ}{\mathcal{V}}} \left(\overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} - \delta \Pi \right) d\overset{\circ}{\mathcal{V}} + \int\limits_{\overset{\circ}{(\partial \mathcal{V})}} \overset{\circ}{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{T} \cdot \delta \mathbf{r} do = 0,$$

$$\overset{\circ}{\nabla} \cdot (\mathbf{T} \cdot \delta \mathbf{r}) = \overset{\circ}{\nabla} \cdot \mathbf{T} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{T}^\top \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{r}, \quad \mathbf{T}^\top \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{r} = \mathbf{T} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{r}^\top$$

$$\delta \Pi = \left(\overset{\circ}{\rho} \mathbf{f} + \overset{\circ}{\nabla} \cdot \mathbf{T} \right) \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{T} \cdot \overset{\circ}{\nabla} \delta \mathbf{r}^\top$$

....

The first one is non-symmetric, it links forces in the deformed stressed configuration to the underformed geometry and mass (volumes, areas, densities as they were initially), and it is energetically conjugate градиент движения (часто ошибочно называемый “градиент деформации”, забывая о жёстких вращениях). The first (or sometimes its transpose) is also known as “nominal stress” and “engineering stress”.

The second one is symmetric, it links loads in the initial undeformed configuration to the initial mass and geometry, and it is 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 the 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 the deformed configuration to the deformed geometry and mass.

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

.....

В случае конечных деформаций, тензоры Piola–Kirchhoff’а \mathbf{T} и \mathbf{S} описывают напряжение относительно начальной конфигурации. В отличие от них, тензор напряжения Cauchy $\boldsymbol{\tau}$ описывает напряжение относительно текущей конфигурации. Для бесконечно-малых деформаций тензоры напряжения Cauchy и Piola–Kirchhoff’а идентичны.

1st Piola–Kirchhoff stress tensor

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

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

где \mathbf{F} есть градиент движения и $\mathcal{J} \equiv \det \mathbf{F}$ есть определитель Jacobi, Jacobian.

Because it relates different coordinate systems, the 1st Piola–Kirchhoff stress is a two-point tensor. Commonly, it’s 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

The 2nd Piola–Kirchhoff stress tensor \mathbf{S} relates forces in the initial configuration to areas in the initial configuration. The force in the initial configuration is obtained via mapping that preserves the relative

relationship between the force direction and the area normal in the initial configuration.

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

This tensor is a one-point tensor and it is symmetric.

If the material rotates without a change in stress (rigid rotation), 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.

....

§ 12. Варьирование текущей конфигурации

Обыкновенно рассматриваются две конфигурации нелинейной упругой среды: начальная с векторами положения $\overset{\circ}{\boldsymbol{r}}$ и текущая (актуальная) с \boldsymbol{r} .

Следующие уравнения описывают малое изменение текущей конфигурации с бесконечно-малыми изменениями вектора положения $\delta\boldsymbol{r}$, вектора массовых сил $\delta\boldsymbol{f}$, первого тензора напряжения Piola–Kirchhoff'a $\delta\boldsymbol{T}$ и тензора деформации Green'a $\delta\boldsymbol{C}$.

Варьирование (11.5), (...) и (3.3)* даёт

$$\begin{aligned} \overset{\circ}{\nabla} \cdot \delta\boldsymbol{T} + \overset{\circ}{\rho} \delta\boldsymbol{f} &= \mathbf{0}, \\ \delta\boldsymbol{T} &= \left(\frac{\partial^2 \Pi}{\partial \boldsymbol{C} \partial \boldsymbol{C}} \cdots \delta\boldsymbol{C} \right) \cdot \boldsymbol{F}^\top + \frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{C}} \cdot \delta\boldsymbol{F}^\top, \\ \delta\boldsymbol{F}^\top &= \delta\overset{\circ}{\nabla}\boldsymbol{r} = \overset{\circ}{\nabla}\delta\boldsymbol{r} = \boldsymbol{F}^\top \cdot \nabla \delta\boldsymbol{r}, \quad \delta\boldsymbol{F} = \delta\overset{\circ}{\nabla}\boldsymbol{r}^\top = \nabla \delta\boldsymbol{r}^\top \cdot \boldsymbol{F}, \quad (12.1) \\ \delta\boldsymbol{C} &= \frac{1}{2} \delta(\boldsymbol{F}^\top \cdot \boldsymbol{F}) = \frac{1}{2} \left((\delta\boldsymbol{F}^\top) \cdot \boldsymbol{F} + \boldsymbol{F}^\top \cdot (\delta\boldsymbol{F}) \right), \\ \delta\boldsymbol{C} &= \boldsymbol{F}^\top \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{F}, \quad \delta\boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla \delta\boldsymbol{r}^S. \end{aligned}$$

.....

$$(5.2) \Rightarrow \overset{\circ}{\mathbf{n}} d\mathcal{O} = \mathcal{J}^{-1} \mathbf{n} d\mathcal{O} \cdot \boldsymbol{F} \Rightarrow \overset{\circ}{\mathbf{n}} \cdot \delta\boldsymbol{T} d\mathcal{O} = \mathcal{J}^{-1} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{F} \cdot \delta\boldsymbol{T} d\mathcal{O}$$

или $\overset{\circ}{\mathbf{n}} \cdot \delta\boldsymbol{T} d\mathcal{O} = \mathbf{n} \cdot \delta\boldsymbol{\tau} d\mathcal{O}$, $\delta\boldsymbol{\tau} \equiv \mathcal{J}^{-1} \boldsymbol{F} \cdot \delta\boldsymbol{T}$

— введённый здесь тензор $\delta\boldsymbol{\tau}$ связан с вариацией $\delta\boldsymbol{T}$ так же, как $\boldsymbol{\tau}$ связан с \boldsymbol{T} ($\boldsymbol{\tau} = \mathcal{J}^{-1} \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{T}$). Из (12.1) и ...

.....

... и адаптируя коэффициенты линейной функции $\delta\boldsymbol{\tau}(\delta\boldsymbol{\varepsilon})$ (...)

§ 13. Внутренние связи

До сих пор деформация считалась свободной, мера деформации \boldsymbol{C} могла быть любой. Однако, существуют материалы со значи-

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

тельным 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 ...

...

for incompressible materials $\Pi = \Pi(I, II)$

Mooney–Rivlin model of incompressible material

$$\Pi = c_1(I - 3) + c_2(II - 3)$$

incompressible Treloar (neo-Hookean) material

$$c_2 = 0 \Rightarrow \Pi = c_1(I - 3)$$

...

§ 14. Полая сфера под давлением

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

Введём удобную для этой задачи сферическую систему координат в отсчётной конфигурации $q^1 = \theta$, $q^2 = \phi$, $q^3 = r$ (рисунок ??). Эти же координаты будут и материальными. Имеем

...

§ 15. Напряжения как множители Lagrange'a

Применению принципа виртуальной работы, описанному в § 9, предшествовало введение тензора напряжения Cauchy через баланс сил для бесконечномалого тетраэдра (§ 6). Но теперь читатель увидит, что этот принцип может быть применён и вообще без тетраэдров.

Рассматривая континуум/тело — не только упругое, с любой виртуальной работой внутренних сил $\delta W^{(i)}$ (на единицу массы) — нагруженное внешними силами, массовыми $\mathbf{f}dm = \mathbf{f}\rho d\mathcal{V}$ (для краткости просто \mathbf{f} , имея в виду $\mathbf{f} \equiv \mathbf{f}_* - \ddot{\mathbf{r}}$ в динамике) и поверхностными $\mathbf{p}d\mathcal{O}$. Тогда вариационное уравнение принципа виртуальной работы есть

$$\int_{\mathcal{V}} \rho (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} + \delta W^{(i)}) d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{O}(\partial \mathcal{V})} \mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{r} d\mathcal{O} = 0. \quad (15.1)$$

Далее предполагается, что внутренние силы (“напряжения”) не производят работу, когда континуум/тело виртуально движется (с $\delta \mathbf{r}$) как целое без деформаций (когда $\delta \boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla \delta \mathbf{r}^S = {}^2\mathbf{0}$), то есть

$$\nabla \delta \mathbf{r}^S = {}^2\mathbf{0} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0. \quad (15.2)$$

(15.1) с условием (15.2) и без $\delta W^{(i)}$ становится вариационным уравнением со связью.

Метод множителей Lagrange'a делает $\delta \mathbf{r}$ случайными (независимыми) вариациями. Поскольку в каждой точке связь представляет собой симметричный бивалентный тензор, множитель Lagrange'a ${}^2\boldsymbol{\lambda}$ тоже будет таким же тензором, двухвалентным и симметричным. Уравнение с этим множителем выглядит как

$$\int_{\mathcal{V}} \left(\rho \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} - {}^2\boldsymbol{\lambda} \cdot \nabla \delta \mathbf{r}^S \right) d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{O}(\partial \mathcal{V})} \mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{r} d\mathcal{O} = 0. \quad (15.3)$$

Симметрия ${}^2\boldsymbol{\lambda}$ даёт*

$${}^2\boldsymbol{\lambda} = {}^2\boldsymbol{\lambda}^\top \Rightarrow {}^2\boldsymbol{\lambda} \cdot \nabla \delta \mathbf{r}^S = {}^2\boldsymbol{\lambda} \cdot \nabla \delta \mathbf{r}^\top,$$

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

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

Подставляя это в (15.3) и применяя теорему о дивергенции*, и вариационное уравнение с множителем ${}^2\boldsymbol{\lambda}$ становится

$$\int_{\mathcal{V}} (\rho \mathbf{f} + \nabla \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda}) \cdot \delta \mathbf{r} d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} (\mathbf{p} - \mathbf{n} \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda}) \cdot \delta \mathbf{r} d\mathcal{O} = 0. \quad (15.4)$$

Но $\delta \mathbf{r}$ случайна и на поверхности, и в объёме, поэтому

$$\mathbf{p} = \mathbf{n} \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda}, \quad \nabla \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda} + \rho \mathbf{f} = \mathbf{0} \quad (15.5)$$

— симметричный множитель ${}^2\boldsymbol{\lambda}$, введённый формально, это на самом деле именно что тензор напряжения Cauchy!

Похожее введение напряжений было представлено в книге [47]. Тут нет новых результатов, но сама возможность одновременного вывода тех уравнений механики континуума, которые прежде считались независимыми, весьма интересна. В последующих главах эта техника используется для построения новых континуальных моделей.

Библиография

Глубина изложения нелинейной безмоментной упругости характерна для книг А. И. Лурье [27, 28]. Оригинальность как основных идей, так и стиля присуща книге Clifford'a Truesdell'a [55]. Монография Юрия Работнова [47], где напряжения представлены как множители Лагранжа, очень интересна и своеобразна. Много ценной информации можно найти у К. Ф. Черных [59]. Книгу Л. М. Зубова [20] тоже стоит упомянуть. О применении нелинейной теории упругости в смежных областях рассказано в книге Cristian'a Teodosiu [51]. Повышенным математическим уровнем отличается монография Philippe'a Ciarlet [22].

* $\int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot ({}^2\boldsymbol{\lambda} \cdot \delta \mathbf{r}) d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{O}(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot ({}^2\boldsymbol{\lambda} \cdot \delta \mathbf{r}) d\mathcal{O}, \quad \mathbf{n} \cdot ({}^2\boldsymbol{\lambda} \cdot \delta \mathbf{r}) = (\mathbf{n} \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda}) \cdot \delta \mathbf{r} = \mathbf{n} \cdot {}^2\boldsymbol{\lambda} \cdot \delta \mathbf{r}$

глава 4

КЛАССИЧЕСКАЯ ЛИНЕЙНАЯ УПРУГОСТЬ

Эта глава — про геометрически линейную модель с бесконечно малыми смещениями, где

- ✓ $\mathcal{V} = \overset{\circ}{\mathcal{V}}$, $\rho = \overset{\circ}{\rho}$ — “уравнения можно писать в начальной конфигурации” (временами это называют “принципом начальных размеров”),
- ✓ операторы $\overset{\circ}{\nabla}$ и ∇ неразличимы,
- ✓ операторы δ и ∇ коммутируют, потому для примера $\delta \nabla u = \nabla \delta u$.

§1. Полный набор уравнений

Уравнения нелинейной упругости, даже в самых простых случаях, приводят к математически сложным задачам. Поэтому линейная теория бесконечно малых смещений повсеместно применяется. Уравнения этой теории 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 замкнутый набор уравнений классической линейной теории в прямой инвариантной тензорной записи, состоящий из

- ✓ баланса сил (импульса),
- ✓ соотношения напряжение–деформация для материала,
- ✓ смещение $u \mapsto \varepsilon$ относительная деформация,

есть

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

Здесь σ это линейный тензор напряжений, \mathbf{g} это результирующий вектор объёмных нагрузок*, \mathbf{u} это вектор смещения (“абсолютное” смещение или абсолютная деформация), $\boldsymbol{\varepsilon}$ это тензор бесконечно-малой относительной деформации (относительное смещение, или strain**), $\Pi(\boldsymbol{\varepsilon})$ это потенциальная энергия деформации на единицу объёма и ${}^4\mathbf{A}$ это тензор жёсткости. Последний четырёхвалентен со следующей симметрией

$${}^4\mathbf{A}_{12\rightleftharpoons 34} = {}^4\mathbf{A}, \quad {}^4\mathbf{A}_{1\rightleftharpoons 2} = {}^4\mathbf{A}, \quad {}^4\mathbf{A}_{3\rightleftharpoons 4} = {}^4\mathbf{A}.$$

Но откуда всё это берётся?

Уравнения (1.1) точные, они могут быть получены варьированием уравнений нелинейной теории. Варьирование от произвольной конфигурации описано в § 3.12. Линейная теория это результат варьирования от начальной ненапряжённой конфигурации, где

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

Остаётся поменять

- ✓ $\delta\mathbf{r}$ на \mathbf{u} ,
- ✓ $\delta\mathbf{C} = \boldsymbol{\delta\varepsilon}$ на $\boldsymbol{\varepsilon}$,
- ✓ $\delta\mathbf{T} = \boldsymbol{\delta\tau}$ на σ ,
- ✓ $\partial^2\Pi/\partial C\partial C$ на ${}^4\mathbf{A}$,
- ✓ $\rho\delta f$ на \mathbf{g} .

Если вывод (1.2) через варьирование кажется читателю малопонятным, возможно исходить из следующих уравнений

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

* В линейной теории нагрузки “на единицу объёма” gdV используются намного чаще, чем “на единицу массы” $f dm$ ($gdV = f dm$, $\mathbf{g} = \rho\mathbf{f}$), потому что $dV = d\mathring{V}$, $\rho dV = \rho d\mathring{V}$ и $f dm = f \rho d\mathring{V} = f \rho dV = gdV$.

** Как написано в первом предложении “Historical introduction” (“Исторического введения”) в книге Augustus'a Edward'a Hough Love'a [26].

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

Или так. Вместо \mathbf{u} взять некоторый достаточно малый параметр $\chi \mathbf{u}$, $\chi \rightarrow 0$. И представить после этого неизвестные рядами в целых показателях параметра χ

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}^{(0)} + \chi \boldsymbol{\tau}^{(1)} + \dots, \quad \mathbf{C} = \mathbf{C}^{(0)} + \chi \mathbf{C}^{(1)} + \dots, \\ \nabla = \overset{\circ}{\nabla} + \chi \overset{\circ}{\nabla}^{(1)} + \dots, \quad \mathbf{F} = \mathbf{E} + \chi \overset{\circ}{\nabla}^T \mathbf{u}, \quad J = 1 + \chi J^{(1)} + \dots$$

Полный набор уравнений (1.1) выходит из первых (нулевых) членов этих рядов. В книге [55] это названо “формальным приближением”.

Невозможно сказать однозначно насколько малым параметр χ должен быть — ответ зависит от ситуации и определяется тем, описывает ли линейная модель интересующий нас эффект или нет. Когда, как пример, меня интересует связь между частотой свободно вибрирующего движения после начального смещения, то нужна нелинейная модель.

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

Краевые (граничные) условия (то есть, условия на поверхности) чаще всего такие : на части o_1 поверхности известны смещения, а на другой части o_2 известны силы.

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

Бывают и более сложные комбинации, если мы знаем некоторые компоненты как \mathbf{u} , так и $\mathbf{t}_{(n)} = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ одновременно. Для примера, на плоской грани $x = \text{constant}$ при вдавливании штампа с гладкой поверхностью $u_x = \nu(y, z)$, $\tau_{xy} = \tau_{xz} = 0$ (функция ν определяется формой штампа).

В динамике, вектор \mathbf{g} включает инерционную добавку $-\rho \ddot{\mathbf{u}}$. Условия на поверхности (краевые условия) здесь могут зависеть от времени. А начальные условия для динамических задач обычно

таковы : положения \mathbf{u} и скорости $\dot{\mathbf{u}}$, известные в определённый момент времени $t=0$.

Линейность даёт принцип суперпозиции (или независимости) действия нагрузок. Когда нагрузок несколько, проблема может быть решена для каждой нагрузки отдельно, и полное решение тогда получается суммированием. Для статики это значит, например, что если внешние нагрузки \mathbf{g} и \mathbf{p} растут в m раз (тело закреплено на o_1), то \mathbf{u} , $\boldsymbol{\varepsilon}$ и $\boldsymbol{\sigma}$ вырастут тоже в m раз. Потенциальная энергия Π вырастет в m^2 раз. В реальности, это наблюдается лишь когда нагрузки малые.

Потенциальная энергия

С линейностью плотность потенциальной энергии Π как функция бесконечномалой деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$ есть квадратичная форма

$$\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (1.5)$$

вариация которой

$$\delta\Pi = \frac{1}{2} \delta(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{1}{2} (\delta\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon}) = \underbrace{\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon}}_{\frac{\partial\Pi}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}} = \boldsymbol{\sigma}}$$

и вторая вариация

$$\delta^2\Pi = \delta\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon}.$$

Отношение между тензором жёсткости и потенциальной энергией упругой деформации теперь ясна :

$${}^4\mathcal{A} = \frac{\partial^2\Pi}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}\partial\boldsymbol{\varepsilon}},$$

потому что $\delta\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{\partial\Pi}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon}$ и $\delta^2\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \delta\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot \frac{\partial^2\Pi}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}\partial\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon}$.

Добавляя что тут, так же, как и для исчисления функций одной переменной*, $\delta^2\Pi = 2\Pi(\delta\boldsymbol{\varepsilon})$, первая и вторая вариации Π могут быть записаны как

$$\begin{aligned}\delta\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) &= \frac{\partial\Pi}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon}, \\ \delta^2\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) &= \delta\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \frac{\partial^2\Pi}{\partial\boldsymbol{\varepsilon}\partial\boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon} = \delta\boldsymbol{\varepsilon} \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon} = 2\Pi(\delta\boldsymbol{\varepsilon}).\end{aligned}\quad (1.6)$$

Принцип виртуальной работы

Принцип d'Alembert'a–Lagrange'a виртуальной работы ([2.5](#), [§ 2.2](#)), который может быть использован как фундамент механики, применим и к линейной теории тоже. Поскольку внутренние силы в любой упругой среде потенциальны ($\delta W^{(i)} = -\delta\Pi$), принцип формулируется как

$$\int_{\mathcal{V}} \left((\mathbf{g} - \rho \ddot{\mathbf{u}}) \cdot \delta\mathbf{u} - \delta\Pi \right) d\mathcal{V} + \int_{\partial_2} \mathbf{p} \cdot \delta\mathbf{u} do = 0, \quad \mathbf{u}|_{\partial_1} = \mathbf{0}. \quad (1.7)$$

В добавок, если среда упруга *линейно*, то

$$\delta\boldsymbol{\varepsilon} = \delta(\nabla\mathbf{u}^S) = \nabla(\delta\mathbf{u})^S \text{ или просто } \nabla\delta\mathbf{u}^S,$$

$$\delta\Pi = \boldsymbol{\sigma} \cdot \delta\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla\delta\mathbf{u}^S = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \delta\mathbf{u}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \delta\mathbf{u},$$

$$\int_{\mathcal{V}} \delta\Pi d\mathcal{V} = \oint_{\partial(\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \delta\mathbf{u} do - \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \delta\mathbf{u} d\mathcal{V},$$

и (1.7) становится

$$\int_{\mathcal{V}} \left(\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g} - \rho \ddot{\mathbf{u}} \right) \cdot \delta\mathbf{u} d\mathcal{V} + \int_{\partial_2} \left(\mathbf{p} - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \right) \cdot \delta\mathbf{u} do = 0.$$

Здесь виртуальные смещения $\delta\mathbf{u}$ совместимы с краевым условием для смещений в (1.7), $\delta\mathbf{u}|_{\partial_1} = \mathbf{0}$.

* для $y(x) = \frac{1}{2}\alpha x^2 = \frac{1}{2}x\alpha x \quad dy = \frac{1}{2}(dx\alpha x + x\alpha dx) = x\alpha dx$
то есть $d^2y = 2y(dx)$

§ 2. Уникальность решения в динамике

Обычно теорема единственности доказывается “от противного”. Предположим, что существуют два решения: $\mathbf{u}_1(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{u}_2(\mathbf{r}, t)$. Если разность $\mathbf{u}^* \equiv \mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2$ будет равной $\mathbf{0}$, тогда эти решения совпадают, то есть решение единствено.

Но сперва мы убедимся в существовании интеграла энергии — путём вывода уравнения баланса механической энергии для линейной модели теории малых смещений

$$\int_{\mathcal{V}} (\mathbf{K} + \Pi) \dot{d}\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} \mathbf{g} \cdot \dot{\mathbf{u}} d\mathcal{V} + \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot \dot{\mathbf{u}} do, \quad (2.1)$$

$$\mathbf{u}|_{o_1} = \mathbf{0}, \quad \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}|_{o_2} = \mathbf{p},$$

$$\mathbf{u}|_{t=0} = \mathbf{u}^\circ, \quad \dot{\mathbf{u}}|_{t=0} = \dot{\mathbf{u}}^\circ.$$

Для левой части мы имеем

$$\dot{\mathbf{K}} = \frac{1}{2} (\rho \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}})^\bullet = \frac{1}{2} \rho (\dot{\mathbf{u}} \cdot \ddot{\mathbf{u}} + \ddot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}}) = \rho \ddot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}},$$

$$\begin{aligned} \dot{\Pi} &= \frac{1}{2} \underbrace{(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon})^\bullet}_{2 \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \cdot \cdot \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \cdot \cdot \nabla \dot{\mathbf{u}}^S = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) - \underbrace{\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}}}_{-(\mathbf{g} - \rho \ddot{\mathbf{u}})} = \\ &= \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) + (\mathbf{g} - \rho \ddot{\mathbf{u}}) \cdot \dot{\mathbf{u}} \end{aligned}$$

(использован баланс импульса $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g} - \rho \ddot{\mathbf{u}} = \mathbf{0}$),

$$\dot{\mathbf{K}} + \dot{\Pi} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) + \mathbf{g} \cdot \dot{\mathbf{u}}.$$

Применяя теорему о дивергенции

$$\int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}}) d\mathcal{V} = \oint_{o(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}} do$$

и краевое условие $\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \mathbf{p}$ на o_2 , получаем (2.1).

Из (2.1) следует, что без нагрузок (когда нет внешних сил, ни объёмных, ни поверхностных), и полная механическая энергия не изменяется:

$$\mathbf{g} = \mathbf{0} \text{ и } \mathbf{p} = \mathbf{0} \Rightarrow \int_{\mathcal{V}} (\mathbf{K} + \Pi) d\mathcal{V} = \text{constant}(t). \quad (2.2)$$

Если в момент $t=0$ был ненапряжённый ($\Pi=0$) покой ($K=0$), то

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

Кинетическая энергия положительна : $K > 0$ если $\dot{\mathbf{u}} \neq \mathbf{0}$ и исчезает (обнуляется) лишь когда $\dot{\mathbf{u}} = \mathbf{0}$ — это вытекает из её определения $K \equiv \frac{1}{2} \rho \dot{\mathbf{u}} \cdot \dot{\mathbf{u}}$. Потенциальная энергия, будучи квадратичной формой $\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{A} : \boldsymbol{\varepsilon}$ (1.5), тоже положительна : $\Pi > 0$ если $\boldsymbol{\varepsilon} \neq \mathbf{0}$. Таково априорное требование положительной определённости для тензора жёсткости \mathbf{A} . Это одно из “дополнительных неравенств в теории упругости” [27, 55].

Так как K и Π положительно определены, (2.2') даёт

$$K = 0, \Pi = 0 \Rightarrow \dot{\mathbf{u}} = \mathbf{0}, \boldsymbol{\varepsilon} = \nabla \mathbf{u}^S = {}^2\mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{u} = \mathbf{u}^\circ + \boldsymbol{\omega}^\circ \times \mathbf{r}$$

(\mathbf{u}° и $\boldsymbol{\omega}^\circ$ — некоторые константы трансляции и поворота). С неподвижной частью поверхности

$$\mathbf{u}|_{o_1} = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{u}^\circ = \mathbf{0} \text{ и } \boldsymbol{\omega}^\circ = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{u} = \mathbf{0} \text{ всюду.}$$

Теперь вернёмся к двум решениям, \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 . Их разность $\mathbf{u}^* \equiv \mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2$ есть решение полностью “однородной” (совсем без постоянных членов) линейной задачи : в объёме $\mathbf{g} = \mathbf{0}$, в краевых и в начальных условиях — нули. Поэтому $\mathbf{u}^* = \mathbf{0}$, и единственность доказана.

Что же для существования решения — его не обосновать для общего случая простыми выводами. Я могу лишь сказать, что динамическая проблема является эволюционной, она описывает прогресс процесса во времени.

Баланс (сохранение) импульса даёт ускорение $\ddot{\mathbf{u}}$. Далее, переходя на “следующий временной слой” $t + dt$:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{r}, t+dt) &= \dot{\mathbf{u}}(\mathbf{r}, t) + \ddot{\mathbf{u}} dt, \\ \mathbf{u}(\mathbf{r}, t+dt) &= \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) + \dot{\mathbf{u}} dt, \\ \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r}, t+dt) &= (\nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t+dt))^S \Rightarrow \boldsymbol{\sigma}, \\ \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g} &= \rho \ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{r}, t+dt) \end{aligned}$$

и так далее. Разумеется, эти соображения лишены “математической щепетильности”. Если читатель ищет таковую, то есть, для примера, монография Philippe'a Ciarlet [22].

$$\boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = {}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \cdot {}^4\mathcal{A}$$

§ 3. Закон Hooke'a

То соотношение между напряжением и деформацией, которое в XVII^{ом} веке Robert Hooke (Роберт Гук) мог высказать лишь весьма расплывчато*, записано как часть полного набора уравнений (1.1) и осуществляется тензором жёсткости

$${}^4\mathcal{A} = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon} \partial \boldsymbol{\varepsilon}} = A^{ijkl} \mathbf{r}_{\partial i} \mathbf{r}_{\partial j} \mathbf{r}_{\partial k} \mathbf{r}_{\partial l}, \quad A^{ijkl} = \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}}. \quad (3.1)$$

Тензор жёсткости есть частная производная скалярной плотности упругой потенциальной энергии Π дважды по тому же бивалентному тензору бесконечномалой деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$. Он симметричен по парам индексов: ${}^4\mathcal{A}_{12=34} = {}^4\mathcal{A} \Leftrightarrow A^{ijkl} = A^{klij}$. Оттого 36 констант из $3^4 = 81$ “имеют двойника” и только 45 независимы. К тому же, из-за симметрии тензора бесконечномалой деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$, тензор жёсткости ${}^4\mathcal{A}$ симметричен внутри каждой пары индексов: $A^{ijkl} = A^{jikl} = A^{ijlk} (= A^{jilk})$. Это снижает число независимых констант (“упругих модулей”) до 21:

$$\begin{aligned} A^{abcd} &= A^{cdab} = A^{bacd} = A^{abdc} \\ A^{1111} & \\ A^{1112} &= A^{1121} = A^{1211} = A^{2111} \\ A^{1113} &= A^{1131} = A^{1311} = A^{3111} \\ A^{1122} &= A^{2211} \\ A^{1123} &= A^{1132} = A^{2311} = A^{3211} \\ A^{1133} &= A^{3311} \\ A^{1212} &= A^{1221} = A^{2112} = A^{2121} \end{aligned}$$

* “*ceiiinossstuu, id est, Ut tensio sic vis*”— **Robert Hooke**. *Lectures de Potentia Restitutiva, Or of Spring Explaining the Power of Springing Bodies.* London, 1678. 56 pages.

$$\begin{aligned}
A^{1213} &= A^{1231} = A^{1312} = A^{1321} = A^{2113} = A^{2131} = A^{3112} = A^{3121} \\
A^{1222} &= A^{2122} = A^{2212} = A^{2221} \\
A^{1223} &= A^{1232} = A^{2123} = A^{2132} = A^{2312} = A^{2321} = A^{3212} = A^{3221} \\
A^{1233} &= A^{2133} = A^{3312} = A^{3321} \\
A^{1313} &= A^{1331} = A^{3113} = A^{3131} \\
A^{1322} &= A^{2213} = A^{2231} = A^{3122} \\
A^{1323} &= A^{1332} = A^{2313} = A^{2331} = A^{3123} = A^{3132} = A^{3213} = A^{3231} \\
A^{1333} &= A^{3133} = A^{3313} = A^{3331} \\
A^{2222} & \\
A^{2223} &= A^{2232} = A^{2322} = A^{3222} \\
A^{2233} &= A^{3322} \\
A^{2323} &= A^{2332} = A^{3223} = A^{3232} \\
A^{2333} &= A^{3233} = A^{3323} = A^{3332} \\
A^{3333} &
\end{aligned}$$

Модули четырёхвалентного тензора жёсткости часто записываются симметричной матрицей 6×6

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

Даже в декартовых координатах x, y, z , квадратичная форма (1.5) выглядит весьма громоздко :

$$\begin{aligned}
2\Pi &= a_{11}\varepsilon_x^2 + a_{22}\varepsilon_y^2 + a_{33}\varepsilon_z^2 + a_{44}\varepsilon_{xy}^2 + a_{55}\varepsilon_{xz}^2 + a_{66}\varepsilon_{yz}^2 \\
&+ 2 [\varepsilon_x(a_{12}\varepsilon_y + a_{13}\varepsilon_z + a_{14}\varepsilon_{xy} + a_{15}\varepsilon_{xz} + a_{16}\varepsilon_{yz}) \\
&\quad + \varepsilon_y(a_{23}\varepsilon_z + a_{24}\varepsilon_{xy} + a_{25}\varepsilon_{xz} + a_{26}\varepsilon_{yz}) \\
&\quad + \varepsilon_z(a_{34}\varepsilon_{xy} + a_{35}\varepsilon_{xz} + a_{36}\varepsilon_{yz}) \\
&\quad + \varepsilon_{xy}(a_{45}\varepsilon_{xz} + a_{46}\varepsilon_{yz}) + a_{56}\varepsilon_{xz}\varepsilon_{yz}].
\end{aligned} \tag{3.2}$$

Когда добавляется материальная симметрия, тогда число независимых модулей тензора ${}^4\mathcal{A}$ уменьшается.

Одна плоскость материальной симметрии, моноклинный материал

Для материала с плоскостью симметрии упругих свойств, например $z = \text{constant}$.

Изменение знаков координат x и y не меняет плотность потенциальной энергии Π . А это возможно только когда

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

— число независимых коэффициентов падает до 13.

Ортотропный материал

Пусть далее будут тогда две плоскости симметрии : $z = \text{constant}$ и $y = \text{constant}$. Поскольку энергия Π в таком случае не чувствительна к знакам ε_{yx} и ε_{yz} , в добавок к (3.3) мы имеем

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

— осталось 9 констант.

Материал с тремя взаимно ортогональными плоскостями симметрии — пусть это будут плоскости x и y , z — называется ортотропным (ортогонально анизотропным). Легко увидеть, что (3.3) и (3.4) это весь набор нулевых констант и в этом случае тоже. Итак, ортотропный материал характеризуется девятью упругими модулями, и для ортотропности достаточны две взаимно перпендикулярные плоскости симметрии. Выражение для плотности упругой энергии тут может быть упрощено до

$$\begin{aligned} \Pi = \frac{1}{2}a_{11}\varepsilon_x^2 + \frac{1}{2}a_{22}\varepsilon_y^2 + \frac{1}{2}a_{33}\varepsilon_z^2 + \frac{1}{2}a_{44}\varepsilon_{xy}^2 + \frac{1}{2}a_{55}\varepsilon_{xz}^2 + \frac{1}{2}a_{66}\varepsilon_{yz}^2 \\ + a_{12}\varepsilon_x\varepsilon_y + a_{13}\varepsilon_x\varepsilon_z + a_{23}\varepsilon_y\varepsilon_z. \end{aligned}$$

Для ортотропного материала сдвиговые (угловые) деформации ε_{xy} , ε_{xz} , ε_{yz} не связаны с нормальными напряжениями $\sigma_x = \partial\Pi/\partial\varepsilon_x$, $\sigma_y = \partial\Pi/\partial\varepsilon_y$, $\sigma_z = \partial\Pi/\partial\varepsilon_z$ (и наоборот).

Популярный ортотропный материал — древесина. Упругие свойства там разнятся вдоль трёх взаимно перпендикулярных линий: по радиусу, вдоль окружности и по высоте ствола.

Трансверсально изотропный материал

Ещё один случай анизотропии это трансверсально изотропный материал. Он характеризуется осью анизотропии — пусть это z . Тогда любая плоскость, которая параллельна^{*} z , является плоскостью материальной симметрии. Ясно, что этот материал ортотропен. Но кроме того, любой поворот тензора деформаций $\boldsymbol{\varepsilon}$ вокруг оси z не меняет плотность упругой потенциальной энергии Π . Поэтому

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \cdot \cdot (\mathbf{k} \times \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon} \times \mathbf{k}) = 0, \quad (3.5)$$

поскольку для любого малого поворота с вектором $\delta \mathbf{o}$, вариация тензора бесконечномалой деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$ есть $\delta \mathbf{o} \times \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon} \times \delta \mathbf{o}$, и $\delta \mathbf{o}$ идёт вдоль z с единичным вектором $\mathbf{k} \equiv \mathbf{e}_z$. Равенство (3.5) истинно для любой бесконечномалой деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$. В компонентах

$$(a_{11}\varepsilon_x + a_{12}\varepsilon_y + a_{13}\varepsilon_z)(-2\varepsilon_{xy}) + (a_{12}\varepsilon_x + a_{22}\varepsilon_y + a_{23}\varepsilon_z)2\varepsilon_{xy} \\ + 2a_{44}\varepsilon_{xy}(\varepsilon_x - \varepsilon_y) + 2a_{55}\varepsilon_{xz}(-\varepsilon_{yz}) + 2a_{66}\varepsilon_{yz}\varepsilon_{xz} = 0$$

$$\Rightarrow a_{11} = a_{12} + a_{44} = a_{22}, \quad a_{13} = a_{23}, \quad a_{55} = a_{66}.$$

Напишём тензор напряжений в виде

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_{\perp} + \mathbf{s}\mathbf{k} + \mathbf{k}\mathbf{s} + \sigma_{zz}\mathbf{k}\mathbf{k}, \quad (3.6)$$

где

$$\boldsymbol{\sigma}_{\perp} \equiv \sigma_{\alpha\beta} \mathbf{e}_{\alpha} \mathbf{e}_{\beta} = \sigma_{xx} \mathbf{i}\mathbf{i} + \sigma_{xy} (\mathbf{i}\mathbf{j} + \mathbf{j}\mathbf{i}) + \sigma_{yy} \mathbf{j}\mathbf{j}, \\ \mathbf{s} \equiv \sigma_{\alpha z} \mathbf{e}_{\alpha} = \sigma_{xz} \mathbf{i} + \sigma_{yz} \mathbf{j} \\ (\alpha, \beta \text{ это } x \text{ или } y, \quad \mathbf{e}_x = \mathbf{i}, \quad \mathbf{e}_y = \mathbf{j}),$$

* Если плоскость параллельна прямой, вектор нормали этой плоскости перпендикулярен той прямой.

закон Hooke'а для трансверсально изотропного материала может быть представлен как

$$\sigma_{\perp} = a_{44}\varepsilon_{\perp} + (a_{12}\varepsilon_{\alpha\alpha} + a_{13}\varepsilon_z)\mathbf{E}_{\perp}, \quad s = a_{55}\epsilon, \quad \sigma_{zz} = a_{33}\varepsilon_z + a_{13}\varepsilon_{\alpha\alpha}$$

(3.7)

(здесь $\boldsymbol{\varepsilon}_{\perp} \equiv \varepsilon_{\alpha\beta}\mathbf{e}_{\alpha}\mathbf{e}_{\beta}$, $\varepsilon_{\alpha\alpha} = \text{trace } \boldsymbol{\varepsilon}_{\perp} = \varepsilon_x + \varepsilon_y$, $\epsilon \equiv \varepsilon_{\alpha z}\mathbf{e}_{\alpha}$, $\mathbf{E}_{\perp} \equiv \mathbf{e}_{\alpha}\mathbf{e}_{\alpha} = ii + jj$)

Получается, что трансверсально изотропный материал характеризуется пятью ненулевыми взаимно независимыми компонентами, упругими модулями $a_{12} = A^{1122}$, $a_{13} = A^{1133}$, $a_{33} = A^{3333}$, $a_{44} = A^{1212}$, $a_{55} = A^{1313}$.

Симметрия кристаллов

Существует всего семь видов разных примитивных решёток-параллелепипедов (решёток Bravais) — семь сингоний*, а именно триклинная, моноклинная, орторомбическая (или просто ромбическая), ромбоэдрическая (или тригональная), тетрагональная, гексагональная и кубическая.

Каждый случай симметрии кристаллов характеризуется набором ортогональных** тензоров \mathbf{Q} , для которых следующее уравнение

$${}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \left(\mathbf{Q} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{Q}^T \right) = \mathbf{Q} \cdot \left({}^4\mathcal{A} \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \right) \cdot \mathbf{Q}^T \quad \forall \boldsymbol{\varepsilon} \quad (3.8)$$

— истина (для любой бесконечномалой деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$).

Обратные отношения

.....

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\sigma) = \frac{\partial \Pi}{\partial \sigma} = {}^4\mathcal{B} \cdot \cdot \sigma, \quad \Pi(\sigma) = \sigma \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} - \Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) \quad (3.9)$$

* “сингония”=“система решёток”=“кристаллографическая система”=“симметрия кристаллов”

** Ортогональные тензоры это такие, которые удовлетворяют равенству $\mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}^T = \mathbf{E}$ (11.5, § 1.11), описывая повороты и зеркальные перевороты.

Для линейной модели

$$2\Pi = \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad \Pi = \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \quad (3.10)$$

— плотность добавочной (дополнительной) энергии численно равна плотности упругой потенциальной энергии.

Материальные тензоры

Многие физические явления описываются тензорами, включая тепловые, механические, электрические и магнитные свойства.

“Материальные тензоры” определяют физические свойства тел и сред, как то

- ✓ упругость,
- ✓ тепловое расширение,
- ✓ теплопроводность,
- ✓ электропроводность,
- ✓ пьезоэлектрический эффект.

Piezoelectricity (the piezoelectric effect) is the coupling (for example, linear) between the mechanical strain and the electric charge in a material, it is the transduction of electrical and mechanical energy.

Certain materials generate an electrical charge when mechanical stress is applied to them. Piezoelectric materials directly transduce electrical and mechanical energy. The most famous piezoelectric material is quartz crystal. Certain ceramics are piezoelectric as well, piezoelectricity is often associated with ceramic materials. Piezoelectric behaviour is also observed in many polymers. And biomatter, such as bone and various proteins, too.

§ 4. Закон Hooke'a для изотропной среды

Помимо анизотропных материалов (кристаллов, композитов, древесины и других), существуют и изотропные — материалы, свойства которых остаются одинаковыми в любом направлении.

Когда материал изотропный, (3.8) удовлетворяется для любого ортогонального тензора \mathbf{Q} . И здесь, для изотропной линейно упру-

гой среды, проще ввести плотность потенциальной энергии $\Pi(\boldsymbol{\varepsilon})$ как изотропную функцию, зависящую только от инвариантов*

$$\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \Pi(I(\boldsymbol{\varepsilon}), II(\boldsymbol{\varepsilon})) = \alpha I^2 + \beta II. \quad (4.1)$$

(но Π это не коэффициент $\text{cha}\Pi$ из решения характеристического уравнения (10.2, § 1.10))

$\Pi(\boldsymbol{\varepsilon})$ это квадратичная функция (или “квадратичная форма”) с членами только второй степени.

“квадратичная форма” = “однородный многочлен второй степени” = “функция с только квадратичными членами”

Изотропная функция

$$I(\boldsymbol{\varepsilon}), II(\boldsymbol{\varepsilon}) \mapsto \Pi(\boldsymbol{\varepsilon}), \quad \Pi = \Pi(I, II)$$

имеет члены только 2^{ой} степени (I^2 и II), не 1^{ой} и не выше. И третьего инварианта $III(\boldsymbol{\varepsilon})$ среди аргументов Π нет.

Но почему бы не добавить $III^{\frac{2}{3}}$?

By excluding dependence on III , we simplify constitutive models while retaining accuracy for most practical applications.

For most isotropic elastic materials, it suffices to model their behavior using only I and II , which capture volumetric and distortional effects without explicitly including volume change through III .

In many cases of isotropic elastic materials, particularly those that are nearly incompressible (e.g., rubber-like materials), volume changes are negligible during deformation. There $III = 1$.

For small deformations or incompressibility constraints, changes in $\Pi(I, II)$ already account for all physically relevant behaviors. Including $\Pi(III)$ would unnecessarily complicate calculations without adding meaningful information about material response.

The third invariant III , which relates directly to volume changes, becomes redundant unless large compressive or expansive deformations occur. In linear elasticity (small strains), dependence on only I and II aligns with linear stress-strain relationships (the Hooke’s law).

* Любая функция, аргументы которой — только инварианты, изотропна.

$$I(\boldsymbol{\varepsilon}) = \text{trace } \boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet = \nabla \cdot \mathbf{u}$$

$$\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$$

.....

$$2\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = A\boldsymbol{\varepsilon}_\bullet\boldsymbol{\varepsilon}_\bullet + B\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \quad (4.2)$$

.....

Поскольку $\boldsymbol{\varepsilon}_\bullet = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$ ([4.12, § 1.4](#)), производная следа (trace) по самому тензору есть единичная диада

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon})}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} &= \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\varepsilon} \cdot {}^2\mathbf{0} = \boldsymbol{\varepsilon} \cdot {}^2\mathbf{0} \\ &\Rightarrow \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = \boldsymbol{\varepsilon} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Изотропная среда характеризуется двумя ненулевыми упругими константами (“упругими модулями”)

$$\Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) = \alpha I^2(\boldsymbol{\varepsilon}) + \beta \Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = \boldsymbol{\sigma}$$

$$\frac{\partial(\boldsymbol{\varepsilon}_\bullet \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet)}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet + \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = 2\boldsymbol{\varepsilon}_\bullet \boldsymbol{\varepsilon}$$

или

$$\frac{\partial(I^2)}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = 2I \frac{\partial I}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = 2I \boldsymbol{\varepsilon} \quad (\text{где } I = \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet)$$

.....

$$\boldsymbol{\sigma} = \lambda \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + 2\mu \boldsymbol{\varepsilon}$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \lambda \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet \boldsymbol{\varepsilon} + 2\mu \boldsymbol{\varepsilon}$$

.....

В компонентах для изотропной среды

$$A_{ijpq} = \lambda \delta_{ij} \delta_{pq} + \mu (\delta_{ip} \delta_{jq} + \delta_{iq} \delta_{jp}) \quad (4.5)$$

— это компоненты изотропного тензора четвёртой сложности, которые не меняются когда базис вращается.

.....

Пары модулей упругости

Вот версии закона Hooke'a для разных пар упругих констант (модулей упругости). λ и μ — параметры Lamé, μ (иногда G) — модуль сдвига, E — модуль Young'a (модуль растяжения или сжатия), ν — коэффициент Poisson'a, K — объёмный модуль.

.....

Априорные условия для значений модулей упругости таковы́

$E > 0$ — если что-то растягивается, оно удлиняется,

$\mu > 0$ — сдвиг идёт туда же, куда и касательная (сдви- говая) компонента напряжения, (4.6)

$K > 0$ — от внешнего давления объём уменьшается.

Неравенства для упругих модулей (4.6) достаточны для позитивности Π .

Когда $\nu \rightarrow \frac{1}{2}$, материал становится несжимаемым с бесконечно большим объёмным модулем $K \rightarrow \infty$. Отрицательные значения ν возможны* тоже.

.....

Inverse relations, the complementary energy

$$2\Pi = \boldsymbol{\sigma} \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad \boldsymbol{\varepsilon} = \frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = {}^4\mathcal{B} \cdot \cdot \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \cdot {}^4\mathcal{B}. \quad (4.7)$$

the Legendre transform

The complementary energy Π

* Такой материал, называемый ауксетиком, становится толще когда растягивается.

$$\Pi(\sigma) = \sigma \cdot \varepsilon - \Pi(\varepsilon). \quad (4.8)$$

В линейной теории “дополнительная энергия” численно равна упругой потенциальной энергии

$$\underbrace{\frac{2\Pi}{\sigma \cdot \varepsilon}}_{\frac{1}{2}\sigma \cdot \varepsilon} - \underbrace{\Pi(\varepsilon)}_{\sigma \cdot \varepsilon} = \Pi(\sigma).$$

$$\Pi(\sigma) = \Pi(\varepsilon)$$

.....

§ 5. Теоремы статики

Теорема Clapeyron'a

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

$$2 \int_V \Pi dV = \int_V \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV + \int_{O_2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} do. \quad (5.1)$$

$$\textcircled{O} \quad 2\Pi = \sigma \cdot \varepsilon = \sigma \cdot \nabla u^S = \nabla \cdot (\sigma \cdot \mathbf{u}) - \nabla \cdot \sigma \cdot \mathbf{u} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow 2 \int_V \Pi dV = \int_{O_2} \mathbf{n} \cdot \sigma \cdot \mathbf{u} do + \int_V \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} dV \quad \bullet$$

*“Ce produit représentait d'ailleurs le double de la force vive que le ressort pouvait absorber par l'effet de sa flexion et qui était la mesure naturelle de sa puissance.” —

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

Из (5.1) следует также, что без нагрузки $\int_V \Pi dV = 0$. Поскольку Π положителен, то и напряжение σ , и деформация ε без нагрузки равны нулю.

$$2\Pi = \sigma \cdot \varepsilon$$

$$\dot{\Pi} = \sigma \cdot \dot{\varepsilon}$$

$$\delta\Pi = \sigma \cdot \delta\varepsilon$$

Π равна лишь половине работы внешних сил.

Накопленная потенциальная энергия деформации Π равна только половине работы, совершённой внешними силами, действующими из ненагруженной конфигурации к равновесию со внешними силами.

Теорема Clapeyron'a подразумевает, что накопленная упругая энергия составляет лишь половину энергии, потраченной на деформацию. Оставшаяся половина работы, совершённой внешними силами, теряется где-то до достижения равновесия.

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

В теории распространена концепция “статического нагружения”. Это когда внешняя нагрузка применяется бесконечно медленно (звучит как вечность, да).

Работа внешних сил на актуальных смещениях равна удвоенной плотности потенциальной энергии 2Π . $-g$

Если снять внешние воздействия мгновенно (бесконечно быстро), то тело будет колебаться. Но из-за сопротивления среды (внутреннего трения) спустя некоторое время тело придёт в состояние равновесия.

Да, всего половина линейно упругой энергии запасается. Вторая половина это “дополнительная энергия”, которая теряется до достижения равновесия на динамику — на внутреннюю энергию частиц (диссипацию), на колебания и волны.

Но любое реальное нагружение не будет ни внезапным нагружением, ни бесконечно медленным. Это две крайности. Реальная динамика приложения нагрузок всегда будет отличной от теории.

В пределах бесконечномальных вариаций, приложенные к упругой среде реальные внешние силы работают на виртуальных смещениях $\delta\epsilon$ и производят работу $\delta W^{(e)}$, которая в точности равна (for linear elastic only or for non-linear too??) вариации плотности упругой потенциальной энергии

$$\delta W^{(e)} = \sigma \cdot \cdot \delta \epsilon = \delta \Pi.$$

Линейная упругая среда это среда, где вариация работы внутренних сил (то есть напряжений) есть вариация плотности потенциальной энергии с противоположным знаком $-\delta W^{(i)} = \delta \Pi = \delta W^{(e)}$, когда варьируются только смещения (пока нагрузки-напряжения нет).

Необходимо, чтобы виртуальная работа реальных внешних сил на вариациях смещений была равна вариации внутренней энергии с обратным знаком (для упругой среды — вариации внутренней энергии).

Теорема единственности решения

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

$$\dots\dots\dots \quad (5.2)$$

Уникальность решения, открытая Gustav'om Kirchhoff'ом для тел с односвязным контуром*, противоречит, казалось бы, повседневному опыту. Вообразим прямой стержень зажатый на одном концé (the “консольный”) и сжимаемый на втором концé продольной силой (рисунок 13). Когда нагрузка достаточно большáя, задача статики имеет два решения, “прямое” и “изогнутое”. такое противоречие с теоремой единственности происходит от нелинейности этой задачи. Если нагрузка малá (бесконечно малá), то решение описывается линейными уравнениями и единственно.

...

...

Теорема взаимности работ

Proposed by Enrico Betti**.

Для тéла с фиксированной частью o_1 поверхности рассматриваются два случая : первая с нагрузками $\mathbf{g}_1, \mathbf{p}_1$ и вторая с нагрузками $\mathbf{g}_2, \mathbf{p}_2$. Словесная формулировка теоремы та же, что и в § 2.5. Математическая запись

$$\underbrace{\int_{\mathcal{V}} \mathbf{g}_1 \cdot \mathbf{u}_2 d\mathcal{V} + \int_{o_2} \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{u}_2 do}_{W_{12}} = \underbrace{\int_{\mathcal{V}} \mathbf{g}_2 \cdot \mathbf{u}_1 d\mathcal{V} + \int_{o_2} \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{u}_1 do}_{W_{21}}. \quad (5.3)$$

...

The reciprocal work theorem, also known as the Betti's theorem, claims that for a linear elastic structure subject to the two sets of forces, P and Q , the work done by set P through displacements produced by set Q is equal to the work done by set Q through displacements produced by set P . This

* **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. (Seite 291)

** **Enrico Betti.** Teoria della elasticità. *Il Nuovo Cimento* (1869–1876), VII e VIII (1872). Pagina 69.

theorem has applications in structural engineering where it is used to define influence lines and derive the boundary element method.

...

Теорема взаимности работ находит неожиданные и эффективные применения. Для примера рассмотрим стержень-балку, защемленную на одном конце (“консольную”) и изгибающуюся двумя силами с интегральными значениями P_1 и P_2 (рисунок 14). Тогда как применяется линейная теория, перемещения-прогибы могут быть представлены как

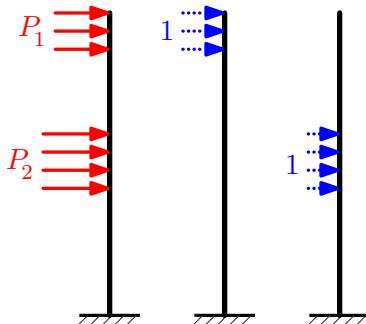


рисунок 14

$$\begin{aligned} u_1 &= \alpha_{11}P_1 + \alpha_{12}P_2, \\ u_2 &= \alpha_{21}P_1 + \alpha_{22}P_2. \end{aligned}$$

...

§ 6. Уравнения в смещениях

Полный набор уравнений (1.1) содержит неизвестные σ , ε и u . Исключая σ и ε , мы получаем формулировку в смещениях (симметризация ∇u лишняя из-за симметрии ${}^4\mathcal{A}_{3\rightleftharpoons 4} = {}^4\mathcal{A}$).

$$\begin{aligned} \nabla \cdot ({}^4\mathcal{A} \cdot \nabla u) + g &= 0, \\ u|_{o_1} &= u_0, \quad n \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \nabla u|_{o_2} = p. \end{aligned} \tag{6.1}$$

Для изотропной среды (6.1) становится

....

Решение для однородной части* уравнения (...) нашли Пётр Ф. Папкович (Pjotr F. Papkowitsch) Papkovich

* Однородное дифференциальное уравнение содержит дифференцирование и однородную функцию с набором переменных.

Пётр Ф. Папкович. Выражение общего интеграла основных уравнений теории упругости через гармонические функции // Известия Академии наук СССР. Отделение математических и естественных наук. 1932, выпуск 10, страницы 1425–1435.

и Heinz Neuber

Heinz Neuber. Ein neuer Ansatz zur Lösung räumlicher Probleme der Elastizitätstheorie. Der Hohlkegel unter Einzellast als Beispiel // Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik (ZAMM), 1934, Band 14, Nr. 4, Seiten 203–212.

Пётр Ф. Папкович в 1932 и Heinz Neuber в 1934 предложили представлять перемещения как гармонические функции и, следовательно, воспользоваться обширным каталогом частных решений уравнения Laplace'a. А иногда задача упругости может быть сведена, хотя бы частично, к одной из классических задач теории гармонических функций (теории потенциала).

Приведя полную совокупность уравнений (1.1) к дифференциальному уравнению второй степени (в компонентах — к трём таким уравнениям) для дважды дифференцируемой функции (трёх функций в компонентах), описывающей перемещение точек тела, Пётр Папкович и Hans Neuber смогли записать общее решение, однако, с существенным ограничением класса объёмных сил — рассматривались только потенциальные. Классические силы механического характера (силы тяжести, силы инерции при равномерном вращении тел, силы гравитационного взаимодействия) потенциальны.

Для консервативных объёмных сил возможно аналитическое решение. Подход Папковича–Neuber'a не применим, если воздействия механической и иной физической природы не потенциальны.

.....

Three-dimensional elasticity based on quaternion-valued potentials

....

§ 7. Сосредоточенная (точечная) сила

Сосредоточенная сила, действующая на точку — удобная абстракция для упрощения реальности. Однако, её не существует в реальном мире, где все силы либо действуют в объёме — объёмные силы, либо действуют по площади — поверхностные (контактные) силы.

Бот риторический вопрос : *почему упругое тело сопротивляется приложенной нагрузке, “держит” её?* Книга [12] James'a

Gordon'a даёт следующий ответ : тело деформируется, и потому появляются внутренние силы, называемые “напряжениями”, которые могут компенсировать (уравновесить) внешнюю нагрузку.

Но линейно-упругое тело не может воспринимать нагрузку точечной силой.

.... баланс сил (импульса)

$$\int_V (\nabla \cdot \sigma + g) dV = \mathbf{0}$$

$$V \sim r^3, g \sim \frac{1}{r^3}, \sigma \sim \frac{1}{r^2}$$

$$\sigma = 2\mu\varepsilon + \lambda(\text{trace } \varepsilon)E \Rightarrow \varepsilon \sim \frac{1}{r^2}, u \sim \frac{1}{r}, \text{ thus } u \rightarrow \infty \text{ when } r \rightarrow 0$$

...

решение Kelvin'a-Somigliana (William Thompson aka Lord Kelvin*, Carlo Somigliana)

... в бесконечной среде

.....

принцип Saint-Venant'a

Реальные вещи могут иметь нелинейности в местах, где приложены внешние нагрузки. Но вдали от таких мест важны лишь результанты.

Как пример, для стержней длины нелинейных областей нагрузжения сравнимы с размерами поперечных сечений.

....

§ 8. Нахождение смещений по деформациям

Как и всякий бивалентный тензор, градиент смещения может быть разложен на сумму симметричной и антисимметричной частей

$$\nabla u = \varepsilon - \omega \times E, \quad \omega \equiv \frac{1}{2} \nabla \times u, \quad (8.1)$$

* William “Lord Kelvin” Thompson. Note on the Integration of the Equations of Equilibrium of an Elastic Solid. The Cambridge and Dublin Mathematical Journal, 1848 volume iii (vii), pages 87–89

Симметричная часть $\nabla \mathbf{u}^S$ есть тензор линейной деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$.

Антисимметричную часть $\nabla \mathbf{u}^A$ может быть обозначена как Ω и названа тензором малых поворотов. Так как любой косо-симметричный бивалентный тензор однозначно представляется вектором (§ 1.8), ещё одно поле — векторное поле поворотов $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{r})$ — нужно, чтобы найти смещения \mathbf{u} по деформациям $\boldsymbol{\varepsilon}$.

....

Условие совместности деформации в линейной упругости

Условие совместности представляют условия интегрируемости для симметричного бивалентного тензорного поля. Когда такое тензорное поле совместно, тогда оно описывает какую-то деформацию.

В отношении смещение \mapsto деформация $\boldsymbol{\varepsilon} = \nabla \mathbf{u}^S$ шесть компонент ε_{ij} деформации $\boldsymbol{\varepsilon}$ происходят из лишь трёх компонент u_k вектора смещений \mathbf{u} .

....

$$\text{inc } \boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla \times (\nabla \times \boldsymbol{\varepsilon})^\top \quad \text{или} \quad \text{inc } \boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla \times \boldsymbol{\varepsilon} \times \nabla$$

....

Контур здесь произволен, поэтому

$$\text{inc } \boldsymbol{\varepsilon} = {}^2\mathbf{0}. \quad (8.2)$$

Это отношение называется условием совместности деформаций или уравнением(ями) неразрывности деформации.

....

Выражение (8.2) ограничивает возможные типы поля деформации. Условие совместности (неразрывности) гарантирует, что в результате деформации не появляются промежутки и/или наложения.

(... add a picture here, the figure where the whole is cut into squares ...)

....

Тензор $\text{inc } \boldsymbol{\varepsilon}$ симметричен вместе с $\boldsymbol{\varepsilon}$

....

Уравнения совместности Saint-Venant'a

Ранее было доказано, что

$$\operatorname{inc} \boldsymbol{\varepsilon} = {}^2\mathbf{0} \Leftrightarrow \Delta \boldsymbol{\varepsilon} + \nabla \nabla \boldsymbol{\varepsilon}_\bullet = 2(\nabla \nabla \cdot \boldsymbol{\varepsilon})^S$$

в индексной записи для прямоугольных координат

$$\partial_m \partial_m \varepsilon_{ij} + \partial_i \partial_j \varepsilon_{mm} = (\partial_i \partial_m \varepsilon_{mj} + \partial_j \partial_m \varepsilon_{mi})$$

с раскрытыми суммированиями

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial x_3^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_i \partial x_j} \right) \\ &= \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{1j}}{\partial x_i \partial x_1} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{2j}}{\partial x_i \partial x_2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{3j}}{\partial x_i \partial x_3} \right) + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{1i}}{\partial x_j \partial x_1} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{2i}}{\partial x_j \partial x_2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{3i}}{\partial x_j \partial x_3} \right) \end{aligned}$$

для $i=j (=a)$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{aa}}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{aa}}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{aa}}{\partial x_3^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_a^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_a^2} \right) \\ &= 2 \left(\frac{\partial^2 \varepsilon_{1a}}{\partial x_a \partial x_1} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{2a}}{\partial x_a \partial x_2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{3a}}{\partial x_a \partial x_3} \right) \quad \sum_a, \quad a=1, 2, 3 \end{aligned}$$

.....

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_2^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{21}}{\partial x_1 \partial x_2} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_3^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{32}}{\partial x_2 \partial x_3} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_1^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{13}}{\partial x_3 \partial x_1} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{23}}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_2 \partial x_3} = \frac{\partial^2 \varepsilon_{13}}{\partial x_2 \partial x_1} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{12}}{\partial x_3 \partial x_1} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{13}}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_1 \partial x_3} = \frac{\partial^2 \varepsilon_{23}}{\partial x_1 \partial x_2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{21}}{\partial x_3 \partial x_2} \\ \frac{\partial^2 \varepsilon_{12}}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_1 \partial x_2} = \frac{\partial^2 \varepsilon_{32}}{\partial x_1 \partial x_3} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{31}}{\partial x_2 \partial x_3} \end{array} \right.$$

— уравнения неразрывности (совместности) деформаций в “классической” записи для прямоугольных координат (шесть уравнений Saint-Venant'a).

Последние три могут также быть написаны как

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{11}}{\partial x_2 \partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial \varepsilon_{13}}{\partial x_2} + \frac{\partial \varepsilon_{12}}{\partial x_3} - \frac{\partial \varepsilon_{23}}{\partial x_1} \right)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{22}}{\partial x_1 \partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\partial \varepsilon_{23}}{\partial x_1} + \frac{\partial \varepsilon_{21}}{\partial x_3} - \frac{\partial \varepsilon_{13}}{\partial x_2} \right)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{33}}{\partial x_1 \partial x_2} = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{\partial \varepsilon_{32}}{\partial x_1} + \frac{\partial \varepsilon_{31}}{\partial x_2} - \frac{\partial \varepsilon_{12}}{\partial x_3} \right)$$

Isaac Todhunter. The Elastical Researches of Barré de Saint-Venant. Cambridge University Press, 1889.

[110.] *L'institut*, Vol. 26, 1858, pp. 178–9. Further results on Torsion communicated to the *Société Philomathique* (April 24 and May 15, 1858) and afterwards incorporated in the *Leçons de Navier* (pp. 305–6, 273–4). They relate to cross-sections in the form of doubly symmetrical quartic curves and to torsion about an external axis : see our Arts. 49 (c), 182 (b), 181 (d), and 182 (a).

[111.] Vol. 27, 1860, of same Journal, pp. 21–2. Saint-Venant presents to the *Société Philomathique* the model *de la surface décrite par une corde vibrante transportée d'un mouvement rapide perpendiculaire à son plan de vibration*. Copies of this as well as some other of Saint-Venant's models may still be obtained of M. Delagrave in Paris and are of considerable value for class-lectures on the vibration of elastic bodies.

[112.] Vol. 28, 1861, of same Journal, pp. 294–5. This gives an account of a paper of Saint-Venant's read before the *Société Philomathique* (July 28, 1860). In this he deduces the *conditions of compatibility*, or the six differential relations of the types :

$$2 \frac{d^2 s_x}{dy dz} = \frac{d}{dx} \left(\frac{d\sigma_{xz}}{dy} + \frac{d\sigma_{xy}}{dz} - \frac{d\sigma_{yz}}{dx} \right)$$

$$\frac{d^2 \sigma_{yz}}{dy dz} = \frac{d^2 s_y}{dz^2} + \frac{d^2 s_z}{dy^2}$$

which must be satisfied by the strain-components. These conditions enable us in many cases to dispense with the consideration of the shifts. A proof

of these conditions by Boussinesq will be found in the *Journal de Liouville*, Vol. 16, 1871, pp. 132–4. At the same meeting Saint-Venant extended his results on torsion to : (1) prisms on any base with at each point only one plane of symmetry perpendicular to the sides, (2) prisms on an elliptic base with or without any plane of symmetry whatever ; see our Art. 190 (d).

Что насчёт нелинейной теории?

Все уравнения линейной теории имеют аналог — первоисточник — в нелинейной теории. Чтобы найти его для (8.2), вспомним тензор деформации Cauchy–Green'a (§ 3.3) и тензоры кривизны (§ 1.19)

.....

§ 9. Уравнения в напряжениях

Баланс сил (или импульса)

$$\nabla \cdot \sigma + g = 0 \quad (9.1)$$

ещё не определяет напряжения. Необходимо вдобавок, чтобы соответствующие напряжениям деформации $\varepsilon(\sigma)$ (3.9)

$$\varepsilon(\sigma) = \frac{\partial \Pi}{\partial \sigma} = {}^4\mathcal{B} \cdot \sigma \quad (9.2)$$

были совместны (§ 8)

$$\text{inc } \varepsilon(\sigma) \equiv \nabla \times (\nabla \times \varepsilon(\sigma))^T = {}^2\mathbf{0}. \quad (9.3)$$

Взятые вместе, (9.1), (9.2) and (9.3) представляют полный замкнутый набор (систему) уравнений в напряжениях.

...

§ 10. Принцип минимума потенциальной энергии

Когда существование функции энергии деформации несомненно, и внешние силы считаются постоянными во время варьирования

смещений, тогда принцип виртуальной работы приводит к принципу минимума потенциальной энергии.

Формулировка принципа:

$$\mathcal{E}(\mathbf{u}) \equiv \int_{\mathcal{V}} (\Pi(\mathbf{u}) - \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}) d\mathcal{V} - \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} do \rightarrow \min, \quad \mathbf{u}|_{o_1} = \mathbf{u}_0. \quad (10.1)$$

Функционал $\mathcal{E}(\mathbf{u})$, называемый (полной) потенциальной энергией именуемой a linear-elastic body линейно-упругого тела, минимален тогда, когда смещения \mathbf{u} истинны — то есть для решения задачи (6.1). Аргументы-функции \mathbf{u} должны удовлетворять геометрическому условию на o_1 (так они не рвут существующие связи и могут быть непрерывными иначе $\Pi(\mathbf{u})$ не будет интегрируемой).

Для истинного поля смещений \mathbf{u} , квадратичная функция

$$\Pi(\mathbf{u}) = \frac{1}{2} \nabla \mathbf{u} : {}^4 \mathcal{A} : \nabla \mathbf{u}$$

становится равной истинной потенциальной энергии деформации. Тогда

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\min},$$

которая согласно теореме Clapeyron'a (5.1) есть

$$\mathcal{E}_{\min} = \int_{\mathcal{V}} \Pi(\mathbf{u}) d\mathcal{V} - \left(\int_{\mathcal{V}} \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} d\mathcal{V} + \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} do \right) = - \int_{\mathcal{V}} \Pi(\mathbf{u}) d\mathcal{V}.$$

Взяв какое-то другое приемлемое поле смещений \mathbf{u}' , взглянем на конечную разность

$$\mathcal{E}(\mathbf{u}') - \mathcal{E}(\mathbf{u}) = \int_{\mathcal{V}} (\Pi(\mathbf{u}') - \Pi(\mathbf{u}) - \mathbf{g} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u})) d\mathcal{V} - \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) do,$$

ищá $\mathcal{E}(\mathbf{u}') - \mathcal{E}(\mathbf{u}) \geq 0$ или (то же самое) $\mathcal{E}(\mathbf{u}') \geq \mathcal{E}(\mathbf{u})$.

$\mathbf{g} = \text{constant}$ и $\mathbf{p} = \text{constant}$

$\Pi(\mathbf{a}) = \frac{1}{2} \nabla \mathbf{a} : {}^4 \mathcal{A} : \nabla \mathbf{a}$ (but not the linear $\frac{1}{2} \nabla \mathbf{u} : {}^4 \mathcal{A} : \nabla \mathbf{a}$ — this means $\Pi(\mathbf{a}) \neq \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma} : \nabla \mathbf{a}$)

Связи не меняются: $(\mathbf{u}' - \mathbf{u})|_{o_1} = \mathbf{u}_0 - \mathbf{u}_0 = \mathbf{0}$. Внешняя поверхностная сила $\mathbf{p}|_{o_2} = \mathbf{t}_{(n)} = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ на o_2 и $= \mathbf{0}$ где-либо ещё на $o(\partial\mathcal{V})$. $\boldsymbol{\sigma} = \nabla \mathbf{u} \cdots {}^4\mathcal{A} = \text{constant}$ along with constant \mathbf{p} и \mathbf{g} . Поэтому

$$\begin{aligned} \int_{o_2} \mathbf{p} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \, do &= \oint_{o(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \, do = \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u})) \, d\mathcal{V} = \\ &= \int_{\mathcal{V}} (\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}) \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \, d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{V}} \boldsymbol{\sigma}^\top \cdots \nabla (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \, d\mathcal{V}. \end{aligned}$$

из-за симметрии $\boldsymbol{\sigma}^\top = \boldsymbol{\sigma} \Rightarrow \boldsymbol{\sigma}^\top \cdots \nabla \mathbf{a} = \boldsymbol{\sigma} \cdots \nabla \mathbf{a} = \boldsymbol{\sigma} \cdots \nabla \mathbf{a}^S \forall \mathbf{a}$. Разность преобразуется до

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\mathbf{u}') - \mathcal{E}(\mathbf{u}) &= \\ &= \int_{\mathcal{V}} \left(\Pi(\mathbf{u}') - \Pi(\mathbf{u}) - (\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g}) \cdot (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) - \boldsymbol{\sigma} \cdots \nabla (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \right) d\mathcal{V}. \end{aligned}$$

И с балансом импульса $\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g} = \mathbf{0}$

$$\mathcal{E}(\mathbf{u}') - \mathcal{E}(\mathbf{u}) = \int_{\mathcal{V}} \left(\Pi(\mathbf{u}') - \Pi(\mathbf{u}) - \boldsymbol{\sigma} \cdots \nabla (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) \right) d\mathcal{V}.$$

Тут

$$\Pi(\mathbf{u}') = \frac{1}{2} \nabla \mathbf{u}' \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u}', \quad \Pi(\mathbf{u}) = \frac{1}{2} \nabla \mathbf{u} \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u},$$

$$\Pi(\mathbf{u}') - \Pi(\mathbf{u}) = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{u}' \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u}' - \nabla \mathbf{u} \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u} \right)$$

$${}^4\mathcal{A}_{12 \rightarrow 34} = {}^4\mathcal{A} \Rightarrow \nabla \mathbf{u} \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u}' = \nabla \mathbf{u}' \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u}$$

$$\frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{u}' \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u}' - \nabla \mathbf{u} \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u} \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u}' - \nabla \mathbf{u}' \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla \mathbf{u} \right)$$

$$(\nabla \mathbf{u}' - \nabla \mathbf{u}) = \nabla (\mathbf{u}' - \mathbf{u})$$

для конечной разности потенциалов

$$\frac{1}{2} \nabla (\mathbf{u}' + \mathbf{u}) \cdots {}^4\mathcal{A} \cdots \nabla (\mathbf{u}' - \mathbf{u}) = \Pi(\mathbf{u}') - \Pi(\mathbf{u}),$$

добавляя к которой

$$-\nabla u \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \nabla(u' - u) = -\sigma \cdot \nabla(u' - u)$$

мы получаем

$$\frac{1}{2} \nabla(u' - u) \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \nabla(u' - u) = \Pi(u' - u)$$

и в концé-концóв*

$$\mathcal{E}(u') - \mathcal{E}(u) = \int_V \Pi(u' - u) dV.$$

Потому как ${}^4\mathcal{A}$ положительно определён ([§ 2](#))
 $\Pi(w) = \frac{1}{2} \nabla w \cdot {}^4\mathcal{A} \cdot \nabla w \geq 0 \quad \forall w$ (и $= 0$ только если
 $\nabla w = 0 \Leftrightarrow w = \text{constant}$: для случая трансляции как целого
без деформации.

...

$$\delta \nabla u = \nabla \delta u$$

...

метод Ritz'a

Задача о минимуме функционала $\mathcal{E}(u)$ приближённо решается
как

.....
метод конечных элементов (the finite element method)
.....

§ 11. Принцип минимума дополнительной энергии

Когда отношения напряжения–деформации (закон Hooke'a) assure
the existence of a complementary energy function and the geometrical

* $b^2 - a^2 - 2a(b - a) = (b + a)(b - a) - 2a(b - a) = (b - a)^2$

boundary conditions are assumed constant during variation of stresses, then the principle of minimum complementary energy emerges.

“Дополнительная” работа (энергия) названа так, чтобы не путать с “полной” работой по Clapeyron’у (5.1) $W = F(\int du) = 2\Pi$, где $F = \text{constant}$.

Дополнительная энергия линейно упругого тела есть следующий функционал над полем напряжений :

$$\mathcal{D}(\sigma) \equiv \int_{\mathcal{V}} \Pi(\sigma) d\mathcal{V} - \int_{O_1} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{u}_0 do, \quad \mathbf{u}_0 \equiv \mathbf{u}|_{O_1}, \quad (11.1)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g} = \mathbf{0}, \quad \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}|_{O_2} = \mathbf{p}.$$

...

Вариация уравнения баланса сил

$$\delta(\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g}) = \nabla \cdot \delta\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0}$$

...

Принцип минимума дополнительной энергии очень полезен для оценки неточных (приближённых) решений. Но для вычислений он не столь существенен, как принцип (Lagrange’а) минимума потенциальной энергии (10.1).

Для вывода вариационных принципов естественно использовать принцип виртуальной работы (§ 2.2) как фундамент.

§ 12. 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,

именуемых *Hu Haichang* и *Kyuichiro Washizu*.

Следующий функционал над смещениями и напряжениями

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(\boldsymbol{u}, \boldsymbol{\sigma}) = & \int_{\mathcal{V}} [\boldsymbol{\sigma} \cdot \cdot \nabla \boldsymbol{u}^S - \Pi(\boldsymbol{\sigma}) - \boldsymbol{g} \cdot \boldsymbol{u}] d\mathcal{V} - \\ & - \int_{\partial_1} \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot (\boldsymbol{u} - \boldsymbol{u}_0) do - \int_{\partial_2} \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{u} do \quad (12.1) \end{aligned}$$

носит имена Reissner'a, Prange'a и Hellinger'a.

...

Преимущество принципа Reissner'a–Hellinger'a — свобода варьирования. Но у него есть и недостаток: на истинном решении у функционала нет экстремума, а лишь стационарность.

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

...

Принцип Hu–Washizu (Ху–Васидзу) [104] формулируется так:

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{W}(\boldsymbol{u}, \boldsymbol{\varepsilon}, \boldsymbol{\sigma}) = 0, \\ \mathcal{W} \equiv \int_{\mathcal{V}} [\boldsymbol{\sigma} \cdot \cdot (\nabla \boldsymbol{u}^S - \boldsymbol{\varepsilon}) + \Pi(\boldsymbol{\varepsilon}) - \boldsymbol{g} \cdot \boldsymbol{u}] d\mathcal{V} - \\ - \int_{\partial_1} \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot (\boldsymbol{u} - \boldsymbol{u}_0) do - \int_{\partial_2} \boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{u} do. \quad (12.2) \end{aligned}$$

Как и в принципе Reissner'a–Hellinger'a, здесь нет ограничений ни в объёме, ни на поверхности, но добавляется третий независимый аргумент $\boldsymbol{\varepsilon}$. Поскольку $\Pi = \boldsymbol{\sigma} \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} - \Pi$, то (12.1) и (12.2) кажутся почти одним и тем же.

Из принципа Hu–Washizu (Ху–Васидзу) вытекает весь полный набор уравнений с краевыми условиями, так как

.....

§ 13. Антиплоский сдвиг

Это такая проблема линейной теории упругости, где нетривиальные результаты* получаются простыми выводами.

Эта проблема — об изотропном упругом континууме в декартовых координатах

$$x_\alpha, \quad \alpha = 1, 2, \quad x_1 \text{ и } x_2.$$

Плоскость x_1, x_2 — поперечное сечение стержня, третья координата x_3 перпендикулярна сечению. Базисные векторы

$$\mathbf{e}_i = \partial_i \mathbf{r}, \quad \mathbf{r} = x_i \mathbf{e}_i, \quad \mathbf{e}_i \mathbf{e}_i = \mathbf{E} \Leftrightarrow \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j = \delta_{ij}.$$

В случае антиплоской деформации (антиплоского сдвига), поле смещений $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ параллелен третьей координате x_3 :

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} \mathbf{e}_3,$$

и \mathbf{v} не зависит от x_3 :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}(x_1, x_2), \quad \partial_3 \mathbf{v} = 0.$$

Деформация

$$\boldsymbol{\varepsilon} \equiv \nabla \mathbf{u}^S = \nabla (\mathbf{v} \mathbf{e}_3)^S = \mathbf{e}_3 \nabla \mathbf{v}^S + \underbrace{\mathbf{v} \nabla \mathbf{e}_3}_{=0}^S = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v} \mathbf{e}_3 + \mathbf{e}_3 \nabla \mathbf{v}) \quad (13.1)$$

В плоскости x_1, x_2 поперечного сечения

$$\mu = \mu(x_1, x_2), \quad \partial_3 \mu = 0$$

— возможная неоднородность среды.

* Нетривиальное в теории упругости это, для примера, когда деление силы на площадь даёт бесконечно большую ошибку в вычислении напряжения.

§ 14. Кручение стержней

M. de Saint-Venant. Memoire sur la torsion des prismes (1853)

Adhémar-Jean-Claude Barré de Saint-Venant. Mémoire sur la torsion des prismes, avec des considérations sur leur flexion ainsi que sur l'équilibre intérieur des solides élastiques en général, et des formules pratiques pour le calcul de leur résistance à divers efforts s'exerçant simultanément. 1856. 327 pages.

1. Memoire sur la torsion des prismes, avec des considerations sur leur flexion, etc. Memoires presentes par divers savants a l'Academie des scienees, t. 14, 1856.

2. Memoire sur la flexion des prismes, etc. Journal de mathematiques pures et appliquees, publie par J. Liouville, 2me serie, t. 1, 1856.

Перевод на русский язык: **Сен-Венан Б.** Мемуар о кручении призм. Мемуар об изгибе призм. М.: Физматгиз, 1961. 518 страниц.

стр. 379–494

Эта задача, которая была подробно изучена Adhémar-Jean-Claude Barré de Saint-Venant'ом, содержится едва ли не в каждой книге о линейной упругости. В ней рассматривается цилиндр какого-либо сечения, нагруженный лишь поверхностными силами на торцах (*... add a figure ...*)

$$\begin{aligned} z = \ell : \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma} &= \mathbf{p}(x_\alpha), \\ z = 0 : -\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma} &= \mathbf{p}_0(x_\alpha), \end{aligned}$$

где $\mathbf{k} \equiv e_3$, $\alpha = 1, 2$, $\mathbf{x} \equiv x_\alpha e_\alpha$. Координаты — x_1, x_2, z .

Результанта (сумма) внешних сил равна $\mathbf{0}$, а суммарная пара сил направлена вдоль оси z :

$$\int\limits_o \mathbf{p} d\mathbf{o} = \mathbf{0}, \quad \int\limits_o \mathbf{x} \times \mathbf{p} d\mathbf{o} = M\mathbf{k}.$$

От кручения возникают касательные компоненты напряжения $\tau_{z1} \equiv \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot e_1$ и $\tau_{z2} \equiv \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot e_2$. Полагая, что лишь эти компоненты $\boldsymbol{\sigma}$ ненулевые

$$\boldsymbol{\sigma} = sk + ks, \quad s \equiv \tau_{z\alpha} e_\alpha.$$

Решение этой задачи упрощается, если используются уравнения в напряжениях.

$$\nabla \cdot \sigma = \mathbf{0} \Rightarrow \nabla_{\perp} \cdot s = \mathbf{0} \quad (\nabla_{\perp} \equiv e_{\alpha} \partial_{\alpha}), \quad \partial_z s = \mathbf{0}, \quad (14.1)$$

$$\nabla \cdot \nabla \sigma + \frac{1}{1+\nu} \nabla \nabla \sigma = {}^2 \mathbf{0} \Rightarrow \Delta_{\perp} s = \mathbf{0} \quad (\Delta_{\perp} \equiv \partial_{\alpha} \partial_{\alpha}). \quad (14.2)$$

Независимость s от z даёт возможность заменить трёхмерные операторы двумерными.

...

§ 15. Плоская деформация

Тут вектор смещения \mathbf{u} параллелен плоскости x_1, x_2 и не зависит от третьей координаты z .

Для примера рассмотрим полуплоскость с сосредоточенной нормальной силой Q на краю (?? рисунок ??)

...

Библиография

Существует несколько дюжин книг по классической линейной теории упругости, которые не потеряли своей актуальности со временем. Прежде всего, фундаментальная монография Анатолия Лурье [28] и более ранняя его книга [29] про решение пространственных проблем. Весьма богата по содержанию книга Witold'a Nowacki [38]. Там автор потратил много страниц на описание проблем и статики, и “эластокинетики” (то есть динамики), а последняя глава этой книги описывает линейный континуум Cosserat — это то, о чём следующая глава. Будучи математически ёмкой и насыщенной, теория упругости привлекает математиков, как это случилось с монографией [22] Philippe'a Ciarlet. Книга Augustus'a Love'a [26] также не может остаться неупомянутой. Климентий Черных описал в [58] как моделировать линейно упругие среды с анизотропией.

глава 5

МИКРОПОЛЯРНАЯ ТРЕХМЕРНАЯ СРЕДА

§1. Введение в линейную микрополярную теорию

Характерная особенность классических упругих сред (гл. 3 и 4) это то, что они сделаны из “простых точек”. Частица классического континуума имеет лишь трансляционные степени свободы, и только один вектор $\mathbf{r}(q^i, t)$ описывает её движение. Поэтому внешние нагрузки в такой модели это только силы, объёмные и поверхностные. Моментов нет.

Но не так уж трудно построить более сложные модели сплошной среды, где частицы имеют не только лишь трансляционные степени свободы, но также и некоторыми дополнительными. Эти новые степени свободы соотносятся с новыми нагрузками. Наиболее естественная из неклассических моделей трёхмерной среды была предложена братьями Cosserat в 1909 [23]. Каждая частица континуума Cosserat' есть бесконечно-малое совершенно жёсткое тело с шестью степенями свободы, тремя трансляционными и тремя вращательными. Нагрузки в такой среде это силы и моменты. Работа братьев Cosserat оставалась незамеченной полвека, но затем возник интерес к этой теме.

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 пробовал to remove the shortcomings классической теории упругости [*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 взаимодействие of two parts of the body is transmitted through an area element do by means not only of the force vector pdo , но также by the moment vector mdo . Поэтому, besides the force stresses σ_{ji} also the moment stresses have been defined.

Однако, 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*”.

Они предположили, что тела́ составлены из соединённых частиц. Эти частицы похожи на маленькие жёсткие тела.

В течение деформирования каждая частица перемещается вектором $u(r, t)$ и поворачивается вектором $\varphi(r, t)$, функциями положения r и времени t . Поэтому точки (частицы) континуума Cosserat обладают ориентацией (это “полярная среда”). Так что мы можем говорить о повороте точки. взаимно независимые векторы u и φ определяют деформации тела.

Введение u и φ с предположением, что передача сил через элемент площади do происходит вектором силы p и вектором момента m ведёт впоследствии к несимметричным тензорам напряжений σ_{qp} и μ_{qp} .

Теория братьев Е. и F. Cosserat оставалась незамеченной в течение времени их жизни. Это было так, потому что их теория была нелинейной и потому включала конечные деформации, потому что рамки их теории были вне рамок классической линейной упругости. Они пробовали сконструировать единую теорию поля, содержащую механику, оптику и электродинамику, объединённых принципом наименьшего действия.

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 the Cosserats' work. Looking for the new models, describing the behaviour of the real elastic media more precisely, the models similar to, or identical with that of Cosserats' have been encountered. Here I want to 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**].

В истинно микрополярном континууме векторное поле смещений $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ и поле поворотов $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{r}, t)$ взаимно независимы. Это также называется моделью со свободным вращением. Так же это геометрически линейная модель, то есть случай очень малых, бесконечно малых смещений и бесконечно малых поворотов. Здесь операторы $\overset{\circ}{\nabla}$ и ∇ неразличимы. $\mathcal{V} = \overset{\circ}{\mathcal{V}}$, $\rho = \overset{\circ}{\rho}$ и поэтому уравнения “могут быть написаны в начальной конфигурации”. Так же операторы δ и ∇ коммутируют ($\delta \nabla \mathbf{u} = \nabla \delta \mathbf{u}$, $\delta \nabla \boldsymbol{\varphi} = \nabla \delta \boldsymbol{\varphi}$).

Чтобы построить эту модель, я использую принцип виртуальной работы. Этот принцип говорит, что вариация работы реальных внешних сил на виртуальных смещениях равна с обратным знаком вариации работы of the internal forces внутренних сил, реальных напряжений на виртуальных деформациях

$$\int_{\mathcal{V}} (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{u} + \mathbf{m} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi}) d\mathcal{V} + \int_{\partial} (\mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{u} + \mathbf{M} \cdot \delta \boldsymbol{\varphi}) do = - \int_{\mathcal{V}} \delta W^{(i)} d\mathcal{V}.$$

Здесь \mathbf{f} и \mathbf{m} это внешние силы и моменты “на единицу объёма”, \mathbf{p} и \mathbf{M} внешние силы тоже, но на единицу поверхности (поверхностные нагрузки, они действуют лишь на некоторой части ∂ на граничной поверхности.

$\delta W^{(i)}$ есть работа внутренних сил на единицу объёма

По-прежнему, мы полагаем, что $\delta W^{(i)}$ обнуляется, когда тело движется как жёсткое целое без деформации:

$$\delta \mathbf{u} = \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{r} + \text{constant}, \quad \delta \boldsymbol{\varphi} = \text{constant} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0,$$

$$\nabla \delta \mathbf{u} = \nabla \delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{r} - \nabla \mathbf{r} \times \delta \boldsymbol{\varphi} = -\mathbf{E} \times \delta \boldsymbol{\varphi} = -\delta \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E}, \quad \nabla \delta \boldsymbol{\varphi} = \mathbf{0}.$$

Вводя тензоры деформации — тензор тензор относительного смещения между частицами $\boldsymbol{\gamma}$ (тензор дисторции, дисторция это относительное смещение между частицами) и тензор искривления-скручивания $\boldsymbol{\kappa}$ (у него есть и другие имена: the curvature-twist tensor, the torsion-flexure tensor, or the wryness tensor)

$$\boldsymbol{\gamma} \equiv \nabla \mathbf{u} + \boldsymbol{\varphi} \times \mathbf{E}, \quad \boldsymbol{\kappa} \equiv \nabla \boldsymbol{\varphi}, \tag{1.1}$$

$$\gamma_x = \nabla \times u - 2\varphi, \quad \kappa_x = \nabla \times \varphi,$$

$$\delta\gamma = \nabla \delta u + \delta\varphi \times E, \quad \delta\kappa = \nabla \delta\varphi,$$

с нужным отсутствием любых виртуальных деформаций $\delta\gamma = ^20$ и $\delta\kappa = ^20$.

Прежде в § 3.15 напряжения возникли как множители Lagrange'a в принципе виртуальной работы, когда вариация внутренней работы $\delta W^{(i)} = 0$. Так же и для микрополярного континуума:

$$\int_V \left(f \cdot \delta u + m \cdot \delta\varphi - \tau \cdot \delta\gamma^\top - \mu \cdot \delta\kappa^\top \right) dV + \int_o \left(p \cdot \delta u + M \cdot \delta\varphi \right) do = 0. \quad (1.2)$$

Множители Lagrange'a в каждой точке — несимметричные тензоры второй сложности, τ и μ .

Преобразуя $-\tau \cdot \delta\gamma^\top$ и $-\mu \cdot \delta\kappa^\top$

$$\delta\gamma^\top = \nabla \delta u^\top - \delta\varphi \times E, \quad \delta\kappa^\top = \nabla \delta\varphi^\top,$$

$$-\tau \cdot \delta\gamma^\top = -\tau \cdot \nabla \delta u^\top + \tau \cdot (\delta\varphi \times E), \quad -\mu \cdot \delta\kappa^\top = -\mu \cdot \nabla \delta\varphi^\top.$$

Из

$$(8.7, \S 1.8) \Rightarrow A_x = -A \cdot {}^3\epsilon,$$

$$A \cdot (b \times E) = A \cdot (E \times b) = A \cdot (-{}^3\epsilon \cdot b) =$$

$$= (-A \cdot {}^3\epsilon) \cdot b = A_x \cdot b \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \tau \cdot (\delta\varphi \times E) = \tau_x \cdot \delta\varphi$$

и “product rule”

$$\nabla \cdot (\tau \cdot \delta u) = (\nabla \cdot \tau) \cdot \delta u + \tau \cdot \nabla \delta u^\top,$$

$$\nabla \cdot (\mu \cdot \delta\varphi) = (\nabla \cdot \mu) \cdot \delta\varphi + \mu \cdot \nabla \delta\varphi^\top,$$

следует

$$-\tau \cdot \delta\gamma^\top = (\nabla \cdot \tau) \cdot \delta u - \nabla \cdot (\tau \cdot \delta u) + \tau_x \cdot \delta\varphi,$$

$$-\mu \cdot \delta\kappa^\top = (\nabla \cdot \mu) \cdot \delta\varphi - \nabla \cdot (\mu \cdot \delta\varphi).$$

Поскольку $\mathbf{a} \cdot ({}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot {}^2\mathbf{B}) \cdot \mathbf{c} = \mathbf{a} \cdot {}^2\mathbf{B} \cdot \mathbf{c}$, после интегрирования по теореме о дивергенции

$$\int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{u}) dV = \oint_{\partial(\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \delta \mathbf{u} do, \quad \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\boldsymbol{\mu} \cdot \delta \varphi) dV = \oint_{\partial(\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\mu} \cdot \delta \varphi do$$

(1.2) превращается в

$$\begin{aligned} \int_{\mathcal{V}} \left((\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f}) \cdot \delta \mathbf{u} + (\nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_x + \mathbf{m}) \cdot \delta \varphi \right) dV + \\ + \int_{\partial(\mathcal{V})} \left((\mathbf{p} - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \delta \mathbf{u} + (\mathbf{M} - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\mu}) \cdot \delta \varphi \right) do = 0. \end{aligned}$$

Из случайности вариаций $\delta \mathbf{u}$ и $\delta \varphi$ в объёме вытекает баланс сил и моментов

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{f} = \mathbf{0}, \quad \nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_x + \mathbf{m} = \mathbf{0}, \quad (1.3)$$

а случайность поверхности даёт краевые условия

$$\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} = \mathbf{p}, \quad \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\mu} = \mathbf{M}. \quad (1.4)$$

Тензор силового напряжения $\boldsymbol{\tau}$ удовлетворяет тем же дифференциальным “уравнениям равновесия”* и тем же краевым условиям, как и для безмоментного континуума. Но тензор $\boldsymbol{\tau}$ ужё несимметричен: вместо $\boldsymbol{\tau}_x = \mathbf{0}$ тут $\nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_x + \mathbf{m} = \mathbf{0}$ — появляются моментные напряжения $\boldsymbol{\mu}$, и объёмная моментная нагрузка \mathbf{m} не нулевая.

Смысл компонент тензора моментного напряжения $\boldsymbol{\mu}$ похож на смысл для компонент тензора силового напряжения $\boldsymbol{\tau}$. Для ортонормального базиса, момент $\mathbf{M}_i = \mathbf{e}_i \cdot \boldsymbol{\mu} = \mu_{ik} \mathbf{e}_k$ действует на площадке с вектором нормали \mathbf{e}_i . Диагональные компоненты $\mu_{11}, \mu_{22}, \mu_{33}$ это крутящие моменты, а недиагональные — изгибающие (?? рисунок??).

* В кавычках, потому что *уравнения равновесия* это вообще всё, что вытекает из принципа виртуальной работы в статике.

...

вектор эксцентриситета $\alpha\epsilon$ и тензор инерции ${}^2\mathfrak{J}$

Для изотропной среды $\alpha\epsilon = 0$, ${}^2\mathfrak{J} = \mathfrak{J}E$.

...

§ 2. Отношения упругости

В этой книге, если что-то “упругое”, то это подразумевает потенциальность внутренних сил: $\delta W^{(i)} = -\delta\Pi$, где Π — энергия деформации на единицу объёма (продолжая моделировать геометрически линейный материал, $\mathcal{V} = \overset{\circ}{\mathcal{V}}$).

Имея (со)отношения (...)

...

$$\begin{aligned}\delta\Pi = -\delta W^{(i)} &= \boldsymbol{\tau} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\gamma}^\top + \boldsymbol{\mu} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\kappa}^\top \Rightarrow \\ \Rightarrow \quad \boldsymbol{\tau} &= \frac{\partial\Pi}{\partial\boldsymbol{\gamma}}, \quad \boldsymbol{\mu} = \frac{\partial\Pi}{\partial\boldsymbol{\kappa}}.\end{aligned}\quad (2.1)$$

И да, последние равенства это отношения упругости (или, другими словами, — определяющие уравнения, constitutive equations).

Разлагая тензоры деформации и напряжения на симметричные и антисимметричные части

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\gamma} &= \boldsymbol{\gamma}^S - \frac{1}{2}\boldsymbol{\gamma}_X \times \mathbf{E}, \quad \boldsymbol{\kappa} = \boldsymbol{\kappa}^S - \frac{1}{2}\boldsymbol{\kappa}_X \times \mathbf{E}, \\ \delta\boldsymbol{\gamma}^\top &= \delta\boldsymbol{\gamma}^S + \frac{1}{2}\delta\boldsymbol{\gamma}_X \times \mathbf{E}, \quad \delta\boldsymbol{\kappa}^\top = \delta\boldsymbol{\kappa}^S + \frac{1}{2}\delta\boldsymbol{\kappa}_X \times \mathbf{E}, \\ \boldsymbol{\tau} &= \boldsymbol{\tau}^S - \frac{1}{2}\boldsymbol{\tau}_X \times \mathbf{E}, \quad \boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu}^S - \frac{1}{2}\boldsymbol{\mu}_X \times \mathbf{E},\end{aligned}$$

выражение $\delta\Pi = \boldsymbol{\tau} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\gamma}^\top + \boldsymbol{\mu} \cdot \cdot \cdot \delta\boldsymbol{\kappa}^\top$ изменяется до

$$\delta\Pi = \dots \quad (2.2)$$

...

$$\boldsymbol{\gamma}_X = \nabla \times \mathbf{u} - 2\varphi,$$

$$\kappa_x = \nabla \times \varphi,$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} \equiv \boldsymbol{\gamma}^S = \nabla \boldsymbol{u}^S,$$

...

The classical isotropic linear elastic material behavior is described by two material parameters, for example, the Young's modulus and the Poisson's ratio, while the isotropic Cosserat continuum needs six material parameters

even when assumed to be linear, homogeneous and isotropic, it requires six independent material constants, in contrast to only two such constants for the classical continuum

...

Соотношения (2.1) обращаются преобразованием Legendre'a

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\gamma} &= \frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\tau}}, \quad \boldsymbol{\kappa} = \frac{\partial \Pi}{\partial \boldsymbol{\mu}}, \\ \Pi(\boldsymbol{\tau}, \boldsymbol{\mu}) &= \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\gamma}^\top + \boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\kappa}^\top - \Pi(\boldsymbol{\gamma}, \boldsymbol{\kappa}).\end{aligned}\tag{2.3}$$

...

material's intrinsic (internal) length scale ℓ

Если устремить ℓ к нулю, то 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: $\nabla \cdot \boldsymbol{\mu} + \boldsymbol{\tau}_x + \boldsymbol{m} = \mathbf{0}$, $\boldsymbol{\mu} = {}^2\mathbf{0}$, $\boldsymbol{m} = \mathbf{0} \Rightarrow \boldsymbol{\tau}_x = \mathbf{0}$, и модель превращается в классическую безмоментную.

Использование же микрополярной модели естественно для случая, когда реальный материал имеет некий наименьший объём, “в который невозможно проникнуть”. И такая ситуация возникает весьма часто : для композитов с “представительным” объёмом, для поликристаллических материалов, для полимеров с большими молекулами (макромолекулами).

§ 3. Уравнения совместности

Имея тождество $\nabla \times \nabla \boldsymbol{a} = {}^2\mathbf{0}$ $\forall \boldsymbol{a}$ и определения для тензоров деформации (1.1)

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\kappa} &\equiv \nabla \varphi \Rightarrow \nabla \times \boldsymbol{\kappa} = {}^2\mathbf{0}, \\ \boldsymbol{\gamma} - \boldsymbol{\varphi} \times \boldsymbol{E} &= \nabla \boldsymbol{u} \Rightarrow \nabla \times (\boldsymbol{\gamma} - \boldsymbol{\varphi} \times \boldsymbol{E}) = {}^2\mathbf{0} \dots\end{aligned}\quad (3.1)$$

...

§ 4. Теоремы статики

Теоремы статики для линейных консервативных систем, легко выводимые для конечного числа степеней свободы (§ 2.5), такие как минимальность энергии, единственность решения, теорема Clapeyron'a, теорема о взаимности работ, справедливы (5.2, § 4.5), (5.1, § 4.5), (5.3, § 4.5) также и для бесконечности степеней свободы, то есть для любого линейного упругого континуума, включая микрополярную модель (среду с парами сил или моментами).

...

§ 5. Псевдоконтинуум Cosserat

Помимо модели со свободным вращением (“истинно микрополярного континуума”), существует упрощённая модель среды с парами сил, в которой повороты выражаются через смещения, как для линейного безмоментного (“классического”) континуума (8.1, § 4.8)

$$\boldsymbol{\varphi} = \frac{1}{2} \nabla \times \boldsymbol{u} \Leftrightarrow \boldsymbol{\gamma}_x = \mathbf{0} \Leftrightarrow \boldsymbol{\gamma} = \boldsymbol{\varepsilon} = \nabla \boldsymbol{u}^S \quad (5.1)$$

— модель со стеснённым вращением (constrained rotation).*

Симметрия $\boldsymbol{\gamma}$ ($\boldsymbol{\gamma}_x = \mathbf{0}$) может быть мыслима как внутренняя связь (§ 3.13). Тут $\boldsymbol{\gamma}_x$ исчезает из энергии Π , а отношение упругости

* Братья Cosserat именовали это *cas de trièdre caché* (случай скрытого трёхгранника, case of latent trihedron).

для τ_x не может быть написано. То место в полном наборе уравнений занимает уравнение связи.

Для классической (линейной безмоментной) модели, полный набор (система) может быть представлен как всего к одному уравнению для вектора u (6.1, § 4.6). Модель с моментами и свободным вращением может быть описана двумя векторными уравнениями для u и φ . А для модели со стеснённым вращением это опять одно уравнение для u .

.....

§ 6. Плоская деформация

Все переменные в этой постановке проблемы не зависят от декартовой координаты $z \equiv x_3$ (единичный вектор оси $k \equiv e_z \equiv e_3$). Смещения и силы перпендикулярны оси z , а повороты и моменты — параллельны ей:

...

Это краткое изложение плоской задачи относится к модели с независимыми поворотами. Псевдоконтинуум Cosserat (модель “со стеснённым вращением”) получается либо наложением внутренней связи $\gamma_x = 0$, либо предельным переходом ...

Подробнее о плоской моментной задаче написано в книгах Н. Ф. Морозова [?, 72].

§ 7. Нелинейная теория

Кажущееся на первый взгляд чрезвычайно трудным, построение теории конечных деформаций континуума Cosserat становится прозрачным, если опираться на общую механику, тензорное исчисление и нелинейную теорию безмоментной среды.

Построение модели упругого континуума проходит обычно 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 напряжениями и деформациями.

Этот 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 $\mathbf{r}(q^i, 0) \equiv \overset{\circ}{\mathbf{r}}(q^i)$. Но кроме трансляции, частицы имеют независимые степени свободы поворота, описываемого ортогональным тензором

$$\mathbf{O}(q^i, t) \equiv \mathbf{a}_j \overset{\circ}{\mathbf{a}}{}^j = \mathbf{a}^j \overset{\circ}{\mathbf{a}}{}_j = \mathbf{O}^{-\top},$$

где тройка векторов $\mathbf{a}_j(q^i, t)$ жёстко связана с каждой частицей, показывая угловую ориентацию относительно как-либо выбираемых* векторов $\overset{\circ}{\mathbf{a}}_j(q^i) \equiv \mathbf{a}_j(q^i, 0)$, $\mathbf{a}_j = \mathbf{O} \cdot \overset{\circ}{\mathbf{a}}_j$; \mathbf{a}^j – тройка взаимных векторов: $\mathbf{a}_j \mathbf{a}^j = \mathbf{a}^j \mathbf{a}_j = \mathbf{E}$ ($t=0$), $\overset{\circ}{\mathbf{a}}^j$: $\overset{\circ}{\mathbf{a}}_j \overset{\circ}{\mathbf{a}}{}^j = \overset{\circ}{\mathbf{a}}{}^j \overset{\circ}{\mathbf{a}}_j = \mathbf{E}$). Движение среды полностью определяется функциями $\mathbf{r}(q^i, t)$ и $\mathbf{O}(q^i, t)$.

Имея представления $\overset{\circ}{\mathbf{r}}(q^i)$ 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 $\overset{\circ}{\nabla}$ и ∇ , а также градиент движения \mathbf{F}

$$\overset{\circ}{\nabla} \equiv \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i \partial_i, \quad \nabla \equiv \mathbf{r}^i \partial_i, \quad \nabla = \mathbf{F}^{-\top} \cdot \overset{\circ}{\nabla}, \quad \mathbf{F} \equiv \overset{\circ}{\nabla} \mathbf{r}^\top = \mathbf{r}_i \overset{\circ}{\mathbf{r}}{}^i. \quad (7.1)$$

* Один из вариантов: $\overset{\circ}{\mathbf{a}}_j = \overset{\circ}{\mathbf{r}}_j \equiv \partial_j \mathbf{r}$. Другое предложение: $\overset{\circ}{\mathbf{a}}_j$ это ортонормальная тройка собственных векторов тензора инерции частицы. Вообще, $\overset{\circ}{\mathbf{a}}_j$ могут быть любой тройкой линейно-независимых векторов.

Вариационное уравнение принципа виртуальной работы для континуума с нагрузками в объёме и на поверхности:

$$\int_V \left(\rho (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{m} \cdot \boldsymbol{\delta\varphi}) + \delta W^{(i)} \right) dV + \int_{\mathcal{O}} \left(\mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\delta\varphi} \right) d\mathcal{O} = 0. \quad (7.2)$$

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 малого поворота $\boldsymbol{\delta\varphi}$

$$\begin{aligned} \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T = \mathbf{E} \Rightarrow \delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T = -\mathbf{O} \cdot \delta \mathbf{O}^T \Rightarrow \\ \Rightarrow \delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T = \boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{E} = \boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T \Rightarrow \delta \mathbf{O} = \boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{O}, \end{aligned}$$

$$\boldsymbol{\delta\varphi} = -\frac{1}{2}(\delta \mathbf{O} \cdot \mathbf{O}^T)_\times$$

При движении среды как жёсткого целого нет деформаций, и работа $\delta W^{(i)}$ внутренних сил равна нулю:

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{r} = \text{constant} + \boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{r}, \quad \boldsymbol{\delta\varphi} = \text{constant} \Rightarrow \delta W^{(i)} = 0, \\ \nabla \boldsymbol{\delta\varphi} = {}^2\mathbf{0}, \quad \nabla \delta \mathbf{r} = \nabla \boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{r} - \nabla \mathbf{r} \times \boldsymbol{\delta\varphi} = -\mathbf{E} \times \boldsymbol{\delta\varphi} = -\boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{E}, \\ \nabla \delta \mathbf{r} + \boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{E} = {}^2\mathbf{0}. \end{aligned}$$

К нагрузкам. Несимметричные тензоры напряжения, силового $\boldsymbol{\tau}$ и моментного $\boldsymbol{\mu}$, введём как множители Lagrange'a:

$$\begin{aligned} \int_V \left(\rho (\mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{m} \cdot \boldsymbol{\delta\varphi}) - \boldsymbol{\tau} \cdot (\nabla \delta \mathbf{r} + \boldsymbol{\delta\varphi} \times \mathbf{E})^T - \boldsymbol{\mu} \cdot \nabla \boldsymbol{\delta\varphi}^T \right) dV + \\ + \int_{\mathcal{O}} \left(\mathbf{p} \cdot \delta \mathbf{r} + \mathbf{M} \cdot \boldsymbol{\delta\varphi} \right) d\mathcal{O} = 0. \quad (7.3) \end{aligned}$$

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 $\boldsymbol{\tau}_X$. Возникла внутренняя связь $\boldsymbol{\gamma}_X = \mathbf{0}$

...

Библиография

Все работы по моментной теории упругости упоминают книгу братьев Eugène et François Cosserat [23], где трёхмерной среде посвящена одна глава из шести. Переведённая монография W. Nowacki [38] 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 [35]. Краткое изложение моментной теории, но с подробным рассмотрением задач содержится в книгах Н. Ф. Морозова [?, 72].

глава 6

ТЕРМОУПРУГОСТЬ

До сих пор моделирование в этой книге было ограничено только лишь механикой. Повседневный опыт показывает, однако, что изменения температуры (нагревание или охлаждение) деформируют тела. Тепловые деформации и напряжения часто играют первичную роль и могут вести к поломке.

(В этой главе рассматривается лишь безмоментная модель.)

§1. Первый закон термодинамики

Очень успешный в механике, принцип виртуальной работы не применим к термомеханике*. Рассматривая тепловые эффекты, возможно опираться на два закона термодинамики.

Первый, открытый Joule'ем, Mayer'ом, и Helmholtz'ем — это баланс энергии: скорость изменения внутренней энергии \dot{E} равна сумме мощности внешних сил $P^{(e)}$ и скорости подвода тепла \dot{Q} .

$$\dot{E} = P^{(e)} + \dot{Q}. \quad (1.1)$$

Внутренняя энергия E это сумма кинетической и потенциальной энергий частиц. Для любого конечного объёма материального континуума

$$E = \int_V \rho \left(\frac{1}{2} \dot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}} + e \right) dV. \quad (1.2)$$

С балансом массы $dm = \rho dV = \rho' dV'$, $m = \int_V \rho dV = \int_{V'} \rho' dV'$ и

$$\Psi = \int_V \rho \psi dV = \int_{V'} \rho' \psi dV' \Rightarrow \dot{\Psi} = \int_V \rho \dot{\psi} dV = \int_{V'} \rho' \dot{\psi} dV',$$

* Аналог принципа виртуальной работы будет представлен ниже в § 8.

легко получить производную внутренней энергии по времени

$$\dot{E} = \int_{\mathcal{V}} \rho (\ddot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}} + \dot{e}) d\mathcal{V}. \quad (1.3)$$

Мощность внешних сил для некоторого конечного объёма безмоментного континуума

$$\begin{aligned} P^{(e)} &= \int_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{f} \cdot \dot{\mathbf{r}} d\mathcal{V} + \oint_{O(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{r}} dO = \int_{\mathcal{V}} (\rho \mathbf{f} \cdot \dot{\mathbf{r}} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{r}})) d\mathcal{V} = \\ &= \int_{\mathcal{V}} ((\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f}) \cdot \dot{\mathbf{r}} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \dot{\mathbf{r}}^S) d\mathcal{V}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Как и раньше (гл. 3), $\boldsymbol{\tau}$ — тензор напряжения Cauchy, \mathbf{f} — массовая сила (без инерционной части $-\ddot{\mathbf{r}}$, которая содержится в \dot{E}), $\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}$ — поверхностная сила. Использована симметрия $\boldsymbol{\tau}$ для раскрытия $\nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{r}})$:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\tau}^T &= \boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}^S \Rightarrow \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \dot{\mathbf{r}}^T &= \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \dot{\mathbf{r}}^S, \\ \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{r}}) &= (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \dot{\mathbf{r}} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \dot{\mathbf{r}}^T = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \cdot \dot{\mathbf{r}} + \boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \dot{\mathbf{r}}^S. \end{aligned}$$

Обозначая тензор скорости деформации как $\mathcal{D} \equiv \nabla \dot{\mathbf{r}}^S$

$$P^{(e)} = \int_{\mathcal{V}} ((\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{f}) \cdot \dot{\mathbf{r}} + \boldsymbol{\tau} \cdot \mathcal{D}) d\mathcal{V}. \quad (1.4')$$

Тепло прибывает в объём среды двумя путями. Первый — поверхностная передача тепла (heat conduction, теплопроводность, конвекция, диффузия), происходящая через материю, при контакте двух сред. Это может быть описано вектором потока тепла \mathbf{q} . Через бесконечно-малую площадку в текущей конфигурации в направлении вектора нормали \mathbf{n} в единицу времени проходит тепловой поток $\mathbf{q} \cdot \mathbf{n} dO$. Для поверхности конечных размеров это выражение нужно проинтегрировать. Обычно полагают

$$\mathbf{q} = -^2\mathbf{k} \cdot \nabla \Theta, \quad (1.5)$$

где Θ — температура (поле температуры); ${}^2\mathbf{k}$ — тензор коэффициентов теплопроводности как свойство материала, для изотропного материала ${}^2\mathbf{k} = k\mathbf{E}$ и $\mathbf{q} = -k\nabla\Theta$.

Второй путь — объёмная передача тепла (тепловое излучение, thermal radiation). Солнечная энергия, пламя костра, микроволновая печь — знакомые примеры проникающего нагрева излучением. Тепловое излучение происходит через электромагнитные волны и не нуждается в промежуточной среде. Термо излучается (эмиттируется) любой материей (с температурой выше абсолютного нуля 0 К). Скорость передачи тепла излучением на единицу массы b или на единицу объёма $B = \rho b$ считается известной.

В результате, скорость подвода тепла для конечного объёма есть

$$\dot{Q} = - \oint_{O(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \mathbf{q} dO + \int_{\mathcal{V}} \rho b d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} (-\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho b) d\mathcal{V}. \quad (1.6)$$

Применение (1.3), (1.4') и (1.6) к формулировке (1.1) даёт равенство интегралов по объёму

$$\int_{\mathcal{V}} \rho (\ddot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}} + \dot{e}) d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} ((\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho f) \cdot \dot{\mathbf{r}} + \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{D} - \nabla \cdot \mathbf{q} + \rho b) d\mathcal{V}.$$

И поскольку объём \mathcal{V} случаен, подынтегральные выражения тоже равны

$$\rho \ddot{\mathbf{r}} \cdot \dot{\mathbf{r}} + \rho \dot{e} = (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho f) \cdot \dot{\mathbf{r}} + \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{D} - \nabla \cdot \mathbf{q} + \rho b.$$

С балансом импульса

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho (\mathbf{f} - \ddot{\mathbf{r}}) = \mathbf{0} \quad (7.2, \S 3.7)$$

это упрощается до

$$\rho \dot{e} = \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{D} - \nabla \cdot \mathbf{q} + \rho b \quad (1.7)$$

— локальная (дифференциальная) версия баланса энергии.

...

§ 2. Второй закон

Распространено следующее представление о законах термодинамики: изменение внутренней энергии dE равно сумме работы внешних сил $\partial W^{(e)}$ и подведённого тепла ∂Q

$$dE = \partial W^{(e)} + \partial Q.$$

Работа $\partial W^{(e)}$ и теплота ∂Q суть неполные дифференциалы*, но частное $\partial Q/\Theta$ становится полным дифференциалом — дифференциалом dS энтропии.

Далее, все процессы делятся на обратимые, для которых $dS = \partial Q/\Theta$, и необратимые с характерным неравенством Clausius'a $dS \geq \partial Q/\Theta$.

Но как адаптировать это для континуума с неоднородным полем температуры?

Иногда процесс в бесконечном алом объёме мыслится обратимым, тогда предлагается равенство типа

$$\rho\Theta\dot{s} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho b \quad (2.1)$$

(s — энтропия на единицу массы и \dot{s} — производная от неё по времени, то есть скорость изменения энтропии).

Однако, всегда есть тепловое рассеивание (диссипация) — необратимый процесс, и поэтому (2.1) выглядит спорно.

Наиболее подходящим выражением второго закона термодинамики для материального континуума видится неравенство Clausius'a–Duhem'a

$$\left(\int_{\mathcal{V}} \rho s d\mathcal{V} \right)^{\bullet} \geq - \oint_{O(\partial\mathcal{V})} \frac{\mathbf{q}}{\Theta} \cdot \mathbf{n} dO + \int_{\mathcal{V}} \frac{\rho b}{\Theta} d\mathcal{V}. \quad (2.2)$$

* Так как работа и теплота зависят от пути протекания процесса (они — функции пути), они не могут быть полными (точными) дифференциалами, контрастируя с идеей полного дифференциала, выражаемого через градиент другой функции и потому независимого от пути.

Это неравенство как дисбаланс энтропии определяет скорость производства энтропии.

$$-\oint_{O(\partial\mathcal{V})} \mathbf{n} \cdot \mathbf{q} \theta^{-1} dO = - \int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\mathbf{q} \theta^{-1}) dV$$

$$-\nabla \cdot (\mathbf{q} \theta^{-1}) = -(\nabla \cdot \mathbf{q}) \theta^{-1} - \mathbf{q} \cdot \left(\nabla \frac{1}{\theta} \right)$$

$$-\nabla \frac{1}{\theta} = \frac{1}{\theta^2} \nabla \theta$$

$$-\nabla \cdot (\mathbf{q} \theta^{-1}) = -(\nabla \cdot \mathbf{q}) \theta^{-1} + (\mathbf{q} \cdot \nabla \theta) \theta^{-2}$$

$$\rho \dot{s} \geq (-\nabla \cdot \mathbf{q} + \rho b) \theta^{-1} + (\mathbf{q} \cdot \nabla \theta) \theta^{-2} \quad (2.3)$$

Nеравенство Clausius'a-Duhem'a is also called неравенством диссипации. For a real matter, the dissipation is always greater than zero, it can never be negative and can't be zero whenever irreversible processes are present.

...

свободная энергия Helmholtz'a на единицу массы

$$a \equiv e - \Theta s, \quad (2.4)$$

$$\dot{a} = \dot{e} - \Theta \dot{s} - \dot{\Theta} s$$

§ 3. Определяющие уравнения

К балансу импульса, балансу момента импульса и законам термодинамики нужно добавить определяющие уравнения, выраждающие свойства среды. Эти уравнения

...

Термоупругим называется материал, в котором свободная энергия a и энтропия s — функции деформации \mathbf{C} и температуры Θ

$$\begin{aligned} a &= a(\mathbf{C}, \Theta) \\ \dot{a} &= \frac{\partial a}{\partial \mathbf{C}} \cdot \dot{\mathbf{C}} + \frac{\partial a}{\partial \Theta} \dot{\Theta} \end{aligned}$$

...

§ 4. Уравнение теплопроводности

В математической физике параболическое дифференциальное уравнение вида

$$k \Delta \Theta + B = c \dot{\Theta} \quad (4.1)$$

объявляется “уравнением теплопроводности”. Здесь k — теплопроводность, $B = \rho b$ — скорость передачи тепла излучением на единицу объёма, c — теплоёмкость на единицу объёма. Краевые условия чаще всего таковы : внешняя температура $\Theta_1^{(e)}$ на части O_1 поверхности

$$\Theta|_{O_1} = \Theta_1^{(e)} \quad \text{и} \quad k \partial_n \Theta|_{O_2} = q^{(e)}$$

— поток тепла $q^{(e)}$ снаружи части O_2 поверхности.

Иногда внешний поток $q^{(e)}$ считается пропорциональным с некоторым коэффициентом λ разности между температурой $\Theta^{(e)}$ внешней среды и температурой тела Θ

$$k \partial_n \Theta + \lambda (\Theta - \Theta^{(e)}) = 0.$$

Если коэффициент теплообмена λ бесконечно большой, оно превращается в первое условие $\Theta = \Theta^{(e)}$, а когда $\lambda \rightarrow 0$ — в условие $\partial_n \Theta = 0$ теплоизоляции.

Но как уравнение (4.1) связано с фундаментальными принципами баланса? Ведь никакой особенной “тепловой энергии” не существует, но есть внутренняя энергия, и она меняется согласно первому закону термодинамики (1.7).

....

$$e = a + \Theta s \Rightarrow \dot{e} = \dot{a} + \dot{\Theta}s + \Theta\dot{s}$$

$$\rho\ddot{e} = \rho(\ddot{a} + \dot{\Theta}\dot{s} + \Theta\ddot{s}) = \rho\left(\underbrace{\frac{\partial a}{\partial C} \cdot \ddot{C}}_{=0} + \underbrace{\frac{\partial a}{\partial \Theta} \dot{\Theta}}_{=0} + \dot{\Theta}s + \Theta\ddot{s}\right)$$

...

§ 5. Линейная термоупругость

Квадратичная аппроксимация свободной энергии наиболее естественна в линейной теории

...

§ 6. Уравнения в смещениях

Полагая поле температуры известным

...

§ 7. Температурное напряжение

Это напряжение стоит рассмотреть детально, хотя оно и определяется очевидным образом полями смещений и температуры. Для равновесия свободного тела без внешних нагрузок

...

§ 8. Вариационные формулировки

Когда температура постоянна, уравнения термоупругости выглядят так же, как в механике.

...

Для переноса вариационного метода на термоупругость достаточно заменить в принципе (Lagrange'a) минимума потенциальной

энергии $\Pi(\mathbf{C})$ на свободную энергию Helmholtz'a $A(\mathbf{C}, \Theta)$, а в принципе Reissner'a–Hellinger'a заменить $\mathbb{U}(\boldsymbol{\tau})$ на свободную энталпию Gibbs'a (функцию Gibbs'a) $G(\boldsymbol{\tau}, \Theta)$.

Свободная энергия *Gibbs'a* (энергия *Gibbs'a* или функция *Gibbs'a* или *свободная энталпия*^{*}) это термодинамический потенциал, который измеряет максимум обратимой работы, произведённой с постоянными температурой и давлением.

...

...

Более сложные вариационные постановки для нестационарных задач можно найти, например, в книге [90].

Библиография

Шириной и глубиной описания термоупругости выделяются книги W. Nowacki [37, 38], книга E. Melan'a и H. Parkus'a [32] и монография H. Parkus'a [43]. C. Truesdell [55] внёс большой вклад в создание и распространение новых взглядов на термодинамику сплошной среды. Чёткое изложение основных законов есть у C. Teodosiu [51]. Методы расчёта температурных полей представлены у Н. М. Беляева и А. А. Рядно [90].

* To distinguish её от свободной энергии Helmholtz'a.

глава 7

МАГНИТОУПРУГОСТЬ

Многое в современном мире построено на теории электромагнетизма. Эта теория была создана в XIX^{ом} веке. Её создатели — Gian Domenico Romagnosi, Hans Christian Ørsted, André-Marie Ampère, Michael Faraday, James Clerk Maxwell, Oliver Heaviside, Heinrich Hertz, Hendrik Lorentz и другие — опирались на эксперименты с электрическими цепями и не представляли о существовании электромагнитных волн. Тем не менее, сущности, описывающие электричество и магнетизм в каждой точке, были введены как векторы, вместе с дифференциальными уравнениями с участием этих векторов. Это случилось из-за *эфира* (*aether*), ведь создатели теории были убеждены в его существовании и поэтому пользовались этим концептом.

Когда электрические токи текут в теле (среде), магнитное поле производит нагрузку, тело деформируется, и эта деформация изменяет сам магнитное поле. Если поле высоко чувствительно к деформациям, то возникает совместная проблема упругости и магнетизма.

§ 1. Электромагнитное поле

В от краткое изложение теории электромагнетизма.

Теория описывает пару тесно переплетённых между собой векторных полей, электрическое $\mathbb{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитное $\mathbb{B}(\mathbf{r}, t)$. Что такое вектор \mathbb{E} и псевдовектор \mathbb{B} можно понять из выражения для электромагнитной силы, или силы Lorentz'a. Эта сила $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \dot{\mathbf{r}}, t, q)$ действует на точечный заряд — исчезающе малую (бесконечно-маленьких размеров) частицу, содержащую электрический заряд q и движущуюся со скоростью $\dot{\mathbf{r}}$

$$\mathbf{F} = q (\mathbb{E} + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbb{B}). \quad (1.1)$$

По сути, часть электромагнитной силы, возникающая от взаимодействия с движущимся зарядом — магнитная сила $q\dot{\mathbf{r}} \times \mathbb{B}$ — явля-

ет магнитное поле \mathbb{B} , в то время как другая часть — электрическая сила $q\mathbb{E}$ — является электрическое поле \mathbb{E} .

Острый вопрос “*в какой же именно системе отсчёта измеряется скорость $\dot{\mathbf{r}}$ заряжённой частицы?*” ведёт к специальной теории относительности*. Однако, здесь я буду следовать классическому концепту о существовании абсолютного пространства и времени как наиболее часто выбираемой системы отсчёта.

Континуальная модель

Может ли читатель угадать по названию книги, модель какого вида ждёт его дальше? Да, игнорируя дискретность заряда, то, что любой электрический заряд может быть лишь целым множителем заряда одинокого электрона, это — модель континуального (непрерывного) распределения заряда в объёме, когда конечный объём V содержит электрический заряд**

$$q = \int_V \varrho dV, \quad dq = \varrho dV \quad (1.2)$$

(плотность заряда $\varrho(\mathbf{r}, t)$ есть электрический заряд на единицу объёма).

На континуум с зарядами и токами действует “пондеромоторная” (“ponderomotive”) сила \mathbf{f} — электромагнитная сила Lorentz'a на единицу объёма

$$\mathbf{f} = \varrho(\mathbb{E} + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbb{B}) = \varrho\mathbb{E} + \mathbf{j} \times \mathbb{B} \quad (1.3)$$

— дифференциальная (локальная, микроскопическая, континуальная) версия (1.1). Тут $\mathbf{j} \equiv \varrho\dot{\mathbf{r}}$ — объёмная плотность электрического тока, другими словами “поток электрического заряда”.

Вакуум это среда без материи, “свободное пространство”. В вакууме нет ϱ и \mathbf{j} , это регион без зарядов, $\varrho = 0$, и без токов, $\mathbf{j} = \mathbf{0}$, потому там нет пондеромоторной силы, $\mathbf{f} = \mathbf{0}$.

...

* Albert Einstein. Zur Elektrodynamik bewegter Körper. // Annalen der Physik, IV. Folge, Band 17, 1905. Seiten 891–921.

** Ничего не напоминает? Даже (1.1, § 3.1)?

Электромагнитные явления обыкновенно описываются уравнениями Maxwell'a. Дифференциальные версии этих уравнений таковы

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \text{теорема Gauss'a для электричества} \quad (1.4^\alpha)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \quad \text{уравнение Maxwell'a-Faraday'я (закон индукции Faraday'я)} \quad (1.4^\beta)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{теорема Gauss'a для магнетизма} \quad (1.4^\gamma)$$

$$c^2 \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{j}}{\epsilon_0} + \dot{\mathbf{E}} \quad \text{циркуляционный закон Ampère'a со слагаемым Maxwell'a } \dot{\mathbf{E}} \text{ для баланса электрического заряда} \quad (1.4^\delta)$$

....

скорость света в вакууме $c = 299\,792\,458 \text{ м/с}$

“electric constant”, vacuum permittivity ϵ_0

$\epsilon_0 \approx 8.8541878 \cdot 10^{-12} \Phi \cdot \text{м}^{-1}$ (фарад на метр)

“magnetic constant”, vacuum permeability $\mu_0 = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}$

...

С μ_0 уравнение (1.4 $^\delta$) иногда пишется как

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \dot{\mathbf{E}} \quad \text{или} \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}.$$

...

Баланс заряда

Баланс заряда — уравнение непрерывности (сплошности, неразрывности) для электрических зарядов — математически следует из уравнений Maxwell'a

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot (1.4^\delta) &\Rightarrow c^2 \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{j}}{\epsilon_0} + \nabla \cdot \dot{\mathbf{E}} \\ (1.4^\alpha)^\bullet &\Rightarrow \nabla \cdot \dot{\mathbf{E}} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) &= 0 \quad \forall \mathbf{a}, \quad \mathbf{j} \equiv \varrho \dot{\mathbf{r}} \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \nabla \cdot (\varrho \dot{\mathbf{r}}) + \dot{\varrho} = 0. \quad (1.5)$$

Тензор напряжения Maxwell'a

На континуум электромагнитное поле действует с пондеромоторной силой (1.3). Но есть также и другое выражение взаимодействия, бивалентный тензор напряжения “Maxwell'a”

$${}^2\mathbf{M} \equiv \varepsilon_0 \left(\mathbb{E}\mathbb{E} + c^2 \mathbb{B}\mathbb{B} - \frac{1}{2} (\mathbb{E} \cdot \mathbb{E} + c^2 \mathbb{B} \cdot \mathbb{B}) \mathbf{E} \right). \quad (1.6)$$

Он выводится из (1.3) и уравнений Maxwell'a

$$(1.4^\alpha) \Rightarrow \varrho = \varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbb{E}$$

$$(1.4^\delta) \Rightarrow \mathbf{j} = \varepsilon_0 c^2 \nabla \times \mathbb{B} - \varepsilon_0 \dot{\mathbb{E}}$$

$$\begin{aligned} (1.3) \Rightarrow \mathbf{f} &= \varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbb{E} \mathbb{E} + (\varepsilon_0 c^2 \nabla \times \mathbb{B} - \varepsilon_0 \dot{\mathbb{E}}) \times \mathbb{B} \\ &= \varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbb{E} \mathbb{E} + \varepsilon_0 c^2 (\nabla \times \mathbb{B}) \times \mathbb{B} - \varepsilon_0 \dot{\mathbb{E}} \times \mathbb{B} \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} (\mathbb{E} \times \mathbb{B})^\bullet &= \dot{\mathbb{E}} \times \mathbb{B} + \mathbb{E} \times \dot{\mathbb{B}} \\ (1.4^\beta) \Rightarrow \dot{\mathbb{B}} &= -\nabla \times \mathbb{E} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \dot{\mathbb{E}} \times \mathbb{B} = (\mathbb{E} \times \mathbb{B})^\bullet + \mathbb{E} \times (\nabla \times \mathbb{E})$$

Тогда

$$\mathbf{f} = \varepsilon_0 \nabla \cdot \mathbb{E} \mathbb{E} - \varepsilon_0 c^2 \mathbb{B} \times (\nabla \times \mathbb{B}) - \varepsilon_0 \mathbb{E} \times (\nabla \times \mathbb{E}) - \varepsilon_0 (\mathbb{E} \times \mathbb{B})^\bullet$$

Для симметрии с $\nabla \cdot \mathbb{E} \mathbb{E}$, нуль-вектор

$$(1.4^\gamma) \Rightarrow \nabla \cdot \mathbb{B} \mathbb{B} = \mathbf{0}, \quad c^2 \nabla \cdot \mathbb{B} \mathbb{B} = \mathbf{0}$$

добавляется к \mathbf{f} .

...

$$(17.11, § 1.17) \Rightarrow \nabla \cdot (aa) = (\nabla \cdot a)a + a \cdot \nabla a$$

$$(17.13, § 1.17) \Rightarrow \nabla(a \cdot a) = 2 \nabla a \cdot a$$

$$\nabla \cdot (a \cdot a \mathbf{E}) = \nabla \cdot \mathbf{E} (a \cdot a) = \nabla(a \cdot a) = 2 \nabla a \cdot a$$

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{M} &= \varepsilon_0 \left(\nabla \cdot (\mathbb{E} \mathbb{E}) + c^2 \nabla \cdot (\mathbb{B} \mathbb{B}) - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\mathbb{E} \cdot \mathbb{E} \mathbf{E} + c^2 \mathbb{B} \cdot \mathbb{B} \mathbf{E}) \right) = \\ &= \varepsilon_0 \left(\nabla \cdot \mathbb{E} \mathbb{E} + \mathbb{E} \cdot \nabla \mathbb{E} + c^2 \nabla \cdot \mathbb{B} \mathbb{B} + c^2 \mathbb{B} \cdot \nabla \mathbb{B} - \right. \\ &\quad \left. - \nabla \mathbb{E} \cdot \mathbb{E} - c^2 \nabla \mathbb{B} \cdot \mathbb{B} \right)\end{aligned}$$

...

§ 2. Электромагнитные волны

To derive wave equations

$$\begin{aligned}\nabla \times (\textcolor{blue}{1.4}^\beta) &\Rightarrow \nabla \times (\nabla \times \mathbb{E}) = -\nabla \times \dot{\mathbb{B}} \\ \nabla \times (\textcolor{blue}{1.4}^\delta) &\Rightarrow \nabla \times (\nabla \times \mathbb{B}) = \nabla \times \left(\frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0 c^2} + \frac{\dot{\mathbb{E}}}{c^2} \right)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\nabla \times \dot{\mathbb{E}} &= (\nabla \times \mathbb{E})^\bullet, \quad (\textcolor{blue}{1.4}^\beta) \Rightarrow \nabla \times \dot{\mathbb{E}} = -\ddot{\mathbb{B}} \\ \nabla \times \dot{\mathbb{B}} &= (\nabla \times \mathbb{B})^\bullet, \quad (\textcolor{blue}{1.4}^\delta) \Rightarrow \nabla \times \dot{\mathbb{B}} = \frac{\mathbf{j}^\bullet}{\varepsilon_0 c^2} + \frac{\ddot{\mathbb{E}}}{c^2}\end{aligned}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbb{E}) = \nabla \nabla \cdot \mathbb{E} - \Delta \mathbb{E}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbb{B}) = \nabla \nabla \cdot \mathbb{B} - \Delta \mathbb{B}$$

$$\begin{aligned}\Delta \mathbb{E} - \underbrace{\nabla \nabla \cdot \mathbb{E}}_{\varrho/\varepsilon_0 (\textcolor{blue}{1.4}^\alpha)} &= \frac{\ddot{\mathbb{E}}}{c^2} + \frac{\mathbf{j}^\bullet}{\varepsilon_0 c^2} \\ \Delta \mathbb{B} - \underbrace{\nabla \nabla \cdot \mathbb{B}}_{0 (\textcolor{blue}{1.4}^\gamma)} &= \frac{\ddot{\mathbb{B}}}{c^2} - \frac{\nabla \times \mathbf{j}}{\varepsilon_0 c^2}\end{aligned}$$

...

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) = 0 \quad \forall \mathbf{a}$$

$$\nabla \times \nabla = \mathbf{0}, \quad \nabla \times \nabla \alpha = \mathbf{0} \quad \forall \alpha$$

vector potential \mathbb{A}

$$\nabla \cdot \mathbb{B} = 0 \quad (\textcolor{blue}{1.4}^\gamma) \Leftrightarrow \mathbb{B} = \nabla \times \mathbb{A}$$

potential \mathbb{A} is not unique and has gauge freedom $\mathbb{A} + \nabla a$

$$\mathbb{B} = \nabla \times (\mathbb{A} + \nabla a) \Leftrightarrow \nabla \cdot \mathbb{B} = 0 \quad (1.4^\gamma)$$

scalar potential ϕ

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbb{E} = -\dot{\mathbb{B}} \quad (1.4^\beta) &\Rightarrow \nabla \times \mathbb{E} = -\nabla \times (\dot{\mathbb{A}} + \nabla \dot{a}) \Rightarrow \\ &\Rightarrow \nabla \times (\mathbb{E} + \dot{\mathbb{A}} + \nabla \dot{a}) = \mathbf{0} \Rightarrow -\nabla \phi = \mathbb{E} + \dot{\mathbb{A}} + \nabla \dot{a} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \mathbb{E} = -\nabla(\phi + \dot{a}) - \dot{\mathbb{A}}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

And

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbb{E} = \frac{\varrho}{\varepsilon_0} \quad (1.4^\alpha) &\Rightarrow -\Delta(\phi + \dot{a}) - \nabla \cdot \dot{\mathbb{A}} = \frac{\varrho}{\varepsilon_0} \\ &\quad -\Delta \phi - \nabla \cdot (\dot{\mathbb{A}} + \nabla \dot{a}) = \frac{\varrho}{\varepsilon_0} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbb{A}) = \nabla \nabla \cdot \mathbb{A} - \Delta \mathbb{A}$$

$\nabla \nabla \cdot \nabla a - \nabla \cdot \nabla \nabla a = \mathbf{0}$ (partial derivatives of a smooth function commute)

$$\begin{aligned} c^2 \nabla \times \mathbb{B} = \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} + \dot{\mathbb{E}} \quad (1.4^\delta) &\Rightarrow \\ &\Rightarrow c^2 \nabla \times (\nabla \times \mathbb{A}) = \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} - \nabla(\dot{\phi} + \ddot{a}) - \ddot{\mathbb{A}} \Rightarrow \\ &\Rightarrow c^2 (\nabla \nabla \cdot \mathbb{A} - \Delta \mathbb{A}) = \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} - \nabla \dot{\phi} - \nabla \ddot{a} - \ddot{\mathbb{A}}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Со свободой калибровки возможно упростить волновые уравнения (2.3) и (2.2), положив

$$\left. \begin{aligned} -\nabla \ddot{a} &= \nabla \dot{\phi} + c^2 \nabla \nabla \cdot \mathbb{A} \Rightarrow \ddot{a} = -\dot{\phi} - c^2 \nabla \cdot \mathbb{A} \\ -\nabla \cdot (\dot{\mathbb{A}} + \nabla \dot{a}) &= \frac{1}{c^2} \ddot{\phi} \Rightarrow \dot{\phi} = -c^2 \nabla \cdot (\mathbb{A} + \nabla a) \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow c^2 \nabla \cdot \mathbb{A} + c^2 \Delta a - c^2 \nabla \cdot \mathbb{A} = \ddot{a},$$

наконец становясь однородным волновым уравнением для a

$$\ddot{a} = c^2 \Delta a. \quad (2.4)$$

Более популярное условие — ещё более жёсткое

$$\Delta a = 0 \Rightarrow \ddot{a} = 0, \quad \dot{\phi} + c^2 \nabla \cdot \mathbf{A} = 0.$$

Это условие калибровки Lorenz'a даёт такой же эффект, будучи лишь частным — гармоническим — случаем (2.4).

Следующие из (2.2) и (2.3) с условием (2.4), уравнения электромагнитных волн в потенциальной формулировке

$$\begin{aligned} -\Delta \phi + \frac{1}{c^2} \ddot{\phi} &= \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \\ -c^2 \Delta \mathbf{A} &= \frac{\mathbf{j}}{\varepsilon_0} - \ddot{\mathbf{A}}. \end{aligned} \tag{2.5}$$

...

§ 3. Электростатика

Рассмотрение этого вопроса полезно и для последующего описания магнетизма. В статике

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{B} = \mathbf{0}$$

...

Объёмная “пондеромоторная” сила, с которой электростатическое поле действует на среду ...

...

Тензор напряжения Maxwell'a (1.6) в электростатике

$${}^2M = \varepsilon_0 \left(\mathbb{E}\mathbb{E} - \frac{1}{2} \mathbb{E} \cdot \mathbb{E} E \right)$$

...

§ 4. Диэлектрики

Начнём с рассмотрения электростатического поля

...

В диэлектриках нет свободных зарядов: плотность заряда $\rho = 0$.
Здесь вводится плотность дипольного момента

...

§ 5. Магнитостатика

Если поле (а с ним ...)

...

§ 6. Магнетики, или магнитные материалы

Имея отношения магнитостатики для общего случая, здесь я перейду к материальному веществу — и ужё есть некоторый предыдущий опыт из электростатики диэлектриков.

Начнём с рассмотрения

...

...

О том, насколько поведение реальных материалов соответствует представленным здесь формальным построениям — сей вопрос *is out of scope* этой книги.

§ 7. 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 “токамák” (**тороидальная камера с магнитными катушками**) 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 \mathbb{B} . Объёмная сила становится равной

$$\mathbf{f} = (\mathbf{j} \times \mathbb{B})_0 + \dots \quad (7.1)$$

Подчёркнутое слагаемое соответствует недеформированному состоянию. Обусловленное деформацией изменение объёмной силы линейно связано с малым смещением \mathbf{u} , поэтому матричное (после дискретизации) уравнение в смещениях можно представить в виде

$$(C + C_m) \mathbf{u} = \overset{\circ}{\mathbf{F}}. \quad (7.2)$$

К “обычному” оператору линейной упругости C добавилась магнитная жёсткость C_m , $\overset{\circ}{\mathbf{F}}$ — силы в недоформированном состоянии.

Добавка C_m пропорциональна квадрату тока и может стать весьма существенной в магнитных системах с мощным полем. Учёт её нужен и в случае небольшого значения C .

Для простых условий структура (конструкция) будет держать нагрузку, но дальнейшее нагружение рискованно и может быть невыносимой.

Магнитная жёсткость играет большую роль в проблемах устойчивости. Матрица C_m симметрична, так как магнитные силы потенциальны. Статический подход Euler'a ([§ 13.1](#)) даёт “критические” значения параметров.

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 $\mathbb{B} = B\mathbf{k} = \mathbf{constant}$, по балке течёт постоянный (по величине) ток I . В классической модели балки при равных жёсткостях на изгиб для прогиба $\mathbf{u} = u_1 \mathbf{e}_1 + u_2 \mathbf{e}_2$ легко получить следующую постановку:

...

Вводя комплексную комбинацию $u \equiv u_1 + iu_2$, 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 $x = 3.666$, так что критическая комбинация параметров такова:

$$(IBl^3/a)_* = 394.2.$$

Поле \mathbb{B} в этом решении считалось внешним и не варьировалось. Но если собственное поле тока в стержне сравнимо с \mathbb{B} , то решение изменится и усложнится.

Библиография

Основы электродинамики хорошо изложены во многих книгах [91, 86], но для приложений в механике выделяется книга И. Е. Тамма [97]. Растёт список литературы по связанным задачам электромагнетизма и упругости [44, 45]. Как введение в эту область может быть полезна монография В. Новацкого [39].

глава 8

МЕТОДЫ ВОЗМУЩЕНИЙ (АСИМПТОТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ)

Из приближённых подходов к анализу нелинейных систем, методы возмущений применяются чаще всего.

§ 1. Асимптотическое разложение

До сих пор аргументами функций были только координаты и время. Размеры тела, упругие модули, диапазоны воздействий — все эти параметры мыслились известными. Все асимптотические методы основаны на изучении того, как решение зависит от параметров.

Разложение возмущения обычно состоит из первых двух слагаемых. Когда задача с неизвестной u содержит параметр a , то, полагая

$$a = a_0 + \chi a_1,$$

решение ищется в виде ряда

$$u = u_0 + \chi u_1 + \chi^2 u_2 + \dots \quad (1.1)$$

Дополнительный аргумент χ называется формальным малым параметром.

Хоть разложение возмущения и может расходиться, оно может, тем не менее, описывать решение полезнее, чем представления с равномерной и абсолютной сходимостью.

Разложение (1.1) выглядит как обычный степенной ряд. Однако, подход методов возмущений отличается. Здесь, ряды рассматри-

ваются как асимптотические со сходимостью $\chi \rightarrow 0$, а не $n \rightarrow \infty$ (где n определяет, как много членов удерживать)

$$\phi = \sum_{k=0}^{\infty} \phi_k(\chi), \quad \lim_{\chi \rightarrow 0} \frac{\phi - \sum_{k=0}^n \phi_k}{\phi_n} = 0. \quad (1.2)$$

Другими словами, остаток ряда есть меньше — более высокой степени бесконечно-малости — чем последний удержанный член. Очевидно, степенной ряд (1.1) сходится и как асимптотический ряд.

Но разлагаемые неизвестные обычно также зависят от “главных” аргументов — координат и времени. Сходимость для $\chi \rightarrow 0$ должна быть равномерной по этим “главным” аргументам — это требование к эффективному использованию асимптотических разложений. Например

$$\sin(1 + \chi)t = \sin t + \chi t \cos \chi t - \frac{1}{2}\chi^2 t^2 \sin \chi t + \dots$$

не удовлетворяет требованию равномерности, поскольку последующие члены преобладают над предыдущими когда $t \rightarrow \infty$.

Чем же асимптотические методы так привлекательны? Как пример возьмём решение уравнения

$$f(u, \chi) = 0.$$

Подставляя разложение (1.1) в (1.2) и приравнивая коэффициенты перед одинаковыми степенями χ , получим

$$\begin{aligned} f(u_0, 0) &= 0, \\ (\partial_u f)_0 + u_1 (\partial_\chi f)_0 &= 0, \\ (\partial_u f)_0 u_2 + \frac{1}{2} (\partial_u^2 f)_0 u_1^2 + \frac{1}{2} (\partial_\chi^2 f)_0 + (\partial_u \partial_\chi f)_0 u_1 &= 0, \\ &\dots \end{aligned}$$

Если проблема для u_0 однозначно разрешима на первом шаге, то последующие шаги дадут поправки u_1, u_2, \dots Малые поправки едва ли важны и u_0 достаточно, но тогда исчезает

асимптотический анализ, ведь формально малые члены в (1.2) просто отбрасываются. Впрочем, бывает так, что эти поправки содержат в себе некую важную информацию, отсутствующую в u_0 — тогда они играют главную роль. Стойт упомянуть, что все поправки следуют из линейной проблемы с одним и тем же оператором $(\partial_u f)_0$.

Но все нетривиальные и эффективные решения получаются иными способами, неединственность решения на первом шаге характеризует их. **Об этом — в следующих секциях.**

И да, асимптотические методы меняют первоначальную сложную постановку задачи (1.2) на более простую. Существенно то, что это не происходит “простым” отбрасыванием членов, но вполне корректно — равенства остаются равенствами. Однако, сходимость не доказывается, так что полной математической точности нет.

В предыдущих главах асимптотические проблемы уже возникали. Линейная теория следует из нелинейной теории через асимптотическое разложение по величине нагрузки ([§ 4.1](#)). Безмоментная теория происходит (с точностью до краевых эффектов) из моментной (микрополярной) теории ([гл. 5](#)), когда “моментные” жёсткости приближаются к бесконечности. В термоупругости ([гл. 6](#)) использование уравнения теплопроводности ([4.1, § 6.4](#)) вместо всего целого баланса энергии нужно доказать асимптотическими методами.

В какой-то степени введение малого параметра $\chi \rightarrow 0$ является слабостью всех асимптотических подходов. Возражение типа “бесконечно-малых параметров не бывает, все величины конечны” едва ли конструктивно здесь. Более актуален вопрос: что такое малый параметр? Обычно проблема переформулируется в “безразмерных” величинах, тогда тот “безразмерный” параметр берётся за малый параметр χ , который оказывается малым. Но возможен и другой путь: если известно, что некий параметр ω лишь немногого влияет на решение, то, переобозначив его как $\chi\omega$, **сделать асимптотический анализ для $\chi \rightarrow 0$.**

Разумеется, это не “законы” асимптотики, а лишь соображения. Нет общей теории асимптотических методов, и их применение это в какой-то степени искусство.

Более глубокое описание асимптотических методов написано в книгах Ali Hasan'a Nayfeh [108, 109].

§ 2. Расщепление в линейной алгебраической системе

Этот простой случай отлично иллюстрирует асимптотические методы.

Рассматривается линейная система

$$C_{ij} u_j = f_i, \quad C_{ij} = C_{ij}^{(0)} + \chi C_{ij}^{(1)} \quad (2.1)$$

с матрицей C_{ij} и наборами неизвестных u_j и нагрузок f_i . Процесс построения асимптотического решения определяется тем, сингулярна (обратима) 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 как

$$u_j = \dots \quad (2.3)$$

...

2° $\det C_{ij}^{(0)} = 0$

...

3° $\det C_{ij}^{(0)} = 0$

...

§ 3. Метод Poincaré

Этот метод, ассоциируемый с именем Jules Henri Poincaré, широкό известен в теории нелинейных колебаний. Он предназначен, в частности, для определения периодических решений уравнения

$$\ddot{u} + u = \chi f(u, \dot{u}) \quad (3.1)$$

....

§ 4. Метод осреднения Van der Pol'a

Здесь опять фигурирует уравнение (3.1), но находимые решения — ужे не только периодические. Вводя фазовую плоскость

....

Процедура осреднения применяется во многих темах, таких как тонкие тела и композиты. Осреднение вне асимптотических методов ведёт обычно к не замкнутому набору уравнений. Для замыкания системы приходится добавлять некие гипотезы, убывающие убедительность теории. Иная ситуация в асимптотике: условия разрешимости для поправочных членов с необходимостью приводят к соответствующим интегральным соотношениям.

§ 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 края — в тонком слое на краю. Вдалі от края жидкость ведёт себя как идеальная. Одни и те же уравнения Navier–Stokes'a по-разному упрощаются вдали от края и около него [...]

Метод сращивания состоит из трёх процедур: построения внешнего разложения, построения внутренних разложений и сращивания внешнего разложения с внутренними. Метод предназначен для дифференциальных уравнений с малым параметром при старших

производных. Вдали от края решение меняется плавно, формально малые члены можно отбросить, уравнение имеет пониженный порядок — всё это характерно для внешнего разложения. У края наоборот: решение меняется быстро, первостепенную роль играют старшие производные, хотя имеют малые коэффициенты. Но внешнее и внутреннее разложения — это разные формы одного решения, они должны быть состыкованы процедурой сращивания. Рассмотрим пример.

Задача о прогибе $u(x)$ натянутой струны с закреплёнными концами под действием равномерно распределённой нагрузки может быть поставлена так:

...

§ 6. Многоуровневый анализ (метод многих масштабов)

Этот метод привлекателен, естественен и — как написано у Ali Hasan Nayfeh

...

§ 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 великолепных компьютеров). Но открытие асимптотического расщепления прояснило картину: в тонком теле трёхмерная задача расщепляется на задачи меньшей размерности. Классические теории тонких тел получили и подтверждение, и развитие.

Рассмотрим задачу о кручении из ...

...

Библиография

Ali Hasan Nayfeh's book [109] is an excellent introduction to perturbation methods (asymptotic methods).

Всё разнообразие асимптотических методов представлено в монографиях ...

глава 9
СТЕРЖНИ

§ 1. Исходные представления

Стержень — это тонкое длинное тело. Он мыслится (и моделируется) как пространственная кривая — ось стержня, покрытая материалом ([рисунок](#)).

Ось стержня описывается как кривая параметризацией вектора положения точек кривой. Это морфизм (функция) одной переменной координаты s ,

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(s). \quad (1.1)$$

Покрытие материалом даёт в каждой точке стержня плоскую фигуру, перпендикулярную оси — нормальное сечение $\Omega(s)$.

...

$\mathbf{c} = \mathbf{c}(t)$ — параметрическая кривая, параметризованная параметром t . Если $dt \neq d\ell$, то параметризация не натуральная. Для натуральной параметризации $dt = d\ell$, где

$$d\ell = \sqrt{(dq^1)^2 + (dq^2)^2 + (dq^3)^2}.$$

Многие разные функции рисуют одну и ту же кривую. Но среди различных параметризаций кривой, параметризация длиной дуги особенная, её также называют *естественной параметризацией*.

Длина бесконечно-малого кусочка кривой описывается Пуфах-брэс-формулой

$$d\ell = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$$

где $dx \equiv dq^1$, $dy \equiv dq^2$, $dz \equiv dq^3$ — бесконечно-малые изменения координат. $d\ell$ называется дифференциальной длиной, то есть длиной почти прямого очень малого куска кривой.

$\mathbf{c}(s)$ is a parametric curve parameterized by the arc length (the natural parametrization), its derivative by the arc length parameter is denoted as $\mathbf{c}' \equiv \frac{d\mathbf{c}}{ds}$.

Если используется параметризация длиной дуги (естественная) $\mathbf{r} = \mathbf{r}(s)$, то длина производной $\mathbf{r}'(s) \equiv \frac{d\mathbf{r}(s)}{ds}$ (касательного вектора) всегда равна одной единице длины:

$$\begin{aligned}\mathbf{r}(s) &= q_i(s) \mathbf{e}_i(s) = q_1 \mathbf{e}_1 + q_2 \mathbf{e}_2 + q_3 \mathbf{e}_3, \\ \mathbf{r}'(s) &= \frac{d\mathbf{r}(s)}{ds} = \frac{dq_i(s)}{ds} \mathbf{e}_i(s) = q'_i(s) \mathbf{e}_i(s), \\ \|\mathbf{r}'(s)\|^2 &\equiv \mathbf{r}'(s) \cdot \mathbf{r}'(s) = q'_i(s) \mathbf{e}_i \cdot q'_j(s) \mathbf{e}_j = q'_i(s) q'_j(s) \delta_{ij} = \sum_{i=1}^3 (q'_i(s))^2, \\ ds &= \sqrt{(dq_1)^2 + (dq_2)^2 + (dq_3)^2} \Rightarrow ds^2 = \sum_{i=1}^3 (dq_i(s))^2, \\ \|\mathbf{r}'(s)\|^2 &= \frac{\sum_{i=1}^3 (dq_i(s))^2}{(ds)^2} = 1 \Rightarrow \|\mathbf{r}'(s)\| = 1.\end{aligned}$$

...

В каждом сечении мы выбираем две перпендикулярные оси x_α с сонаправленными единичными векторами \mathbf{e}_α ($\alpha = 1, 2$). Причина выбора для всех сечений стержня одна и та же, для примера, главные оси инерции сечения выбираются везде.

Актуальная ось и начальная ось отличаются

Когда вектор $\dot{\mathbf{e}}_3$ направлен по касательной к начальной оси с положением $\ddot{\mathbf{r}}$, это пишется как $\ddot{\mathbf{r}}' \equiv \frac{\partial \ddot{\mathbf{r}}}{\partial s} \equiv \ddot{\mathbf{r}}_{\partial s} \equiv \dot{\mathbf{e}}_3$.

Вектор $\mathbf{e}_3 \equiv \mathbf{k}$ направлен вдоль касательной (тangenциально) к актуальной оси.

Вместе с единичным вектором, касательным к актуальной оси

$$\mathbf{r}' \equiv \frac{d\mathbf{r}}{ds} \equiv \mathbf{r}_{\partial s} \equiv \mathbf{e}_3 \equiv \mathbf{k},$$

мы получим для каждого s тройку взаимно перпендикулярных единичных векторов.

Кривизна и кручение оси стержня [могут быть описаны](#) вектором $\psi = \psi_j e_j$:

$$\mathbf{e}'_j = \psi \times \mathbf{e}_j, \quad \psi = \frac{1}{2} \mathbf{e}_j \times \mathbf{e}'_j. \quad (1.2)$$

Для цилиндрического (призматического) стержня $\psi = \mathbf{0}$.

Однако, (1.2) есть лишь первоначальное понятие о векторе ψ как о геометрических характеристиках. Далее в § 2, после принятия материальной структуры стержня, понятие о ψ изменится.

Кроме этого, в каждой точке оси стержня, мыслимой как кривая, есть также другая тройка взаимно перпендикулярных единичных векторов, та что с нормальным и бинормальным векторами.

Касательный \mathbf{T} , нормальный \mathbf{N} и бинормальный \mathbf{B} векторы, вместе называемые *системой Frenet–Serret*, определяются как:

- ✓ \mathbf{T} — единичный вектор, касательный к кривой. Длина касательного вектора всегда одна единица, если используется естественная параметризация кривой (длиной дуги). Касательный вектор указывает туда, где кривая продолжается дальше.
- ✓ \mathbf{N} — нормальный единичный вектор, производная \mathbf{T} по параметру кривой (например, the arc length of a curve). Нормальный вектор всегда перпендикулярен касательному вектору и направлен к центру кривизны. Он поделён на свою длину $\|\mathbf{N}\|$, чтобы быть длиной в одну единицу.
- ✓ \mathbf{B} — бинормальный единичный вектор, “ \times ”-произведение (“cross product”) \mathbf{T} и \mathbf{N} , $\mathbf{B} \equiv \mathbf{T} \times \mathbf{N}$.

Формулы Frenet–Serret описывают производные касательного, нормального и бинормального единичных векторов через отношения друг с другом.

$$\begin{aligned}\frac{dT}{ds} &= \kappa N, \\ \frac{dN}{ds} &= -\kappa T + \tau B, \\ \frac{dB}{ds} &= -\tau N,\end{aligned}$$

где d/ds обозначает производную по длине дуги, κ есть кривизна и τ есть кручение кривой. Соединённая коллекция — T, N, B, κ, τ — называется аппаратом Frenet–Serret.

Два скаляра κ и τ эффективно определяют кривизну и кручение пространственной кривой. Интуитивно, кривизна измеряет отклонение кривой от прямой линии, тогда как кручение измеряет отклонение кривой от плоской.

Две функции $\kappa(s)$ и $\tau(s)$ полностью определяют геометрию кривой, потому что это коэффициенты системы обыкновенных дифференциальных уравнений для T, N и B . Зная $T(s)$, мы получим $r(s)$ интегрированием **чего?** с точностью до постоянного жёсткого движения без деформаций.

...

$$T = \frac{dr}{ds} \quad \text{или} \quad T = r'$$

Производная T состоит из двух множителей — кривизны κ и единичного нормального вектора N

$$\frac{dT}{ds} = \kappa N \quad \text{или} \quad T' = \kappa N$$

Кривизна κ равна магнитуде (длине) вектора N (производной вектора T , второй производной вектора положения r)

$$\kappa = \|N\| = \|T'\| = \left\| \frac{dT}{ds} \right\| = \|r''\| = \left\| \frac{d^2r}{ds^2} \right\|$$

Сам вектор N поделён на свою длину, поэтому его длина равна одной единице.

$$\mathbf{N} = \frac{\frac{d\mathbf{T}}{ds}}{\left\| \frac{d\mathbf{T}}{ds} \right\|} \quad \text{или} \quad \mathbf{N} = \frac{\mathbf{T}'}{\|\mathbf{T}'\|}$$

Радиус кривизны — число, обратное кривизне.

$$\frac{1}{\kappa} \frac{d\mathbf{T}}{ds} = \mathbf{N} \quad \text{или} \quad \frac{1}{\kappa} \mathbf{T}' = \mathbf{N}$$

...

$$\kappa \geq 0$$

Система Frenet–Serret определена лишь если кривизна отлична от нуля ($\kappa > 0$), она не определена, если $\kappa = 0$.

Линия с ненулевой кривизной $\kappa \neq 0$ считается кривой.

Нулевая кривизна предполагает, что линия прямая, и она лежит в плоскости, делая кручение тоже равным нулю ($\tau = 0$).

...

\mathbf{T} всегда имеет единичную магнитуду (длину). Поскольку длина \mathbf{T} постоянна, то \mathbf{N} — производная \mathbf{T} и вторая производная вектора положения \mathbf{r} — всегда перпендикулярна \mathbf{T}

$$\mathbf{T} \cdot \mathbf{T} = 1 \Rightarrow \mathbf{T}' \cdot \mathbf{T} = 0 \Rightarrow \mathbf{N} \cdot \mathbf{T} = 0.$$

Векторы системы Frenet–Serret составляют ортонормальный базис \mathbf{f}_i :

$$\mathbf{f}_1 = \mathbf{T}, \quad \mathbf{f}_2 = \mathbf{N}, \quad \mathbf{f}_3 = \mathbf{B}.$$

Вектор положения в базисе Frenet–Serret

$$\mathbf{r}(s) = q_j(s) \mathbf{f}_j(s) = q_1(s) \underbrace{\mathbf{f}_1(s)}_{\mathbf{T}} + q_2(s) \underbrace{\mathbf{f}_2(s)}_{\mathbf{N}} + q_3(s) \underbrace{\mathbf{f}_3(s)}_{\mathbf{B}}.$$

Тензорная версия формул Frenet–Serret

$$\mathbf{f}_i' = {}^2\mathbf{d} \cdot \mathbf{f}_i. \quad (1.3)$$

Формулы Frenet–Serret, написанные с использованием матричных обозначений

$$\begin{bmatrix} \mathbf{T}' \\ \mathbf{N}' \\ \mathbf{B}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \kappa & 0 \\ -\kappa & 0 & \tau \\ 0 & -\tau & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{T} \\ \mathbf{N} \\ \mathbf{B} \end{bmatrix}.$$

Тензор \mathbf{D} — кососимметричный, так что он может быть представлен через сопутствующий псевдовектор ([§ 1.8](#)). Этот псевдовектор известен как вектор Darboux.

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \tau \mathbf{T} + \kappa \mathbf{B} \\ \mathbf{D} &= \tau \mathbf{T} + 0 \mathbf{N} + \kappa \mathbf{B} \end{aligned}$$

С вектором Darboux, формулы Frenet–Serret превращаются в следующее:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}' &= \mathbf{D} \times \mathbf{T}, \\ \mathbf{N}' &= \mathbf{D} \times \mathbf{N}, \\ \mathbf{B}' &= \mathbf{D} \times \mathbf{B} \end{aligned}$$

или как векторная версия ([1.3](#))

$$\mathbf{f}_i' = \mathbf{D} \times \mathbf{f}_i. \quad (1.4)$$

Вектор Darboux есть вектор угловой скорости системы Frenet–Serret.

...

Приближённые прикладные теории стержней вроде “сопротивления материалов” используют такие понятия как внутренняя сила \mathbf{Q} и внутренний момент \mathbf{M} . Следующие соотношения связывают их с тензором напряжения

$$\mathbf{Q}(s) = \int_{\Omega} \mathbf{t}(\mathbf{k}) d\Omega = \int_{\Omega} \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\tau} d\Omega, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{M}(s) = \int_{\Omega} \mathbf{x} \times \mathbf{t}(\mathbf{k}) d\Omega = \int_{\Omega} \mathbf{x} \times \mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\tau} d\Omega. \quad (1.6)$$

$$\mathbf{k} \equiv \mathbf{e}_3, \quad \mathbf{x} = x_\alpha \mathbf{e}_\alpha, \quad \alpha = 1, 2$$

...

Эти мысли о геометрии и о механике — в частности, о внутренней силе (1.5) и внутреннем моменте (1.6) — касаются только какой-то уникальной единственной конфигурации стержня. Продолжать эти мысли бессмысленно, потому что в реальности плоские и нормальные сечения не остаются плоскими и нормальными после деформирования.

synonyms for “deplanations”

warp, warping = деформация (deformation, strain), искривление, искажение (distort, distortion), переко́с (skew), перека́шиваться, коробиться, покоробить, коробле́ние, becoming twisted or bent

А добавление некоторых предположений-гипотез в модель, подобных “искривления (депланаций) нет” и первоначально плоские сечения остаются плоскими* вносит существенные противоречия с реальностью. Достаточно вспомнить лишь один факт, что без депланаций невозможно приемлемо описать кручение стержня (и не только кручение).

Очень резонный подход к моделированию деформаций упругого стержня состоит в асимптотическом расщеплении трёхмерной проблемы с малой толщиной. Но для сложной асимптотической процедуры было бы намного проще иметь какую-нибудь версию решения заранее. И прямой подход, когда одномерная модель стержня — материальная линия, даёт такую версию.

* Существуют две очень популярные модели балки, которые постулируют гипотезу об отсутствии депланаций. В теории балок Euler'a-Bernoulli, сдвиговыми деформациями пренебрегают, плоские сечения остаются плоскими и перпендикулярными осям. В теории балок Timoshenko имеется постоянный поперечный сдвиг вдоль сечения, так что плоские сечения всё ещё остаются плоскими, но они больше не перпендикулярны осям.

Первичный вопрос для построения одномерной модели: какими степенями свободы — помимо трансляции — обладают частицы материальной линии?

Известно, что стержни чувствительны к моментным нагрузкам. А присутствие моментов среди обобщённых сил показывает наличие вращательных степеней свободы. Поэтому как одномерную модель стержня разумно взять линию Cosserat — она состоит из бесконечно-малых абсолютно жёстких тел. Впрочем, другие новые степени свободы могут тоже появиться — как для тонкостенных стержней, описанных в отдельной главе ([гл. 10](#)).

В механике сплошных упругих сред у стержней — специальное место. Во-первых, моменты играют здесь главную роль, а не роль малых добавок как в трёхмерном континууме Cosserat. Во-вторых, стержни могут быть использованы для тестирования моделей с дополнительными степенями свободы, прежде, чем наличие этих степеней будет исследовано для трёхмерных моделей.

Следующая секция представляет и описывает простую одномерную моментную модель типа Cosserat.

§ 2. Кинематика линий Коссера

Модель, описанная далее — упрощённая версия [гл. 5](#).

Больше нет тройки материальных координат q_i , но лишь одна — s . Это может быть параметр длины дуги в начальной конфигурации. Движение частицы со временем описывается вектором положения $\mathbf{r}(s, t)$ и тензором поворота $\mathbf{O}(s, t)$. Линейная и угловая ([11.12](#), [§ 1.11](#)) скорости частицы стержня суть

$$\dot{\mathbf{r}} = \mathbf{v}, \quad (2.1)$$

$$\dot{\mathbf{O}} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{O} \Leftrightarrow \boldsymbol{\omega} = -\frac{1}{2}(\dot{\mathbf{O}} \cdot \mathbf{O}^\top)_{\times}. \quad (2.2)$$

Деформация стержня как линии Cosserat определяется двумя векторами

$$\Gamma \equiv \mathbf{r}' - \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{r}}', \quad (2.3)$$

$$\kappa \equiv -\frac{1}{2}(\mathbf{O}' \cdot \mathbf{O}^\top)_x \Leftrightarrow \mathbf{O}' = \kappa \times \mathbf{O}. \quad (2.4)$$

$$\left(\mathring{\mathbf{r}}(s) \equiv \mathbf{r}(s, 0) \right)$$

$$\|\mathbf{e}_3\| = \|\mathring{\mathbf{e}}_3\| = 1 = \text{constant}$$

(2.3) и (2.4) реально векторы деформации, это следует из равенства их нулю на движениях тела как жёсткого целого (*.... add some equation(s) here describing movements as a rigid whole*).

Дальше мы проясним идею первого вектора деформации Γ . Без потери универсальности, параметр s это начальная длина дуги, третий начальный базисный вектор $\mathring{\mathbf{e}}_3$ направлен вдоль касательной в начальной конфигурации: $\mathring{\mathbf{e}}_3 = \mathring{\mathbf{r}}'$. И тогда

$$\begin{aligned} \Gamma &\equiv \mathbf{r}' - \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{r}}', \quad \mathring{\mathbf{r}}' = \mathring{\mathbf{e}}_3, \quad \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{r}}' = \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{e}}_3 = \mathbf{e}_3 \\ &\Rightarrow \Gamma = \mathbf{r}' - \mathbf{e}_3, \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{r}' &= \Gamma + \mathbf{e}_3, \quad \|\mathbf{r}'\|^2 = \mathbf{r}' \cdot \mathbf{r}' = (\Gamma + \mathbf{e}_3) \cdot (\Gamma + \mathbf{e}_3) \\ &= \Gamma \cdot \Gamma + 2\Gamma \cdot \mathbf{e}_3 + \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{e}_3, \end{aligned}$$

$$\|\mathbf{r}'\| = \sqrt{\|\Gamma\|^2 + 2\Gamma_3 + 1},$$

$$\|\mathbf{r}'\| - 1 = \sqrt{\|\Gamma\|^2 + 2\Gamma_3 + 1} - 1 = \Gamma_3 + \infty^{-1}(\|\Gamma\|^2). \quad (2.6)$$

Равенство (2.6) описывает относительное удлинение. Грубо говоря, компоненту $\Gamma_3 \equiv \Gamma \cdot \mathbf{e}_3$ можно считать удлинением, а компоненты $\Gamma_1 \equiv \Gamma \cdot \mathbf{e}_1$, $\Gamma_2 \equiv \Gamma \cdot \mathbf{e}_2$ представляют поперечный сдвиг. Более точно полагаться на формулы (2.5) и (2.6).

.....

В модели стержня типа Cosserat нет сечения как плоской фигуры.

....

§ 3. Баланс сил и моментов

Возможные нагрузки, действующие на стержень как линию Cosserat — силы и моменты: на бесконечно-малый элемент ds стержня действуют внешняя сила $\mathbf{q}ds$ и внешний момент $\mathbf{m}ds$. Внутренними взаимодействиями будут сила $\mathbf{Q}(s)$ и момент $\mathbf{M}(s)$ — это действие частицы с координатой $s+0$ на частицу с $s-0$. Принцип действия–противодействия даёт, что реверс (перемена направления) координаты s меняет знаки \mathbf{Q} и \mathbf{M} .

....

§ 4. Принцип виртуальной работы и следствия

Для куска стержня $s_0 \leq s \leq s_1$ формулировка принципа такова

.....

Условно \mathbf{a} есть 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 Kirchhoff'a

Её ещё называют *теорией стержней Kirchhoff'a*.

До сих пор функции $\mathbf{r}(s, t)$ и $\mathbf{O}(s, t)$ были независимы. Классическая теория Kirchhoff'a постулирует внутреннюю связь

$$\boldsymbol{\Gamma} = \mathbf{0} \Leftrightarrow \mathbf{r}_{\partial s} = \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{r}}_{\partial s} \text{ или } \mathbf{r}' = \mathbf{O} \cdot \mathring{\mathbf{r}}'. \quad (5.1)$$

Имея идею вектора $\boldsymbol{\Gamma}$ (2.5), здесь мы можем сказать, что: (1) стержень нерастяжим, (2) поперечных сдвигов нет.

Если базисный вектор \hat{e}_3 был направлен вдоль касательной к оси в начальной конфигурации, то он будет оставаться на касательной также после деформирования. Частицы стержня врачаются лишь вместе с касательной к оси и вокруг неё.

Уравнения баланса сил и моментов (импульса и момента импульса) не меняются от введения связи (5.1). Но локальное вариационное соотношение (...) становится короче:

...

§ 6. Проблема Euler'a об устойчивости стержней

Рассматривается прямой стержень, защемлённый на одном конце и нагруженный силой P на другом (рисунок ?? 123 ??). Сила “мёртвая” (не меняется в процессе деформирования)

...

§ 7. Вариационные уравнения

В нелинейной механике упругих сред полезны вариационные уравнения, которые описывают малое изменение текущей конфигурации (§ 3.12).

Варьируя уравнения полной системы модели Cosserat, мы получаем

$$\begin{aligned}\delta Q' + \delta q &= \rho(u + \delta\tau \times \varepsilon)^{\bullet\bullet}; \\ \delta M' + u' \times Q + r' \times \delta Q + \delta m &= \dots\end{aligned}$$

...

§ 8. Модель без сдвига с растяжением

Модель Kirchhoff'a с внутренней связью $\Gamma = \mathbf{0}$ (5.1) не описывает простейший случай растяжения/сжатия прямого стержня. Эта

неприятность исчезает со “смягчением” связи, например добавлением возможности растяжения и подавлением лишь поперечного сдвига

$$\Gamma = \Gamma e_3 \Leftrightarrow \Gamma_\alpha = 0 \quad (8.1)$$

...

§ 9. Механика гибкой нити

Нить — это безмоментный стержень.

Гибкая нить (цепь) проще стержня, потому что её частицы суть “простые” материальные точки с лишь трансляционными степенями свободы. Поэтому среди нагрузок нет моментов, только “линейные” силы — внешние распределённые \mathbf{q} и внутренние средоточенные \mathbf{Q} . Движение нити полностью определяется одним вектором-радиусом $\mathbf{r}(s, t)$, а инерционные свойства — линейной плотностью $\rho(s)$.

Вот принцип виртуальной работы для куска нити $s_0 \leq s \leq s_1$

$$\int_{s_0}^{s_1} ((\mathbf{q} - \rho \ddot{\mathbf{r}}) \cdot \delta \mathbf{r} - \delta \Pi) ds + [\mathbf{Q} \cdot \delta \mathbf{r}]_{s_0}^{s_1} = 0. \quad (9.1)$$

...

Механика нити детально описана в книге [33].

§ 10. Линейная теория

В линейной теории внешние воздействия считаются малыми, а отсчётная конфигурация — ненапряжённым состоянием покоя. Уравнения в вариациях в этом случае дают

...

§ 11. Стержень малой толщины

Когда относительная толщина стержня малá, тогда для такого стержня модель типа Cosserat может быть заменена классической.

“Мáлость” толщины определяется отношением жёсткостей. Но поскольку \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} измеряются в разных единицах, взяв некий диапазон длины h и обозначая $\mathbf{a} = h^2 \hat{\mathbf{a}}$ и $\mathbf{c} = h \hat{\mathbf{c}}$, единицы тензоров $\hat{\mathbf{a}}$, \mathbf{b} и $\hat{\mathbf{c}}$ будут одинаковыми. Подбором h так, чтобы характеристические значения тензоров $\hat{\mathbf{a}}$, \mathbf{b} и $\hat{\mathbf{c}}$ сближались, может быть найдена “эквивалентная толщина” h стержня (для реальных трёхмерных стержней, h где-то около диаметра поперечного сечения).

Представляя \mathbf{Q} и \mathbf{M} через векторы бесконечномалой линейной деформации

....

Переход от модели типа Cosserat к классической кажется более очевидным, если уравнения (...) интегрируются непосредственно.

....

§ 12. Задача Saint-Venant'a

Тяжело переоценить ту роль, которую играет классическое решение Saint-Venant'a в механике стержней. Это решение уже рассматривалось ранее в § 4.14.

На место условий ...

.....

§ 13. Нахождение жёсткости по энергии

Чтобы найти тензоры жёсткости \mathbf{a} , \mathbf{b} и \mathbf{c} для одномерной модели достаточно иметь решения трёхмерных задач для стержня. Но тут возникают два вопроса : какие именно задачи рассматривать и что брать из решений?

Проблема Saint-Venant'a выделяется среди прочих, ведь оттуда берётся жёсткость на кручение.

В добавок есть много точных решений, получаемых таким путём : задаётся поле $\mathbf{u}(\mathbf{r})$, определяется $\boldsymbol{\tau} = {}^4\mathcal{C} \cdot \nabla \mathbf{u}$, затем находятся объёмные $\mathbf{f} = -\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}$ и поверхностные $\mathbf{p} = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\tau}$ нагрузки.

Но что делать с решением? Ясно, что \mathbf{Q} и \mathbf{M} в стержне — это интегралы по сечению стержня (...). Однако совсем не ясно, что считать смещением и что поворотом в одномерной модели. Взяв, к примеру, следующую версию (индекс у \mathbf{u} показывает размерность модели)

$$\mathbf{u}_1(z) = \Omega^{-1} \int_{\Omega} \mathbf{u}_3(\mathbf{x}, z) d\Omega, \quad \theta(z) = \frac{1}{2} \Omega^{-1} \int_{\Omega} \nabla \times \mathbf{u}_3 d\Omega,$$

тем не менее, и другие возможные представления тоже могут быть предложены.

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. А чтобы уйти от различий в трактовках \mathbf{u}_1 и θ , я предлагаю из дополнительной энергии $\Pi(M, Q)$:

$$\Pi(M, Q) = \int_{\Omega} \Pi_3 d\Omega$$

...

§ 14. Вариационный метод построения одномерной модели

Мы только что определили жёсткости стержня, полагая, что одномерная модель линии типа Cosserat адекватно описывает поведение трёхмерной модели. “Одномерные” представления ассоциируются со следующей картиной смещений в сечении:

$$\mathbf{u}(s, \mathbf{x}) = \mathbf{U}(s) + \theta(s) \times \mathbf{x}. \quad (14.1)$$

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 (10.1, § 4.10)

$$\mathcal{E}(\mathbf{u}) = \int_V (\Pi(\mathbf{u}) - \mathbf{f} \cdot \mathbf{u}) dV - \int_{\partial_2} \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} do \rightarrow \min,$$

которая после интегрирования по сечению становится одномерной. Если \mathbf{U} и $\boldsymbol{\theta}$ варьируются независимо, получаем модель типа Коссера. В случае $\mathbf{U}' = \boldsymbol{\theta} \times \mathbf{t}$ 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 \mathbf{f} дополнить неварьируемой динамической добавкой до $\mathbf{f} - \rho \ddot{\mathbf{u}}$. 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 деформаций, некоторые авторы

...

...

Для вариационного построения одномерных моделей удобно использовать принцип Reissner'a–Hellinger'a ([§ 4.12](#)) с независимой аппроксимацией напряжений [[17](#)]. В этом случае нужна некоторая согласованность между \mathbf{u} и $\boldsymbol{\tau}$.

Множеству достоинств вариационного метода противостоит один, но значительный недостаток. Вводя приближения в сече-

ниях, мы навязываем наши нереальные упрощения реальности. Вариационный метод более подходит для прикладных расчётов.

§ 15. Асимптотическое расщепление трёхмерной проблемы

Асимптотическое расщепление можно считать фундаментальным для описания механики стержней. Одномерные модели рисуют лишь часть картины, двумерные проблемы в поперечных сечениях рисуют другую часть, а вместе они представляют решение трёхмерной проблемы для малой толщины.

Как ввести малый параметр χ в трёхмерную проблему? Проще всего сделать это через представление вектора положения (§ 1):

$$\mathbf{R}(x_\alpha, s) = \chi^{-1} \mathbf{r}(s) + \mathbf{x}, \quad \mathbf{x} \equiv x_\alpha \mathbf{e}_\alpha(s), \quad \alpha = 1, 2.$$

Для ортонормального базиса, верхние и нижние индексы не различаются

$$q_i = q^i, \quad \mathbf{R}^i = \mathbf{R}_i = \mathbf{R}_{\partial i} = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial q^i}.$$

Три координаты —

$$q^1 = x_1, \quad q^2 = x_2, \quad q^3 = s.$$

Векторы базиса суть

$$\mathbf{e}_1, \quad \mathbf{e}_2, \quad \mathbf{t} \equiv \mathbf{e}_3.$$

Представление оператора Hamilton'a ∇

$$\begin{aligned} \nabla &= \mathbf{R}^i \frac{\partial}{\partial q^i} = \nabla_{\perp} + v^{-1} \mathbf{t} (\partial_s - \psi_t D), \quad \nabla_{\perp} \equiv \mathbf{e}_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\alpha}, \\ v &\equiv \mathbf{R}_{\partial 1} \times \mathbf{R}_{\partial 2} \cdot \mathbf{R}_{\partial 3} = \chi^{-1} + \mathbf{t} \cdot \psi_{\perp} \times \mathbf{x}, \quad D \equiv \mathbf{t} \cdot \mathbf{x} \times \nabla_{\perp}, \\ \psi_{\perp} + \psi_t \mathbf{t} &= \psi \end{aligned}$$

(смысл вектора ψ тот же как и в § 1).

Тензор напряжения Cauchy

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_{\perp} + \sigma_t \mathbf{t} \mathbf{t} + 2 \mathbf{t} \boldsymbol{\tau}_{\parallel}^S, \quad \boldsymbol{\tau}_{\perp} \equiv \tau_{\alpha\beta} e_{\alpha} e_{\beta}, \quad \boldsymbol{\tau}_{\parallel} \equiv \tau_{3\alpha} e_{\alpha}.$$

...

§ 16. Температурные деформации и напряжение

Прямой подход, очень эффективный для описания одномерных моделей Cosserat и Kirchhoff'a, для проблем термоупругости неприменим. Переход от трёхмерной модели к одномерной может быть реализован 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. Для этого нужно (§ 6.8) в принципе Lagrange'a минимума потенциальной энергии заменить потенциал $\Pi(\boldsymbol{\varepsilon})$ свободной энергией

...

Библиография

В отличие от других тем, стержни представлены в книгах очень скромно. Стиль изложения “сопротивления материалов” преобладает там, а более точные и совершенные подходы кажутся невозможными или ненужными большинству авторов.

Но было опубликовано много интересных статей, их обзоры представлены, например, у S. Antman'a [1], В. В. Елисеева [17] и А. А. Илюхина [?].

глава 10

ТОНКОСТЕННЫЕ СТЕРЖНИ

§ 1. Вариационный подход

В главе 9 были описаны стержни с массивными сечениями. Но широко используются и иные стержни — тонкостенные, с сечениями из узких полосок разных очертаний: уголок, Z-балка, швеллер (С-балка), двутавр, ... Если стержни похожи на линии, то в тонкостенном стержне само сечение тоже выглядит как линия. Три размера — толщина и длина сечения, а также длина стержня — имеют разные десятичные порядки.

Известны прикладные теории тонкостенных стержней, они описаны, например, в книгах ...

Есть также точная теория, основанная на асимптотическом расщеплении трёхмерной проблемы [17]. В итоге, сложный асимптотический анализ подтвердил большинство из гипотез прикладных теорий.

Как введение в механику тонкостенных стержней, вот следующая вариационная процедура сискажением (депланацией) поперечных сечений.

Рассмотрим простейший случай цилиндрического стержня с тонким односвязным сечением ([... рисунок ...](#)). Площадь сечения do , боковая поверхность свободна, нагрузка в объёме — \mathbf{f} , на торце $z=z_1$ известны поверхностные силы $\mathbf{p}(\mathbf{x})$ ($\mathbf{x}=x_\alpha e_\alpha$), торец $z=z_0$ закреплён.

...

§ 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

...

Поскольку рассматриваются поправочные члены асимптотических разложений

...

§ 5. Третий шаг

Внешнее разложение

Из системы

...

Внутреннее разложение около $s=s_0$

Как ужé отмечалось, внутренние разложения нужны для постановки краевых условий на концах

...

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. Смещения

Расписывая тензорное соотношение

...

§ 8. Результаты асимптотического анализа

Нахождение главных членов асимптотики напряжений и смещений для тонкостенных стержней оказалось намного сложнее, чем для массивных сечений. Дадим сводку полученных выше итоговых результатов.

Смещение:

$$\boldsymbol{u}_\perp = \lambda^{-4} (\boldsymbol{U}_\perp(z) + \theta(z) \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{r}) + \infty^{-1}(\lambda^{-3}), \quad (8.1)$$

$$u_{[z]} = \lambda^{-3} (-\dot{\boldsymbol{U}}_\perp \cdot \boldsymbol{r} + \dot{\theta}\omega(s) + U_z(z)) + \infty^{-1}(\lambda^{-2}). \quad (8.2)$$

Напряжения:

...

Библиография

Помимо книг В. З. Власов'а [8], Г. Ю. Джанелидзе и Я. Г. Пановко [15], отметим статью Я. Г. Пановко и Е. А. Бейлина [41].

Материал этой главы содержится в диссертации Владимира В. Елисеева [17], там также есть обширный список статей на тему тонкостенных стержней.

глава 11

ОБОЛОЧКИ И ПЛАСТИНЫ

§ 1. Геометрия поверхности

Поверхность описывается функцией (морфизмом)

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}(q^\alpha), \quad \alpha = 1, 2 \quad (1.1)$$

двух взаимно независимых переменных параметров (координат) q^α , тогда \mathbf{r} — вектор положения (вектор-радиус) точек поверхности.

Примеры

- ✓ линейное отображение есть плоскость $\mathbf{r}(a, b) = a\mathbf{e}_1 + b(\mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3)$
- ✓ геликоид $\mathbf{r}(u, v) = u \sin v \mathbf{e}_1 + u \cos v \mathbf{e}_2 + v \mathbf{e}_3$
- ✓ конус $\mathbf{r}(u, v) = u \sin v \mathbf{e}_1 + u \cos v \mathbf{e}_2 + u \mathbf{e}_3$
- ✓ цилиндр радиуса $r = \text{constant}$
$$\mathbf{r}(u, v) = r(\cos u \mathbf{e}_1 + \sin u \mathbf{e}_2) + v \mathbf{e}_3$$
- ✓ тор вращения с радиусами r и R
$$\mathbf{r}(p, q) = \mathbf{e}_1(r \cos p + R) \cos q + \mathbf{e}_2(r \cos p + R) \sin q + \mathbf{e}_3 r \sin p$$
- ✓ 2-сфера — тор с $R = 0$
$$\mathbf{r}(p, q) = r(\cos p \cos q \mathbf{e}_1 + \cos p \sin q \mathbf{e}_2 + \sin p \mathbf{e}_3)$$
- ✓ параболоид $\mathbf{r}(u, v) = u \mathbf{e}_1 + v \mathbf{e}_2 + (u^2 + v^2) \mathbf{e}_3$ или цилиндрической параметризацией $\mathbf{r}(\rho, \vartheta) = \rho \cos \vartheta \mathbf{e}_1 + \rho \sin \vartheta \mathbf{e}_2 + \rho^2 \mathbf{e}_3$ для параболоида вращения.

Непрерывное изменение первой координаты q^1 , пока вторая $q^2 = u^* = \text{constant}$ “заморожена”, даёт координатную линию $\overset{(1)}{\mathbf{r}}(q^1) = \mathbf{r}(q^1, u^*)$. Пересечение двух координатных линий $q^1 = v^*$ и $q^2 = w^*$ однозначно определяет точку $\mathbf{r}(v^*, w^*)$ поверхности.

Векторы

$$\mathbf{r}_{\partial\alpha} \equiv \partial_\alpha \mathbf{r}, \quad \partial_\alpha \equiv \frac{\partial}{\partial q^\alpha} \quad (1.2)$$

касательны к координатным линиям. Если они линейно независимы (то есть $\mathbf{r}_{\partial 1} \times \mathbf{r}_{\partial 2} \neq \mathbf{0}$)*, они составляют локальный базис для представления любого вектора $\overset{(2)}{\mathbf{v}}$ в касательной плоскости как линейной комбинации

$$\begin{aligned}\overset{(2)}{\mathbf{v}} &= v^\alpha \mathbf{r}_{\partial \alpha} = v_\alpha \mathbf{r}^\alpha, \\ v^\alpha &= \overset{(2)}{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{r}^\alpha, \quad v_\alpha = \overset{(2)}{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{r}_{\partial \alpha}, \quad \mathbf{r}^\alpha \cdot \mathbf{r}_{\partial \beta} = \delta_\beta^\alpha.\end{aligned}\quad (1.3)$$

Здесь \mathbf{r}^α — локальный взаимный базис в (ко)касательной плоскости.

Поле единичных нормальных векторов $\mathbf{n}(q^\alpha)$ добавляет в каждой точке поверхности ($\forall \mathbf{r}(q^\alpha) \Leftrightarrow \forall q^\alpha$) единичную** нормаль

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}_{\partial 1} \times \mathbf{r}_{\partial 2}}{\|\mathbf{r}_{\partial 1} \times \mathbf{r}_{\partial 2}\|}. \quad (1.4)$$

В несингулярных точках, три вектора $\mathbf{r}_{\partial 1}$, $\mathbf{r}_{\partial 2}$ и \mathbf{n} могут быть взяты как базис для всего трёхмерного пространства, давая разложение для любого вектора и любого тензора, например $\overset{(3)}{\mathbf{u}} = u^\alpha \mathbf{r}_{\partial \alpha} + u^n \mathbf{n}$.

$$u^n = u_n$$

для 2-сферы единичного радиуса

$$\mathbf{r}_{\partial p} \times \mathbf{r}_{\partial q} = -\det \begin{bmatrix} -\sin p \cos q & \mathbf{e}_1 & -\cos p \sin q \\ -\sin p \sin q & \mathbf{e}_2 & \cos p \cos q \\ \cos p & \mathbf{e}_3 & 0 \end{bmatrix} = \dots$$

Бивалентные единичные (“метрические”) тензоры, \mathbf{E} в пространстве и \mathbf{I} в касательной плоскости

$$\mathbf{E} = \mathbf{I} + \mathbf{n} \mathbf{n}, \quad \mathbf{I} \equiv \mathbf{E} - \mathbf{n} \mathbf{n} = \mathbf{r}_{\partial \alpha} \mathbf{r}^\alpha = \mathbf{r}^\alpha \mathbf{r}_{\partial \alpha}.$$

* Иногда где-нибудь — в так называемых сингулярных точках — это не так. Как пример, для 2-сферы единичного радиуса

$$\mathbf{r}(p, q) = \cos p \cos q \mathbf{e}_1 + \cos p \sin q \mathbf{e}_2 + \sin p \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{r}_{\partial p} = \partial_p \mathbf{r} = -\sin p \cos q \mathbf{e}_1 - \sin p \sin q \mathbf{e}_2 + \cos p \mathbf{e}_3,$$

$$\mathbf{r}_{\partial q} = \partial_q \mathbf{r} = -\cos p \sin q \mathbf{e}_1 + \cos p \cos q \mathbf{e}_2 + 0 \mathbf{e}_3,$$

полюс $p = \pm \frac{\pi}{2}$ — сингулярная точка: $\mathbf{r}_{\partial q}|_{p=\pm \pi/2} = \mathbf{0}$.

** $\|\mathbf{a}\| \equiv \sqrt{\mathbf{a} \cdot \mathbf{a}}$ — длина вектора \mathbf{a} .

Представление вектора положения $\overset{(3)}{\boldsymbol{n}}$ для любой точки пространства на расстоянии h от поверхности ($\partial_\alpha h = 0$)

$$\overset{(3)}{\boldsymbol{n}}(q^\alpha, h) = \boldsymbol{r}(q^\alpha) + h \boldsymbol{n}(q^\alpha) \quad (1.5)$$

даёт локальный базис в касательном пространстве

$$\begin{aligned} \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}_{\partial n} &= \boldsymbol{n} = \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}^n, \\ \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}_{\partial\alpha} &\equiv \partial_\alpha \overset{(3)}{\boldsymbol{n}} = \partial_\alpha \boldsymbol{r} + h \partial_\alpha \boldsymbol{n} = \boldsymbol{r}_{\partial\alpha} + h \boldsymbol{r}_{\partial\alpha} \cdot \boldsymbol{r}^\beta \partial_\beta \boldsymbol{n}. \end{aligned}$$

...

дифференциальный оператор “набла”

$$\text{в пространстве } \boldsymbol{\nabla} \equiv \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}^i \partial_i$$

$$\text{в касательной плоскости } \overset{(2)}{\boldsymbol{\nabla}} \equiv \boldsymbol{r}^\alpha \partial_\alpha$$

...

$$\overset{(3)}{\boldsymbol{n}}_{\partial\alpha} = \boldsymbol{r}_{\partial\alpha} \cdot \left(\boldsymbol{r}^\beta \boldsymbol{r}_{\partial\beta} + h \boldsymbol{r}^\beta \partial_\beta \boldsymbol{n} \right) = \boldsymbol{r}_{\partial\alpha} \cdot \left(\boldsymbol{I} + h \overset{(2)}{\boldsymbol{\nabla}} \boldsymbol{n} \right) = \boldsymbol{r}_{\partial\alpha} \cdot \left(\boldsymbol{I} - {}^2\overset{(2)}{\boldsymbol{c}} h \right)$$

Двухкоординатный бивалентный тензор

$${}^2\overset{(2)}{\boldsymbol{c}} \equiv -\overset{(2)}{\boldsymbol{\nabla}} \boldsymbol{n} = -\boldsymbol{r}^\alpha \partial_\alpha \boldsymbol{n} \quad (1.6)$$

характеризует кривизну поверхности.

....

$$\text{кобазис } \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}^\alpha \cdot \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}_{\partial\beta} = \delta_\beta^\alpha, \quad \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}^i \cdot \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}_{\partial j} = \delta_j^i$$

$$\overset{(3)}{\boldsymbol{n}}^\alpha = \left(\boldsymbol{I} + h \overset{(2)}{\boldsymbol{\nabla}} \boldsymbol{n} \right)^{-1} \cdot \boldsymbol{r}^\alpha, \quad \overset{(3)}{\boldsymbol{n}}^n = \boldsymbol{n}$$

связь между $\boldsymbol{\nabla}$ и $\overset{(2)}{\boldsymbol{\nabla}}$

$$\boldsymbol{\nabla} = \left(\boldsymbol{I} + h \overset{(2)}{\boldsymbol{\nabla}} \boldsymbol{n} \right)^{-1} \cdot \overset{(2)}{\boldsymbol{\nabla}} + \boldsymbol{n} \partial_n$$

...

§ 2. Модель оболочки

Имея модели трёхмерного микрополярного континуума (гл. 5) и одномерных стержней (гл. 9, гл. 10), механику двумерных оболочек довольно легко описать.

Как геометрический объект, оболочка определяется своей срединной поверхностью и толщиной h , так что в (1.5)

$$-\frac{h}{2} \leq h \leq \frac{h}{2}.$$

...

§ 3. Баланс сил и моментов для оболочки

Когда $\delta u = \text{constant}$ и $\delta \varphi = \mathbf{0}$ (трансляция) ...

....

§ 4. Оболочки: Отношения упругости

Локальное соотношение (??) после вывода уравнений баланса ...

...

§ 5. Классическая теория оболочек

Вышеизложенная теория (напоминающая балку Тимошенко и континуумы Cosserat) рассматривает повороты φ независимо от смещений u . Но опыт подсказывает, что материальный элемент, нормальный к срединной поверхности до деформации, остаётся таким и после деформации (кинематическая гипотеза Kirchhoff'a). В классической теории Kirchhoff'a, Аrona и Love'a поле φ выражается через u , что в конце концов даёт свести всё к одному векторному уравнению для u .

Предположим, что в основе классической теории лежит внутренняя связь

...

§ 6. Оболочки: Пластина

Пластина есть простейший вид оболочки. Единичный перпендикуляр $\mathbf{n} = \mathbf{k}$ направлен по декартовой оси z , в качестве координат

...

...

§ 7. Оболочки: Подход с множителями Лагранжа

Уязвимым местом этого изложения теории оболочек являются формулы

...

§ 8. 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 тензорной 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 материальными поверхностям наиболее надёжным способом вывода граничных условий представляется вариационный. Исходим из вариационного уравнения:

...

§ 11. Оболочки вращения

Surface of revolution (reference surface of shell of revolution) is created by rotating a plane curve (the meridian, the generatrix) about a straight line in the plane of curve (an axis of rotation).

Разберёмся в геометрии поверхности вращения ([рисунок](#)). Меридиан можно задать зависимостью декартовых координат

...

§ 12. Безмоментная теория оболочек

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

Вышеизложенную безмоментную теорию оболочек возможно просто и корректно обобщить на нелинейную постановку. Материальная поверхность состоит из частиц

...

§14. Оболочки: Иной вариант классической теории

Выше при изложении моментной теории оболочки 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 ??](#)). В декартовых координатах x_1, x_2, z поперечная координата ...

...

В теории пластин рассматриваются двумерные задачи. Переход от трёхмерной задачи наиболее достоверен на путях асимптотики. Но логическая стройность и эффективность присуща и вариационному подходу, основанному на аппроксимации по толщине решения трёхмерной вариационной задачи. Самое же простое корректное изложение теории пластин характерно для прямого подхода к ним как материальными плоскостями.

...

§16. Модель пластины типа Тимошенко (прямой подход)

Пластина рассматривается как материальная плоскость, частицы которой

...

§17. Классическая теория пластин Kirchhoff'a

Принимается внутренняя связь

...

§ 18. Пластины: Асимптотическое сопоставление двумерных моделей

При малой толщине из теории типа Тимошенко следует классическая теория. Толщина λ определяется отношением жёсткостей. Перепишем

...

§ 19. Пластины: Вариационный переход от трёхмерной модели

Используя вариационные принципы Lagrange'a или Hellinger'a и Reissner'a с аппроксимацией решения по толщине, можно получить двумерные вариационные формулировки проблем. Из этих вариационных принципов вытекают и соотношения внутри области, и натуральные краевые условия.

Для примера вот модель типа Тимошенко с аппроксимацией смещений

...

...

Вариационные переходы могут быть легко обобщены для случаев температурных деформаций, неоднородности (гетерогенности) и анизотропии of the material, динамики. Преимущество принципа Hellinger'a–Reissner'a состоит в явном представлении напряжений. Зато принцип Лагранжа применён и к нелинейным задачам (в главе 3 описана трёхмерная постановка).

§ 20. Пластины: Расщепление трёхмерной задачи изгиба

Двумерная классическая теория изгиба пластин легко выводится из трёхмерной постановки с малым параметром. Представив радиус-вектор в объёме

...

§ 21. Круглые пластины

В качестве иллюстрации рассмотрим широко представленный в литературе вопрос об уравнениях теории Kirchhoff'a в полярных координатах.

...

§ 22. Пластины: Плоское напряжение

Это вторая из двух задач, о которых говорилось в § 15. Силы

...

Библиография

Теория оболочек изложена в монографиях А. Л. Гольденвейзера [9], В. В. Новожилова [40], А. И. Лурье [30], В. С. Черниной [?] и ряде других. Достоинства этих книг перекрывают неразвитость формального аппарата. Переход от трёхмерной модели оболочки к двумерной рассмотрен у ...

...

Техническая теория изгиба пластин изложена ...

...

глава 12

КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ

§ 1. Вибрации трёхмерных тел

Динамическая задача классической линейной упругости есть

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \sigma + f &= \rho \ddot{u}, \quad \sigma = {}^4A \cdot \nabla u, \\ u|_{o_1} &= \mathbf{0}, \quad n \cdot \sigma|_{o_2} = p, \\ u|_{t=0} &= u^\circ, \quad \dot{u}|_{t=0} = \dot{u}^\circ. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Согласно общей теории ([§ 2.6](#)), мы начинаем с анализа гармоник (ортогональных колебаний):

$$f = \mathbf{0}, \quad p = \mathbf{0}, \quad u(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) \sin \omega t,$$

$$\nabla \cdot ({}^4A \cdot \nabla U) + \rho \omega^2 U = \mathbf{0}. \tag{1.2}$$

Если однородная задача имеет нетривиальное решение, то значения ω это натуральные резонансные частоты, а $U(\mathbf{r})$ — ортогональные (нормальные) “моды”.

Независимое от времени уравнение ([1.2](#)) выглядит как уравнение линейной эластостатики ([6.1, § 4.6](#)), когда объемная нагрузка равна $\omega^2 \rho U$. Поверхностная нагрузка на o_2 равна нулю. Тождество Clapeyron'a ([5.1, § 4.5](#)) даёт

$$\omega^2 \int_V \rho U \cdot U dV = 2 \int_V \Pi(\nabla U^S) dV. \tag{1.3}$$

Это также значит, что $\omega^2 \geq 0$, и $= 0$ только если континуум движется (с U) как жёсткое целое. Когда даже малая часть поверхности закреплена, тогда все $\omega_i > 0$.

И тут мы предполагаем, что ω^2 и U это вещественные числа. Это может быть доказано “от противного”. Если $\Im \omega^2 \neq 0$, то сопряжённая частота $\bar{\omega}^2$ — тоже часть спектра колебания, и “мода” \bar{U} для этой частоты имеет сопряжённые компоненты. Используя далее теорему о взаимности работ (5.3, § 4.5) для U и \bar{U} , мы имеем

$$\omega^2 \int_V \rho U \cdot \bar{U} dV = \bar{\omega}^2 \int_V \rho \bar{U} \cdot U dV \Rightarrow \omega^2 = \bar{\omega}^2 \Rightarrow \Im \omega^2 = 0.$$

...

Однако, яркая картина с разложением по модам малопригодна для практических расчётов колебаний (вибраций) трёхмерного упругого тела. Причина — густота спектра, вынужденные колебания возбуждают много мод. Когда плотность собственных частот высокая, даже малое трение качественно меняет резонансную кривую. Демпфирование (уменьшение амплитуд) в реальных телах тоже важно. Вдобавок, волновая природа нестационарных процессов мешает просто перенести теорию колебаний дискретных систем на континuum: в случае внезапного локального возбуждения корректнее рассматривать волны вместо наложения мод.

Путь от непрерывной динамической модели к дискретной проходит через вариационный подход.

$$\int_V ((f - \rho \ddot{u}) \cdot \delta u - \sigma \cdot \delta \varepsilon) dV + \int_{\partial_2} p \cdot \delta u do = 0. \quad (1.4)$$

Это принцип виртуальной работы с силами инерции. Разыскивая приближённое решение в рядах

$$u(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=1}^N \alpha_k(t) \varphi_k(\mathbf{r}),$$

где φ_k даются $(\varphi_k|_{\partial_1} = \mathbf{0})$, а $\alpha_k(t)$ варьируются. Решение???? — система обыкновенных уравнений

....

Вместо принципа виртуальной работы (1.4), смешанная формуллизовка Hellinger'a–Reissner'a с независимой аппроксимацией напряжений может быть применена.

В динамической теории упругости часто применяется интегральное преобразование Laplace'a. Для тел простой формы иногда возможно найти аналитическое решение в трансформах. Оригинал может быть найден численным обращением, но иногда возможно взять интеграл Riemann'a–Mellin'a*, используя “метод перевала” (или “метод крутых спусков”) с деформацией контура в комплексной плоскости [46, 68].

§ 2. Вибрации стержней

В линейной динамике стержней мы имеем следующую систему для сил \mathbf{Q} , пар сил (моментов) \mathbf{M} , смещений \mathbf{u} и поворотов $\boldsymbol{\theta}$ (§ 9.10):

$$\mathbf{Q}' + \mathbf{q} = \rho(\ddot{\mathbf{u}} + \ddot{\boldsymbol{\theta}} \times \boldsymbol{\varepsilon}), \quad M' + r' \times \mathbf{Q} + \mathbf{m} = \mathbf{J} \cdot \ddot{\boldsymbol{\theta}} + \rho \boldsymbol{\varepsilon} \times \ddot{\mathbf{u}}, \quad (2.1)$$

$$\dots \quad (2.2)$$

...

§ 3. Малые возмущения параметров

С малыми возмущениями массы и жёсткости, рассмотрим задачу об определении собственных частот и форм:

$$\begin{aligned} (C_{ij} - \omega^2 A_{ij}) U_j &= 0, \\ C_{ij} = C_{ij}^{(0)} + \chi C_{ij}^{(1)}, \quad A_{ij} = A_{ij}^{(0)} + \chi A_{ij}^{(1)}, \quad \chi \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Находя решение в виде

$$\omega = \omega^{(0)} + \chi \omega^{(1)} + \dots, \quad U_j = U_j^{(0)} + \chi U_j^{(1)} + \dots,$$

получаем последовательность задач

* Интеграл Riemann'a–Mellin'a делает обратное преобразование Laplace'a $F(s) \mapsto f(t)$.

...

§ 4. Вибрации оболочек

Динамика оболочек рассматривалась многими

...

§ 5. Волны в упругом континууме

Рассмотрим линейные уравнения динамики однородной изотропной среды без объёмных сил

...

§ 6. Волны в стержне

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 упругости представлены в книгах Л. И. Слепяна [68] и В. Б. Поручикова [46]. О малых линейных колебаниях (вибрациях) написано у С. П. Тимошенко, Д. Н. Young'a и W. Weaver'a [60], И. М. Бабакова [61], В. Л. Бидермана [62], В. Т. Гринченко и В. В. Мелешко [64]. Асимптотические проблемы колебаний оболочек освещены у ...

глава 13

УСТОЙЧИВОСТЬ

§1. Разные подходы к проблеме устойчивости

Есть весьма развитая теория устойчивости по Александру Ляпунову. Она смотрит на динамику малых отклонений и говорит, что если начальные отклонения (для примера, от равновесия) были “довольно близкие (малые)”, и они не растут как-либо в дальнейшем, оставаясь “довольно близкими” навсегда, то процесс устойчив. Такой **динамический подход** к проблеме устойчивости, и этот подход самый обоснованный.

Однако, для задач об устойчивости равновесия нашёл большую популярность другой подход. Он называется **статическим подходом**, и широко известен под именем Leonhard'a Euler'a. Когда уравнения статики дают нетривиальное решение для малых возмущений-смещений, тогда значения параметров предполагаются “критическими”. Другими словами, если есть не изолированное равновесие*, то оно считается “критическим”. С этим подходом достаточно решить проблему собственных чисел.

Существуют и другие подходы. Один из них — **метод несовершенств**: если малые случайные изменения начального облика, жёсткостей, нагрузок и других переменных вызывают лишь малое изменение деформированной конфигурации, то это равновесие устойчиво. Или **энергетический подход**: когда потеря устойчивости становится энергетически выгодной, то есть когда она ведёт к уменьшению энергии, тогда такая потеря устойчивости действительно случается.

* “не изолированное” значит, что в одно и то же время появляется много возможных смежных форм одного и того же равновесия.

Упомянутые подходы рисуют пёструю картину. Но её довольно просто визуализировать для модели с конечным числом степеней свободы.

Весьма абстрактны и универсальны уравнения Lagrange'a

$$A_{jk} \ddot{q}_k = Q_j(q_k, p). \quad (1.1)$$

Тут q_k — обобщённые координаты, Q_j — обобщённые силы,

...

.....

§ 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 в процессе деформирования. Ведь в уравнения входит вариация (*of what?*) δq , она равна нулю лишь для “мёртвых” нагрузок. Распространены “следящие” нагрузки, которые меняются определённым путём вместе с отклонениями (смещениями) частиц.

Статический подход Euler'a к проблеме устойчивости

...

§ 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 ...

§ 1. Дислокации Вольтерры

Рассмотрим классическую линейную трёхмерную упругую среду (гл. 4). Как показано в § 4.8, уравнение совместности деформаций

...

§ 2. Прямолинейные дислокации

Линия дислокации может быть любой кривой, замкнутой внутри тела или с концами на поверхности. Для дислокации случайной формы в неограниченной среде не так уж сложно получить подходящее решение [18]. Мы же ограничимся простейшим случаем прямолинейной дислокации. Ищется решение

...

§ 3. Действие поля напряжений на дислокацию

Рассмотрим среду, содержащую внутри себя дислокацию с замкнутой линией C . Тело нагружено объёмными v и поверхностными p силами. Обозначим

...

§ 4. О движении дислокаций

Рассмотрим это явление, следуя [24]. 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. Сила, действующая на точечный дефект

Дефект находится в континууме, нагруженном объёмными v 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 [50] 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 ??)

...

Библиография

Дислокации и точечные дефекты в линейно-упругих телах рассматривались многими авторами: John Eshelby [18], Roland deWit [14], Cristian Teodosiu [51], Alan Cottrell [24]. Теория собственных напряжений (eigenspannungen) объясняется Ekkehart'ом Kröner'ом в [25]. Расчёт напряжений при намотке катушки описан Richard Southwell'ом в своей книге [50].

глава 15

ТРЕЩИНЫ

§1. Традиционные критерии прочности

После определения напряжений в теле, как оценить прочность? Когда образец материала одноосно растягивается во время теста, то очевидно есть некий предел — “предел прочности” σ_* , выше которого материал разрушается. Так что для одноосного растяжения с напряжением σ , прочность мыслится достаточной, если $\sigma \leq \sigma_*/k$, где k есть так называемый коэффициент (фактор) запаса. Но такой подход не очень убедителен, потому что значения σ_* , полученные из опытов на одноосное растяжение, имеют большой разброс, а выбор коэффициента запаса порой бывает связан на бюрократии. Однако, такие взгляды на анализ прочности весьма широки распространены. Не критикуя, я упомяну самые популярные из них.

Критерий максимального главного напряжения : разрушение происходит, когда наибольшее собственное (“главное”) напряжение σ_1 достигает предела, $\sigma_1 = \sigma_*$. Но в случае одноосного сжатия с $\sigma_1 = 0$ эта гипотеза ложна.

Критерий максимального касательного напряжения (Tresca criterion) : разрушение случится, если $\sigma_1 - \sigma_3 = \sigma_*$ (σ_3 — наименьшее из собственных напряжений). Это более соответствует началу пластического течения.

Критерий максимального удлинения : наибольшее из собственных значений тензора деформации $\varepsilon_1 = \varepsilon_*$. Это приемлемо и для сжатия 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): $s \bullet s = 2\tau_*^2$, $s \equiv \boldsymbol{\tau} - \frac{1}{3}\mathbf{E} \operatorname{trace} \boldsymbol{\tau}$ (“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 внешнем крае. 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. Трещинодвижащая сила

Это едва ли не основное понятие механики трещин. Рассмотрим его, следуя

...

§ 5. Критерий роста трещины

Связанная с энергией \mathcal{E} трещинодвижащая сила F — не единственное воздействие на передний край трещины. Должна быть ещё некая сила сопротивления F_* ; рост трещины начинается, когда

...

§ 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.

Рассмотрим ещё один подход к задачам механики трещин, разработанный

...

§ 8. Модель Barenblatt'a

Неограниченный рост напряжения на краю трещины кажется конечно же сомнительным. Сингулярные решения желают поддержки какими-либо дополнительными рассуждениями или использованием иной модели. И такая поддержка была дана в работе

...

§ 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

...

* 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.

§ 11. Упругое поле перед движущейся трещиной

Рассматривая эту тему

...

§ 12. Баланс энергии для движущейся трещины

Уравнение баланса энергии в линейной теории ($\Pi = \frac{1}{2} \boldsymbol{\varepsilon} : \mathcal{A} : \boldsymbol{\varepsilon}$, $K = \frac{1}{2} \rho \dot{\boldsymbol{u}} \cdot \dot{\boldsymbol{u}}$):

$$\int_V (K + \Pi)^\bullet dV = \int_V \mathbf{f} \cdot \dot{\mathbf{u}} dV + \int_{\mathcal{O}} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}} d\mathcal{O}. \quad (12.1)$$

...

Библиография

Список книг по механике трещин ужё велик. В нём стбит отметить работы Л. М. Качанова [70], Н. Ф. Морозова [72], В. З. Партона и Е. М. Морозова [74], Г. П. Черепанова [76]. Обзор статей есть у ... Экспериментальные данные представлены, например, в [71].

глава 16

КОМПОЗИТЫ

Анизотропные материалы бывают либо естественные (природные, которые появились без участия человека) — кристаллы, либо сделанные человеком искусственные — композиты (композитные материалы, конструктивно (структурно) анизотропные материалы).

§ 1. Вводные размышления

Когда глина используется как строительный материал, в неё добавляют измельчённую солому. Работая с эпоксидной смолой, довольно практично смешать её (до отвердевания) с наполнителем, который может быть порошком, волокнами, кусочками ткани. Это были примеры композитов (композитных материалов, композитных смесей). Новые типы композитов применяются всё шире и шире, заменяя сталь, алюминиевые сплавы и другие популярные однородные материалы.

Композиты могут быть определены как микро-неоднородные материалы, где происходит некое осреднение вместе с новыми свойствами. “Обычная” механика континуумов применима, конечно же, и к композитным материалам тоже. Но едва ли возможно и абсурдно смоделировать каждый аспект композитного материала. Нужен новый подход, который будет иметь дело со сложностью структуры материала. Как для газа, когда вместо описания динамики отдельных молекул мы вводим параметры, такие как “давление”, “температура” и другие.

Механика однородного некомпозитного континуума рассматривает лишь одну “макроскопическую” длину ℓ , полагая что любые малые объёмы имеют те же свойства, как и объёмы конечные. Характерный размер там — это объём, делённый на площадь поверхности.

Для композита это иначе, тут у нас есть три диапазона длины : $\ell \gg \ell' \gg \ell_0$. Наибольший ℓ представляет макроскопические размеры тела. Наименьший ℓ_0 близок к размеру элементов структуры материала, например частиц порошка-наполнителя. Промежуточный диапазон ℓ' показывает размер так-называемого “представительного” объёма, “единичной ячейки” — того достаточно малого объёма, где специфические свойства этого композита становятся ощущимыми.

В композитах сложная проблема с неоднородным телом расщепляется на две : для тела как целого (макроуровень) и для “представительного” объёма (микроуровень). На макроуровне (диапазон ℓ) композит моделируется как однородная среда с “**эффективными** свойствами”, и “представительные” объёмы играют там роль частиц. На микроуровне (диапазон ℓ_0) поля очень неоднородны, но некое осреднение по “представительному” объёму ведёт на макроуровень. Сложная задача для композита как неоднородного тела расщепляется на две : для представительного объёма (микроуровень) и для тела в целом (макроуровень).

Эти (несколько размытые) мысли, однако, могут показаться не очень убедительными. Чтобы убедить больше, существует “теория случайных полей” : упругие модули исходной неоднородной среды — стационарные случайные* функции ${}^4\mathcal{A}(\mathbf{r})$

.....

Механика композитов появилась не очень давно, но она развивается довольно интенсивно. Из-за высокой трещиностойкости композитных материалов, самая широко исследуемая тема — механика трещин (разрушения) композитов.

* Стационарная случайная функция — это случайная функция, которая не меняет свои статистические свойства с течением времени.

§ 2. Эффективные поля

Любое поле u в композите обычно представляется как сумма $u = u^* + u'$, где u^* — некоторое сглаженное “эффективное” поле, а u' — быстро осциллирующая флюктуация. Часто предполагается

$$u^*(A) = \langle u \rangle \equiv \mathcal{V}^{-1} \int_{\mathcal{V}} u d\mathcal{V}, \quad (2.1)$$

где $\langle u \rangle$ есть среднее внутри представительного объёма с центром в точке A . Осреднение (2.1)

...

§ 3. Краевые задачи для представительного объёма

Как упругие модули определяются для однородной среды? Без реальной возможности получить отношение между σ и ϵ для точки бесконечно-малого размера, эксперименты с телами конечных объёмов проводятся под так называемым “однородным напряжением”— когда напряжение одно и то же в любой точке тела. В композитах роль точки играет “представительный” объём.

....

§ 4. Вилка Hill'a

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.]

The scale separation is motivated by the material properties, at both scales continuum mechanics models the underlying system. Such an approach uses energy equivalence at both scales as proposed in Hill (1972).

Hill R (1972) On constitutive macro-variables for heterogeneous solids at finite strain (pages 131–147)

For a composite material, at least two different materials with known material models and parameters, generate a homogenized material modeled

with a predetermined constitutive equation. Determination of material parameters of the homogenized material is a challenging task.

Отметив, что

...

§ 5. Формулы Eshelby

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

Выше 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 бесграничную 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 Хашин-Штрикмана

Hashin и 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.]

Hashin Z., Shtrikman S. (1962) On some variational principles in anisotropic and nonhomogeneous elasticity. Journal of the Mechanics and Physics of Solids 10(4): pages 335–342

Вилка Hill'a 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 [83].

Рассмотрим первую из двух задач для представительного объёма

....

Библиография

Книги R. Christensen'a [77] и Б. Победри [79] содержат и основы механики композитов, и проблемы, которые остаются актуальными. Самый требовательный читатель высоко оценит монографию Т. Шермергера [83]. Среди всего многообразия публикаций по механике трещин (разрушения) композитов стоит выделить книгу Г. Черепанова [82].

глава 17

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОМПОЗИТЫ

Периодический композит сделан из повторения, конечного или бесконечного, единичной ячейки.

§1. Одномерная задача

B одномерной задаче статики, уравнение
...

§ 2. Трёхмерный континуум

Из уравнений в смещениях (...),

....

§ 3. Волокнистая структура

В этом случае тензор ${}^4\mathcal{A}$ постоянен вдоль оси

...

§ 4. Статика периодического стержня

В уравнениях линейной статики стержня (...)

.....

Библиография

Асимптотический метод, лежащий в основе этой главы, представлен с разной степенью математической скрупулёзности в книгах [80, 81, 78, 79].

глава 18

ВНЕ УПРУГОСТИ, ИЛИ ПЛАСТИЧНОСТЬ

Противоположность эластичности (упругости) — пластичность, то есть когда что-то деформируется, то оно остаётся деформированным после снятия стресса.

....

§ 1. Когда упругость исчёрпана

When elasticity is over

....

§ 2. Когда уходит энергия

Mechanical energy is lost whenever an object undergoes plastic deformation.

Энергия goes into changing the shape, and after all it stays changed.

....

Библиография

About some publications on plasticity

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. Издание 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. **Ахтырец Г. П., Короткин В. И.** Использование МКЭ при решении контактной задачи теории упругости с переменной зоной контакта // Известия северо-кавказского научного центра высшей школы (СКНЦ ВШ). Серия естественные науки. Ростов-на-Дону: Издательство РГУ, 1984. № 1. С. 38–42.
5. **Ахтырец Г. П., Короткин В. И.** К решению контактной задачи с помощью метода конечных элементов // Механика сплошной среды. Ростов-на-Дону: Издательство РГУ, 1988. С. 43–48.
6. **Бидерман В. Л.** Механика тонкостенных конструкций. М.: Машиностроение, 1977. 488 с.
7. **Вениамин И. Блох.** Теория упругости. Харьков: Издательство Харьковского Государственного Университета, 1964. 484 с.
8. **Власов В. З.** Тонкостенные упругие стержни. М.: Физматгиз, 1959. 568 с.
9. **Алексей Л. Гольденвейзер.** Теория упругих тонких оболочек. 2-е издание. «Наука», 1976. 512 с. *Translation: Alexey L. Goldenveizer. Theory of elastic thin shells.* Pergamon Press, 1961. 658 pages.
10. **Алексей Л. Гольденвейзер, Виктор Б. Лидский, Пётр Е. Товстик.** Свободные колебания тонких упругих оболочек. «Наука», 1979. 384 с.

11. **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.
12. **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.
13. **Александр Н. Гузь.** Устойчивость упругих тел при конечных деформациях. Киев: «Наукова думка», 1973. 271 с.
14. *Перевод: Де Вит Р.* Континуальная теория дисклинаций. «Мир», 1977. 208 с.
15. **Джанелидзе Г. Ю., Пановко Я. Г.** Статика упругих тонкостенных стержней. Л., М.: Гостехиздат, 1948. 208 с.
16. **Dorin Ieşan.** Classical and generalized models of elastic rods. 2nd edition. CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009. 369 pages
17. **Владимир В. Елисеев.** Одномерные и трёхмерные модели в механике упругих стержней. Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук. ЛГТУ, 1991. 300 с.
18. **Eshelby, John D.** The continuum theory of lattice defects // Solid State Physics, Academic Press, vol. 3, 1956, pp. 79–144. *Перевод: Эшеби Дж.* Континуальная теория дислокаций. М.: ИИЛ, 1963. 247 с.
19. **Журавлёв В. Ф.** Основы теоретической механики. 3-е издание, переработанное. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 304 с.
20. **Зубов Л. М.** Методы нелинейной теории упругости в теории оболочек. Изд-во Ростовского ун-та, 1982. 144 с.
21. **Кац, Арнольд М.** Теория упругости. 2-е издание, стереотипное. Санкт-Петербург: Издательство «Лань», 2002. 208 с.
22. **Ciarlet, Philippe G.** Mathematical elasticity. Volume 1 : Three-dimensional elasticity. Elsevier Science Publishers B.V., 1988. xlii + 452 pp. *Перевод: Филипп Съярле.* Математическая теория упругости. «Мир», 1992. 472 с.
23. **Cosserat E. et Cosserat F.** Théorie des corps déformables. Paris: A. Hermann et Fils, 1909. 226 p.
24. **Cottrell, Alan.** Theory of crystal dislocations. Gordon and Breach (Documents on Modern Physics), 1964. 94 p. *Перевод: Коттрел А.* Теория дислокаций. «Мир», 1969. 96 с.

25. **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.
26. **Augustus Edward Hough Love**. A treatise on the mathematical theory of elasticity. Volume I. Cambridge, 1892. 354 p. Volume II. Cambridge, 1893. 327 p. 4th edition. Cambridge, 1927. Dover, 1944. 643 p. *Перевод: Аугустус Ляв.* Математическая теория упругости. М.: ОНТИ, 1935. 674 с.
27. **Анатолий И. Лурье**. Нелинейная теория упругости. «Наука», 1980. 512 с. *Translation: Lurie, A. I. Nonlinear Theory of Elasticity: translated from the Russian by K. A. Lurie. Elsevier Science Publishers B.V., 1990.* 617 p.
28. **Анатолий И. Лурье**. Теория упругости. «Наука», 1970. 940 с. *Translation: Lurie, A. I. Theory of Elasticity (translated by A. Belyaev). Springer-Verlag, 2005.* 1050 p.
29. **Анатолий И. Лурье**. Пространственные задачи теории упругости. М.: Гостехиздат, 1955. 492 с.
30. **Анатолий И. Лурье**. Статика тонкостенных упругих оболочек. М., Л.: Гостехиздат, 1947. 252 с.
31. **George E. Mase**. Schaum's outline of theory and problems of continuum mechanics (Schaum's outline series). McGraw-Hill, 1970. 221 p. *Перевод: Джордж Мейз.* Теория и задачи механики сплошных сред. Издание 3-е. URSS, 2010. 320 с.
32. **Ernst Melan, Heinz Parkus**. Wärmespannungen infolge stationärer Temperaturfelder. Wein, Springer-Verlag, 1953. 114 Seiten. *Перевод: Мелан Э., Паркус Г.* Термоупругие напряжения, вызываемые стационарными температурными полями. М.: Физматгиз, 1958. 167 с.
33. **Меркин Д. Р.** Введение в механику гибкой нити. «Наука», 1980. 240 с.
34. **Меркин Д. Р.** Введение в теорию устойчивости движения. 3-е издание. «Наука», 1987. 304 с.

35. **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: Сборник переводов и обзоров иностранной периодической литературы. «Мир», 1964. № 4 (86). С. 80–114.
36. **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.
37. **Witold Nowacki.** Dynamiczne zagadnienia termosprężystości. Warszawa: Państwowe wydawnictwo naukowe, 1966. 366 stron. *Translation: Nowacki, Witold.* Dynamic problems of thermoelasticity. Leyden: Noordhoff international publishing, 1975. 436 pages. *Перевод: Витольд Новацкий.* Динамические задачи термоупругости. «Мир», 1970. 256 с.
38. **Witold Nowacki.** Teoria sprężystości. Warszawa: Państwowe wydawnictwo naukowe, 1970. 769 stron. *Перевод: Новацкий Витольд.* Теория упругости. «Мир», 1975. 872 с.
39. **Witold Nowacki.** Efekty elektromagnetyczne w stałych ciałach odkształcalnych. Państwowe wydawnictwo naukowe, 1983. 147 stron. *Перевод: Новацкий В.* Электромагнитные эффекты в твёрдых телах. «Мир», 1986. 160 с.
40. **Новожилов В. В.** Теория тонких оболочек. 2-е издание. Л.: Судпромгиз, 1962. 431 с.
41. **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.
42. **Пановко Я. Г., Губанова И. И.** Устойчивость и колебания упругих систем. Современные концепции, парадоксы и ошибки. 4-е издание. «Наука», 1987. 352 с.
43. **Heinz Parkus.** Instationäre Wärmespannungen. Springer-Verlag, 1959. 176 Seiten. *Перевод: Паркус Г.* Неустановившиеся температурные напряжения. М.: Физматгиз, 1963. 252 с.
44. **Партон Владимир З., Кудрявцев Борис А.** Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводных тел. «Наука», 1988. 472 с.

45. **Подстригач Я. С., Бурак Я. И., Кондрат В. Ф.** Магнитотермоупругость электропроводных тел. Киев: Наукова думка, 1982. 296 с.
46. **Поручиков В. Б.** Методы динамической теории упругости. «Наука», 1986. 328 с.
47. **Юрий Н. Работнов.** Механика деформируемого твёрдого тела. 2-е издание. «Наука», 1988. Издание 3-е. URSS, 2019. 712 с.
48. **Adhémar Jean Claude Barré de Saint-Venant.** De la torsion des prismes, avec des considérations sur leur flexion ainsi que sur l'équilibre des solides élastiques en général, et des formules pratiques pour le calcul de leur résistance à divers efforts s'exerçant simultanément. Extrait du tome xiv des mémoires présentés par divers savants à l'académie des sciences. Imprimerie Impériale, Paris, M DCCC LV (1855). 332 pages. *Перевод на русский язык: Сен-Венан Б.* Мемуар о кручении призм. Мемуар об изгибе призм. М.: Физматгиз, 1961. 518 страниц.
49. **Adhémar Jean Claude Barré de Saint-Venant.** Mémoire sur la flexion des prismes, sur les glissements transversaux et longitudinaux qui l'accompagnent lorsqu'elle ne s'opère pas uniformément ou en arc de cercle, et sur la forme courbe affectée alors par leurs sections transversales primitivement planes. Journal de mathématiques pures et appliquées, publié par Joseph Liouville. 2me serie, tome 1, année 1856. Pages 89 à 189. *Перевод на русский язык: Сен-Венан Б.* Мемуар о кручении призм. Мемуар об изгибе призм. М.: Физматгиз, 1961. 518 страниц.
50. **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.
51. **Cristian Teodosiu.** Elastic models of crystal defects. Springer-Verlag, 1982. 336 pages. *Перевод: Теодосиу К.* Упругие модели дефектов в кристаллах. «Мир», 1985. 352 с.
52. **Тимошенко Степан П.** Устойчивость стержней, пластин и оболочек. «Наука», 1971. 808 с.
53. **Тимошенко Степан П., Войновский-Кригер С.** Пластинки и оболочки. «Наука», 1966. 635 с.
54. **Stephen P. Timoshenko and James N. Goodier.** Theory of Elasticity. 2nd edition. McGraw-Hill, 1951. 506 pages. 3rd edition. McGraw-Hill, 1970. 567 pages. *Перевод: Тимошенко Степан П., Джеймс Гудьеर.* Теория упругости. 2-е издание. «Наука», 1979. 560 с.

55. **Truesdell, Clifford A.** A first course in rational continuum mechanics. Volume 1: General concepts. 2nd edition. Academic Press, 1991. 391 pages. *Перевод: Трудсделл К.* Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. «Мир», 1975. 592 с.
56. **Феодосьев В. И.** Десять лекций-бесед по сопротивлению материалов. 2-е издание. «Наука», 1975. 173 с.
57. *Перевод: Циглер Г.* Основы теории устойчивости конструкций. «Мир», 1971. 192 с.
58. **Черных К. Ф.** Введение в анизотропную упругость. «Наука», 1988. 192 с.
59. **Черных К. Ф.** Нелинейная теория упругости в машиностроительных расчетах. Л.: Машиностроение, 1986. 336 с.

Колебания и волны

60. **Timoshenko, Stephen P.; Young, Donovan H.; William Weaver, jr.** Vibration problems in engineering. 5th edition. John Wiley & Sons, 1990. 624 pages. *Перевод: Тимошенко Степан П., Янг Донован Х., Уильям Уивер.* Колебания в инженерном деле. М.: Машиностроение, 1985. 472 с.
61. **Бабаков И. М.** Теория колебаний. 4-е издание. «Дрофа», 2004. 592 с.
62. **Бидерман В. Л.** Теория механических колебаний. М.: Высшая школа, 1980. 408 с.
63. **Болотин В. В.** Случайные колебания упругих систем. «Наука», 1979. 336 с.
64. **Гринченко В. Т., Мелешко В. В.** Гармонические колебания и волны в упругих телах. Киев: Наукова думка, 1981. 284 с.
65. **Whitham, Gerald B.** Linear and nonlinear waves. John Wiley & Sons, 1974. 636 pages. *Перевод: Уизем Дж.* Линейные и нелинейные волны. «Мир», 1977. 624 с.
66. **Kolsky, Herbert.** Stress waves in solids. Oxford, Clarendon Press, 1953. 211 p. 2nd edition. Dover Publications, 2012. 224 p. *Перевод: Кольский Г.* Волны напряжения в твёрдых телах. М.: ИИЛ, 1955. 192 с.
67. **Энгельбрехт Ю. К., Нигул У. К.** Нелинейные волны деформации. «Наука», 1981. 256 с.
68. **Слепян Л. И.** Нестационарные упругие волны. Л.: Судостроение, 1972. 376 с.

69. 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.

Механика трещин (разрушения)

70. Качанов Л. М. Основы механики разрушения. «Наука», 1974. 312 с.
71. Керштейн И. М., Клюшников В. Д., Ломакин Е. В., Шестериков С. А. Основы экспериментальной механики разрушения. Изд-во МГУ, 1989. 140 с.
72. Морозов Н. Ф. Математические вопросы теории трещин. «Наука», 1984. 256 с.
73. Парトン Владимир З. Механика разрушения: от теории к практике. «Наука», 1990. 240 с.
74. Парトン Владимир З., Морозов Евгений М. Механика упругопластического разрушения. 2-е издание. «Наука», 1985. 504 с.
75. Перевод: Хеллан К. Введение в механику разрушения. «Мир», 1988. 364 с.
76. Геннадий П. Черепанов. Механика хрупкого разрушения. «Наука», 1974. 640 с.

Композиты

77. Christensen, Richard M. Mechanics of composite materials. New York: Wiley, 1979. 348 p. Перевод: Кристенсен Р. Введение в механику композитов. «Мир», 1982. 336 с.
78. Кравчук А. С., Майборода В. П., Уржумцев Ю. С. Механика полимерных и композиционных материалов. Экспериментальные и численные методы. «Наука», 1985. 304 с.
79. Борис Е. Победря. Механика композиционных материалов. Издательство Московского университета, 1984. 336 с.
80. Бахвалов Н. С., Панасенко Г. П. Осреднение процессов в периодических средах. Математические задачи механики композиционных материалов. «Наука», 1984. 352 с.
81. Bensoussan A., Lions J.-L., Papanicolaou G. Asymptotic analysis for periodic structures. Amsterdam: North-Holland, 1978. 700 p.
82. Геннадий П. Черепанов. Механика разрушения композиционных материалов. «Наука», 1983. 296 с.

83. Тимофей Д. Шермергор. Теория упругости микронеоднородных сред. «Наука», 1977. 400 с.

Метод конечных элементов

84. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация. «Мир», 1986. 318 с.
85. Шабров Н. Н. Метод конечных элементов в расчётах деталей тепловых двигателей. Л.: Машиностроение, 1983. 212 с.

Механика, термодинамика, электромагнетизм

86. 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.
87. 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.
88. Pars, Leopold A. A treatise on analytical dynamics. London: Heinemann, 1965. 641 pages. *Перевод:* Парс Л. А. Аналитическая динамика. «Наука», 1971. 636 с.
89. 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.
90. 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.
91. Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н. Классическая электродинамика. «Наука», 1985. 400 с.
92. Феликс Р. Гантмахер. Лекции по аналитической механике. Издание 2-е. «Наука», 1966. 300 с.
93. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Краткий курс теоретической физики. Книга 1. Механика. Электродинамика. «Наука», 1969. 271 с.
94. Лев Г. Лойцянский, Анатолий И. Лурье. Курс теоретической механики: В 2-х томах. «Дрофа», 2006. Том 1: Статика и кинематика. 9-е издание. 447 с. Том 2: Динамика. 7-е издание. 719 с.
95. Анатолий И. Лурье. Аналитическая механика. М.: Физматгиз, 1961. 824 с.

96. **Ольховский И. И.** Курс теоретической механики для физиков. 3-е издание. Изд-во МГУ, 1978. 575 с.
97. **Тамм И. Е.** Основы теории электричества. 11-е издание. М.: Физматлит, 2003. 616 с.

Тензоры и тензорное исчисление

98. **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.
99. **Димитриенко Ю. И.** Тензорное исчисление: Учебное пособие для вузов. М.: “Высшая школа”, 2001. 575 с.
100. **Рашевский П. К.** Риманова геометрия и тензорный анализ. Издание 3-е. «Наука», 1967. 664 с.
101. **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.
102. **Sokolnikoff, I. S.** Tensor analysis: Theory and applications to geometry and mechanics of continua. 2nd edition. John Wiley & Sons, 1965. 361 pages. *Перевод: Сокольников И. С.* Тензорный анализ (с приложениями к геометрии и механике сплошных сред). «Наука», 1971. 376 с.

Вариационные методы

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. Издание 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-VCH, 2004. 425 pages.
110. **Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А.** Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. «Наука», 1974. 504 с.
111. **Васильева А. Б., Бутузов В. Ф.** Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990. 208 с.
112. **Зино И. Е., Тропп Э. А.** Асимптотические методы в задачах теории теплопроводности и термоупругости. Изд-во ЛГУ, 1978. 224 с.
113. **Моисеев Н. Н.** Асимптотические методы нелинейной механики. 2-е издание. «Наука», 1981. 400 с.
114. **Товстик П. Е.** Устойчивость тонких оболочек: асимптотические методы. «Наука», 1995. 319 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. Издание 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 издание. «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. **Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.** Методы теории функций комплексного переменного. 4-е издание. «Наука», 1973. 736 с.
120. **Погорелов А. В.** Дифференциальная геометрия. Издание 6-е. «Наука», 1974. 176 с.