

MA E_χ 02

isagila

Собрано 18.06.2023 в 12:18



Содержание

1. Интегрирование функции одной переменной	3
1.1. Определение и свойства неопределенного интеграла.	3
1.2. Замена переменной в неопределенном интеграле. Интегрирование по частям.	3
1.3. Интегрирование рациональных функций (общая схема). Разложение дроби на простейшие.	4
1.4. Интегрирование рациональных функций. Интегрирование простейших дробей 1,2,3.	5
1.5. Интегрирование тригонометрических функций. Универсальная тригонометрическая подстановка.	6
1.6. Интегрирование тригонометрических функций вида $R(\sin^m x, \cos^n x)$, $R(\sin mx, \cos nx)$	6
1.7. Интегрирование некоторых иррациональных функций, метод тригонометрической подстановки.	7
1.8. Определенный интеграл. Определение, свойства линейности и аддитивности.	7
1.9. Геометрический смысл определенного интеграла. Оценка определенного интеграла. Теорема о среднем.	8
1.10. Интеграл с переменным верхним пределом. Теорема Барроу.	9
1.11. Вычисление определенного интеграла. Формула Ньютона-Лейбница.	10
1.12. Замена переменной в определенном интеграле. Интегрирование по частям.	10
1.13. Приложения определенного интеграла: вычисление площадей в декартовых координатах.	11
1.14. Приложения определенного интеграла: вычисление площади криволинейного сектора в полярных координатах.	11
1.15. Приложения определенного интеграла: вычисление длины дуги кривой (вывод формулы).	12
1.16. Приложения определенного интеграла: вычисление длины дуги кривой, заданной параметрически.	12
1.17. Приложения определенного интеграла: вычисление объемов тел с известными площадями сечений и тел вращения.	13
1.18. Несобственные интегралы 1-го рода (на неограниченном промежутке). Определение и свойства.	13
1.19. Вычисление несобственного интеграла 1-го рода: формула Ньютона-Лейбница, интегрирование по частям, замена переменной.	14
1.20. Несобственные интегралы 2-го рода (от неограниченной функции). Определение, вычисление и свойства.	14
1.21. Признаки сходимости несобственных интегралов: первый признак сравнения (в неравенствах).	14
1.22. Признаки сходимости несобственных интегралов: второй признак сравнения (предельный).	15
1.23. Признаки сходимости несобственных интегралов: теорема об абсолютной сходимости. Понятие условной сходимости.	15
1.24. Сходимость интегралов 1-го и 2-го рода от степенных функций.	16
2. Интегрирование функции нескольких переменных	18
2.1. Двойной интеграл. Определение и свойства.	18
2.2. Вычисление двойного интеграла. Кратный интеграл.	19
2.3. Определение и вычисление тройного интеграла.	19
2.4. Криволинейные координаты.	20
2.5. Замена переменных в двойном и тройном интегралах. Якобиан.	20
2.6. Криволинейный интеграл 1-го рода: определение, свойства, вычисление, геометрический и физический смысл.	21
2.7. Криволинейный интеграл 2-го рода как работа силы вдоль пути. Определение, вычисление и свойства.	22
2.8. Криволинейные интегралы 1-го и 2-го рода: формула связи.	22
2.9. Теорема (формула) Грина.	23
2.10. Интегралы, не зависящие от пути интегрирования. Теорема о независимости интеграла от пути, равносильность I, II, III утверждений.	23
2.11. Интегралы, не зависящие от пути интегрирования. Теорема о независимости интеграла от пути, равносильность III, IV утверждений.	25
2.12. Следствие теоремы о независимости от пути (формула Ньютона-Лейбница).	25
2.13. Поверхностный интеграл 1-го рода: определение, свойства, вычисление, геометрический и физический смысл.	26
2.14. Поверхностный интеграл 2-го рода как поток жидкости через поверхность.	26
2.15. Связь между поверхностными интегралами 1-го и 2-го рода.	28
2.16. Поверхностный интеграл 2-го рода: математическое определение, вычисление, свойства.	28
2.17. Теорема Гаусса-Остроградского.	28
2.18. Теорема Стокса.	29
2.19. Скалярное и векторное поля: определения, геометрические характеристики. Дифференциальные и интегральные характеристики полей (определения).	30
2.20. Виды векторных полей и их свойства (теоремы о поле градиента и поле вихря).	31
2.21. Механический смысл потока и дивергенции.	32
2.22. Механический смысл вихря и циркуляции.	33
2.23. Векторная запись теорем теории поля и их механический смысл.	33

1. Интегрирование функции одной переменной

1.1. Определение и свойства неопределенного интеграла.

Def 1.1.1. Кусочная дифференцируемая функция $F(x)$ называется первообразной для функции $f(x)$, если $F'(x) = f(x)$.

Теорема 1.1.2. Разность двух первообразных для одной и той же функции — константа.

Доказательство. Пусть дана функция $f(x)$ и две её первообразные $F_1(x)$, $F_2(x)$. Обозначим их разность как $\varphi(x) = F_1(x) - F_2(x)$. Производная этой функции будет равна $\varphi'(x) = (F_1(x) - F_2(x))' = F_1'(x) - F_2'(x) = f(x) - f(x) = 0$.

Из множества дифференцируемости $F_1(x)$ и $F_2(x)$ выберем наименьшее и выделим в нем отрезок $[a; x]$. По т. Лагранжа:

$$\exists \xi \in (a; x): \varphi'(\xi) = \frac{\varphi(x) - \varphi(a)}{x - a}$$

Т.к. $\forall \xi: \varphi'(\xi) = 0$, то $\varphi(x) - \varphi(a) = 0$, т.е. $\varphi(x) = \varphi(a)$. Т.к. отрезок произвольный, то значения функции $\varphi(x)$ равны во всех точках, т.е. она константа. ■

Следствие 1.1.3. Первообразные для $f(x)$ составляют множество функций вида $\{F(x) + C \mid C \in \mathbb{R}\}$, где $F(x)$ это какая-либо первообразная.

Def 1.1.4. Семейство первообразных функции $f(x)$ называется неопределенным интегралом функции $f(x)$ по аргументу x .

Замечание 1.1.5. О существовании первообразной

Не для каждой функции существует первообразная, но для каждой непрерывной на отрезке. Даже если первообразная существует, то она не всегда выражается в элементарных функциях, например, $\int e^{-x^2} dx$.

Далее рассмотрим некоторые свойства неопределенного интеграла.

Lm 1.1.6.

$$\int dF(x) = F(x) + C$$

Доказательство.

$$dF(x) = F'(x)dx = f(x)dx \implies \int dF(x) = \int f(x)dx = F(x) + C$$

Lm 1.1.7.

$$\left(\int f(x)dx \right)' = f(x)$$

Доказательство.

$$\left(\int f(x)dx \right)' = (F(x) + C)' = F'(x) = f(x)$$

Lm 1.1.8. Линейность

$$\begin{aligned} \int \alpha f(x)dx &= \alpha \int f(x)dx \\ \int (f(x) + g(x))dx &= \int f(x)dx + \int g(x)dx \end{aligned}$$

Доказательство.

$$\int \alpha f(x)dx = \int d(\alpha F(x)) = \alpha F(x) + C$$

При первом переходе используется свойство линейности дифференциала, а при втором — 1.1.6. Доказательство для суммы функций аналогично. ■

1.2. Замена переменной в неопределенном интеграле. Интегрирование по частям.

Замечание 1.2.1. Интеграл сохраняет инвариантность своей формы, т.е.

$$\int f(\clubsuit)d\clubsuit = F(\clubsuit) + C$$

Теорема 1.2.2. О замене производной в неопределенном интеграле

Если $x = \varphi(t)$, где $\varphi(t)$ обратимая и дифференцируемая функция, то

$$\int f(x)dx = \int f(\varphi(t))\varphi'(t)dt$$

Доказательство. Возьмем производные от обеих частей:

$$\left(\int f(x)dx\right)'_x = f(x)$$

$$\left(\int f(\varphi(t))\varphi'(t)dt\right)'_x = \left(\int f(\varphi(t))\varphi'(t)dt\right)'_t \frac{dt}{dx} \stackrel{1.1.7}{=} f(\varphi(t))\varphi'(t) \frac{dt}{dx} = f(\varphi(t))\varphi'(t) \frac{1}{\varphi'(t)} = f(\varphi(t)) = f(x)$$

Замечание 1.2.3. Формула работает в обе стороны:

$$\int \frac{e^{\sqrt{x}}}{\sqrt{x}} dx \stackrel{\sqrt{x}=t}{=} \int \frac{e^t}{t} 2t dt = 2e^t + C = 2e^{\sqrt{x}} + C$$

$$\int e^{x^2} \frac{2x dx}{dx^2} \stackrel{x^2=t}{=} \int e^t dt = e^t + C = e^{x^2} + C$$

Теорема 1.2.4. Интегрирование по частям

$$\int u dv = uv - \int v du$$

Доказательство. Рассмотрим равенство $(uv)' = u'v + uv'$ и проинтегрируем обе его части:

$$(uv)' = u'v + uv'$$

$$\int (uv)' dx = \int (u'v + uv') dx$$

$$uv = \int u'v dx + \int uv' dx \quad \text{Линейность интеграла (1.1.8)}$$

$$uv = \int v du + \int u dv \quad \text{Внесение под дифференциал (1.2.2)}$$

$$\int u dv = uv - \int v du$$

Замечание 1.2.5. Интегрирование по частям используется если $\int v du$ вычисляется проще, чем интеграл $\int u dv$. В качестве функции u выбирают ту, которая упрощается при дифференцировании.

1.3. Интегрирование рациональных функций (общая схема). Разложение дроби на простейшие.

Выделим 4 типа простейших дробей:

$$(I): \frac{A}{x-a} \quad (II): \frac{A}{(x-a)^2} \quad (III): \frac{Mx+N}{x^2+px+q} \quad (IV): \frac{Mx+N}{(x^2+px+q)^k}$$

где (x^2+px+q) неразложимый на множители многочлен, а A, M, N — неопределенные коэффициенты.

Метод неопределенных коэффициентов:

Пусть дана дробь $\frac{Q_m(x)}{P_n(x)}$, в которой $Q_m(x)$ и $P_n(x)$ это многочлены с вещественными коэффициентами. Требуется разложить её на простейшие.

1. Если $m \geq n$, то необходимо выделить целую часть. Далее будем считать, что $m < n$.
2. Раскладываем знаменатель на множители, т.е. приводим его к виду

$$P_n = a_0(x-x_1)^{b_1} \dots (x-x_t)^{b_t} (x^2+p_1x+q_1)^{c_1} \dots (x^2+p_rx+q_r)^{c_r}$$

3. Для каждой скобки в знаменателе записываем некоторую дробь по следующему правилу:

$$\begin{aligned}
(x - x_i) &\rightarrow \frac{A}{x - x_i} \\
(x - x_i)^k &\rightarrow \frac{A}{x - x_i} + \dots + \frac{A}{(x - x_i)^k} \\
(x^2 + p_i x + q_i) &\rightarrow \frac{Ax + B}{x^2 + p_i x + q_i} \\
(x^2 + p_i x + q_i)^k &\rightarrow \frac{Ax + B}{x^2 + p_i x + q_i} + \dots + \frac{Ax + B}{(x^2 + p_i x + q_i)^k}
\end{aligned}$$

У каждой скобки будет свой набор констант.

4. Получаем уравнение относительно коэффициентов A, B, \dots , которые находятся в числителе полученных дробей.
5. Приводим полученную дробь к общему знаменателю и приравниваем её к исходной дроби.
6. Т.к. знаменатели полученных дробей равны, то должны быть равны и числители. Пользуемся тем, что два полинома равны когда равны все коэффициенты перед одинаковыми степенями. Получаем систему уравнений (по количеству коэффициентов).
7. Решаем систему, находим коэффициенты. Подставляем их в разложение исходной дроби на сумму простейших дробей.

Теперь интегрирование рациональных дробей свелось к тому, чтобы разложить их на простейшие, а потом, пользуясь линейностью интеграла (1.1.8), проинтегрировать каждую из дробей по-отдельности. Подробнее об интегрировании простейших дробей написано в вопросе 1.4.

1.4. Интегрирование рациональных функций. Интегрирование простейших дробей 1,2,3.

- Интегрирование простейших дробей I-ого типа

$$\int \frac{A}{x - a} dx = A \int \frac{d(x - a)}{x - a} = \ln |x - a| + C$$

- Интегрирование простейших дробей II-ого типа

$$\int \frac{A}{(x - a)^k} dx = A \int (x - a)^{-k} d(x - a) = \frac{A}{1 - k} \cdot (x - a)^{1 - k} = \frac{A}{1 - k} \cdot \frac{1}{(x - a)^{k - 1}}$$

- Интегрирование простейших дробей III-его типа

$$\int \frac{Mx + N}{x^2 + px + q} dx \quad (1)$$

Попытаемся внести числитель под дифференциал:

$$\begin{aligned}
d(x^2 + px + q) &= (2x + p)dx \\
(Mx + N) &= \frac{M}{2} \left(2x + \frac{2N}{M} \right) = \frac{M}{2} \left(2x + p + \frac{2N}{M} - p \right) = \frac{M}{2} (2x + p) + \underbrace{\left(N - \frac{Mp}{2} \right)}_h
\end{aligned}$$

Подставим это в (1):

$$\int \frac{\frac{M}{2}(2x + p) + h}{x^2 + px + q} dx = \frac{M}{2} \cdot \int \frac{2x + p}{x^2 + px + q} dx + \int \frac{h}{x^2 + px + q} dx$$

Далее вычислим каждый из интегралов по-отдельности:

$$\begin{aligned}
\frac{M}{2} \cdot \int \frac{2x + p}{x^2 + px + q} dx &= \frac{M}{2} \cdot \int \frac{d(x^2 + px + q)}{x^2 + px + q} = \frac{M}{2} \cdot \ln |x^2 + px + q| + C \\
\int \frac{h}{x^2 + px + q} dx &= h \cdot \int \frac{1}{(x + p/2)^2 + \underbrace{q - (p/2)^2}_{g^2}} dx = \frac{h}{g} \cdot \arctg \left(\frac{x + p/2}{g} \right) + C
\end{aligned}$$

Подставим полученные выражения в исходный интеграл (1):

$$\begin{aligned}
\int \frac{Mx + N}{x^2 + px + q} dx &= \frac{M}{2} \cdot \ln |x^2 + px + q| + \frac{h}{g} \cdot \arctg \left(\frac{x + p/2}{g} \right) + C \\
h &= \left(N - \frac{Mp}{2} \right), g^2 = q - \left(\frac{p}{2} \right)^2
\end{aligned}$$

- Интегрирование простейших дробей IV-его типа

Пример 1.4.1.

$$\int \frac{dx}{(x^2+1)^2} = \int \frac{x^2+1-x^2}{(x^2+1)^2} dx = \int \frac{dx}{x^2+1} - \int \frac{x^2}{(x^2+1)^2} dx \quad (1)$$

Первый из полученных интегралов мы уже вычислить, это простейшая дробь III-ого типа. Таким образом этот интеграл будет равен $\operatorname{arctg} x + C$. Далее работаем со вторым интегралом:

$$\int \frac{x^2}{(x^2+1)^2} dx = \frac{1}{2} \cdot \int \frac{x d(x^2+1)}{(x^2+1)^2} = \left[\frac{dt}{t^2} = -d\left(\frac{1}{t}\right) \right] = -\frac{1}{2} \cdot \int x \cdot d\left(\frac{1}{x^2+1}\right) \quad (2)$$

Полученный интеграл возьмем по частям:

$$\int \underbrace{\frac{x}{u}}_u d \underbrace{\left(\frac{1}{x^2+1}\right)}_v = \frac{x}{x^2+1} - \int \frac{dx}{x^2+1} = \frac{x}{x^2+1} - \operatorname{arctg} x + C \quad (3)$$

Подставим (3) в (2), а полученное выражение в исходный интеграл (1):

$$\begin{aligned} \int \frac{dx}{(x^2+1)^2} &= \int \frac{dx}{x^2+1} - \int \frac{x^2}{(x^2+1)^2} dx = \\ &= \operatorname{arctg} x + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{x^2+1} - \operatorname{arctg} x \right) + C = \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{arctg} x + \frac{x}{2(x^2+1)} + C \end{aligned}$$

Замечание 1.4.2. В случаях с более высокой степенью каждая подобная итерация будет приводить к уменьшению степени знаменателя на единицу. Обычно подобные интегралы раскладываются с помощью подведения под дифференциал и линейности, после чего используется следующая рекуррентная формула:

$$I_n = \int \frac{dx}{(x^2+a^2)^n} = \frac{x}{2a^2(n-1)(x^2+a^2)^{n-1}} + \frac{2n-3}{2a^2(n-1)} \cdot I_{n-1}$$

1.5. Интегрирование тригонометрических функций. Универсальная тригонометрическая подстановка.

Замечание 1.5.1. Всякая рациональная дробь интегрируемая, поэтому можно попытаться с помощью замены свести функции другого вида к рациональным дробям.

Если требуется вычислить интеграл вида $\int R(\sin x, \cos x) dx$, где R это некоторая *рациональная* функция, то можно применить универсальную тригонометрическую подстановку:

$$x = 2 \operatorname{arctg} t \iff t = \operatorname{tg} \frac{x}{2}$$

Тогда составляющие интеграла преобразуется следующим образом:

$$\begin{aligned} \sin x &= 2 \sin \frac{x}{2} \cos \frac{x}{2} = \frac{2 \sin \frac{x}{2} \cos \frac{x}{2}}{\sin^2 \frac{x}{2} + \cos^2 \frac{x}{2}} = \frac{2 \operatorname{tg} \frac{x}{2}}{\operatorname{tg}^2 \frac{x}{2} + 1} = \frac{2t}{1+t^2} \\ \cos x &= \cos^2 \frac{x}{2} - \sin^2 \frac{x}{2} = \frac{\cos^2 \frac{x}{2} - \sin^2 \frac{x}{2}}{\sin^2 \frac{x}{2} + \cos^2 \frac{x}{2}} = \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \frac{x}{2}}{\operatorname{tg}^2 \frac{x}{2} + 1} = \frac{1-t^2}{1+t^2} \\ dx &= d(2 \operatorname{arctg} t) = \frac{2}{1+t^2} dt \end{aligned}$$

Подставляя полученные выражения в исходный интеграл, получаем:

$$\int R(\sin x, \cos x) dx \xrightarrow{\text{УТП}} \int R\left(\frac{2t}{1+t^2}, \frac{1-t^2}{1+t^2}\right) \cdot \frac{2}{1+t^2} dt$$

1.6. Интегрирование тригонометрических функций вида $R(\sin^m x, \cos^n x)$, $R(\sin mx, \cos nx)$.

Рассмотрим интегралы вида $\int \sin^m x \cos^n x dx$

1. n или m нечетное

Пусть m нечетное, тогда $m = 2k + 1$. Подставим это в исходный интеграл:

$$\int \sin^m x \cos^n x dx = \int \sin^{2k} x \cos^n x dx = \int \sin^{2k} x (1 - \sin^2 x)^k d(\sin x) \xrightarrow{t = \sin x} \int t^{2k} (1 - t^2)^k dt$$

Получили интеграл от полинома \implies умеем его решать.

2. n и m четные

Обозначим $n = 2p$, $m = 2q$, тогда:

$$\int \sin^m x \cos^n x dx = \int (\sin^2 x)^p (\cos^2 x)^q dx = \int \left(\frac{1 - \cos 2x}{2}\right)^p \left(\frac{1 + \cos 2x}{2}\right)^q dx$$

Далее раскрываем скобки и упрощаем. Получится либо первый случай (с нечетной степенью), либо второй, но с меньшей степенью.

Интегралы видов

- $\int \sin mx \sin nx dx$
- $\int \sin mx \cos nx dx$
- $\int \cos mx \cos nx dx$

решаются при помощи использования тригонометрических формул, которые сводят произведение к сумме/разности:

$$\begin{aligned}\sin mx \sin nx &= \frac{1}{2} (\cos((m-n)x) - \cos((m+n)x)) \\ \sin mx \cos nx &= \frac{1}{2} (\sin((m-n)x) + \sin((m+n)x)) \\ \cos mx \cos nx &= \frac{1}{2} (\cos((m-n)x) + \cos((m+n)x))\end{aligned}$$

TODO: На лекции были интегралы вида $\int \sin^m x \cos^n x dx$, а не $R(\sin^m x, \cos^n x)$.

1.7. Интегрирование некоторых иррациональных функций, метод тригонометрической подстановки.

- Интегралы вида $\int R(\sqrt{x^2 \pm 1}, x) dx$ решаются с помощью замены x на гиперболическую функцию:

$$\sinh u = \frac{e^u - e^{-u}}{2} \quad \cosh u = \frac{e^u + e^{-u}}{2}$$

Данные функции называются гиперболическим синусом и гиперболическим косинусом соответственно.

Lm 1.7.1. Основное гиперболическое тождество

$$\cosh^2 - \sinh^2 = 1$$

Доказательство.

$$\cosh^2 - \sinh^2 = \left(\frac{e^u + e^{-u}}{2} \right)^2 - \left(\frac{e^u - e^{-u}}{2} \right)^2 = \frac{1}{4} (e^{2u} + 2 + e^{-2u} - e^{2u} + 2 - e^{-2u}) = 1$$

Замечание 1.7.2. Заметим, что

$$\ln |\sinh + \cosh| = \ln \left| \frac{e^u - e^{-u}}{2} + \frac{e^u + e^{-u}}{2} \right| = \ln e^u = u$$

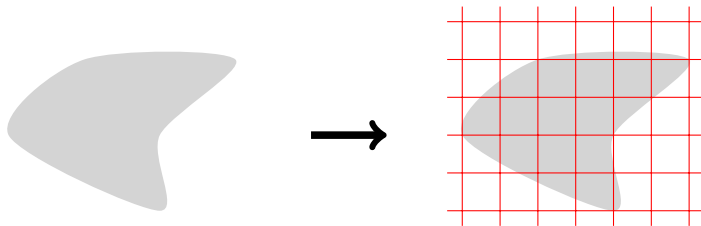
Пример 1.7.3. Вычислим 'длинный' логарифм:

$$\int \frac{dx}{\sqrt{1+x^2}} = \left[\begin{array}{l} x = \sinh u \Rightarrow 1+x^2 = \cosh^2 u \\ dx = d(\sinh u) = \cosh u du \\ u = \ln \left| \underbrace{x}_{\sinh u} + \underbrace{\sqrt{1+x^2}}_{\cosh u} \right| \end{array} \right] \stackrel{(1.7.2)}{=} \int \frac{\cosh u}{\cosh u} du = u + C = \ln \left| x + \sqrt{1+x^2} \right| + C$$

- Интегралы вида $\int R(\sqrt{1-x^2}, x) dx$ решаются с помощью замены x на синус или косинус.
- Интегралы вида $\int R(\sqrt[k]{x}, \dots, \sqrt[k]{x}) dx$ решаются с помощью замены $t = \sqrt[k]{x}$, где K это НОД для k_1, \dots, k_n .
- Интегралы вида $\int R(\sqrt{ax+b}, x) dx$ решаются с помощью замены $t = \sqrt{ax+b}$. При этом $x = \frac{t^2-b}{a}$, $dx = \frac{2t}{a} dt$.

1.8. Определенный интеграл. Определение, свойства линейности и аддитивности.

Постановка задачи: требуется найти площадь криволинейной фигуры. Разобьем фигуру на квадраты и найдем площадь каждого из них. После это сложим полученные площади.



Упростим задачу: пусть нужно посчитать площадь криволинейной трапеции.



1. Разбиение области $[a; b]$: $a = x_0 < x_1 < \dots < x_n = b$. Отрезок $[x_{i-1}, x_i]$ назовем частичным, если длину обозначим $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$. Разбиение (дробление) обозначим $T = \{x_i\}_{i=0}^n$. Введем понятие ранга дробления τ : $\tau = \max \Delta x_i$.
2. Выберем среднюю точку $\xi_i \in [x_{i-1}, x_i]$. Тогда $f(\xi_i)$ это высота элементарного прямоугольника. Значит площадь элементарного прямоугольника будет равна $S_e = f(\xi_i)\Delta x_i$.
3. Просуммируем площади всех элементарных прямоугольников: $\sum_{i=1}^n f(\xi_i)\Delta x_i$. Данная сумма называется интегральной суммой Римана.
4. Возьмем предел при $n \rightarrow \infty$ и $\tau \rightarrow 0$:

$$\lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n f(\xi_i)\Delta x_i \quad (1)$$

Def 1.8.1. Если полученный предел интегральных сумм (1) существует, конечен, не зависит от дробления и выбора средней точки, то он называется определенным интегралом.

$$\int_a^b f(x)dx = \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n f(\xi_i)\Delta x_i$$

a, b называются пределами интегрирования, $f(x)$ — подынтегральной функцией, а dx — дифференциалом переменной (или элементом длины).

Замечание 1.8.2. В определении выше $a < b$. Доопределим для случаев $a = b$ и $a > b$:

$$\int_a^a f(x)dx = 0 \quad \int_a^b f(x)dx = - \int_b^a f(x)dx$$

Замечание 1.8.3. Интеграл Римана определен для кусочно-непрерывных (т.е. имеющих конечное число разрывов) функций.

Т.к. интеграл является пределом сумм, то его свойства вытекают из свойств пределов:

1. Линейность

$$\int_a^b (\lambda f(x) + \mu g(x))dx = \lambda \int_a^b f(x)dx + \mu \int_a^b g(x)dx$$

2. Аддитивность

$$\int_a^b f(x)dx = \int_a^c f(x)dx + \int_c^b f(x)dx$$

Замечание 1.8.4. Свойство аддитивности выполняется даже в случае, если $c \notin [a; b]$. Это легко проверить пользуясь свойством 1.8.2.

1.9. Геометрический смысл определенного интеграла. Оценка определенного интеграла. Теорема о среднем.

Геометрический смысл определенного интеграла следует из его построения: определенный интеграл по модулю равен площади криволинейной трапеции.

Lm 1.9.1. Пусть $f \in C_{[a;b]}$ и определен $\int_a^b f(x)dx$. m, M — наименьшее и наибольшее значения функции $f(x)$ на отрезке $[a; b]$. Тогда

$$(b-a)m \leq \int_a^b f(x)dx \leq (b-a)M$$

Доказательство.

$$\begin{aligned}
\forall x \in [a; b]: m \leq f(x) \leq M &\implies \forall \xi_i \in [a; b]: m \leq f(\xi_i) \leq M \\
m \Delta x_i &\leq f(\xi_i) \Delta x_i \leq M \Delta x_i \\
m \sum_{i=1}^n \Delta x_i &\leq \sum_{i=1}^n f(\xi_i) \Delta x_i \leq M \sum_{i=1}^n \Delta x_i \\
m \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n \Delta x_i &\leq \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n f(\xi_i) \Delta x_i \leq M \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n \Delta x_i \\
(b-a)m &\leq \int_a^b f(x) dx \leq (b-a)M
\end{aligned}$$

Теорема 1.9.2. Теорема Лагранжа о среднем (в интегральной форме)

Пусть $f \in C_{[a;b]}$ и определен $\int_a^b f(x) dx$. Тогда

$$\exists \xi \in (a; b): \int_a^b f(x) dx = f(\xi)(b-a)$$

Доказательство. Воспользуемся леммой 1.9.1:

$$(b-a)m \leq \int_a^b f(x) dx \leq (b-a)M \implies m \leq \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b f(x) dx \leq M$$

По т. Больцано-Коши функция $f(x)$ принимает все значения от минимального m до максимального M . Значит $\exists \xi \in (a; b)$, что

$$f(\xi) = \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b f(x) dx \implies \int_a^b f(x) dx = f(\xi)(b-a)$$

Замечание 1.9.3. Геометрический смысл теоремы Лагранжа заключается в том, что на промежутке $(a; b)$ всегда найдется такая точка ξ , что площадь криволинейной трапеции будет в точности равна площади прямоугольника со сторонами $(b-a)$ и $(f(\xi) - f(m))$.

Лм 1.9.4. Если $f(x), g(x) \in C_{[a;b]}$, определены $\int_a^b f(x) dx, \int_a^b g(x) dx$ и при этом $\forall x \in [a; b]: f(x) \geq g(x)$, то

$$\int_a^b f(x) dx \geq \int_a^b g(x) dx$$

Доказательство. Рассмотрим $h(x) = f(x) - g(x)$. Она будет неотрицательная на отрезке $[a; b]$, значит $\int_a^b h(x) dx \geq 0$. Далее пользуемся аддитивностью и получаем искомое неравенство. ■

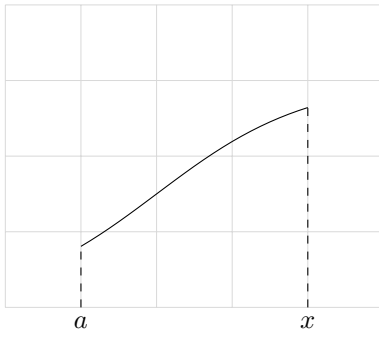
Лм 1.9.5. Пусть $f \in C_{[a;b]}$ и определен $\int_a^b f(x) dx$. Тогда

$$\left| \int_a^b f(x) dx \right| \leq \int_a^b |f(x)| dx$$

Доказательство. Т.к. определенный интеграл это предел интегральных сумм, то можно воспользоваться предельным переходом, а затем свойством о том, что модуль суммы не превосходит сумму модулей. ■

Замечание 1.9.6. Выкалывание из отрезка $[a; b]$ конечного числа точек не меняет значение интеграла.

1.10. Интеграл с переменным верхним пределом. Теорема Барроу.



Def 1.10.1. Интегралом с переменных верхним пределом называется

$$\int_a^x f(t)dt$$

где x — переменный верхний предел.

Замечание 1.10.2. $\forall x \in [a; +\infty]$ соответствует определенное значение $\Phi(x) = \int_a^x f(t)dt$, т.е. определена функция верхнего предела, которая геометрически является площадью криволинейной трапеции с подвижным правым краем.

Теорема 1.10.3. Теорема Барроу

Пусть $f \in C_{[a;b]}$ и определен $\Phi(x) = \int_a^x f(t)dt$. Тогда $\Phi'(x) = f(x)$.

Доказательство. Раскроем производную $\Phi'(x)$ по определению, после чего воспользуемся линейностью интеграла:

$$\Phi'(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Phi(x + \Delta x) - \Phi(x)}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\int_a^{x+\Delta x} f(t)dt - \int_a^x f(t)dt}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\int_x^{x+\Delta x} f(t)dt}{\Delta x}$$

Далее по т. Лагранжа (1.9.2) $\exists \xi \in (x; x + \Delta x)$ такая, что:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\int_x^{x+\Delta x} f(t)dt}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(\xi)\Delta x}{\Delta x} = \left[\begin{array}{l} \Delta x \rightarrow 0 \\ \xi \in (x, x + \Delta x) \end{array} \right] \Rightarrow \xi \rightarrow x = f(x)$$

■

1.11. Вычисление определенного интеграла. Формула Ньютона-Лейбница.

Теорема 1.11.1. Формула Ньютона-Лейбница

Пусть $f(x) \in C_{[a;b]}$, определен $\int_a^b f(x)dx$ и $F(x)$ это некоторая первообразная для $f(x)$. Тогда

$$\int_a^b f(x)dx = F(b) - F(a) = F(x) \Big|_a^b$$

Доказательство. Рассмотрим функцию $\Phi(x) = \int_a^x f(t)dt$, где $x \in [a; b]$. Тогда по т. Барроу (1.10.3) $\Phi(x) = F(x) + C$. Найдем значение функции $\Phi(x)$ в точке a :

$$\left. \begin{array}{l} \Phi(a) = \int_a^a f(t)dt = 0 \\ \Phi(a) = F(a) + C \end{array} \right\} \Rightarrow C = -F(a)$$

Теперь найдем значение функции $\Phi(x)$ в точке b :

$$\left. \begin{array}{l} \Phi(b) = \int_a^b f(t)dt \\ \Phi(b) = F(b) + C = F(b) - F(a) \end{array} \right\} \Rightarrow \int_a^b f(t)dt = F(b) - F(a)$$

■

Замечание 1.11.2. Формула Ньютона-Лейбница работает в тех случаях, когда можно найти $F(x)$ или хотя бы её значения на концах отрезка $[a; b]$.

Замечание 1.11.3. Если функция $f(x)$ кусочно заданная, то используем свойство аддитивности и разбиваем отрезок на части.

1.12. Замена переменной в определенном интеграле. Интегрирование по частям.

Замена в определенном интеграле выполняется также, как и в неопределенном за исключением смены пределов интегрирования. Более формально:

$$\int_a^b f(x)dx = \int_{\alpha}^{\beta} f(\varphi(t))\varphi'(t)dt$$

$$\varphi(\alpha) = a, \varphi(\beta) = b$$

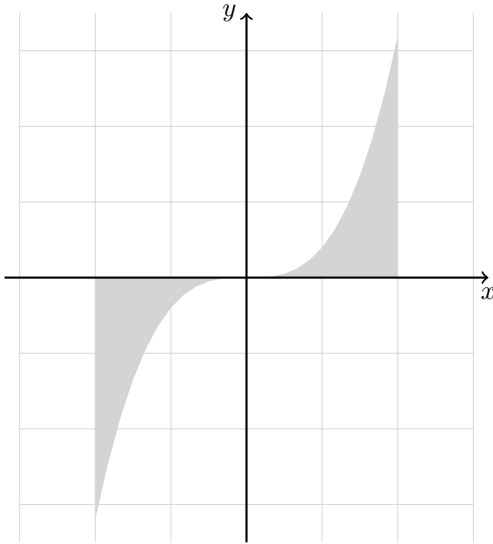
Интегрирование по частям для определенных интегралов выполняется также, как и для неопределенных:

$$\int_a^b u dv = uv \Big|_a^b - \int_a^b v du$$

Стоит отметить несколько свойств определенных интегралов для четных и нечетных функций на симметричном промежутке:

Lm 1.12.1. Если $f(x)$ нечетная функция, то

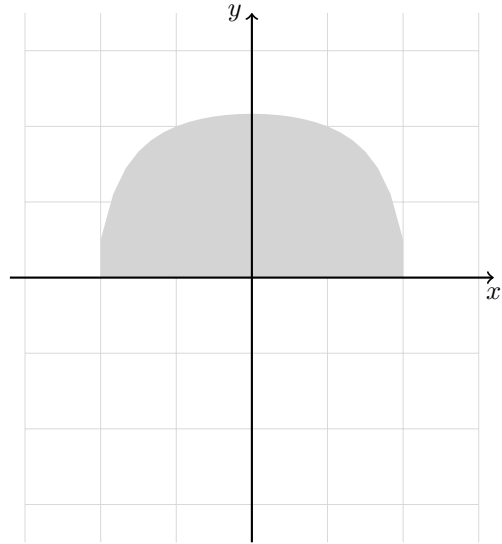
$$\int_{-a}^a f(x) dx = 0$$



(a) $f(-x) = -f(x)$

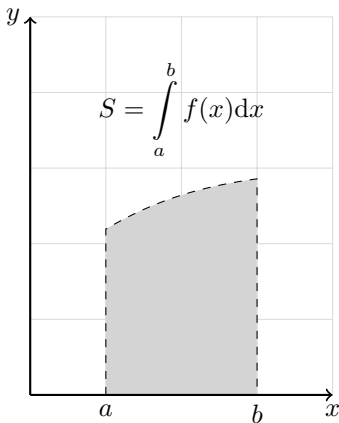
Lm 1.12.2. Если $f(x)$ четная функция, то

$$\int_{-a}^a f(x) dx = 2 \int_0^a f(x) dx$$

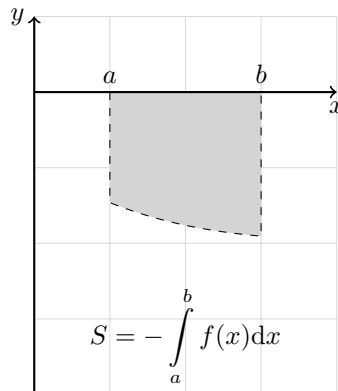


(b) $f(-x) = f(x)$

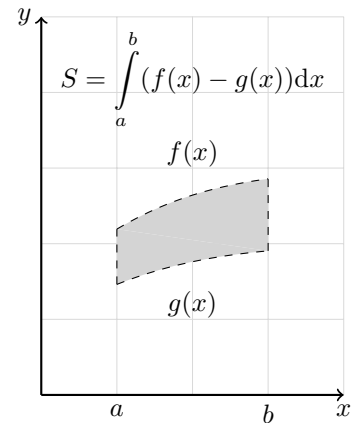
1.13. Приложения определенного интеграла: вычисление площадей в декартовых координатах.



(a) $f(x) \geq 0$



(b) $f(x) \leq 0$



(c) $f(x) \geq g(x)$

Замечание 1.13.1. Для случая (c) расположение функций $f(x)$, $g(x)$ относительно нуля не важно. Важно лишь, чтобы $\forall x \in [a; b]: f(x) \geq g(x)$.

1.14. Приложения определенного интеграла: вычисление площади криволинейного сектора в полярных координатах.



Построим интеграл:

1. Дробление отрезка $[\alpha, \beta]$ на подотрезки $[\varphi_{i-1}, \varphi_i]$, $\tau = \max \Delta\varphi_i$.
2. В каждом отрезке выбираем среднюю точку ξ_i . Ищем $\rho(\xi_i)$, приближаем площадь элементарного сектора площадью кругового.

$$S_{sec} = \frac{\pi \rho^2(\xi_i)}{2\pi} \cdot \Delta\varphi_i = \frac{1}{2} \rho^2(\xi_i) \Delta\varphi_i$$

3. Площадь это предел интегральных сумм

$$S = \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} \rho^2(\xi_i) \Delta\varphi_i$$

4. Переход к интегралу

$$S = \frac{1}{2} \int_{\alpha}^{\beta} \rho^2(\varphi) d\varphi$$

Замечание 1.14.1. Если кривая задана параметрически $x = \varphi(t), y = \psi(t)$, то площадь можно вычислить по формуле:

$$S = \int_a^b f(x) dx = \int_{\alpha}^{\beta} \varphi(t) \varphi'(t) dt$$

$$a = \varphi(\alpha), b = \varphi(\beta)$$

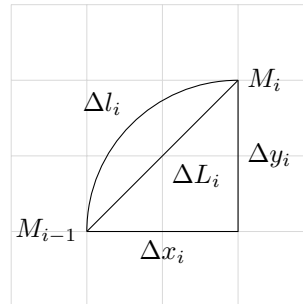
1.15. Приложения определенного интеграла: вычисление длины дуги кривой (вывод формулы).

Пусть дана гладкая (без самопересечений, разрывов и циклов) дуга \check{AB} задаваемая уравнением $y = y(x)$, где $y(x)$ функция, дифференцируемая на $[a; b]$. Найдём её длину.

Построим интеграл:

1. Дробление \check{AB} такими M_i , что $AM_0 \dots M_n B \approx \check{AB}$.
2. Стянем точки M_{i-1} и M_i хордой и получим координатный треугольник.

$$\Delta l_i \approx \Delta L_i = \sqrt{(\Delta x_i)^2 + (\Delta y_i)^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta y_i}{\Delta x_i}\right)^2} \Delta x_i$$



3. Заметим, что $\frac{\Delta y_i}{\Delta x_i}$ это отношение конечных приращений, поэтому можно применить т. Лагранжа:

$$\exists \xi_i \in [x_{i-1}, x_i]: \frac{\Delta y_i}{\Delta x_i} = f'(\xi_i)$$

$$\Delta L_i = \sqrt{1 + y'(\xi_i)^2} \Delta x_i$$

4. Составим предел интегральных сумм и перейдем к интегралу:

$$L = \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n \sqrt{1 + y'(\xi_i)^2} \Delta x_i \implies L = \int_a^b \sqrt{1 + y'(x)^2} dx$$

Замечание 1.15.1. Выражение $dl = \sqrt{1 + y'(x)^2} dx$ называется дифференциалом дуги.

1.16. Приложения определенного интеграла: вычисление длины дуги кривой, заданной параметрически.

Рассмотрим формулу $L = \int_a^b \sqrt{1 + y'(x)^2} dx$ при условии, что кривая задана параметрически. Получим:

$$\begin{aligned}
x &= \varphi(t), y = \psi(t) \\
dx &= \varphi'(t)dt \\
a &= \varphi(\alpha), b = \varphi(\beta), t \in [\alpha; \beta] \\
y'(x) &= \frac{dy}{dx} = \frac{\psi'(t)}{\varphi'(t)}
\end{aligned}$$

Подставим это в исходную формулу:

$$L = \int_a^b \sqrt{1 + y'(x)^2} dx = \int_\alpha^\beta \sqrt{1 + \left(\frac{\psi'(t)}{\varphi'(t)}\right)^2} \varphi'(t) dt = \int_\alpha^\beta \sqrt{\varphi'(t)^2 + \psi'(t)^2} dt$$

$a = \varphi(\alpha), b = \varphi(\beta)$

Замечание 1.16.1. Таким образом, дифференциал дуги в при параметрическом задании будет равен

$$\begin{aligned}
dl &= \sqrt{\varphi'(t)^2 + \psi'(t)^2} dt \\
x &= \varphi(t), y = \psi(t)
\end{aligned}$$

1.17. Приложения определенного интеграла: вычисление объемов тел с известными площадями сечений и тел вращения.

Пусть дано некоторое тело и известны площади его сечений в плоскости $\perp Ox$, т.е. известна функция $S(x)$, определяющая площадь сечения в зависимости от x . Построим интеграл:

1. Дробление: отрезок $[a; b]$, где a и b это крайние точки тела, делится на подотрезки $[x_{i-1}, x_i]$. Через x_i проводится плоскость $\perp Ox$ и выделяется элементарный слой.
2. Приближаем объем этого слоя объемом цилиндра с основанием $S(\xi_i)$, где ξ_i это некоторая средняя точка из отрезка $[x_{i-1}, x_i]$.
3. Составляем предел интегральных сумм и переходим к интегралу.

$$V = \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n S(\xi_i) \Delta x_i \implies V = \int_a^b S(x) dx \quad (RV)$$

Замечание 1.17.1. Сечения обязательно должны быть $\perp Ox$, в противном случае получится объем, умноженный на коэффициент наклона сечения по отношению к оси Ox .

Рассмотрим нахождение объема тел вращения.

Подставим в полученную выше формулу $S_{sec} = S_o = \pi f(x)^2$. Получим, что объем тела вращения равен:

$$V = \pi \int_a^b f(x)^2 dx$$

1.18. Несобственные интегралы 1-го рода (на неограниченном промежутке). Определение и свойства.

Def 1.18.1. Интеграл от функции на неограниченном промежутке называется несобственным интегралом 1-ого рода.

$$\begin{aligned}
\int_a^{+\infty} f(x) dx &\stackrel{\text{def}}{\iff} \lim_{\beta \rightarrow +\infty} \int_a^\beta f(x) dx \\
\int_{-\infty}^a f(x) dx &\stackrel{\text{def}}{\iff} \lim_{\beta \rightarrow -\infty} \int_\beta^a f(x) dx \\
\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx &\stackrel{\text{def}}{\iff} \int_{-\infty}^c f(x) dx + \int_c^{+\infty} f(x) dx, \quad c \in \mathbb{R}
\end{aligned}$$

Def 1.18.2. Если предел в определении 1.18.1 существует и конечен, то говорят, что интеграл *сходится* (\succ), в противном случае говорят, что интеграл *расходится* (\prec).

Несобственные интегралы 1-ого рода обладают теми же свойствами, что и рассмотренные ранее интегралы:

1. Линейность

$$\int_a^b (\lambda f(x) + \mu g(x)) dx = \lambda \int_a^b f(x) dx + \mu \int_a^b g(x) dx$$

2. Аддитивность

$$\int_a^b f(x) dx = \int_a^c f(x) dx + \int_c^b f(x) dx$$

3. Сравнение

$$\forall x \in [a; +\infty]: f(x) \geq g(x) \implies \int_a^{+\infty} f(x) dx \geq \int_a^{+\infty} g(x) dx$$

Замечание 1.18.3. Если

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = \int_{-\infty}^c f(x) dx + \int_c^{+\infty} f(x) dx$$

и при этом один из двух полученных интегралов расходится, то расходится и изначальный интеграл.

1.19. Вычисление несобственного интеграла 1-го рода: формула Ньютона-Лейбница, интегрирование по частям, замена переменной.

Т.к. несобственный интеграл первого рода это по сути предел, то его можно вычислить с помощью формулы Ньютона-Лейбница:

$$\int_a^{+\infty} f(x) dx = \left(\lim_{\beta \rightarrow +\infty} F(\beta) \right) - F(a) = \lim_{\beta \rightarrow +\infty} F(x) \Big|_a^\beta$$

Интегрирование по частями и замена переменной выполняются также, как и в определенном интеграле (аккуратнее с пределами интегрирования при замене).

Замечание 1.19.1. Иногда после замены несобственный интеграл может превратиться в собственный.

1.20. Несобственные интегралы 2-го рода (от неограниченной функции). Определение, вычисление и свойства.

Def 1.20.1. Пусть $f(x) \in C_{[a;b]}$ и b это точка бесконечного разрыва ($\lim_{x \rightarrow b} f(x) = \infty$), тогда интеграл

$$\int_a^b f(x) dx \stackrel{\text{def}}{\iff} \lim_{\beta \rightarrow b-} \int_a^\beta f(x) dx$$

называется несобственным интегралом 2-ого рода.

Замечание 1.20.2. Существуют также другие формы несобственных интегралов 2-ого рода:

$$\begin{aligned} \int_a^b f(x) dx &\stackrel{\text{def}}{\iff} \lim_{\alpha \rightarrow a+} \int_\alpha^b f(x) dx \\ \int_a^b f(x) dx &\stackrel{\text{def}}{\iff} \int_a^c f(x) dx + \int_c^b f(x) dx \end{aligned}$$

В первом случае точкой бесконечного разрыва является точка a , а во втором — $c \in (a; b)$.

Несобственные интегралы второго рода обладают теми же свойствами (линейность, аддитивность, сравнение) и вычисляются так же, как и несобственные интегралы 1-ого рода:

$$\int_a^b f(x) dx = \lim_{\beta \rightarrow b} F(x) \Big|_a^\beta$$

1.21. Признаки сходимости несобственных интегралов: первый признак сравнения (в неравенствах).

Теорема 1.21.1. Пусть $f(x), g(x): [a, +\infty] \rightarrow \mathbb{R}$ и на этом отрезке выполняется неравенство $f(x) \geq g(x) \geq 0$. Тогда:

$$\int_a^{+\infty} f(x)dx \succ \implies \int_a^{+\infty} g(x)dx \succ \quad (a)$$

$$\int_a^{+\infty} g(x)dx \prec \implies \int_a^{+\infty} f(x)dx \prec \quad (b)$$

Доказательство. (a) Сначала докажем первое утверждение. Т.к. $f(x) \geq 0$, то $I = \int_a^b f(x)dx \geq 0 \in \mathbb{R}$, при этом т.к. этот интеграл сходится, то $I \in \mathbb{R}$. Далее рассмотрим второй интеграл, по определению имеем:

$$\int_a^{+\infty} g(x)dx = \lim_{\beta \rightarrow +\infty} \underbrace{\int_a^{\beta} g(x)dx}_{h(\beta)}$$

Заметим, т.к. $g(x) \geq 0$, то функция $h(\beta)$ монотонно возрастает при $\beta \rightarrow +\infty$. При этом значение этой функции ограничено сверху числом $I \in \mathbb{R}$. Значит по свойствам пределов данный предел конечен, из чего следует, что интеграл $\int_a^{+\infty} g(x)dx$ сходится.

(b) Доказательство второго утверждения вытекает из первого. От противного: пусть $\int_a^{+\infty} f(x)$ сходится. Тогда по пункту a интеграл $\int_a^{+\infty} g(x)$ тоже должен сходиться. Противоречие. ■

1.22. Признаки сходимости несобственных интегралов: второй признак сравнения (предельный).

Теорема 1.22.1. Пусть $f(x), g(x): [a; +\infty] \rightarrow \mathbb{R}$ и $f(x) > 0, g(x) > 0$. Тогда если предел

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} \frac{f(x)}{g(x)} = r \in \mathbb{R} \setminus \{0\}$$

существует, конечен и не равен нулю, то функции оба интеграла $\int_a^{+\infty} f(x)dx, \int_a^{+\infty} g(x)dx$ ведут себя одинаково в плане сходимости (т.е. либо оба сходятся, либо оба расходятся).

Доказательство. По определению предела получаем:

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow +\infty} \frac{f(x)}{g(x)} = r &\iff \forall \varepsilon > 0 \exists \delta > 0 \mid \forall x \in [a; +\infty], x > \delta: \left| \frac{f(x)}{g(x)} - r \right| < \varepsilon \\ &r - \varepsilon < \frac{f(x)}{g(x)} < r + \varepsilon \mid \cdot g(x) > 0 \\ &(r - \varepsilon)g(x) < f(x) < (r + \varepsilon)g(x) \end{aligned}$$

Далее используем признак сравнения в неравенствах (1.21.1). Рассмотрим два случая:

$$\square \int_a^{+\infty} f(x)dx \succ \implies \int_a^{+\infty} (r - \varepsilon)g(x)dx \succ$$

Т.к. $r \in \mathbb{R}$, а $\varepsilon > 0$ произвольное положительное число, то интеграл $\int_a^{+\infty} g(x)dx$ также будет сходиться. Второй случай рассматривается аналогично:

$$\square \int_a^{+\infty} f(x)dx \prec \implies \int_a^{+\infty} (r + \varepsilon)g(x)dx \prec \implies \int_a^{+\infty} g(x)dx \prec$$

■

1.23. Признаки сходимости несобственных интегралов: теорема об абсолютной сходимости. Понятие условной сходимости.

Теорема 1.23.1. Пусть $f(x): [a; +\infty] \rightarrow \mathbb{R}$. Тогда

$$\int_a^{+\infty} |f(x)|dx \succ \implies \int_a^{+\infty} f(x)dx \succ$$

Доказательство. Раскроем интегралы $\left| \int_a^{+\infty} f(x)dx \right|$ и $\int_a^{+\infty} |f(x)|dx$ по определению:

$$\left| \int_a^{+\infty} f(x) dx \right| = \left| \lim_{\beta \rightarrow +\infty} \int_a^\beta f(x) dx \right| = \lim_{\beta \rightarrow +\infty} \left| \int_a^\beta f(x) dx \right|$$

$$\int_a^{+\infty} |f(x)| dx = \lim_{\beta \rightarrow +\infty} \int_a^\beta |f(x)| dx$$

Далее воспользуемся свойством определенных интегралов (1.9.5) $\left| \int_a^b f(x) dx \right| \leq \int_a^b |f(x)| dx$ и предельным переходом:

$$\lim_{\beta \rightarrow +\infty} \left| \int_a^\beta f(x) dx \right| \leq \lim_{\beta \rightarrow +\infty} \int_a^\beta |f(x)| dx$$

$$\left| \int_a^{+\infty} f(x) dx \right| \leq \int_a^{+\infty} |f(x)| dx$$

Т.к. интеграл в правой части сходится, то обозначим его значение $r \in \mathbb{R}$. Раскрывая модуль по определению получаем:

$$-r \leq \int_a^{+\infty} f(x) dx \leq r$$

Другими словами значение интеграла ограничено, а значит интеграл сходится. ■

Def 1.23.2. Если $\int_a^{+\infty} |f(x)| dx \succ$, то интеграл $\int_a^{+\infty} f(x) dx$ называется абсолютно сходящимся.

Def 1.23.3. Если $\int_a^{+\infty} |f(x)| dx \prec$, а $I = \int_a^{+\infty} f(x) dx \succ$ интеграл I называется условно сходящимся.

1.24. Сходимость интегралов 1-го и 2-го рода от степенных функций.

Def 1.24.1. Интегралы, про сходимость которых известна, называются *эталоновыми*. Обычно они используются в признаках сравнения.

Исследуем на сходимость интеграл $\int_1^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha}$. Рассмотрим три случая:

$$\begin{aligned} \alpha = 1 \quad \int_1^{+\infty} \frac{dx}{x} &= \ln |x| \Big|_1^{+\infty} & \Rightarrow \int_1^{+\infty} \frac{dx}{x} \prec \\ \alpha > 1 \quad \int_1^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha} &= \left(\frac{x^{1-\alpha}}{1-\alpha} \right) \Big|_1^{+\infty} = \frac{1}{1-\alpha} \lim_{x \rightarrow \infty} x^{1-\alpha} - \frac{1}{1-\alpha} & \Rightarrow \int_1^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha} \succ \\ \alpha < 1 \quad \int_1^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha} &= \left(\frac{x^{1-\alpha}}{1-\alpha} \right) \Big|_1^{+\infty} = \frac{1}{1-\alpha} \lim_{x \rightarrow \infty} x^{1-\alpha} - \frac{1}{1-\alpha} & \Rightarrow \int_1^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha} \prec \end{aligned}$$

Исследуем на сходимость интеграл $\int_a^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha}$. Также рассмотрим три случая:

$$\begin{aligned} \alpha = 1 \quad \int_a^b \frac{dx}{(x-a)} &= \ln |x-a| \Big|_a^b & \Rightarrow \int_a^b \frac{dx}{x-a} \prec \\ \alpha > 1 \quad \int_a^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha} &= \frac{(x-a)^{1-\alpha}}{1-\alpha} \Big|_a^b = \frac{(b-a)^{1-\alpha}}{1-\alpha} - \lim_{x \rightarrow a+} \frac{(x-a)^{1-\alpha}}{1-\alpha} & \Rightarrow \int_a^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha} \prec \\ \alpha < 1 \quad \int_a^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha} &= \frac{(x-a)^{1-\alpha}}{1-\alpha} \Big|_a^b = \frac{(b-a)^{1-\alpha}}{1-\alpha} - \lim_{x \rightarrow a+} \frac{(x-a)^{1-\alpha}}{1-\alpha} & \Rightarrow \int_a^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha} \succ \end{aligned}$$

Аналогично можно исследовать сходимость интеграла $\int_a^b \frac{dx}{(b-x)^\alpha}$. Таким образом получаем:

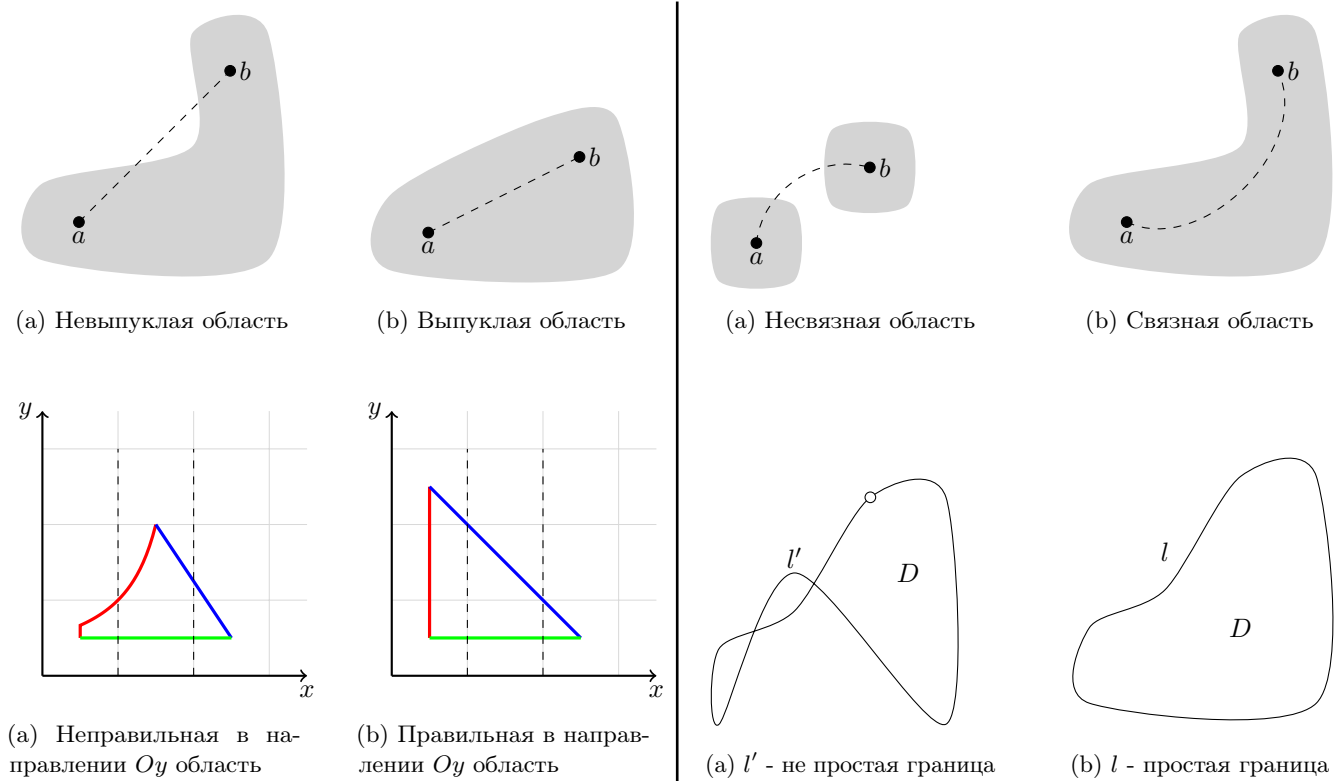
$$\begin{array}{lll}
\int_1^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha} \succ \alpha > 1 & \int_1^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha} \succ \alpha < 1 & \int_1^b \frac{dx}{(b-x)^\alpha} \succ \alpha < 1 \\
\int_a^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha} \prec \alpha \leq 1 & \int_a^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha} \prec \alpha \geq 1 & \int_a^b \frac{dx}{(b-x)^\alpha} \prec \alpha \geq 1
\end{array}$$

Замечание 1.24.2. Как правило для проверки на сходимость интегралов разного вида используют разные эталонные интегралы:

$$\begin{array}{l}
\int_a^{+\infty} f(x)dx \longrightarrow \int_1^{+\infty} \frac{dx}{x^\alpha} \\
\int_a^b f(x)dx \longrightarrow \int_a^b \frac{dx}{(x-a)^\alpha}
\end{array}$$

2. Интегрирование функции нескольких переменных

2.1. Двойной интеграл. Определение и свойства.



Замечание 2.1.1. Об области D

Область D должна быть:

1. Выпуклой (3b), т.е. любые две точки можно стянуть отрезком, который полностью содержится в области D .
2. Правильной в координатном направлении. На рисунке 4a отрезки, параллельные Oy , при 'выходе' из области пересекают красную и синюю границы, которые имеют разное аналитическое задание. В то время как на рисунке 4b отрезки 'входят' в область через зеленую границу, а 'выходят' **только** через синюю.
3. Связной (5b), т.е. любые две точки можно стянуть дугой, которая полностью содержится в области D .
4. Ограничена простой кривой (6b), т.е. граница области должна задаваться непрерывной дифференцируемой функцией и не иметь разрывов, изломов, самопересечений.

Замечание 2.1.2. Если область D обладает всеми вышеперечисленными свойствами, т.е. D выпуклая, правильная в координатном направлении, связная и имеет простую кривую в качестве границы, то будем называть такую область *хорошей*.

Построим двойной интеграл:

1. Разбиваем область D на прямоугольники размера $\Delta x_i \times \Delta y_i = \Delta S_i$.
2. Выбираем средние точки M_i , вычисляем $f(M_i)$.
3. Составляем предел интегральных сумм, переходим к двойному интегралу.

$$\iint_D f(x) \underbrace{dx dy}_{dS}$$

Замечание 2.1.3. Геометрический смысл двойного интеграла заключается в том, что он равен объему криволинейного цилиндра (если $f(x, y) > 0$).

Т.к. двойной интеграл можно свести к двум обычным определенным интегралам (см. 2.2.1), то он обладает такими же свойствами:

1. Линейность
2. Аддитивность
3. Оценка (через минимальное/максимальное значение в области)
4. Применима т. Лагранжа ($\exists \xi \in D$ такая, что объем криволинейного цилиндра будет равен объему обычного цилиндра с высотой $f(\xi)$)

5. Сравнение (в т.ч. по модулю):

$$\forall x, y \in D: 0 \leq f(x, y) \leq g(x, y) \implies 0 \leq \iint_D f(x, y) dx dy \leq \iint_D g(x, y) dx dy$$

$$\left| \iint_D f(x, y) dx dy \right| \leq \iint_D |f(x, y)| dx dy$$

2.2. Вычисление двойного интеграла. Кратный интеграл.

Теорема 2.2.1. Сведение двойного интеграла к повторным

$$\iint_D f(x, y) dx dy = \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x, y) dy$$

Доказательство. Пусть область D правильная в направлении Oy . Найдем x_1 и x_2 — границы области для переменной x . Далее будем 'идти' по оси x от x_1 к x_2 .

Рассмотрим момент, в котором $x = const$. В этот момент y может меняться в диапазоне от $y_1(x)$ до $y_2(x)$, где $y_1(x)$, $y_2(x)$ это функции от x , задающие 'верхнюю' и 'нижнюю' границы текущего отрезка в области D (для этого и требовалась правильность в направлении Oy). Значит мы можем вычислить площадь сечения как

$$\int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x = const, y) dy = F(x = const, y) \Big|_{y_1(x)}^{y_2(x)} = \check{F}(x)$$

Далее применим формулу для вычисления объема тела с известными площадями сечений (RV):

$$V = \int_{x_1}^{x_2} \check{F} dx = \int_{x_1}^{x_2} \left(\int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x, y) dy \right) dx = \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x, y) dy$$

■

Замечание 2.2.2. Полученный интеграл называется кратным (повторным).

Замечание 2.2.3. Порядок интегрирования можно изменить, если область правильная в обоих направлениях.

Если область правильная только в одном из направлений, то внутренний интеграл должен браться по переменной, соответствующей этому направлению.

Если область неправильная ни в одном из направлений, то её необходимо разбить на части (пользуясь аддитивностью интегралов), каждая из которых должна быть правильной хотя бы в одном из направлений.

2.3. Определение и вычисление тройного интеграла.

Пусть в \mathbb{R}^3 есть область, в которой определена скалярная величина и 'плотность' её распределения $\rho(x, y, z)$. Тогда содержание этой величины в данной области будет равно:

$$\iiint_T \rho(x, y, z) \underbrace{dx dy dz}_{dV}$$

Замечание 2.3.1. В определении выше рассматривается область, правильная в направлении Oz .

Замечание 2.3.2. Свойства тройного интеграла, а также способ его вычисления полностью аналогичен двойному интегралу:

1. Определяем границы для одной из переменных (область должна быть правильной в направлении оси этой переменной).
2. Выражаем границы для второй переменной через первую, а для третьей — через первые две.
3. Сводим все к повторным интегралам.

Формула для вычисления тройного интеграла будет выглядеть следующим образом:

$$\iiint_T f(x, y, z) dx dy dz = \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} dy \int_{z_1(x, y)}^{z_2(x, y)} f(x, y, z) dz$$

2.4. Криволинейные координаты.

Полярные координаты определяются как:

$$\begin{cases} x = \rho \cos \varphi \\ y = \rho \sin \varphi \end{cases} \quad \rho \geq 0, \varphi \in [0; 2\pi)$$

$$dx dy \longrightarrow \rho d\rho d\varphi$$

Цилиндрические координаты определяются как:

$$\begin{cases} x = \rho \cos \varphi \\ y = \rho \sin \varphi \\ z = z \end{cases} \quad \rho \geq 0, \varphi \in [0; 2\pi), z \in \mathbb{R}$$

$$dx dy dz \longrightarrow \rho d\rho d\varphi dz$$

Сферические координаты определяются как:

$$\begin{cases} x = \rho \cos \varphi \sin \theta \\ y = \rho \sin \varphi \sin \theta \\ z = \rho \cos \theta \end{cases} \quad \rho \geq 0, \varphi \in [0; 2\pi), \theta \in [0, \pi]$$

$$dx dy dz \longrightarrow \rho^2 \sin \theta d\rho d\varphi d\theta$$

Замечание 2.4.1. О том, почему элементы объема имеют именно такое задание можно прочесть в следующем вопросе.

2.5. Замена переменных в двойном и тройном интегралах. Якобиан.



(a) $dS = dx dy$



(b) $dS' \neq d\rho d\varphi$

Дробление в выбранной СК проводится соответствующими координатными линиями/поверхностями. Потребуем малости du , dv . Тогда площадь криволинейного прямоугольника будет мало отличаться от площади обычного прямоугольника $ABCD$, значит:

$$dS' = |\overrightarrow{AB} \times \overrightarrow{AD}| = \left\| \begin{array}{ccc} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ B_x - A_x & B_y - A_y & 0 \\ D_x - A_x & D_y - A_y & 0 \end{array} \right\| \quad (1)$$

Рассмотрим полученные разницы координат точек:

$$\begin{aligned} B_x - A_x &= \varphi(u, v + \Delta v) - \varphi(u, v) = \Delta_v \varphi \approx \frac{\partial \varphi}{\partial v} dv \\ B_y - A_y &= \psi(u, v + \Delta v) - \psi(u, v) = \Delta_v \psi \approx \frac{\partial \psi}{\partial v} dv \\ D_x - A_x &= \varphi(u + \Delta u, v) - \varphi(u, v) = \Delta_u \varphi \approx \frac{\partial \varphi}{\partial u} du \\ D_y - A_y &= \psi(u + \Delta u, v) - \psi(u, v) = \Delta_u \psi \approx \frac{\partial \psi}{\partial u} du \end{aligned}$$

Подставим это в (1). Имеем:

$$dS' \approx \left| \left(\frac{\partial \varphi}{\partial v} dv \cdot \frac{\partial \psi}{\partial u} du - \frac{\partial \psi}{\partial v} dv \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial u} du \right) \right| = \underbrace{\left| \frac{\partial \varphi}{\partial v} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial u} - \frac{\partial \psi}{\partial v} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial u} \right|}_{|J|} \cdot dudv$$

$|J|$ можно записать в виде определителя:

$$|J| = \begin{vmatrix} \varphi'_v & \varphi'_u \\ \psi'_v & \psi'_u \end{vmatrix}$$

Def 2.5.1. Определитель J составленный из частных производных исходных переменных по каждой из новых переменных называется определителем Якоби (якобианом).

Его геометрический смысл заключается в том, что он является коэффициентом искажения при переходе от одной СК к другой.

В итоге получаем, что $dS = dx dy = |J| d\rho d\varphi$, причем $|J| = \lim_{\Delta S, \Delta S' \rightarrow 0} \frac{\Delta S'}{\Delta S}$. Итоговая формула замены при смене СК имеет вид:

$$\iint_D f(x, y) dx dy = \iint_{D'} f(x(u, v), y(u, v)) |J| du dv$$

Замечание 2.5.2. Якобиан при стандартном переходе в полярные координаты ($x = \rho \cos \varphi, y = \rho \sin \varphi$) равен ρ .

В тройном интеграле замены проводятся аналогично (только якобиан будет третьей размерности). Некоторые стандартные замены можно найти в предыдущем вопросе.

2.6. Криволинейный интеграл 1-го рода: определение, свойства, вычисление, геометрический и физический смысл.

Задача: найти массу m , распределенную с плотностью f по участку плоской кривой (простая дуга \check{AB}).

Замечание 2.6.1. Постановка задачи определяет физический смысл криволинейного интеграла первого рода.

Составим интеграл: разобьем дугу \check{AB} на элементарные дуги dl . Масса таких дуг будет равна $f(x, y)dl$, значит масса всей дуги будет равна

$$\int_{AB} f(x, y) dl$$

Полученный интеграл называется криволинейным интегралом 1-ого рода.

Замечание 2.6.2. О математическом определении

1. Введем ДПСК $\check{AB} \rightarrow y = y(x), x \in [a; b]$.
2. Разобьем дугу на элементарные дуги l_i , тогда элементарная масса будет равна $m_i = f(\xi_i, \eta_i) \Delta l_i$.
3. Составим предел интегральных сумм

$$\lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n f(\xi_i, \eta_i) \Delta l_i$$

4. Перейдем к интегралу и получим такое же выражение, что и выше.

Замечание 2.6.3. О вычислении

dl это дифференциал дуги (см. 1.15.1), значит получаем, что

$$\int_{AB} f(x, y) dl = \int_{x_1}^{x_2} f(x, y(x)) \sqrt{1 + y'(x)^2} |dx|$$

или в параметрическом виде (см. 1.16.1):

$$\int_{AB} f(x, y) dl = \int_{t_1}^{t_2} f(\varphi(t), \psi(t)) \sqrt{\varphi'(t)^2 + \psi'(t)^2} |dt|$$

Дифференциалы dx и dt находятся под модулем, т.к. если дуга проходится в обратном направлении (т.е. $dx, dy, dt < 0$), то получится отрицательное число. Однако dl здесь имеет смысл длины и не может быть отрицательным.

Замечание 2.6.4. Криволинейный интеграл первого рода не зависит от направления прохода дуги:

$$\int_{AB} f(x, y) dl = \int_{BA} f(x, y) dl$$

Остальные его свойства совпадают со свойствами определенного интеграла.

TODO: У него есть геометрический смысл? Или там что-то мега очевидное?

2.7. Криволинейный интеграл 2-го рода как работа силы вдоль пути. Определение, вычисление и свойства.

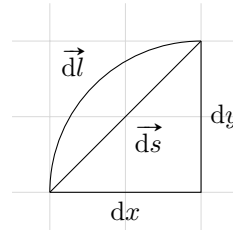
Пусть дана простая дуга \check{AB} и некоторая сила $\vec{F}(P, Q)$, где $P = P(x, y)$, $Q = Q(x, y)$ это некоторые функции, зависящие от координат.

Построим интеграл:

1. Введем ДПСК
2. Вычислим среднюю элементарную работу dA вдоль элемента дуги dl , а потом просуммируем все полученные элементарные работы:

$$dA = \vec{F} d\vec{s} = (P, Q) \cdot (dx, dy)$$

$$A = \int_{AB} dA = \int_{AB} P(x, y)dx + Q(x, y)dy$$



3. Получили криволинейный интеграл 2-ого рода.

Замечание 2.7.1. Можно рассматривать действие силы в каждом координатном направлении (в проекциях):

$$A_x = \int_{AB} P(x, y)dx \quad A_y = \int_{AB} Q(x, y)dy$$

поэтому криволинейный интеграл 2-ого рода иногда называют криволинейным интегралом в проекциях.

Замечание 2.7.2. О математическом определении

Криволинейный интеграл можно определить математически (дробление, составление интегральных сумм, переход к пределу, а затем и к интегралу), для этого нужно рассмотреть проекции на оси координат. В каждой из проекций получится криволинейный интеграл первого рода.

Замечание 2.7.3. О вычислении

Параметризуем дугу и сведем все к определенному интегралу:

$$\int_{AB} P(x, y)dx + Q(x, y)dy$$

$$\begin{cases} x = \varphi(t) \implies dx = \varphi'(t)dt \\ y = \psi(t) \implies dy = \psi'(t)dt \\ t \in [t_1, t_2] \iff A \rightarrow B \end{cases}$$

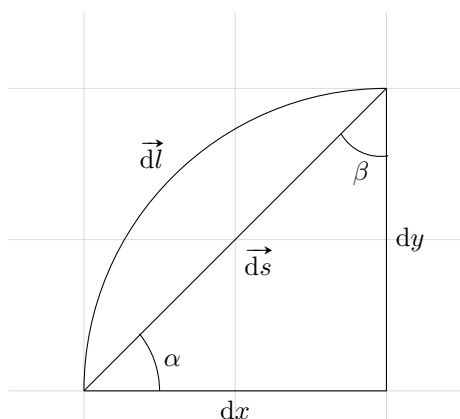
$$\int_{t_1}^{t_2} P(\varphi(t), \psi(t))\varphi'(t)dt + Q(\varphi(t), \psi(t))\psi'(t)dt$$

Замечание 2.7.4. Криволинейный интеграл 2-ого рода (в отличие от криволинейного интеграла 1-ого рода) зависит от направления обхода:

$$\int_{AB} Pdx + Qdy = - \int_{BA} Pdx + Qdy$$

Остальные его свойства совпадают со свойствами определенного интеграла.

2.8. Криволинейные интегралы 1-го и 2-го рода: формула связи.



$$\int_{AB} Pdx + Qdy =$$

$$\int_{AB} (P, Q) \cdot (dx, dy) =$$

$$\int_{AB} (P, Q) \cdot (\cos \alpha dl, \sin \alpha dl) =$$

$$\int_{AB} (P \cos \alpha + Q \sin \alpha) dl$$

Таким образом получили формулу связи криволинейных интегралов 1-ого и 2-ого рода.

Замечание 2.8.1. При достаточно малых \vec{ds} можно обозначить $\vec{\tau} = (\cos \alpha, \cos \beta)$, тогда получим криволинейный интеграл 2-ого рода в векторной форме:

$$\int_{AB} Pdx + Qdy = \int_{AB} \vec{F} \cdot (\cos \alpha, \cos \beta) dl = \int_{AB} \vec{F} \cdot \vec{\tau} dl$$

2.9. Теорема (формула) Грина.

Теорема 2.9.1. Теорема Грина

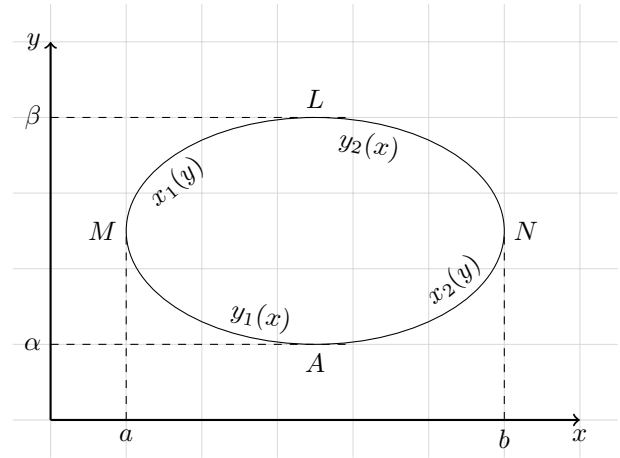
Пусть D правильная $\uparrow Ox, \uparrow Oy, \Gamma_D = K$

Даны функции $P(x, y), Q(x, y): K, D \rightarrow \mathbb{R}$

Определен $\oint_{K^+} Pdx + Qdy$

Тогда

$$\oint_{K^+} Pdx + Qdy = \iint_D \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) dxdy$$



Доказательство. Рассмотрим двойной интеграл $\iint_D \frac{\partial P}{\partial y} dxdy$ и сведем его к повторному:

$$\iint_D \frac{\partial P}{\partial y} dxdy = \int_a^b dx \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} \frac{\partial P}{\partial y} dy = \int_a^b \left(P(x, y) \Big|_{y_1(x)}^{y_2(x)} \right) dx = \int_a^b P(x, y_2(x)) dx - \int_a^b P(x, y_1(x)) dx$$

Используя формулу вычисления криволинейного интеграла 2-ого рода (2.7.3) в обратную сторону получаем:

$$\begin{aligned} \int_a^b P(x, y_2(x)) dx - \int_a^b P(x, y_1(x)) dx &= \\ \int_{MLN} P(x, y) dx - \int_{MAN} P(x, y) dx &= \\ - \int_{NLM} P(x, y) dx - \int_{MAN} P(x, y) dx &= \\ - \oint_{K^+} P(x, y) dx & \end{aligned}$$

Аналогично можно показать, что $\iint_D \frac{\partial P}{\partial y} dxdy = \oint_{K^+} Q(x, y) dy$. Объединяя эти равенства получаем, что

$$\oint_{K^+} P(x, y) dx + Q(x, y) dy = \oint_{K^+} Q(x, y) dy - \left(- \oint_{K^+} P(x, y) dx \right) = \iint_D \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) dxdy$$

■

Замечание 2.9.2. Формула Грина работает в обе стороны. Вычисляется тот интеграл, который проще.

Следствие 2.9.3. С помощью формулы Грина можно получить формулу для площади фигуры через криволинейный интеграл 2-ого рода:

$$S = \iint_D dxdy = \left[\frac{P = -y/2}{Q = x/2} \right] \Rightarrow Q'_x - P'_y = 1 \Rightarrow \oint_{K^+} -\frac{y}{2} dx + \frac{x}{2} dy = \frac{1}{2} \oint_{K^+} xdy - ydx$$

2.10. Интегралы, не зависящие от пути интегрирования. Теорема о независимости интеграла от пути, равносильность I, II, III утверждений.

Пусть на $\check{AB} \in D$ определен $I = \int_{AB} Pdx + Qdy$, тогда

Def 2.10.1. Интеграл I называется независимым от пути интегрирования (далее НЗП), если

$$\forall M, N \in D: \int_{AMB} Pdx + Qdy = \int_{ANB} Pdx + Qdy$$

Теорема 2.10.2. Следующие утверждения равносильны:

- I. $\int_{AB} Pdx + Qdy$ не зависит от пути.
- II. $\oint_K Pdx + Qdy = 0$.
- III. $P'_y = Q'_x$ (везде в области D).
- IV. $\exists \Phi(x, y): d\Phi = Pdx + Qdy$.

Доказательство. $I \implies II$ (НЗП $\implies \oint = 0$)

Если интеграл не зависит от пути, то по определению:

$$\int_{AMB} = \int_{ANB} \implies \int_{AMB} - \int_{ANB} = 0 \implies \int_{AMB} + \int_{BNA} = 0 \implies \oint_K = 0$$

■

Доказательство. $I \Leftarrow II$ (НЗП $\Leftarrow \oint = 0$)

Пусть в области D есть некоторые точки M и N , тогда интеграл по контуру можно представить в виде:

$$\oint_K = 0 \implies \int_{AMB} + \int_{BNA} = 0 \implies \int_{AMB} - \int_{ANB} = 0 \implies \int_{AMB} = \int_{ANB}$$

Т.к. точки M и N выбраны произвольно $\in D$, то это выполняется для любых точек $M, N \implies$ интеграл не зависит от пути по определению. ■

Доказательство. $II \implies III$ ($\oint = 0 \implies P'_y = Q'_x$)

От противного: пусть

$$\exists M(x_0, y_0) \in D: P'_y \neq Q'_x \implies Q'_x - P'_y > 0$$

Знак больше выбран для определенности, можно и рассмотреть и с минусом: доказательство будет аналогичным.

Окружим точку $M(x_0, y_0)$ окрестностью $u_\varepsilon(M_0)$. Применим формулу Грина для $K = \Gamma_u$:

$$\begin{aligned} \oint_K Pdx + Qdy &= \iint_{u(M_0)} (Q'_x - P'_y) dx dy \\ Q'_x - P'_y > 0 &\implies \exists \delta \in \mathbb{R}^+: Q'_x - P'_y > \delta > 0 \\ \iint_{u(M_0)} (Q'_x - P'_y) dx dy &> \iint_{u(M_0)} \delta dx dy = \delta S(u(M_0)) > 0 \end{aligned}$$

Получаем, что $\oint_K Pdx + Qdy > 0$. Противоречие. ■

Доказательство. $II \Leftarrow III$ ($\oint = 0 \Leftarrow P'_y = Q'_x$)

Применяем формулу Грина:

$$\begin{aligned} P'_y = Q'_x &\implies Q'_x - P'_y = 0 \\ \int_D (Q'_x - P'_y) dx dy &= 0 = \oint_{K=\Gamma_D} Pdx + Qdy \end{aligned}$$

■

Доказательство. $I \implies IV$ (НЗП $\implies \exists \Phi(x, y)$)

Рассмотрим интеграл $\int_{AB} Pdx + Qdy$. Заменяем точку B на 'плавающую' (по дуге \check{AB}) точку $M(x, y)$. Получим:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y) &= \int_{AM} Pdx + Qdy \\ d\Phi &= \frac{\partial \Phi}{\partial x} dx + \frac{\partial \Phi}{\partial y} dy \end{aligned} \tag{1}$$

Покажем, что $\frac{\partial \Phi}{\partial x} = P(x, y)$. Рассмотрим частное приращение функции $\Phi(x, y)$ по x :

$$\Delta_x \Phi = \Phi(x + \Delta, y) - \Phi(x, y) = \int_{AM_1} - \int_{AM} = \int_{MM_1} = \int_{MM_1} P dx + Q dy$$

где точка M_1 имеет координаты $(x + \Delta, y)$. Т.к. интеграл не зависит от пути, то выберем удобный путь интегрирования $y = \text{const} \implies dy = 0$:

$$\int_{MM_1} P dx + Q dy = \int_{MM_1} P dx$$

Воспользуемся т. Лагранжа о среднем(1.9.2):

$$\exists \xi \in (x, x + \Delta): \int_{MM_1} P dx = P(\xi, y) \Delta x$$

В итоге получаем, что

$$\Phi(x + \Delta, y) - \Phi(x, y) = P(\xi, y) \Delta x$$

Подставим это в определение частной производной для $\frac{\partial \Phi}{\partial x}$:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Phi(x + \Delta x, y) - \Phi(x, y)}{\Delta x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} P(\xi, y) = \left[\begin{array}{l} \Delta x \rightarrow 0 \\ \xi \in (x, x + \Delta x) \end{array} \right] \implies \xi \rightarrow x = P(x, y)$$

Аналогично можно показать, что $\frac{\partial \Phi}{\partial y} = Q(x, y)$. Подставляя полученные выражения в (1) получаем искомое равенство. ■

Доказательство. III \Leftarrow IV ($P'_y = Q'_x \Leftarrow \exists \Phi(x, y)$)

Раскроем дифференциал функции $\Phi(x, y)$ по определению:

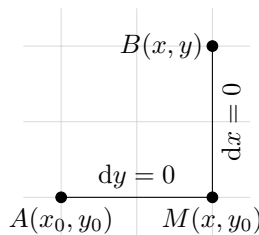
$$P dx + Q dy = d\Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial x} dx + \frac{\partial \Phi}{\partial y} dy$$

Далее возьмем частные производные P'_y и Q'_x :

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} = \frac{\partial Q}{\partial x}$$

■

Замечание 2.10.3. Функция $\Phi(x, y)$ называется потенциалом, либо первообразной для подынтегрального выражения.



Замечание 2.10.4. Если интеграл не зависит от пути, то часто бывает удобно рассмотреть путь $A(x_0, y_0) \rightarrow M(x, y_0) \rightarrow B(x, y)$. При таком подходе интеграл разбивается на два, причем в каждом из них половина обнуляется (т.к. $dx = 0$ либо $dy = 0$).

2.11. Интегралы, не зависящие от пути интегрирования. Теорема о независимости интеграла от пути, равносильность III, IV утверждений.

Замечание 2.11.1. Теорема 2.10.2 полностью доказана в предыдущем вопросе.

2.12. Следствие теоремы о независимости от пути (формула Ньютона-Лейбница).

Теорема 2.12.1. Формула Ньютона-Лейбница для интегралов, не зависящих от пути интегрирования

Пусть выполнены условия теоремы 2.10.2, тогда

$$\int_{AB} P dx + Q dy = \Phi(B) - \Phi(A)$$

Доказательство. Параметризуем дугу $\overset{\circ}{AB}$:

$$x = \varphi(t) \implies dx = x'_t dt$$

$$y = \psi(t) \implies dy = y'_t dt$$

$$t \in [t_1; t_2] \iff A \rightarrow B$$

Подставим это в исходный интеграл:

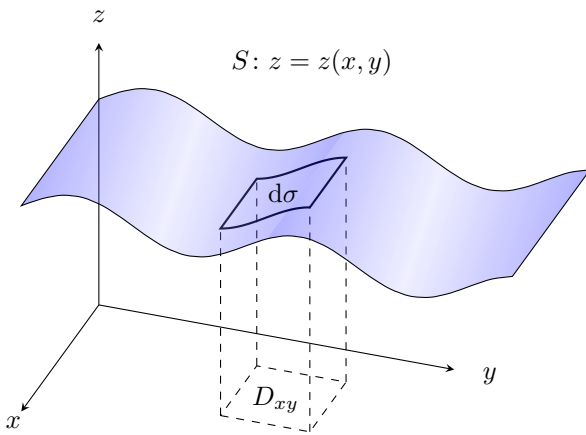
$$\int_{AB} Pdx + Qdy = \int_{AB} \frac{\partial \Phi}{\partial x} dx + \frac{\partial \Phi}{\partial y} dy = \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt} \right) dt$$

Заметим, что то, что стоит в скобках, это полная производная Φ по t . Тогда имеем:

$$\int_{t_1}^{t_2} \frac{d\Phi(x(t), y(t))}{dt} dt = \Phi(x(t), y(t)) \Big|_{t_1}^{t_2} = \Phi(B) - \Phi(A)$$

■

2.13. Поверхностный интеграл 1-го рода: определение, свойства, вычисление, геометрический и физический смысл.



Пусть $f(x, y, z)$ это плотность распределения некоторой скалярной величины. Введена ДПСК, поверхность простая $z = z(x, y)$.

Элемент поверхности $d\sigma$ вырезается координатными плоскостями $x = const, y = const$. Выделим элементарную массу dm . Умножая среднюю плотность на размер элементарного участка получаем $dm = f(x, y, z)d\sigma$. Полную массу получим 'суммированием':

$$m = \iint_S dm = \iint_S f(x, y, z)d\sigma$$

Получили поверхностный интеграл 1-ого рода (по участку поверхности).

Замечание 2.13.1. Физический смысл поверхностного интеграла 1-ого рода вытекает из его построения: он равен массе участка неоднородной поверхности.

Замечание 2.13.2. О математическом определении

Поверхностный интеграл 1-ого рода можно определить математически аналогично уже рассмотренным интегралам:

1. Дробим S плоскостями $x = const, y = const$ на элементарные участки $\Delta\sigma_i$.
2. В каждом участке выбираем среднюю точку $M_i(\xi_i, \eta_i, \zeta_i)$ и вычисляем $f(M_i)$.
3. Составляем предел интегральных сумм и переходим к интегралу:

$$\lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ \tau \rightarrow 0}} \sum_{i=1}^n f(\xi_i, \eta_i, \zeta_i) \Delta\sigma_i$$

Замечание 2.13.3. О вычислении

Введем параметризацию $z = z(x, y)$ и спроецируем поверхность на плоскость Oxy , т.е. $D_{xy} = S_{пр. xy}$. Получим

$$\iint_S f(x, y, z)d\sigma = \iint_{D_{xy}} f(x, y, z(x, y)) \sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2} dx dy$$

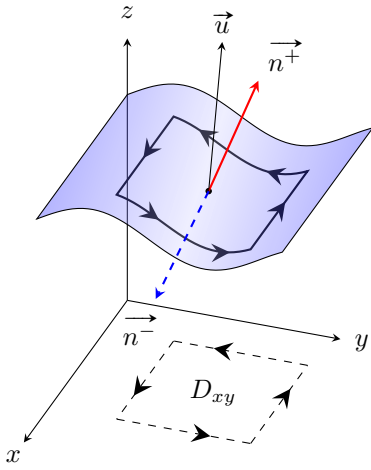
При необходимости можно вводить другую параметризацию и проектировать поверхность на другую координатную плоскость.

Замечание 2.13.4. С помощью поверхностного интеграла 1-ого рода можно найти площадь поверхности следующим образом:

$$S_{пов.} = \iint_S d\sigma$$

2.14. Поверхностный интеграл 2-го рода как поток жидкости через поверхность.

Замечание 2.14.1. О поверхности, обходе участка и направлении нормали. Постановка задачи



Будем рассматривать только двусторонние поверхности. Положительной нормалью \vec{n}^+ будет называть ту нормаль, у которой угол с осью Oz меньше 90 градусов. Сторону S с положительной нормалью будет называть *верхней*. Дуально определим отрицательную нормаль и *нижнюю* сторону поверхности. Согласуем обходы S и $D_{xy} = S_{\text{пр. } xy}$

Пусть через данный участок поверхности течет жидкость со скоростью \vec{v} и плотностью ρ . Вычислим количество жидкости, проходящей через t за единицу времени t . Будем считать поток положительным, если он течет в направлении положительной нормали и отрицательным если в направлении отрицательной.

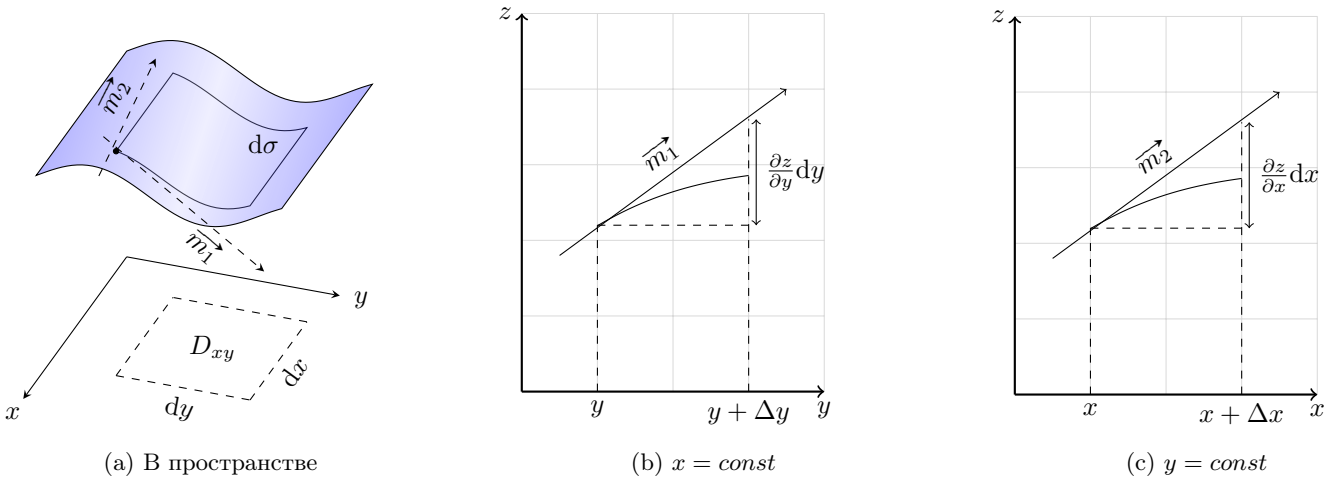
Рассмотрим более простую задачу: пусть поверхность S плоская, а $v = \text{const}$. Тогда жидкость, которая протечет через участок поверхности, может рассматриваться как наклонный цилиндр. Найдём его объем по известной формуле $V = h \cdot S_{\text{осн.}}$, причем высота будет равна проекции скорости на нормаль, умноженной на время. Таким образом поток Π будет равен $\Pi = V = (\vec{v} \cdot \vec{n}_0) \Delta t S$.

Теперь вернемся к исходной задаче: поверхность S криволинейная и через неё действует некоторая векторная величина $\vec{F} = (P, Q, R)$. Тогда полученную ранее формулу можно использовать для вычисления элементарного потока $d\Pi = (\vec{F} \cdot \vec{n}_0) d\sigma$. Переход к вычислению всего потока осуществляется с помощью двойного интеграла:

$$\Pi = \iint_S d\Pi = \iint_S (\vec{F} \cdot \vec{n}_0) d\sigma \quad (\text{SIV})$$

Полученный интеграл называется поверхностным интегралом 2-ого рода в векторной форме.

Замечание 2.14.2. Найдём связь между $d\sigma$ и $dx dy$



Проведем касательные \vec{m}_1 и \vec{m}_2 в плоскостях $x = \text{const}$ и $y = \text{const}$. Их векторное произведение будет задавать нормаль к поверхности в этой точке: $\vec{n} = \vec{m}_1 \times \vec{m}_2$. Значит площадь элементарного параллелограмма, построенного на m_1 и m_2 , будет $\approx d\sigma$ с точностью до б.м. более высокого порядка.

Вычислим полученное векторное произведение:

$$\begin{aligned} \vec{m}_1 &= (0, dy, \frac{\partial z}{\partial y} dy) & \vec{m}_2 &= (dx, 0, \frac{\partial z}{\partial x} dx) \\ \vec{n} = m_1 \times m_2 &= \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & dy & \frac{\partial z}{\partial y} dy \\ dx & 0 & \frac{\partial z}{\partial x} dx \end{vmatrix} = \underbrace{\left(\frac{\partial z}{\partial x}, \frac{\partial z}{\partial y}, -1 \right)}_{\vec{p}} dx dy \end{aligned}$$

Нормируем и домножим на -1 полученный вектор \vec{p} , чтобы получить единичный вектор в направлении положительной нормали \vec{n}_0^+ :

$$n_0^+ = \frac{(-z'_x, -z'_y, 1)}{\sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2}} \Rightarrow \cos \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2}}$$

Итак, площадь элементарного параллелограмма будет равна:

$$d\sigma = |\vec{n}| \approx \sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2} |dxdy| = \frac{1}{|\cos \gamma|} |dxdy| \Rightarrow dxdy \approx \pm \cos \gamma d\sigma$$

Аналогично $dxdz = \pm \cos \beta d\sigma$, $dydz = \pm \cos \alpha d\sigma$.

Замечание 2.14.3. $d\sigma > 0$ как площадь элементарного участка. $dxdy$, $dxdz$, $dydz$ это проекции $d\sigma$ и их знак зависит от обхода $d\sigma$, т.е. от знака нормали \vec{n} . Далее опустим \pm , т.к. косинус учитывает знак, т.е. при $dxdy < 0$ будет $\cos \gamma < 0$.

Переведем полученную ранее формулу для поверхностного интеграла 2-ого рода в координатную форму:

$$\iint_S (\vec{F} \cdot \vec{n}_0) d\sigma = \iint_S (P, Q, R) \cdot (\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma) d\sigma = \iint_S (P \cos \alpha + Q \cos \beta + R \cos \gamma) d\sigma \quad (\text{SIC})$$

Подставим в это выражение полученные формулы связи $d\sigma$ с $dxdy$, $dxdz$ и $dydz$. Получим формулу для поверхностного интеграла 2-ого рода в проекциях:

$$\iint_S P dydz + Q dxdz + R dxdy \quad (\text{SIP})$$

2.15. Связь между поверхностными интегралами 1-го и 2-го рода.

Связь между поверхностными интегралами первого и второго рода была получена при нахождении формулы для поверхностного интеграла 2-ого рода в проекциях (SIC):

$$\underbrace{\iint_S (\vec{F} \cdot \vec{n}_0) d\sigma}_{\text{II род}} = \underbrace{\iint_S (P \cos \alpha + Q \cos \beta + R \cos \gamma) d\sigma}_{\text{I род}}$$

Формулы для нахождения направляющих косинусов также же были получены в предыдущем вопросе:

$$\cos \alpha = \frac{\mp z'_x}{\sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2}} \quad \cos \beta = \frac{\mp z'_y}{\sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2}} \quad \cos \gamma = \frac{\pm 1}{\sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2}} \quad (\text{ANG})$$

2.16. Поверхностный интеграл 2-ого рода: математическое определение, вычисление, свойства.

Замечание 2.16.1. О математическом определении

Чтобы математически определить поверхностный интеграл 2-ого рода, сначала отдельно определяются интегралы в проекциях на координатные плоскости, после чего вычисляется их сумма. При построении поверхностного интеграла 2-ого в проекциях была получена соответствующая формула связи (SIC \rightarrow SIP):

$$\underbrace{\iint_S (P \cos \alpha + Q \cos \beta + R \cos \gamma) d\sigma}_{\text{I род}} = \underbrace{\iint_S P dydz + Q dxdz + R dxdy}_{\text{II род}}$$

Замечание 2.16.2. О вычислении

Рассмотрим криволинейный интеграл 2-ого рода в проекциях (SIP):

$$\iint_S P dydz + Q dxdz + R dxdy$$

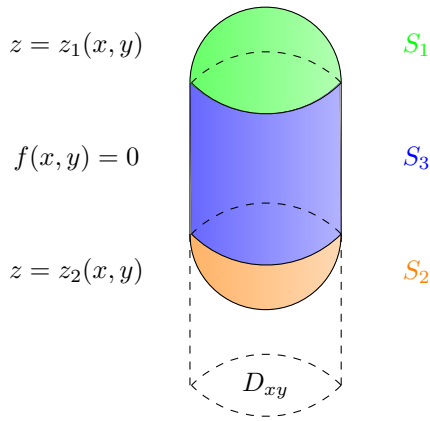
Спроецируем поверхность S на координатную плоскость Oxy , получим некоторую область D_{xy} :

$$\iint_S R(x, y, z) dxdy = \pm \iint_{D_{xy}} R(x, y, z(x, y)) dxdy \quad (\star)$$

Знак \pm ставится потому, что в поверхностном интеграле $dxdy \approx \cos \gamma d\sigma$ это проекция и косинус учитывает знак (т.е. направление обхода $d\sigma$). А в двойном интеграле $dxdy$ это площадь элементарного участка $\Rightarrow dxdy > 0$.

Таким образом вычисление поверхностного интеграла 2-ого рода в проекциях сводится к вычислению трех двойных интегралов в проекции на каждую из координатных плоскостей (но нужно не забывать про знаки).

2.17. Теорема Гаусса-Остроградского.



Пусть дано правильное в направлении Oz замкнутое тело T , образованное поверхностями S_1 , S_2 и S_3 . В области, содержащей тело, определена тройка скалярных функций $P(x, y, z)$, $Q(x, y, z)$, $R(x, y, z)$, каждая из которых дифференцируема и имеет непрерывные частные производные.

Теорема 2.17.1. Теорема Гаусса-Остроградского.

При выполнении условий, описанных выше, справедливо равенство

$$\iiint_T \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} + \frac{\partial R}{\partial z} \right) dx dy dz = \oint_{S_T} (P \cos \alpha + Q \cos \beta + R \cos \gamma) d\sigma$$

Доказательство. Рассмотрим одну из частей тройного интеграла и перейдем к повторному:

$$\iiint_T \frac{\partial R}{\partial z} dx dy dz = \iint_{D_{xy}} dx dy \int_{z_2(x, y)}^{z_1(x, y)} \frac{\partial R}{\partial z} dz = \iint_{D_{xy}} R(x, y, z_1(x, y)) dx dy - \iint_{D_{xy}} R(x, y, z_2(x, y)) dx dy$$

Теперь, используя формулу вычисления (★) в обратную сторону, перейдем к поверхностному интегралу:

$$\iint_{D_{xy}} R(x, y, z_1(x, y)) dx dy - \iint_{D_{xy}} R(x, y, z_2(x, y)) dx dy = \iint_{S_1^+} R(x, y, z) dx dy + \iint_{S_2^-} R(x, y, z) dx dy$$

Заметим, что

$$\gamma_3 = 90^\circ \implies \cos \gamma d\sigma = 0 = dx dy \implies \iint_{S_3^+} R(x, y, z) d\sigma = 0$$

поэтому этот интеграл можно добавить к полученному ранее выражению и собрать три полученных поверхностных интеграла в один интеграл по поверхности тела:

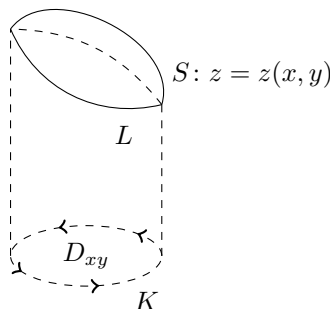
$$\iint_{S_1^+} R(x, y, z) dx dy + \iint_{S_2^-} R(x, y, z) dx dy + \iint_{S_3^+} R(x, y, z) dx dy = \oint_{S_T} R(x, y, z) dx dy = \oint_{S_T} R \cos \gamma d\sigma$$

Таким образом мы получили первое слагаемое в поверхностном интеграле в правой части формулы. Аналогично можно показать, что

$$\iiint_T \frac{\partial P}{\partial x} dx dy dz = \oint_{S_T} P \cos \alpha d\sigma \quad \iiint_T \frac{\partial Q}{\partial y} dx dy dz = \oint_{S_T} Q \cos \beta d\sigma$$

■

2.18. Теорема Стокса.



Пусть поверхность S опирается на замкнутый контур L . $D_{xy} = S_{\text{пр. } Oxy}$, $K = L_{\text{пр. } Oxy}$

В области, содержащей S , определена тройка скалярных функций $P(x, y, z)$, $Q(x, y, z)$, $R(x, y, z)$, каждая из которых дифференцируема и имеет непрерывные частные производные.

Теорема 2.18.1. Теорема Стокса.

При выполнении условий, описанных выше, справедливо равенство

$$\iint_S \left(\frac{\partial P}{\partial z} \cos \beta - \frac{\partial P}{\partial y} \cos \gamma \right) + \left(\frac{\partial Q}{\partial x} \cos \gamma - \frac{\partial Q}{\partial z} \cos \alpha \right) + \left(\frac{\partial R}{\partial y} \cos \alpha - \frac{\partial R}{\partial x} \cos \beta \right) d\sigma = \oint_{L^+} P dx + Q dy + R dz$$

Доказательство. Рассмотрим слагаемое $\oint_{L^+} P dx$ в интеграле в правой части. Применяя формулу вычисления в обратную сторону, получаем, что

$$\oint_{L^+} P dx = \oint_{K^+} P(x, y, z(x, y)) dx + 0 dy \stackrel{2.9.1}{=} \iint_{D_{xy}} \left(0 - \frac{\partial P}{\partial y} \right) dx dy = - \iint_{D_{xy}} \frac{\partial P}{\partial y} dx dy \quad (1)$$

Возьмем производную в подынтегральном выражении, учитывая то, что x и y это независимые переменные, а P — сложная функция:

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \frac{\partial P}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial y} = \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial y}$$

Первое слагаемое будет равно нулю, т.к. x и y это независимые переменные. Подставим это в (1), а также заменим $dx dy$ на $\cos \gamma d\sigma$:

$$- \iint_{D_{xy}} \left(\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial y} \right) \cos \gamma d\sigma = - \iint_{D_{xy}} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \cos \gamma + \frac{\partial P}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial y} \cos \gamma \right) d\sigma \quad (2)$$

Упростим второе слагаемое, используя полученные ранее формулы для косинусов (ANG):

$$\frac{\partial z}{\partial y} \cos \gamma = \frac{z'_y}{\sqrt{1 + (z'_x)^2 + (z'_y)^2}} = -\cos \beta \quad (3)$$

Подставим (3) в (2) и получим:

$$- \iint_{D_{xy}} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \cos \gamma - \frac{\partial P}{\partial z} \cos \beta \right) d\sigma = \iint_{D_{xy}} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \cos \beta - \frac{\partial P}{\partial y} \cos \gamma \right) d\sigma$$

Таким образом мы получили первое слагаемое в поверхностном интеграле в левой части формулы. Аналогично можно рассмотреть $\oint_{L^+} Q dy$, $\oint_{L^+} R dz$ получить и оставшиеся два слагаемых. ■

Замечание 2.18.2. Формулу Стокса можно записать в другом виде, если собрать коэффициенты при косинусах:

$$\iint_S \left(\frac{\partial R}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial z} \right) \cos \alpha d\sigma + \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial x} \right) \cos \beta d\sigma + \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) \cos \gamma d\sigma = \oint_{L^+} P dx + Q dy + R dz$$

Также можно представить интеграл в левой части в виде поверхностного интеграла 2-ого рода:

$$\iint_S \left(\frac{\partial R}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial z} \right) dy dz + \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial x} \right) dx dz + \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) dy dz = \oint_{L^+} P dx + Q dy + R dz$$

2.19. Скалярное и векторное поля: определения, геометрические характеристики. Дифференциальные и интегральные характеристики полей (определения).

Def 2.19.1. Скалярная функция $u = u(x, y, z): \mathbb{R}^3 \rightarrow \mathbb{R}$ называется скалярным полем.

Def 2.19.2. Тройка скалярных функций $P(x, y, z)$, $Q(x, y, z)$, $R(x, y, z)$, действующих из \mathbb{R}^3 в \mathbb{R} определяют векторное поле, т.е. векторную величину $\vec{F} = (P, Q, R)$, действующую в каждой точке пространства.

	Скалярное поле	Векторное поле
Геометрические характеристики	Линии (поверхности) уровня $u(x, y) = const.$	Векторные линии и векторные трубки
Дифференциальные характеристики	Производная по направлению и градиент $\frac{\partial u}{\partial s} = \vec{\nabla} u \cdot \vec{s}_0$ $\overrightarrow{\text{grad}} u = \vec{\nabla} u = \left(\frac{\partial u}{\partial x}; \frac{\partial u}{\partial y}; \frac{\partial u}{\partial z} \right)$	Дивергенция и ротор(вихрь) $\text{div } \vec{F} \stackrel{\text{def}}{\Longleftrightarrow} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} + \frac{\partial R}{\partial z} \stackrel{\text{def}}{\Longleftrightarrow} \vec{\nabla} \cdot \vec{F}$ $\text{rot } \vec{F} \stackrel{\text{def}}{\Longleftrightarrow} \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \vec{\nabla}_x & \vec{\nabla}_y & \vec{\nabla}_z \\ \vec{F}_x & \vec{F}_y & \vec{F}_z \end{vmatrix} \stackrel{\text{def}}{\Longleftrightarrow} \vec{\nabla} \times \vec{F}$
Интегральные характеристики	TODO: Кажется их нет	Поток и циркуляция $\Pi \stackrel{\text{def}}{\Longleftrightarrow} \iint_S \vec{F} \vec{n}_0 d\sigma \stackrel{\text{def}}{\Longleftrightarrow} \iint_S \vec{F}_n d\sigma$ $\Gamma = \oint_L \vec{F} d\vec{l}$

Def 2.19.3. Векторная линия векторного поля это кривая, в каждой точке которой вектор поля \vec{F} является касательным к ней.

Def 2.19.4. Объединении непересекающихся векторных линий называется векторной трубкой.

Замечание 2.19.5. Отыскание векторных линий сводится к нахождению интегральных кривых из условия

$$\frac{dx}{P} = \frac{dy}{Q} = \frac{dz}{R}$$

Пример 2.19.6. Дано векторное поле $\vec{F} = y\vec{i} - x\vec{j}$. Требуется найти векторную линию, проходящую через $M_0(1, 0)$.

В данном примере $P(x, y) = y$, а $Q(x, y) = -x$. Составим ДУ и решим его:

$$\frac{dx}{y} = \frac{dy}{-x} \implies xdx + ydy = 0 \implies \frac{x^2}{2} + \frac{y^2}{2} = C$$

Подставим начальные условия $y(1) = 0$:

$$\begin{cases} x^2 + y^2 = 2C \\ 1 + 0 = 2C \end{cases} \implies x^2 + y^2 = 1$$

Def 2.19.7. Оператор Гамильтона/Набла

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}; \frac{\partial}{\partial y}; \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

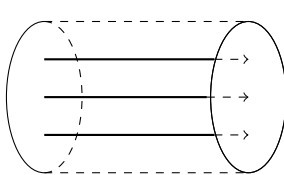
Def 2.19.8. Оператор Лапласа (лапласиан)

$$\Delta = \vec{\nabla}^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}; \frac{\partial^2}{\partial y^2}; \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$$

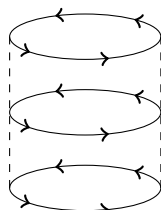
2.20. Виды векторных полей и их свойства (теоремы о поле градиента и поле вихря).

Def 2.20.1. Если $\text{rot } \vec{F} = 0$, то поле \vec{F} называется безвихревым.

Def 2.20.2. Если $\text{div } \vec{F} = 0$, то поле \vec{F} называется соленоидальным.



(a) $\text{rot } \vec{F} = 0$



(b) $\text{div } \vec{F} = 0$

Замечание 2.20.3. Безвихревому полю соответствуют незамкнутые векторные линии, а соленоидальному — замкнутые.

Замечание 2.20.4. В действительности поле может быть сложнее, но можно показать, что всякое поле является композицией этих двух типов.

Def 2.20.5. Векторное поле \vec{F} называется потенциальным, если

$$\exists u(x, y, z): \vec{F} = \vec{\nabla} u$$

Функция $u(x, y, z)$ в этом случае называется скалярным потенциалом поля \vec{F} .

Теорема 2.20.6. Всякое безвихревое потенциально. Другими словами

$$\text{rot } \vec{F} = 0 \iff \exists u(x, y, z): \vec{F} = \vec{\nabla} u$$

Доказательство. \implies По определению ротора (в координатной форме):

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{F} &= \left(\frac{\partial R}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) \vec{k} = 0 \\ \frac{\partial R}{\partial y} &= \frac{\partial Q}{\partial z} \quad \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial R}{\partial x} \quad \frac{\partial Q}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial y} \end{aligned}$$

Подберем $u(x, y, z)$ так, чтобы $u'_x = P$, $u'_y = Q$ и $u'_z = R$. Тогда:

$$\frac{\partial R}{\partial y} = \frac{\partial^2 u}{\partial y \partial z} = \frac{\partial Q}{\partial z}$$

\Leftarrow Пусть $\exists u(x, y, z): \vec{F} = \vec{\nabla} u$. Тогда по определению ротора (в векторной форме):

$$\text{rot } \vec{F} = \text{rot } \vec{\nabla} u = \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \cdot u = \underbrace{(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla})}_{=0} \cdot u = 0$$

Следствие 2.20.7.

$$\text{rot } \vec{\nabla} u = 0$$

Теорема 2.20.8.

$$\text{div rot } \vec{F} = 0$$

Доказательство. По определению дивергенции и ротора (в векторной форме)

$$\text{div rot } \vec{F} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{F}) = \underbrace{(\vec{\nabla} \times \vec{\nabla})}_{=0} \cdot \vec{F} = 0$$

2.21. Механический смысл потока и дивергенции.

Теорема 2.21.1. О механическом смысле потока

Поток это количество жидкости, протекающей за единицу времени через площадку S в заданном направлении.

Доказательство. Механический смысл потока был выяснен при построении поверхностного интеграла 2ого рода.

Теорема 2.21.2. О механическом смысле дивергенции

Дивергенция $\text{div } \vec{F}(M_0)$ это мощность мощность точечного источника поля \vec{F} .

Доказательство. Рассмотрим равенство в т. Гаусса-Остроградского (2.17.1):

$$\iiint_T \text{div } \vec{F} dv = \oiint_{S_T} \vec{F} d\vec{\sigma} = \Pi$$

Выберем в пространстве, где действует \vec{F} , точку M_0 и окружим её объемом в границей S . К тройному интегралу в левой части равенства применима т. Лагранжа о среднем:

$$\exists M \in V: \iiint_T \text{div } \vec{F} dv = \text{div } \vec{F}(M) \cdot V$$

Будем стягивать выделенный ранее объем в точку M_0 , получим

$$\begin{aligned} \lim_{\substack{M \rightarrow M_0 \\ V \rightarrow 0}} \text{div } \vec{F}(M) \cdot V &= \lim_{\substack{M \rightarrow M_0 \\ V \rightarrow 0}} \Pi \quad | : V \\ \text{div } \vec{F}(M_0) &= \frac{\Pi}{V} \end{aligned}$$

Выражение в правой части это и есть мощность точечного источника.

Следствие 2.21.3. Таким образом т. Гаусса-Остроградского (2.17.1) утверждает, что поток равен сумме мощностей точечных источников.

2.22. Механический смысл вихря и циркуляции.

Теорема 2.22.1. О механическом смысле ротора (вихря)

Ротор равен отношению циркуляции к площадке, т.е. работе силы вдоль бесконечно малого контура.

Доказательство. Рассмотрим равенство в т. Стокса (2.18.1):

$$\iint_S \operatorname{rot} \vec{F} d\vec{\sigma} = \oint_{L^+} \vec{F} d\vec{l} \stackrel{\text{def}}{=} \Gamma$$

Выделим в пространстве, где действует \vec{F} , поверхность S , окруженную контуром L . К двойному интегралу в левой части равенства применима т. Лагранжа о среднем:

$$\exists M \in S: \iint_S \operatorname{rot} \vec{F} d\vec{\sigma} = \operatorname{rot} \vec{F}(M) \cdot S$$

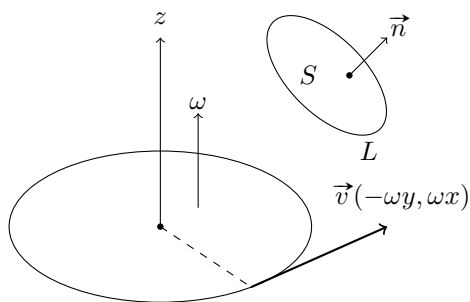
Будем стягивать выделенную ранее поверхность в точку M_0 , получим

$$\lim_{\substack{M \rightarrow M_0 \\ S \rightarrow 0}} \operatorname{rot} \vec{F}(M) \cdot S = \lim_{\substack{M \rightarrow M_0 \\ S \rightarrow 0}} \frac{\Gamma}{S} \quad | : S$$

$$\operatorname{rot} \vec{F}(M_0) = \frac{\Gamma}{S}$$

Теорема 2.22.2. О механическом смысле циркуляции

Циркуляция это работа поля по вращению бесконечно малого колеса.



Рассмотрим поле линейных скоростей плоско вращающегося тела

$$\vec{v} = \underbrace{-\omega y}_P \vec{i} + \underbrace{\omega x}_Q \vec{j}$$

где $\omega = \text{const}$ — угловая скорость, которая перпендикулярна плоскости вращения.

Доказательство. Рассмотрим плоскую площадку S , расположенную под углом γ к Oz и ограниченную контуром L . Найдём циркуляцию по этому контуру:

$$\Gamma_L = \oint_{L^+} P dx + Q dy \stackrel{2.9.1}{=} \iint_{D_{xy}} \left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right) dx dy$$

$$\Gamma_L = \oint_{L^+} -\omega y dx + \omega x dy \stackrel{2.9.1}{=} \iint_{D_{xy}} 2\omega dx dy$$

Т.к. D_{xy} это проекция S на плоскость Oxy , то $dx dy = \cos \gamma d\sigma$ (пусть $\cos \gamma > 0$). Получаем

$$\Gamma_L = \iint_{D_{xy}} 2\omega dx dy = \iint_S 2\omega \cos \gamma d\sigma = 2\omega_n \iint_S d\sigma = 2\omega_n S_{\text{площадь}}$$

Где ω_n это проекция угловой скорости на нормаль к поверхности S .

Следствие 2.22.3. Таким образом, если $\vec{n}_S \perp \vec{\omega}$, то работа равна нулю.

При этом, если учесть механический смысл ротора (2.22.1), то

$$\operatorname{rot} \vec{F}(M_0) = \frac{\Gamma}{S} = 2\omega_n$$

2.23. Векторная запись теорем теории поля и их механический смысл.

Теорема 2.23.1. О потенциале

$$\int_L Pdx + Qdy + Rdz \text{ НЗП} \iff \oint_K = 0 \iff \begin{cases} R'_y = Q'_z \\ P'_z = R'_x \\ Q'_x = P'_y \end{cases} \iff \exists u(x, y, z): \vec{\nabla} u = \vec{F}$$

Доказательство. Как было показано ранее (2.20.6) последнее равенство равносильно тому, что $\text{rot } \vec{F} = 0$. Таким образом

$$\text{rot } \vec{F} = 0 = \oint_K = \Gamma$$

■

Теорема 2.23.2. Теорема Стокса.

$$\iint_S \text{rot } \vec{F} \cdot \vec{n}_0 \cdot d\sigma = \int_L \vec{F} d\vec{l} = \Gamma$$

Доказательство. Теорема Стока в координатной форме уже доказана (2.18.1). Запишем её:

$$\iint_S \underbrace{\left(\frac{\partial R}{\partial y} - \frac{\partial Q}{\partial z} \right)}_{\text{rot } \vec{F}_x} \cos \alpha d\sigma + \underbrace{\left(\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial R}{\partial x} \right)}_{\text{rot } \vec{F}_y} \cos \beta d\sigma + \underbrace{\left(\frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{\partial P}{\partial y} \right)}_{\text{rot } \vec{F}_z} \cos \gamma d\sigma = \oint_{L^+} Pdx + Qdy + Rdz$$

Заметим, что в скобках перед косинусами находятся соответствующие проекции ротора на координатные оси. Учитывая то, что $\vec{n}_0 = (\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$, получаем:

$$\iint_S \text{rot } \vec{F} \cdot \vec{n}_0 d\sigma = \int_{L^+} \vec{F} d\vec{l}$$

■

Теорема 2.23.3. Теорема Гаусса-Остроградского.

$$\iiint_T \text{div } \vec{F} dV = \oiint_{S_T} \vec{F} \cdot \vec{n}_0 d\sigma$$

Доказательство. Теорема Гаусса-Остроградского в координатной форме уже доказана (2.17.1). Запишем её:

$$\iiint_T \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} + \frac{\partial R}{\partial z} \right) dx dy dz = \oiint_{S_T} (P \cos \alpha + Q \cos \beta + R \cos \gamma) d\sigma$$

Заметим, что под тройным интегралом в левой части выражения находится дивергенция поля \vec{F} . Тогда

$$\iiint_T \text{div } \vec{F} dv = \oiint_{S_T} \vec{F} \cdot \vec{n}_0 d\sigma$$

■

Замечание 2.23.4. Эти три теоремы устанавливают связь между содержанием величин внутри области и их расходом на границе области. Таким образом они все являются вариациями формулы Ньютона-Лейбница.